UDC 537.241:537.29
621.359.4

論文

47-B2

電界カーテンによる帯電粉体粒子雲の
阻止・閉じ込めと運搬東京大学
東京理科大学
東京大学
通産省公益事業局増田 閃 一
藤 林 宏 一
石 田 謙 吾
稲 葉 裕 俊

1. ま え が き

棒状電極を互いに絶縁して、一平面上に平行に並べ隣り合う電極間に交番電圧を印加すると、空間的にも周期的な不平等交番電界の列が構成される。〔第1図(a)参照〕この電極列の近傍に存在する帯電粉体粒子はわん曲した電気力線に沿って振動運動を行ない、粒子に働く遠心力とグレディエント力(後述)によって電極列から遠ざけられる方向の斥力を受ける。したがって、この電極列は帯電粉体粒子雲に対して一種の無接触障壁として作用することとなる。

そこで筆者らはこれを電界カーテンと名づけることとした。(1)~(3)(13)(14) これを用いると本来相互のクーロン斥力によって膨張する傾向を有するところの同一符号に帯電した粉体粒子雲を、その膨張力に逆らって特定の空間領域に無接触的に閉じ込めたり、あるいは閉じ込めたままの状態では特定の方向へ無接触的に運搬することが可能となる。この場合、粒子の運搬は多相交流によって形成した進行波電界カーテンを用いることにより特に有効に行なうことができる。

本論文では種々のタイプの電界カーテンの構成方法ならびに、これに関して筆者らの行なった理論的・実験的研究の結果を報告する。

2. 電界カーテンの構成と動作状態

電界カーテンの構成方法としては、電極構造で分類すると基本的に、第1図に示すような(i)平面形〔第1図(a)〕、(ii)かご形〔第1図(b)〕および(iii)円環形〔第1図(c)〕の3種類がある。また加電方式で分類すると、第2図に示すように(a)単相交番電圧を印加する方式と、(b)多相交番電圧を印加する方式とがある。前者によっては、定在波形不平等交番電界が得られ、これは粒子に対しては単なる閉じ込め作用を示すのみである。後者によっては進行波形不平等電界が得られ、これは、閉じ込め作用の他に粒子運搬作用も呈する。そこで、特に前者(a)を定在波形電界カーテン

(a) 平面形

(b) かご形

(c) 円環形

第1図 電界カーテンの原理とその基本構成

Fig. 1. Principle and basic constructions of electric curtain.

Confinement and Transport of Charged Aerosol Clouds by Means of Electric Curtains. By S. MASUDA, Member, (Faculty of Engineering, University of Tokyo) K. FUJIBAYASHI, Member, (Faculty of Engineering, Tokyo Science University) K. ISHIDA, Member, (Faculty of Engineering, University of Tokyo) & H. INABA, Non member (Ministry of International Trade and Industry)

増田閃一: 正員, 東京大学工学部

藤林宏一: 正員, 東京大学工学部

石田謙吾: 正員, 東京理科大学工学部

稲葉裕俊: 通産省公益事業局

(a) 単相駆動形(定在波形)

(b) 多相駆動形(進行波形)

第 2 図 荷電方式

Fig. 2. Electric drive.

(a) 単相駆動形

(b) 三相駆動形

第 3 図 平面形電界カーテンを用いた集じん器の模型

Fig. 3. Modells of dust-collector based on the electric curtain of plane-type.

後者(b)を進行波形電界カーテンと称することとする。

第 3 図は集じん器のモデルとして作られた平面形電界カーテンを示す。このうち、(a)図は単相交番電圧駆動形、(b)図は三相交番電圧駆動形である。これらの動作状態を第 4 図に示す。この場合、空気は静止しており帯電粒子だけが重力の作用を受けて落下している。実験に用いた粒子は石松子(ほぼ球形、粒子半径 $a=15\mu\text{m}$ 、粒子質量 $m=1.5\mu\text{g}$ 、粒子電荷 $q=3\sim$

(a) 単相駆動形

(b) 三相駆動形

第 4 図 電界カーテン形集じん器の動作状況(試料: 石松子粉末)

Fig. 4. Modes of operation in the dust-collector models of Fig. 3.

