

論 文

帶電粒子の位相平面軌跡による定在波型 電界カーテン理論特性

青山道夫*, 増田閃一**

(1977年6月3日受理)

Theoretical Characteristics of the Electric Curtain of Standing Wave Type Derived from Phase-Plane Approach

M. AOYAMA* and S. MASUDA**

(Received June 3, 1977)

The particle trapping characteristics of an electric curtain of standing wave type against viscous drag of air flow is analized, considering the non-linear effect of particle motion. The phase-plane approach is utilized, where the stability in particle motion in trapped state is predicted from the appearance of a limit cycle in the phase-plane. The results obtained are compared with experiments, and it is concluded that this method provides a very good approximation of the trapping characteristics, much better than those obtained from a linear approximation method.

1. はじめに

電界カーテンの諸特性を解析する場合、従来は線形近似法がもっぱら使われてきた。定在波型電界カーテンの場合、電気力学的阻止ポテンシャルの概念を導入し、座標に関する負の勾配を計算することで、電気力学的阻止力が定式化できることが報告されている。得られた式は、幾何学的な電極形状因子とその他の物理的因素（帶電粒子の特性量、電源電圧、周波数等）との積の形で表わされ、電界カーテンの性能評価関数の一つになっている^{1,2,5)}。また進行波型電界カーテンの場合も、同様の手法によって帶電粒子の移動速度を含む電気力学的阻止力の定式化がなされている^{3,4)}。いずれの場合も、定式化さ

れた性能評価関数から、ただちに特性におよぼす種々のパラメータの寄与を理論的に洞察でき、電界カーテン装置の設計や応用上の指針を得ることができる。しかし粒子の振動振幅が大きい場合（たとえば帶電量が極端に大きいときや電源周波数が低いとき）には、運動姿態本来の非線形効果が顕著にあらわれてくるので、帶電粒子の運動モードも根本的に異なり、線形近似理論を適用して現象を解析することにも限界がでてくる。

したがって非線形効果まで考慮して電界カーテンの阻止特性を解析する必要があるが、その一つの手段として、帶電粒子の運動方程式の解を直接数値的に求める計算機シミュレーションの手法がある。しかしこの方法では非常に長時間の計算を要するので、起こりうるすべての粒子運動を包括する統一的な特性を把握するのは容易でなく、今までに行なわれたものはとくに重要な一部の現象のみを解析した段階に終わっている^{1,3,4)}。もちろんこの方法で帶電粒子の大きさ外力の大きさ、電界カーテンの構造や駆動条件等各種パラメータの広い範囲に対して、粒子阻止限界を求めることは原理的には可能であるが、膨大な量の計算と多大の時間を要することは論を待

* 株式会社安川電機製作所開発研究所 (806 北九州市八幡西区藤田 2346)

Institute of Development, Yaskawa Electric Mfg. Co., Ltd., 2346, Fujita, Yahatanishi-ku, Kitakyushu 806, Japan

** 東京大学工学部電気工学科 (113 東京都文京区本郷 7-3-1)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, University of Tokyo, 7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

たない。

そこで平面配列の定在波電界カーテンについて以下に述べるように、運動方程式を無次元規格化し位相平面で計算機シミュレーションを行ない、非線形振動論の立場から振動モードの安定性を、リミットサイクルが現われるか否かで判別し、電界カーテンの帶電粒子阻止特性を調べることを試みた。

本論文はこのリミットサイクル・アプローチで電界カーテンの非線形領域での安定性を議論したものであり、電界カーテン応用装置の今後の設計や利用上に大きな価値を有するものと思われる。

2. 帯電粒子の無次元化された運動方程式

円筒電極を同一平面上に配設した平面型の電界カーテンについて、図1に示すように x 方向(負方向)のみに外力(この場合は空気流による粘性力)の存在を仮定した場合の帶電粒子の運動方程式は、次の規格化座標系と規格化時間

$$X=x/b \quad [-], \quad Y=y/b \quad [-]$$

$$T=\Omega t/2 \quad [-]$$

を導入すると(1)式、(2)式のように表わされる。ただし電極近傍における空気流の乱れは無視している。

$$d^2X/dT^2+2\alpha \cdot dX/dT=\beta f_X(X, Y) \cdot \cos 2T-\gamma \quad (1)$$

$$d^2Y/dT^2+2\alpha \cdot dY/dT=\beta f_Y(X, Y) \cdot \cos 2T \quad (2)$$

ここで

$$\alpha=6\pi\eta A\Omega b/M\Omega^2b \quad [-] \quad (3)$$

$$\beta=4\pi Q(V_g/P)/M\Omega^2b \quad [-] \quad (4)$$

γ =無次元外力パラメータ

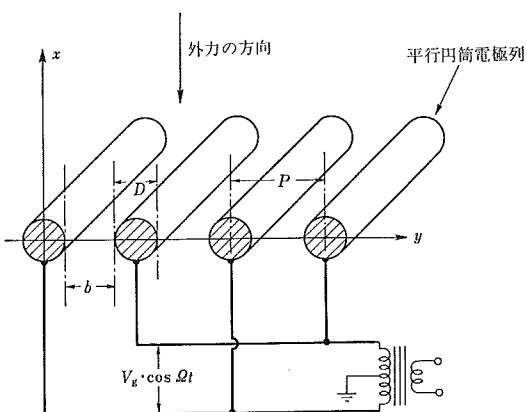


図1 平面型定在波電界カーテン
Fig. 1 Electric curtain of standing wave type.

$$=24\pi\eta AU/M\Omega^2b \quad [-] \quad (5)$$

$f_X(X, Y)$ =無次元電界の X 成分

$$\doteq \frac{1}{M_0} \sinh\left(\frac{b\pi X}{P}\right)$$

$$\times \left[\begin{array}{l} \cos\left(\frac{b}{P}\pi\left(Y-\frac{d}{D}\right)\right) \\ \cosh^2\left(\frac{b\pi X}{P}\right)-\cos^2\left\{\frac{b}{P}\pi\left(Y-\frac{d}{D}\right)\right\} \end{array} \right. \\ \left. + \frac{\cos\left(\frac{b}{P}\pi\left(Y+\frac{d}{D}\right)\right)}{\cosh^2\left(\frac{b\pi X}{P}\right)-\cos^2\left\{\frac{b}{P}\pi\left(Y+\frac{d}{D}\right)\right\}} \right] \quad [-] \quad (6)$$