$D=10\text{cm}$, $P=3.2\text{cm}$, $d=1.6\text{cm}$ (第 8 図参照)

第 5 図 円環形電界カーテン

Fig. 5. Electric curtain of ring type.

$50 \times 10^{-15}\text{C}$) でコロナ放電により荷電した。粒子は電界カーテンにより電極列前面において重力に抗して阻止され、これに平行にかつ無接触のまま移動してポケット部に導入される。この場合、粒子の移動は定在波形電界カーテン(a)においては重力の電極方向成分によって行なわれ、進行波形電界カーテン(b)にあって

(a) 単相駆動

(a) 電界ホッパー

(b) 単相駆動

(b) 三相駆動

(c) 三相駆動(相方向: 下向き)

(d) 三相駆動(相方向: 上向き)

第6図 円環形電界カーテン
(第5図参照)の動作状況

Fig. 6. Modes of operation in
the electric curtain of ring-type.

第7図 電界ホッパーとその動作状況(粒子電荷は正)

Fig. 7. Electric hopper and its modes of operation.

は、これに加えて進行する不平等電界の電氣的駆動力の作用により行なわれる。

円環形電界カーテンの実験装置を第5図⁽²⁾⁽³⁾⁽⁶⁾に示し、その動作状態を第6図に示す。第6図(a)は単相交番電圧印加の場合であり、帯電粉体粒子は円環形電極装置の内部に閉じ込められている。同図(b)は三相交番電圧印加の場合で帯電粉体粒子は閉じ込められつつ左側から右側へ運搬されている。

上に述べた基本形の電界カーテンを組み合わせで特殊の機能を備えた電界カーテン装置を構成することも可能である。その例の一つとして第7図(a)に電界ホッパー⁽¹⁾⁽⁶⁾と名づけた装置を示す。これはかご形と円環形電極の組み合わせからなり帯電粉体粒子に対して無接触の漏斗(ホッパー)として働く。電界ホッパーに単相交番電圧を印加しておき、上方からコロナ放電によって帯電させた粉体粒子群を落下させると、まず、かご電極部の中に無接触的に捕えられ、次いで重力の作用

形により円環電極部にそう入されそこにおける電界カーテンの閉じ込め作用によって集束され、細い粒子束となって第7図(b)のようにホッパー下部から流出する。

次にこの装置の円環電極部に向下きの相順をもって三相交番電圧を印加すると粒子雲は(c)図のようにさらに細く集束された粒子束として下方へおし出される。印加する三相交番電圧の相順を反転して進行波の進行方向を上向きとすると、粉体粒子束流出が阻止されると同時に粒子雲は電界ホッパーの中で(d)図のように対流に似た循環運動を行なう。

3. 電界カーテン諸特性の解析方法

電界カーテンの帯電粉体粒子に対する閉じ込め作用や運搬作用を利用するにあたっては、その帯電粒子に対する電気力学的な阻止力(閉じ込め力)と運搬速度をはあくすることが問題となる。これらの量は本質的

には不等交番電界中に存在する帯電粉体粒子の運動方程式から誘導できるはずである。ただし、この場合電界は交番的かつ不平等であってその大きさと方向が時間と場所に依存して変化しているので、帯電粉体粒子の運動は一般的には非線形方程式で記述され解析的な解を得ることはできない。

そこで本論文では電界カーテンの諸特性を調べるため、次の種類の方法を用いることとした。

(1) 電算機を用いた粒子運動のシミュレーション

これは運動方程式を電算機を用いて数値計算によって解き、同時に粒子軌道をプロッタで描かせる、いわゆる計算機実験ともいふべき方法であり、これによって粒子の運動軌跡に反映した電界カーテンの諸特性をはあくできる。

(2) 微小振幅の振動的運動を運動方程式の線形近似によって解く方法 この方法では粒子軌道ははあくできないが阻止力の表式が得られ、これに及ぼす種々のパラメータの寄与を理論的に洞察できる。

(3) 阻止力(閉じ込め力)を平均化された遠心力とグレイディエント力の組み合わせで算定する方法

これは物理的直観に基礎をおく阻止力の求め方で、(2)の項の線形近似によるものとまったく同一の結果が得られるが、電界カーテンの閉じ込め作用の直観的理解、その目的に適った構成の直観的選択にはきわめて有用なアプローチの仕方である。