$f_Y(X, Y)$ =無次元電界の Y 成分

$$\doteq \frac{1}{M_0} \cosh\left(\frac{b\pi X}{P}\right)$$

$$\times \left[\begin{array}{l} \sin\left(\frac{b}{P}\pi\left(Y-\frac{d}{D}\right)\right) \\ \cosh^2\left(\frac{b\pi X}{P}\right)-\cos^2\left\{\frac{b}{P}\pi\left(Y-\frac{d}{D}\right)\right\} \end{array} \right. \\ \left. + \frac{\sin\left(\frac{b}{P}\pi\left(Y+\frac{d}{D}\right)\right)}{\cosh^2\left(\frac{b\pi X}{P}\right)-\cos^2\left\{\frac{b}{P}\pi\left(Y+\frac{d}{D}\right)\right\}} \right] \quad [-] \quad (7)$$

ここで f_X, f_Y は2線代用電荷法による電界の算定式⁶⁾であるが、実用的な面で重要な電極パターン(b/D)が2の場合に議論を限定すると、円筒内でかつ y 軸上に配設する最適な2本の代用電荷間隔 $2d$ と円筒電極の直径 D の関係および電位係数 M_0 は次のようになる。

$$2d=0.2131D \quad [m], \quad M_0=5.3569 \quad [-]$$

その他(3)~(7)式で使用した記号の意味は次のとおりである。

M : 粒子質量 ($=4/3 \cdot \pi\rho A^3$) [kg]

A : 粒子半径 [m]

ρ : 粒子密度 [kg/m^3]

η : 空気粘性係数 1.85×10^{-5} [$\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$]

Ω : 電源角周波数 [rad/s]

b : 円筒電極間隔 [m]

P : 円筒電極中心間距離(ピッチ) [m]

V_g : 電極印加電圧(波高値) [V]

U : x 軸方向に流れる一様な空気流速 [m/s]

Q : 粒子電荷量 ($=4\pi\epsilon_0 \cdot 3\epsilon_s \cdot A^2 E_c / (\epsilon_s + 2)$)

イオン衝突による飽和帶電量

ϵ_s : 粒子比誘電率 [-]

E_c : コロナ電界強度 [V/m]

ϵ_0 : 真空の誘電率 8.85×10^{-12} [F/m]

3. 帯電粒子の阻止効果と位相平面軌跡

一般に振動系の力学的な安定性を論ずる場合、位相平

面 (位置座標 X -速度座標 dX/dT) 上に現われるリミットサイクルをもって系の唯一の安定な振動状態としている。しかも系が安定である限り、リミットサイクルの曲線はいかなる初期条件を想定しても、またこの運動にその後いかなる擾乱が過渡的に加わったとしても、同一のリミットサイクルに落ち着くという重要な性質を持っている。すなわち最初の擾乱によって始まる初期位置からの運動は、その点をこのリミットサイクルの外側に置いたときは、安定な系においては位相軌跡は螺旋形に内側に向かう運動をしながらリミットサイクルに近づいてくる。このときある時刻における力学系の状態が位相平面上の一点に対応し、リミットサイクルの形状が円に近ければそれは正弦的な振動であり、円とはかなり異なった曲線であればその振動は周期的ではあるが正弦的ではない。

この考え方を電界カーテンの帶電粒子閉込め (阻止) 効果に適用すると次のようになる。すなわち電界カーテンの前面 (図 1 の場合は ($x > 0$) の領域) で、帶電粒子が外力に對抗して安定にかつ振動的に保持されるためには、位相平面上で考えた [$X > 0$] の領域で運動の X 成分にこのリミットサイクルが現われなければならぬ。したがって(1), (2)式を連立して Runge-Kutta 法で数値積分を行ない、位相平面 ($X-dX/dT$) 上でその軌跡を追求し、いかなる条件のときにリミットサイクルが現われるのかを調べることで、電界カーテンでの粒子の安定保持限界の条件を見いだそうとするものである。

4. 粒子運動の安定領域と位相軌跡の例

リミットサイクルを追跡する場合、その初期値として次の値を選んだ。

$T=0$ で

$(X)_0=1.0 \sim 2.0$ …電気力学的な阻止力の影響が小さな位置

$(Y)_0=0.75$ …電極間隔中心線上 (電気力学的阻止力が最弱になる Y 面)

$$(dX/dT)_0 = (dY/dT)_0 = 0.0$$

$\alpha=0.1, 1.0, 10.0, 50.0$ をパラメータとして、($X-dX/dT$) 平面上にリミットサイクルが発生する β と γ の関係を調べることにする。

このように粘性媒質中に形成された交番不平等電界中での帶電粒子の運動状態の安定・不安定性を、無次元化運動方程式の係数値で判別しようとするのは、文献 7), 8) で著者らがすでに報告した手法と類似の発想である。この方法によると運動方程式の解の安定・不安定性と力学現象との対応やそれを支配している物理的な因子の関係が明確にできるという応用上の意義が大きい。

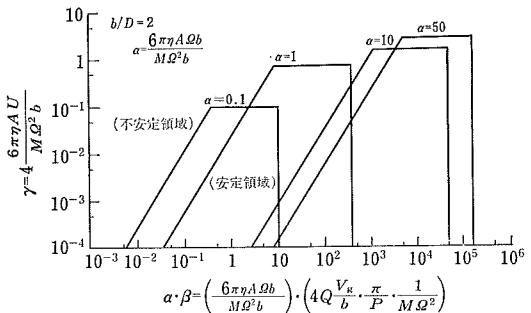


図 2 平面型定在波電界カーテン ($b/D=2$) の安定限界線図
Fig. 2 Stability chart for an electric curtain of standing wave type ($b/D=2$).

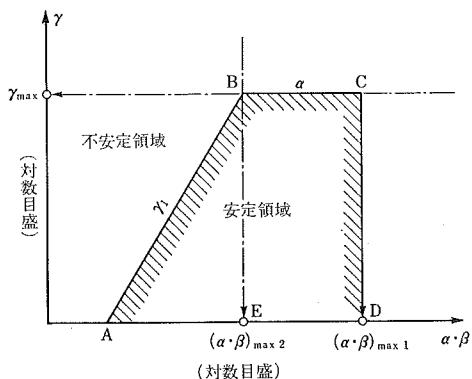


図 3 運動モードによる領域区分
Fig. 3 Stable and unstable regions.

4.1 安定領域線図

図 2 は $b/D=2$ の場合につき、 $\alpha (0.1, 1.0, 10.0, 50.0)$ をパラメータとして $(\alpha \cdot \beta - \gamma)$ 平面でリミットサイクルが現われる領域を整理したものである。各線の内側がその対応する α の値に対する安定領域である。この領域については、図 3 に示すように重要な三つの限界値がある。

- (1) γ_{max} : 与えられた α に対してリミットサイクルを与える最大の γ (無次元外力パラメータ)
- (2) $(\alpha \cdot \beta)_{max_2}$: この値以下の $(\alpha \cdot \beta)$ ではリミットサイクルを与える γ は常に γ_{max} 以下になるという $(\alpha \cdot \beta)$ の臨界値
- (3) $(\alpha \cdot \beta)_{max_1}$: この値以上の $(\alpha \cdot \beta)$ では不安定領域に入るという $(\alpha \cdot \beta)$ の許容最大値

したがって安定限界領域は γ_{max} 点を通る水平線 BC, $(\alpha \cdot \beta)_{max_1}$ を通る鉛直線 CD, および図における γ_1 の線分 AB で囲まれた内部であるから、これらの位置お

表 1 図2の安定限界線を表現する多項式近似式
Table 1 Approximative equations for the stability lines of Fig. 2.

$\gamma_1 \text{ vs. } (\alpha \cdot \beta)$ 特性式 (8) 式	$\gamma_1 = a(\alpha \cdot \beta)^2 + b(\alpha \cdot \beta) - c$ $a = \exp \left[\sum_{i=0}^{10} \{a_i \cdot (\ln \alpha)^i\} \right]$ $b = \exp \left[\sum_{i=0}^{10} \{b_i \cdot (\ln \alpha)^i\} \right]$ $c = \sum_{i=0}^8 \{c_i \cdot \alpha^i\}$	$a_0 = -4.853$	$b_0 = -4.1887$	$c_0 = 0.122 \times 10^{-3}$
		$a_1 = -2.1862$	$b_1 = -0.88674$	$c_1 = 0.58536 \times 10^{-3}$
		$a_2 = 0.49212$	$b_2 = -0.30793$	$c_2 = -0.17737 \times 10^{-3}$
		$a_3 = -0.226$	$b_3 = 0.026946$	$c_3 = 0.25576 \times 10^{-4}$
		$a_4 = -0.86154$	$b_4 = -0.063933$	$c_4 = -0.18964 \times 10^{-5}$
		$a_5 = 0.12026$	$b_5 = -0.83113 \times 10^{-2}$	$c_5 = 0.76199 \times 10^{-7}$
		$a_6 = 0.23453$	$b_6 = 0.025496$	$c_6 = -0.16170 \times 10^{-8}$
		$a_7 = -0.053589$	$b_7 = -0.1379 \times 10^{-2}$	$c_7 = -0.18713 \times 10^{-10}$
		$a_8 = -0.016821$	$b_8 = -0.2627 \times 10^{-2}$	$c_8 = 0.83258 \times 10^{-13}$
		$a_9 = 0.65275 \times 10^{-2}$	$b_9 = 0.61836 \times 10^{-3}$	$c_9 = -0.18333 \times 10^{-3}$
		$a_{10} = -0.56249 \times 10^{-3}$	$b_{10} = 0.40581 \times 10^{-4}$	$c_{10} = 0.1462 \times 10^{-4}$
$\gamma_{\max} \text{ vs. } \alpha$ 特性式 (9) 式	$\gamma_{\max} = \exp \left[\sum_{i=0}^{10} d_i \cdot (\ln \alpha)^i \right]$ $(\alpha \cdot \beta)_{\max 1} = \exp \left[\sum_{i=0}^{10} e_i \cdot (\ln \alpha)^i \right]$ $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2} = \exp \left[\sum_{i=0}^{10} f_i \cdot (\ln \alpha)^i \right]$	$d_0 = -0.3708$	$e_0 = 5.8906$	$f_0 = 2.183$
		$d_1 = 0.57879$		$f_1 = 2.2255$
		$d_2 = -0.075132$		$f_2 = 0.45014$
		$d_3 = -0.9483 \times 10^{-2}$		$f_3 = -0.04612$
		$d_4 = -0.8081 \times 10^{-2}$	$(\alpha \cdot \beta)_{\max 1} \text{ vs. } \alpha$ (10)式	$f_4 = -0.081312$
		$d_5 = 0.010405$	$(\alpha \cdot \beta)_{\max 1} = \exp \left[\sum_{i=0}^{10} e_i \cdot (\ln \alpha)^i \right]$	$f_5 = -0.014598$
		$d_6 = 0.9796 \times 10^{-4}$		$f_6 = 0.76273 \times 10^{-2}$
		$d_7 = -0.1782 \times 10^{-2}$		$f_7 = 0.18615 \times 10^{-2}$
		$d_8 = 0.19463 \times 10^{-3}$		$f_8 = -0.4349 \times 10^{-3}$
		$d_9 = 0.97003 \times 10^{-4}$		$f_9 = -0.6829 \times 10^{-4}$
		$d_{10} = -0.1638 \times 10^{-4}$		$f_{10} = 0.12773 \times 10^{-4}$

より線分を表わす近似式を作つて、それぞれ定式化しておくと応用上便利である。これらの特性式を表1に示す。

4.2 位相軌跡の例

ここで代表的な位相軌跡によって安定モード、不安定モードの特徴を説明しよう。

(a) 安定モードの位相軌跡の例

図4に $\alpha=0.1, 1, 10$ の場合の安定モードの例を示す。これらはすべてリミットサイクルが発生する安定な運動、すなわち電界カーテンの前面で振動しながら阻止されている場合である。

(b) 不安定モードの位相軌跡の例

図5(a)は限界曲線付近の不安定モードの位相軌跡の例である。この状態はクーロン力に比較して外力が同等よりやや上まわっている場合に相当し、短時間は振動しリミットサイクルを描くかに見えるが、最終的には不安