ただし、運動振幅の大きな場合には、非線形効果が顕著となり、第1の方法しか使用できなくなる。

第1図に示すような境界条件のもとでは、電界を求めるためのポテンシャル関数をラプラス方程式から解析的に求めることはできない。それゆえ本論文では電界計算のために次の近似法を採用した。

(a) 格子点法 これは電界を求める場所一帯に格子点を設定し、ラプラスの方程式を各点に対応させた階差方程式として近似の上、電算機により緩和法を用いて格子点電位を求める方法である。

本方法は精度を高くすると膨大な計算時間を要する。⁽¹⁷⁾

(b) 代用電荷法 これは視感により適当な位置に適当な大きさの代用電荷を適当数配置し、それによる総合電位の境界面(たとえば電極表面)における値が所与の値に一致するように代用電荷の位置、大きさ、数量のいずれかを調整した後、その総合電位をもって求める空間電位の近似値とする方法である。

この方法是对称的な電極配置の場合には精度よく適用でき、ポテンシャル関数が解析的に与えられる。⁽¹¹⁾⁽¹⁶⁾

4. 粒子運動のシミュレーション

例として円環形電界カーテン(第5図参照)について行なったシミュレーションの結果⁽²⁾⁽⁶⁾を述べる。円環群の軸をZ軸とする円柱座標系では半径方向と軸方向の運動方程式は次式で表わせる。ただし単相交番電圧印加とすると、交番電界は場所だけの関数(E_r , E_z)と時間関数 $\cos \omega t$ との積で表わされる。

$$m d^2 r / dt^2 + 6 \pi \eta a d r / dt = q E_r \cos \omega t + F_{er} \dots \dots \dots (1)$$

$$m d^2 Z / dt^2 + 6 \pi \eta a d Z / dt = q E_z \cos \omega t + F_{ez} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 η =媒質の粘性係数、 F_e =外力

用いた電極の寸法は円環の中心円輪の直径 $D=10$ cm 円環の太さ $d=1.6$ cm, 円環を並べるピッチ $p=3.2$ cm とした。(第8図参照)

第8図は、電算機で計算した石松子の運動軌跡である。石松子は重力の作用で下方に落下し円環の中心円輪を含む平面 K-L 上で電極表面より反発されて、その上方に閉じ込められる。印加電圧は波高値 14 kV, 周波数 50 Hz, 粒子電荷は $q=2 \times 10^{-14}$ c とした。電

第8図 単相駆動の円環形電界カーテン(第5図)の内部における粒子落下運動のシミュレーション

Fig. 8. Computer-simulation of a particle motion falling in the inside of the electric curtain of Fig. 5 with single-phase drive.

第 9 図 第 8 図に対応する粒子運動の観察結果
Fig. 9. Observed particle motion corresponding to Fig. 8.

第 10 図 単相駆動円環形電界カーテンにおける直流電圧重畳時の粒子移動過程のシミュレーション

Fig. 10. Computer-simulation of particle transition on the superposition of DC voltage to AC voltage.

界の計算は格子点法によった。

第 9 図に同様な条件のもとで観察した粒子軌道を示す。粒子は重力により落下したのち電極上方で保持されるのが見られる。第 10 図には交番電圧に直流電圧を重畳させたときのシミュレーションの結果を示す。

第 11 図 第 10 図に対応する粒子移動過程の観察結果

Fig. 11. Observed particle transition corresponding to Fig. 10.

シミュレーション, 単相駆動, 外力 $F_{er} = \text{重力}$

第 12 図 円環形電界カーテン(第 5 図)における粒子の位置・振幅と粒子電荷 q の関係

Fig. 12. Position and amplitude of a particle in the electric curtain of Fig. 5, as a function of particle charge q .