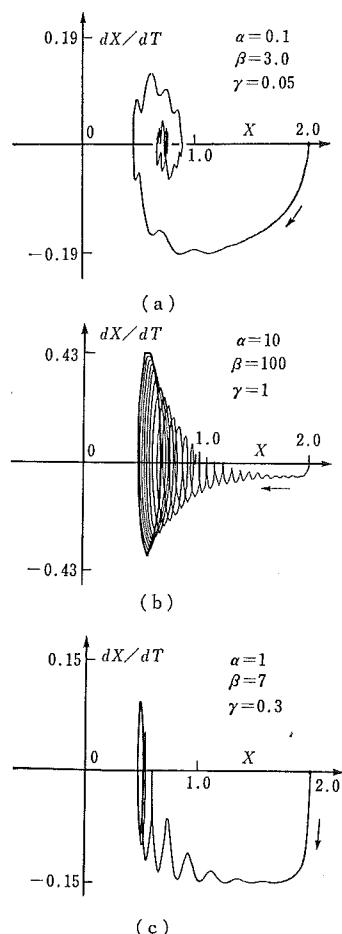


図4 安定な運動をする粒子の位相軌跡の例
Fig. 4 Examples of the phase-plane locus for stable motion.

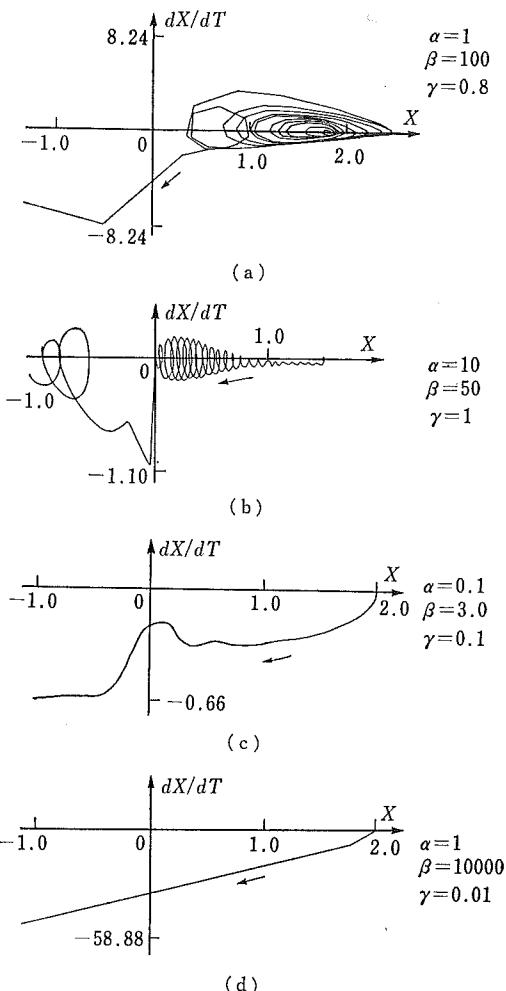


図5 不安定な運動をする粒子の位相軌跡の例
Fig. 5 Examples of the phase-plane locus for the unstable motion.

定となり逸脱してしまう例である。また図5(b), (c)は別のモードの不安定位相軌跡を示す。とくに図5(d)は γ (外力パラメータ) が小さいにもかかわらず、 β (クーロン力パラメータ) が過大になると、電極に吸引されて X の負の方向に発散してしまう場合に相当する。

5. 各限界値 (γ_{\max} , $(\alpha \cdot \beta)_{\max 1}$, $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$) の物理的意味

5.1 γ_{\max} について

γ_{\max} は(5)式より η , A , Ω および b が一定の場合の U の最大値に対応している。この x 軸に沿って流れる一様な空気流れの最大値とは、電界カーテンの特性値の一つである b と、その駆動条件の一つである Ω に応じて、ある粒子の気流に対する阻止特性（どの程度の強さの空気流に耐えて閉じ込められるのかという耐風性）の最

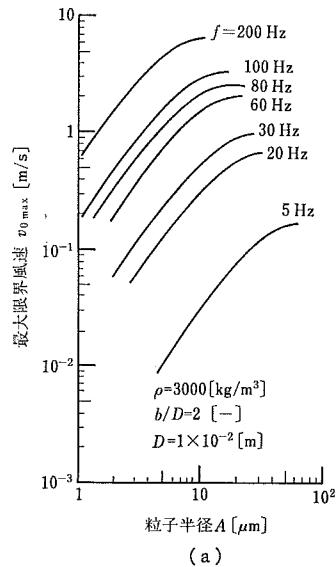
大限界値を示す。いまこの U の最大値を最大限界風速 $v_{0\max}$ と呼ぶ。図2(a)より γ_{\max} は α のみの関数となっており β には関係していない。換言すれば、 $(\alpha \cdot \beta)_{\max 1}$ と $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ の間の粒子帶電量 Q 、印加電圧 V_g の範囲内では、 $v_{0\max}$ は Q と V_g には依存していないことがわかる。

(5)式より次式が成り立つ。

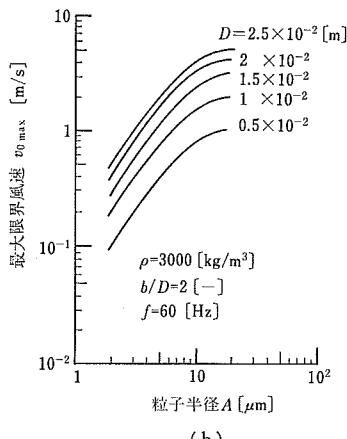
$$v_{0\max} = \frac{M\Omega^2 b}{24\pi\eta A} \cdot \gamma_{\max} \quad (12)$$

ただし $b/D=2$ の場合は、 γ_{\max} は表1中の(9)式で算定できる。

図6(a)は(12)式を使って $\rho=3000(\text{kg}/\text{m}^3)$ の粒子に



(a)



(b)

図6 最大限界風速 $v_{0\max}$ と粒子半径 A の関係

Fig. 6 Relationships between the maximum permissible air flow velocity $v_{0\max}$ and particle radius A .

について、 $b/D=2$ 、 $D=10^{-2}[\text{m}]$ の場合の粒子半径 $A[\text{m}]$ と $v_{0\max}$ [m/s] の関係を電源周波数 $f(=\Omega/2\pi)[\text{Hz}]$ をパラメータとして示したものである。

非線形振動の安定限界から定まる $v_{0\max}$ は、粒径 A とともに増加するがあるところで飽和に達すること、および電源周波数 f が高いほど大きくなることがわかる。また f を固定し(たとえば商用周波数)、電極直径を $0.5 \times 10^{-2} \sim 2.5 \times 10^{-2}[\text{m}]$ までパラメータとして変化させ、同様の計算を行なっても、図6(b)に示すように、 $v_{0\max}$ の A に対する関係はまったく同じ傾向にある。

5.2 $(\alpha \cdot \beta)_{\max 1}$ について

$(\alpha \cdot \beta)_{\max 1}$ は(3)、(4)式より、電界カーテンの寸法(b 、 P)が決まりその運転条件(V_g 、 Ω)が与えられた場合に、粒子が安定に保持されるための許容最大電荷量の上限値に対応している。この値を限界帶電量 $Q_{\max 1}$ と呼ぶ。すなわち粒子に $Q_{\max 1}$ を越える電荷量を与えると、粒子運動は不安定領域に入り電界カーテンによる粒子の阻止が不能となる。図2(a)より $(\alpha \cdot \beta)_{\max 1}$ は α のみの関数で γ には関係していない。換言すれば $Q_{\max 1}$ は外力の大きさには依存していないことがわかる。

(3)、(4)式より次式が成り立つ。

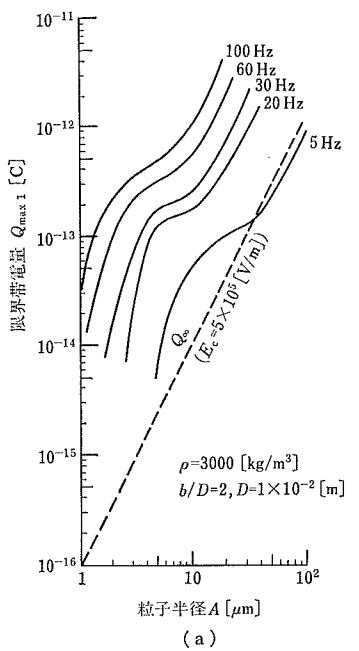
$$Q_{\max 1} = \frac{M\Omega^2 b}{6\pi\eta A\Omega b} \cdot \frac{M\Omega^2 b}{4\pi(V_g/P)} \cdot (\alpha \cdot \beta)_{\max 1} \quad (13)$$

ただし $b/D=2$ の場合 $(\alpha \cdot \beta)_{\max 1}$ は(10)式で算定できる。

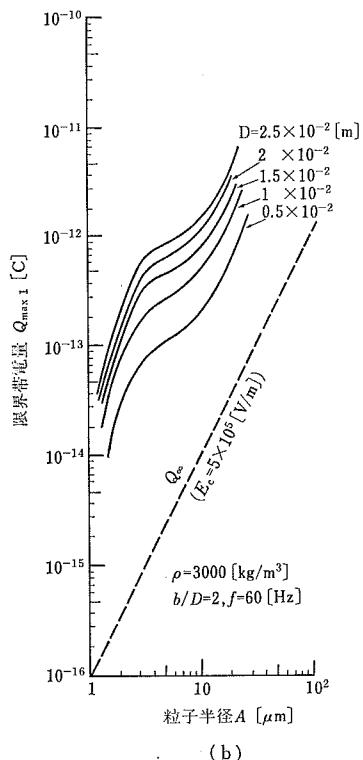
いま V_g については文献2)で求めた平行円筒電極群の火花発生電圧 V_s の値を用い、(13)式より $Q_{\max 1}$ と A の関係を f をパラメータとして図6と同じ条件で求めてみる。結果を図7に示す。安定領域から定まる $Q_{\max 1}$ は粒径 A とともに上昇し、その値は周波数 f が高いほど大きくなることがわかる。また f を固定し(商用周波数)、電極直径 D を 5.1 と同様に $0.5 \times 10^{-2} \sim 2.5 \times 10^{-2}[\text{m}]$ までパラメータとして変え、計算を行なってみても、図7(b)に示すように、 $Q_{\max 1}$ の A に対する関係はまったく同じ傾向であり、 D の増大に従って $Q_{\max 1}$ も増大してゆく。ただしいずれの場合も図中に点線で示した、コロナ電界強度 $E_c=5 \times 10^5[\text{V}/\text{m}]$ のときのイオン衝突による理論飽和帶電量 Q_∞ よりはるかに大きい。つまりイオン衝突による粒子荷電を考える限り、 $Q_{\max 1}$ の値を越えるような粒子電荷量になることはないので、このような過大な帶電量を持った粒子の存在は実用上考慮する必要はない。

5.3 $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ について

$(\alpha \cdot \beta) < (\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ の範囲では $(\alpha \cdot \beta)$ とともに、安定限界を与える γ は上昇する。すなわちこの範囲では



(a)



(b)

図 7 限界帶電量 $Q_{\max 1}$ と粒子半径 A の関係

Fig. 7 Relationships between the maximum permissible particle charges $Q_{\max 1}$ and particle radius A .

安定限界から定まる耐風性 U は粒子電荷量 Q 、印加電圧 V_g とともに向上する。しかし $(\alpha \cdot \beta)$ を $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ 以上にしても γ は γ_{\max} を越えることはできないから、 $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ は Q, V_g 等の電気的パラメータの耐風性に与える効果の有効範囲の上限を示している。すなわち $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ は電界カーテンの寸法 (b, P) とその運転条件 (V_g, Ω) が与えられた際、粒子を保持させることができ最大限風速 $v_0 \max$ を持つための電荷量の下限 $Q_{\max 2}$ に対応する。また $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ 点は α のみに依存し γ や β には無関係である。換言すれば $Q_{\max 2}$ は外力には依存しないことになる。 $Q_{\max 2}$ に対しても(13)式と同じ式が成り立つ。すなわち

$$Q_{\max 2} = \frac{M \Omega^2 b}{6\pi\eta A \Omega b} \cdot \frac{M \Omega^2 b}{4\pi(V_g/P)} \cdot (\alpha \cdot \beta)_{\max 2} \quad (14)$$