ある一つの円環電極上方に保持されていた帯電粒子はこれと隣接電極との間に直流電圧を重畳することにより狭少な電界回廊(後述)をとおってとなりの円環電極上に移動する。第 11 図にはこれに相当する観察結果を示す。シミュレーションの結果は実際の観測結果と定性的によく一致している。

この実験にあたり、本来力学的にきわめて不安定で物体に付着しやすい帯電粉体粒子を無接触的にこの円環電極群内部に導入するには円環の一つに欠損部を設け、ここへ電界ホップを用いて落下導入するという方法をとった。

第 12 図にはシミュレーションの方法で求めた粒子の位置・振幅とその電荷 q との関係を示す。ここで粒子には半径方向に外力として重力が働いているものと

第 13 図 円環形電界カーテン(第 5 図)における粒子の位置・振幅と外力 F_{er} との関係

Fig. 13. Position and amplitude of a particle in the electric curtain of Fig. 5 as a function of external force F_{er} .

第 14 図 三相駆動円環形装置(第 5 図参照)における運搬過程のシミュレーション〔第 6 図(b)参照〕

Fig. 14. Computer-simulation of particle transport in case of an electric curtain of ring-type (Fig. 5) with 3-phase drive (Fig. 6(b)).

する。縦軸は円環の中心円輪の半径 A で規格化された円環中心から粒子までの距離 r/A で表わされている。粒子電荷が変化すると粒子位置は大きく変化するが粒子振幅はほとんど変わらないのが特徴的である。第 13 図は同じく r/A と外力(半径方向) F_{er} との関係を示す。ここで外力は粒子に働く重力(mg)を単位として表わされている。図において外力 $F_{er} = 20 \times mg$ は石松子粒子の場合速度約 60 cm/s の空気の粒子に及ぼす粘性力に等価である。同図から外力の増加に伴って粒子が電極近くに押しやられ、そのとき同時に振幅も増大することがわかる。

次に、同じ円環電極群に三相交番電圧を印加して、進行波電界カーテンを形成し粒子を運搬する際の粒子軌道を電算機によるシミュレーションによって求めた。これを第 14 図に示す。円環電極による電位分布は格子点法によって求めた。同様な条件のもとで観察された粒子軌道はすでに第 6 図(b)に示されている。

この場合にもまたシミュレーションと観察の結果は定性的によく一致している。粒子の運搬速度 v は実際の観察においてもシミュレーションにおいても数 cm/s から数十 cm/s の範囲にあった。これに対して電極構造による同期速度は、この電極にあっては $v_0 = 480 \text{ cm/s}$ であった。観察の結果によると大部分の粒子にあっては運搬速度は同期速度よりはるかに小さいのが認められたが、ただし円環電極群の中心軸付近を移動する粒子は、これよりもかなり大きな速度で移動するのが見出された。

5. 線形近似による特性解析

〈5・1〉 単相交番電圧駆動による定在波電界カーテンの場合⁽¹¹⁾ 例として z 方向には変化のない電界(平面形およびかご形)をとる。この場合 x - y 平面での運動方程式は(1), (2)式と同じで、ただ変数 r と z の代りに、それぞれ x と y を代入すればよい。さて変数 x と y とを次のようにおく。

$$x = X + \xi, \quad y = Y + \nu \quad \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 X と Y は粒子の平均的な位置(中心位置)を表わし、これはゆっくりと変化するものとする。 ξ と ν とはこの中心位置の周囲の振動を表わすものとする。(3)式を運動方程式に代入し、テイラー展開を行なうと x 方向の運動に関して次の式を得る。

$$\begin{aligned} m d^2 X / dt^2 + 6\pi\eta a dX / dt + m d^2 \xi / dt^2 \\ + 6\pi\eta a d\xi / dt = q \{ E_{x0} + \xi (\partial E_x / \partial x)_0 \\ + \nu (\partial E_x / \partial y)_0 + \dots \} \cos \omega t + F_{ex} \dots \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここで、添字 0 は中心位置を表わす。

振動運動の振幅がじゅうぶん小さいものと仮定して微小項を無視(線形近似)すると ξ についての近似方程式が得られる。

$$m d^2 \xi / dt^2 + 6\pi\eta a d\xi / dt = q E_{x0} \cos \omega t \quad \dots \dots \dots (5)$$