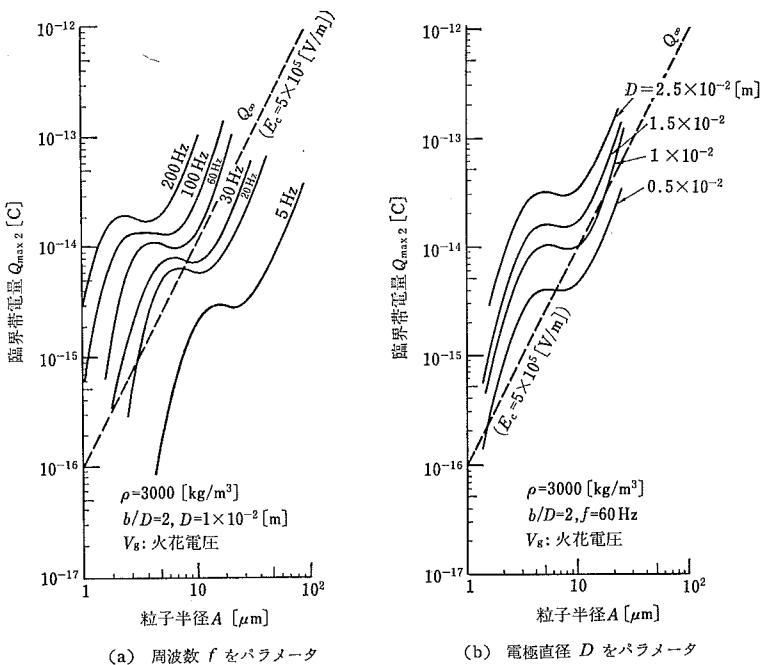
ただし $b/D=2$ の場合には $(\alpha \cdot \beta)_{\max 2}$ は表 1 中の(11)式で算定できる。

図 8(a), (b)には周波数 f 、電極直径 D をパラメータとして求めた $Q_{\max 2}$ と粒子半径 A との関係を示す。ただし、 V_g については文献 2) で求めた平行円筒電極の火花電圧 V_s を用いた。同図より臨界帶電量 $Q_{\max 2}$ は A とともに上昇し、さらに f, D が大きくなるほど大きな値となることがわかる。図の点線はすでに述べたようにコロナ放電空間のイオン衝突による飽和帶電量 Q_∞ であるが、この場合 $f < 30 \sim 60 [\text{Hz}], D < 0.5 \times 10^{-2} \sim 1 \times 10^{-2} [\text{m}]$ では $Q_\infty > Q_{\max 2}$ となって電界カーテンの阻止能力が十分活用されていることがわかる。また逆に f や D を増加して耐風性自体を向上するにはなんらかの方法で、粒子の電荷量をコロナ放電 ($E_c = 5 \times 10^5 [\text{V}/\text{m}]$) による値 Q_∞ より 1 術程度大きくする必要のあることがわかる。

6. 定在波型電界カーテンの粒子阻止特性

電界カーテンで帶電粒子の運動を制御する場合、帶電粒子の閉込めを阻害する擾乱となる空気流れ（具体的には図 1 における x 軸方向の気流）がどの程度の値になるかを知ることは、電界カーテン装置の設計や適用上きわめて重要な事柄である。これを電界カーテンの耐風性と呼んでいるが、その限界擾乱風速 v_0 を図 2 から算出してみる。

すなわち一定の条件のもとで荷電された各粒子は、その直径に応じた電気力学的阻止力を受けるが、ある擾乱風速以上になると阻止力が風の粘性力に抗しきれなくなり、粒子は電界カーテンでは閉じ込められなくなる。ここではこの限界擾乱風速 v_0 を粒子半径 A の関数として求める。このため粒子の特性（密度 ρ 、比誘電率 ϵ_s ）、荷電条件（コロナ電界 E_c ）、ガス条件（粘性係数 η ）が

図 8 臨界帶電量 $Q_{\max 2}$ と粒子半径 A の関係 (V_g : 火花電圧, $b/D=2$)Fig. 8 Relationships between the critical particle charges $Q_{\max 2}$ and particle radius A . (V_g : Spark voltage, $b/D=2$)

一定のとき、与えられた装置（電極間隔 b 、電極直径 D ）と運転条件（印加電圧 V_g 、角周波数 Ω ）のもとで、 v_0 と A の関係を求ることにする。

ここでは実用的に重要な次の値に各パラメータを選んだ。

$$b/D=2$$

$$D=0.5 \times 10^{-2}, 1 \times 10^{-2}, 1.5 \times 10^{-2}, 2 \times 10^{-2}, 2.5 \times 10^{-2} [\text{m}]$$

$$\rho=3000 [\text{kg}/\text{m}^3], \varepsilon_s=3 [-], E_c=5 \times 10^5 [\text{V}/\text{m}]$$

6.1 v_0 と A の関係の求め方

(3), (4)式の α , β , γ はそれぞれ次のように表される。

$$\alpha = -\frac{9}{2} \cdot \frac{\eta}{\Omega \rho A^2} \quad (15)$$

$$\beta = 12 \pi \varepsilon_0 \left(\frac{3 \varepsilon_s}{\varepsilon_s + 2} \right) \cdot E_c \cdot \frac{V_g}{\rho A^2 \Omega^2 b P} \quad (16)$$

$$\gamma = \frac{18 \eta U}{\rho A^2 \Omega^2 b} \quad (17)$$

A に対する v_0 の関係を求めるのは次の手順による。

- 与えられた Ω , η , ρ より A に対する α を計算する。…(15)式
- 与えられた P , b , V_g , E_c , ρ より A に対する β を計算する。…(16)式
- α と β の積を求める。

(d) この $(\alpha \cdot \beta)$ が(a)で求めた α に対する安定限界線図(図2)において次のいずれを満足するか判定する。

$$(\alpha \cdot \beta) \leq [(\alpha \cdot \beta)_{\max 2} = (11) \text{式}] \quad (18)$$

$$[(\alpha \cdot \beta)_{\max 2} = (11) \text{式}] \leq (\alpha \cdot \beta) \leq [(\alpha \cdot \beta)_{\max 1} = (10) \text{式}] \quad (19)$$