(5)式の定常解はただちに求まり、次のようになる。

$$\xi = C E_{x0} \cos(\omega t - \phi) \quad \dots \dots \dots (6)$$

$$C = q / m \omega^2 \sqrt{1 + (6\pi\eta a / m \omega)^2} \quad \dots \dots \dots (7)$$

$$\phi = \pi - \tan^{-1}(6\pi\eta a / m \omega) \quad \dots \dots \dots (8)$$

y 方向の運動方程式の線形近似解も同様に次のように表わされる。

$$\nu = C E_{y0} \cos(\omega t - \phi) \quad \dots \dots \dots (9)$$

(6)式と(9)式とを(4)式に代入すると、中心位置の x 成分 X の運動方程式が求められる。高次の項を省略し、空間電位 U に対する次の関係

$$E_x = -\partial U / \partial x, \quad E_y = -\partial U / \partial y$$

を考慮すると同方程式は次のようになる。

$$m d^2 X / d t^2 + 6 \pi \eta a d X / d t \\ = -(1/4) m \omega^2 C^2 (\partial E^2 / \partial x)_0 + F_{ex} \dots (10)$$

ただし

$$E = \sqrt{E_{x0}^2 + E_{y0}^2} \dots (11)$$

ここで、(10)式の右辺の第1項は電界カーテンによる x 方向の阻止力（閉じ込め力）を表わす。 y 方向についても中心位置 Y について同様な運動方程式が得られる。その結果を総合すると一般的な運動方程式は、次のように書ける。

$$m d^2 \mathbf{R} / d t^2 + 6 \pi \eta a d \mathbf{R} / d t = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_e \dots (12)$$

ここで、 $\mathbf{R}$: 粒子の中心位置を表わす位置ベクトル、 $\mathbf{F}_e$: 外力、 $\mathbf{F}_c$: 交番不等電界による阻止力（閉じ込め力）

であり F_c は次式で与えられる。

$$\mathbf{F}_c = -\text{grad } \varphi_e \dots (13)$$

$$\varphi_e = [q^2 / 4 m \omega^2 \{1 + (6 \pi \eta a / m \omega)^2\}] E^2 \dots (14)$$

すなわち、 φ_e はそれぞれの粒子に対する阻止力のポテンシャルエネルギーをあらわす。そこでいまこれを阻止ポテンシャルと呼ぶこととする。もし外力 F_e も保存力（重力・層流中の流体粘性力など）で、ポテンシャルエネルギー φ_m によって、 $F_e = -\text{grad } \varphi_m$ と表わしうるときは、(12)式右辺の力の総和は次式のように書ける。

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_e = -\text{grad } \varphi \dots (15)$$

$\varphi = \varphi_e + \varphi_m$ = 総合ポテンシャルエネルギー

したがって、阻止（閉じ込め）位置で定常振動を行なう粒子の中心の位置 (X, Y) は次式から求められる。

$$\text{grad } \varphi(x, y) = 0 \dots (16)$$

さて、(14)式において、 E は印加電圧に比例するとともに、その空間分布は幾何学的に相似な電極配置に対して相似性を有するので、いま次のように規格化して表わすと便利である。

$$f = E / (V/b) \dots (17)$$

ここに、 V : 印加電圧波高値、 b : 隣接電極表面間最短距離

とする。また阻止力（閉じ込め力）は E を大きくするとほど上昇するが、その上限は、電極表面上の最大電界強度 $E_{\max}$ が破壊値 E_s (b と電極曲率で定まる) をこえない範囲におさえられる。そこでこの影響も考慮するため、次式で定義される利用率

$$\zeta = \frac{V/b}{E_{\max}} \dots (18)$$

を用いることとする。

いま b で規格化した座標系 $(x/b, y/b, \dots)$ または $r/b, r/z, \dots$ を用いると、規格化電界 f は幾何学的に相似な電極系に対しては、印加電圧、電極寸法に無関係な共通の位置関数となる。このような座標系におけるグレーディエント演算子を $(\text{grad})_b$ であらわすと、(13)、(14)式は次のようにならわされる。

$$F_c = -K \{(\text{grad})_b (f^2)\} \dots (19)$$

$$\varphi_e = K b f^2 \dots (20)$$

$$K = \frac{q^2 V^2}{4 m \omega^2 \{1 + (6 \pi \eta a / m \omega)^2\} b^3} \\ = \frac{q^2 \zeta^2 E_{\max}^2}{4 m \omega^2 \{1 + (6 \pi \eta a / m \omega)^2\} b} \dots (21)$$