(e) (17)式より次式で限界擾乱風速 v_0 を算出する。

$$v_0 = U = \rho A^2 \Omega^2 b \gamma / 18 \eta \quad (20)$$

ただし(20)式の γ については、(d)で $(\alpha \cdot \beta)$ が(18)式を満足する場合は、

$$\gamma = \gamma_1 = (8) \text{式}$$

$(\alpha \cdot \beta)$ が(19)式を満足する場合は、

$$\gamma = \gamma_{\max} = (9) \text{式}$$

で計算する。

各粒子半径 A に対して(a)～(d)をくり返し、与えられた条件(b , P , V_g , Ω , E_c , ε_s , ρ , η)について v_0 を求めることができる。ただし V_g については、文献2)で求めた平行円筒電極の火花発生電圧 V_s を用いるものとする。

6.2 定在波型電界カーテンの耐風性

図9は各種の電極直径 D について電源周波数 f をパラメータとして求めた粒子半径 A と限界擾乱風速 v_0 との関係である。各 D に対して v_0 を最も大きくとができる f が存在している。

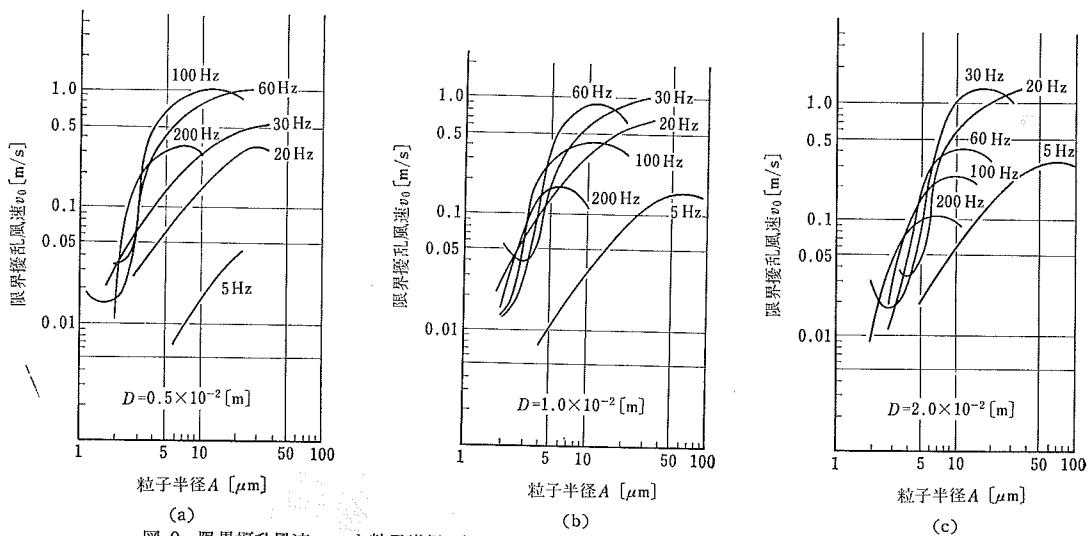


図 9 限界擾乱風速 v_0 と粒子半径 A の関係 (電極直徑 D の影響, V_g : 火花電圧, $b/D=2$)
Fig. 9 Relationships between the critical air flow velocity v_0 and particle radius A . (Effect of electrode diameter D , V_g : Spark voltage, $b/D=2$)

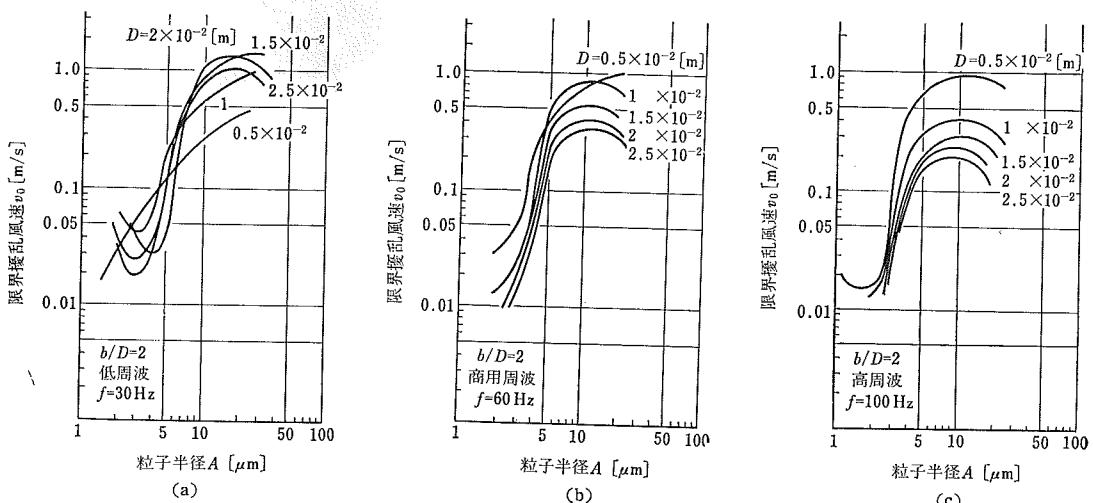


図 10 限界擾乱風速 v_0 と粒子半径 A の関係 (電源周波数 f の影響)
Fig. 10 Relationships between the critical air flow velocity v_0 and particle radius A . (Effect of the source frequency f)

図10は f を低周波 (30 Hz), 商用周波 (60 Hz) および高周波 (100 Hz) とする場合の D をパラメータとした A と v_0 との関係である。これによると $f=30$ [Hz] では対象とする粒子径に応じて最も v_0 を高くとれる最適な D が存在している。また $f=60, 100$ [Hz] では D が小さいほうが v_0 を大きくとることができる。かつこの周波数帯では半径 10 [μm] 程度の粒子を対象とする、 v_0 を最も大きくとることができる。

このように電界カーテンはその設計パラメータ (D ,

b , f) の選び方によって広い範囲の特性を選択することができる。

6.3 阻止特性の実験との比較

電界カーテンの阻止力を支配する重要な因子の一つに電源周波数があることはすでに明らかになった。粒子の大きさおよび外乱の大きさ (この場合は電界カーテンに対する気流) を固定しつつ電源電圧一定で、その周波数のみを変化させて、阻止特性を実験的に求めた。

実験装置は図11に示すように、直径 0.4×10^{-2} [m]

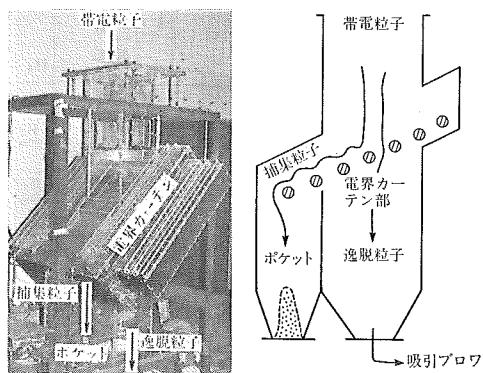
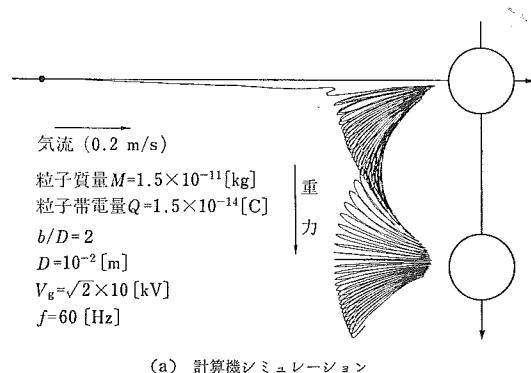


図 11 実験用電界カーテン装置

Fig. 11 Experimental electric curtain device.

の円筒を $b/D=2$ のバターンで垂直軸に対して 45° の傾斜で配列し、 $\sqrt{2} \times 10$ [kV] の電圧を印加した定在波型電界カーテンである。粒子は平均粒子直径 25 [μm] のフライアッシュを用い、あらかじめコロナ放電空間を通過させることによって帶電したものを、一定量ずつ連続的に気流とともに電界カーテン上部より投入する。ただし本実験での平均粒子帶電量は 5×10^8 [V/m] のコロナ電界での理論飽和帶電量 Q_∞ の約 64 [%] の値であった。また外乱としては 0.269 [m/s] の気流を電界カーテン面に与えた。電界カーテンで阻止された粒子は図11のポケット部に運ばれるので、そこに集まった粒子の量から各周波数での阻止効果を相対的に評価できる。

結果を図 12(a) に示すが、 60 [Hz] 付近の周波数が



(a) 計算機シミュレーション



(b) 観測された粒子軌跡

図 13 安定粒子の運動軌跡（実験と計算機シミュレーションの比較）

Fig. 13 Observed particle motion and its computer simulation under the same conditions.

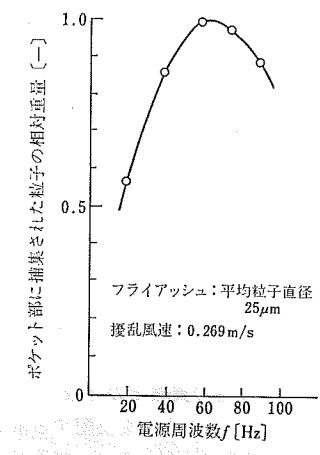
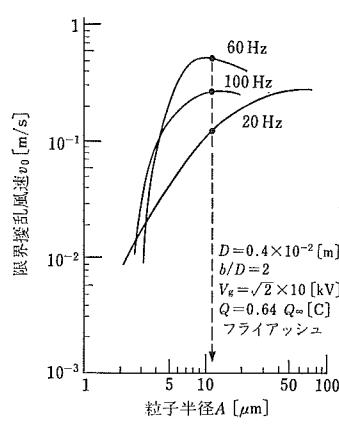


図 12 (a) 電界カーテンによる帶電粒子捕集効果の周波数特性（実験）

(b) (a) の実験条件による限界擾乱風速 v_0 と粒子半径 A の関係（理論）

Fig. 12 (a) Relative value of collected particles vs. source frequency.

(b) Calculated critical air flow velocity v_0 vs. particle radius A under the experimental conditions (a).

(b)

最も阻止効果が強い。図 12 (b) は本実験と同一条件で 6.1 の方法で求めた限界擾乱風速と粒子半径の関係である。ただし $Q=0.64 Q_\infty$ にとってある。同図における粒子半径 12.5 [μm] (直径 25 μm) の位置を見ると、限界擾乱風速は 60 [Hz] で最高約 0.4 [m/s] となっており、それより周波数が低くてもまた高くても耐風性が低下しており、実験結果と一致している。

6.4 安定モード粒子の運動軌跡の実験との比較

図 4 に示した安定な位相軌跡に対応する粒子の運動軌跡の一例を計算機シミュレーション(実座標空間)として図 13 (a) に示す。同図(b) は同じ実験を図 11 に示した装置で再現し写真撮影した粒子の運動軌跡である。両者のパターンにはよい一致が見られる。

このように運動軌跡から検討しても、また粒子阻止特性から検討を加えても、本論文で展開してきた理論的考察は実験的にも検証され、本手法あるいは理論的な電界カーテンの諸特性は妥当なものと結論される。

7. む　す　び

電界カーテンによる帶電粒子の運動制御は、非常に多くのパラメータに支配されているが、運動方程式を無次元化し、無次元粘性力パラメータ α 、無次元クーロン力

パラメータ β 、無次元外力パラメータ γ の三つで、粒子運動の安定・不安定を論ずることができた。 $(\alpha \cdot \beta \cdot \gamma)$ 平面で粒子の安定限界線図を表現し、それによって電界カーテンの非線形効果を考慮した諸特性を導き出した。

以上電界カーテン装置の設計・利用上に有用な資料を提供したものと思う。

最後に本研究にご支援を賜った高津章氏(安川電機製作所取締役開発研究所長)のご好意に深く感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 増田閃一、藤林宏一、石田謙吾、稻葉裕俊：電気学会論文誌, 92-B, 1 (1972), 9.
- 2) 増田閃一、松本陽一：電気学会論文誌, 93-B, 2 (1973), 41.
- 3) 青山道夫、増田閃一：電気学会論文誌, 97-B, 8 (1977), 451.
- 4) 青山道夫、増田閃一：静電気学会誌, 1, 2 (1977), 123.
- 5) 青山道夫、増田閃一：電気学会論文誌, 95-A, 12 (1975), 505.
- 6) 増田閃一、松本陽一：電気学会論文誌, 93-A, 7 (1973), 305.
- 7) 増田閃一、藤林宏一：電気学会雑誌, 90, 5 (1970), 861.
- 8) 青山道夫、増田閃一：電気学会雑誌, 90, 5 (1970), 870.