(19)式より電界カーテンの阻止力（閉じ込め力）の中、電極系形状因子の影響は f^2 (規格化阻止ポテンシャルと呼ぶこととする) または $-(\text{grad})_b (f^2)$ (規格化阻止力と呼ぶこととする) によって判断でき、またそれ以外の物理的因子の影響、あるいは $E_{\max} \leq E_s$ で限定される阻止力の利用限界は、 K によって推定できることがわかる。

一例として第15図に電算機で計算した平面形電界カーテン（第1図参照、円柱電極の直径 d = 電極間最短距離 b 、電極中心間距離 $p = 2b$ ）における f^2 を b で規格化した $(x/b, y/b)$ 平面上に示してある。この場合、電位分布は代用電荷置法により求めた。第15図から、この電極配置における電気力学的閉じ込

第15図 単相駆動平面形電界カーテンにおける規格化阻止ポテンシャル f^2 の分布

Fig. 15. Distribution of normalized repulsion potential f^2 in case of an electric curtain of plane-type with single phase drive.

化阻止ポテンシャル線の分布⁽²⁰⁾から、電気力学的な通路（電気力学的回廊と呼ぶ）が円環電極群の軸に沿って形成されており、回廊の断面積は軸方向に関して変化していることがわかる。

なおこの問題に関する詳細な論議は別に報告の予定である。

〈5・2〉 進行波形電界カーテンの場合 ここでは水平（ y 方向）に配置した平面形で進行波形の電界カーテンを例として取り扱う。第 1 次近似として三相交番電圧による電位関数 U を次式で表わす。⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾⁽²¹⁾

$$U = Ve^{-\alpha x} \cos(\alpha y - \omega t) \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで、 V = 相電圧波高値、 $\alpha = 2\pi/3p$ (p = 電極中心間距離)

これから x および y 方向の電界は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} E_x &= E_{(x)} \cos(\alpha y - \omega t) \\ E_y &= E_{(x)} \sin(\alpha y - \omega t) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで

$$E_{(x)} = \alpha V e^{-\alpha x} \quad \dots\dots\dots (24)$$

(1) および (2) 式と同様な運動方程式を用い、線形近似を行なうと定常運動に関して次の関係式を得る。

(i) x および y 方向の振動成分

$$\xi = D E_{(x)} \cos(\gamma t - \theta) \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\nu = D E_{(x)} \sin(\gamma t - \theta) \quad \dots\dots\dots (26)$$

(ii) x 方向の閉じ込め力

$$F_c = \alpha m \gamma^2 D^2 E_{(x)}^2 = -F_{ex} > 0 \quad \dots\dots (27)$$

(iii) y 方向の駆動力

$$F_d = -(6\pi\eta a/m\gamma) F_c > 0 \quad \dots\dots\dots (28)$$

(iv) y 方向の平均運搬速度

$$\begin{aligned} v &= F_d/6\pi\eta a = -F_c/m\gamma \\ &= (v_0/2) \pm \sqrt{(v_0/2)^2 + F_{ex}/m\alpha} > 0 \quad \dots (29) \end{aligned}$$

ここで

$$D = q/m\gamma^2 \sqrt{1 + (6\pi\eta a/m\gamma)^2} \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$v_0 = \omega/\alpha = \text{同期速度} \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$\gamma = \alpha v - \omega$$

$$\begin{aligned} &= -(\omega/2) \pm \sqrt{(\omega/2)^2 + (\alpha/m) F_{ex}} \\ &= \text{粒子回転運動の角速度} \quad \dots\dots\dots (32) \end{aligned}$$

ここで、 F_{ex} = 重力 = $-mg$ とすると

$$v = (v_0/2) \pm \sqrt{(v_0/2)^2 - g/\alpha} \quad \dots\dots\dots (33)$$

$$\gamma = -(\omega/2) \pm \sqrt{(\omega/2)^2 - \alpha g} \quad \dots\dots\dots (34)$$

(25) より (34) 式までから、この場合の運動について次の事項が明らかとなる。

(i) 粒子は y 方向に移動しつつ一定の角速度 γ (ω より小さく ω とは逆符号) をもって微小回転運動を行なう。〔第 6 図 (b) および第 4 図参照〕

(ii) 角速度 γ には二つの値 γ_1 と γ_2 とが存在し ($|\gamma_1| < |\gamma_2|$ とする)、これに対応して粒子運動は二つのモードに分かれる。 γ_1 と γ_2 とに対応して、ある q の値について二つの運搬速度 v_1 と v_2 および二つの中心高さ X_1 と X_2 とが存在し、 $v_1 > v_2$ であり、また (27) および (30) 式より $X_1 > X_2$ である。すなわち高いほうの軌道においては速い運搬速度と遅い回転角速度をもって粒子が進行し、低いほうの軌道においては遅い運搬速度と速い回転角速度をもって粒子が移動する。

(iii) 次のような条件 $\alpha g \ll (\omega/2)^2$ (これは $p \gg 0.84$ mm という条件に帰着し、ほとんどの場合成立する)のもとでは (33) 式より重力の作用下における運搬速度の低い方の値は次式で与えられる。

$$v_{\min} = g/\omega = \text{一定} \quad \dots\dots\dots (35)$$

これは存在しうる最も低い粒子速度をあらわす。周波数 50 Hz に対して、 $v_{\min} = 3.18$ cm/s となる。

以上の特徴は定性的には実際の観察結果とよく一致する。

6. 平均的な遠心力とグレイディエント力とから求めた阻止力(閉じ込め力)⁽⁸⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾

曲がった電気力線に沿って振動する粒子については第 20 図を参照すると次の運動方程式がなりたつ。

$$\begin{aligned} m\rho d^2\theta/dt^2 + 6\pi\eta a\rho d\theta/dt \\ = qE \cos \omega t + F_{c\theta} \quad \dots\dots\dots (36) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m d^2\rho/dt^2 + 6\pi\eta a d\rho/dt \\ = m\rho(d\theta/dt)^2 + F_{e\rho} \quad \dots\dots\dots (37) \end{aligned}$$

ここで、 ρ はその点における電気力線の曲率中心 O からの距離（曲率半径）であり、 $m\rho(d\theta/dt)^2$ は ρ 方向に働く遠心力である。線形近似を用いると (36) 式お

第 20 図 平均遠心力と平均グレイディエント力のベクトル合成としての阻止力

Fig. 20. Repulsion force as the vector-summation of average centrifugal and gradient forces.

および(37)式より互に直交する ρ 方向の阻止力 $F_{c\rho}$ (平均遠心力) および θ 方向の阻止力 $F_{c\theta}$ (平均グレイディエント力) が次のように求まる。

$$F_{c\rho} = (1/2) m \omega^2 C^2 E^2 (1/\rho) = 2K \{f^2/(\rho/b)\} \dots\dots\dots (38)$$

$$F_{c\theta} = -(1/4) m \omega^2 C^2 \partial E^2 / \partial s \\ = -K \{ \partial f^2 / \partial (s/b) \} \dots\dots\dots (39)$$

ここで、 s = 電気力線に沿った曲線の長さ。(38)および(39)式より総合阻止力 (閉じ込め力) は次式で与えられる。

$$F_c = (1/2) m \omega^2 C^2 E^2 \\ \sqrt{(1/\rho)^2 + (1/E)^2 (\partial E / \partial s)^2} \\ = K \sqrt{4 f^2 / (\rho/b)^2 + \{ \partial f^2 / \partial (s/b) \}^2} \dots\dots (40)$$

ここで、右辺の根号の中は電極配置と電極寸法によって定まる幾何学的因子である。(40)式は(13)式からも導くことができる。(13)式と(40)式は不平等交番電界の一種である交番四重極電界の場合、別に導いたその粒子に対する電気力学的保持力の式⁽²²⁾に一致することが容易に証明できる。他方別に報告するとおり、この保持力の式は、実験とよく一致することが確認された。⁽²³⁾ それゆえ(13)、(14)式は線形近似のなりたつ振幅の余り大きくない範囲では実験的にも妥当性を有するものと判断される。

7. む す び

帯電した粉体粒子を不平等交番電界の作用で、電気力学的に保持運搬するために電界カーテンと名づけた装置を考案した。この電界カーテンの動作を粉体工学における応用を主目的として調べた。その結果、帯電した粉体粒子は不平等交番電界の作用で電気力学的に閉じ込められ、必要な場合には望む方向へ運搬できることを確認した。

また、この場合の運動軌跡は電算機によるシミュレーションによって、よく模擬できることが確かめられた。さらに粒子運動を記述する非線形方程式を線形近似によって解くことにより、種々のタイプの電界カーテンの電気力学的阻止力 (閉じ込め力) と粒子運搬速度の式を求め、その妥当性を実験とシミュレーション

とによって確かめた。阻止力はまた平均的な遠心力とグレイディエント力の和としても求めることを示した。

以上の研究により電界カーテン、特に定在波形電界カーテンの利用にあたっての一般的な基礎を確立することができた。

最後に本研究に対する 東京大学工学部大学院学生 松本陽一君ならびに元学生 伊藤文夫君 (現在富士通株式会社) の助力に対して深甚なる謝意を表明する次第である。また、実験装置の製作について同職員 香取 昌、酒井武夫両氏より賜ったご援助に対して衷心より感謝する次第である。

(昭和 46 年 1 月 22 日受付, 同 46 年 8 月 2 日再受付)

文 献

- (1) 増田・藤林・石田: 昭 43 年電気四学会連大 No. 834
- (2) 増田・藤林・石田: 昭 43 年電気学会東京支部大会 358
- (3) 増田・藤林・石田: 昭 44 年電気学会東京支部大会 345
- (4) 増田・藤林・小川: 昭 43 年静電気研究発表会 11
- (5) 増田・他: 昭 43 年静電気研究発表会 13
- (6) 藤林: 昭 44 年東京大学工学部博士論文
- (7) 青山・増田: 昭 44 年電気四学会連合大会 No. 942
- (8) 増田・石田・藤林: 昭 44 年電気四学会連合大会 No. 943
- (9) 増田・石田・藤林: 昭 44 年静電気研究発表会 29
- (10) 増田・石田・阿久津: 昭 45 電気四学会連大 No. 846
- (11) 稲葉: 昭 44 年度東京大学工学部卒業論文
- (12) 増田・石田: 進行波形不平等電界による帯電粉体粒子の輸送 (投稿予定)
- (13) S. Masuda, K. Fujibayashi & K. Ishida: "Electric Curtain zum Einsperren und Foerdern elektrisch aufgeladener Staubwolbe", *Advances in Static Electricity Vol. 1, Proc. 1st Int. Conf. on Static Electricity, (Vienna, 1970), pp. 398-414, Auxilia S. A., Brussels.*
- (14) S. Masuda: "Elektrodynamisches Verhalten Aufgeladener Aerosolteilchen in Inhomogener Wechselfeldern und seine Anwendungen moeglichkeiten in der Staubtechnik," *Int. Staubtagung. Bonn.; Staub. Reinhalt.-Luft, Bd. 30 Nr. 11 S. 449-456 (1970),*
- (15) 小川: 昭 42 年度東京大学工学部卒業論文
- (16) 増田・石田: 帯電粒体粒子に働く閉じ込め力の平均的な遠心力とグレイディエント力の和としての解析 (投稿予定)
- (17) H. Prinz: *Hochspannungsfelder, Oldenbourg, München/Wien (1969)*
- (18) H. Steinbigler: *T. U. München, Dissertation (1969)*
- (19) 伊藤: 昭 44 年度東京大学工学部卒業論文
- (20) 増田・松本・伊藤: 昭 46 年電気学会全国大会, No. 820,
- (21) 上村: 昭和 46 年度東京大学電子工学科卒業論文
- (22) 増田・藤林: 電学誌, **90**, 861 (昭 40-5)
- (23) 増田・藤林・石田・小川: 電学誌 (投稿中)