

論 文

一次元運動電荷による電流(続)

複数の運動電荷, その他

三好和憲*, 水野積成**, 関谷昌久***, 三好保憲****
 (1987年2月21日受理)

Electric Current due to a Moving Charge in One-dimensional System:
 (Continued) —Many Moving Charges, etc.

K. MIYOSHI,* M. MIZUNO,** Y. SEKIYA*** and Y. MIYOSHI****

(Received February 21, 1987)

The present paper dealing with induction current in one-dimensional moving charge system, is an extension of the previous paper, but such energy and force treated precisely in it are not discussed in this paper. It consists of 7 chapters as described below: 1. Introduction. 2. One-dimensional moving charge system under consideration. 3. Current due to many volume charge layers moving between electrodes. 4. Current due to a moving volume charge layer in presence of some bodies else. 5. Current due to a volume charge layer coming into contact with one of electrodes. 6. Generalization of current in one-dimensional moving charge system. 7. Conclusions. Conclusively, the following became clear. (i) Induction currents due to moving charges in one-dimensional system follow the superposition law. (ii) The expression for induction current is not dependent on presence of any rest charge and any body (at rest or in moving) having no charge.

1. まえがき

前報¹⁾では、平行平板電極間に帶電導体板Bもしくは等価密度の空間電荷層Rが単独に存在した場合、それ

* 筑波大学電子情報工学系 (305 茨城県新治郡桜村)

現在: 工学院大学 (160 東京都新宿区西新宿)

Department of Electronics and Information Science, University of Tsukuba, Sakura-mura, Niihari-gun, Ibaraki, 305 Japan

Present address: Kogakuin University, Nishi-Shinjuku, Shinjuku-ku, Tokyo, 160 Japan

** 名古屋大学工学部原子核工学科 (464 名古屋市千種区不老町)

現在: 名古屋女子商科短期大学 (488 尾張旭市新居町)
 Department of Nuclear Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 464 Japan

Present address: Nagoya Women's Junior College of Commerce, Arai-cho, Owariasahi, 488 Japan

*** 大同工業大学電気工学科 (457 名古屋市南区大同町)

Department of Electrical Engineering, Daido Institute of Technology, Daido-cho, Minami-ku, Nagoya, 457 Japan

**** 名古屋工業大学名誉教授 (466 名古屋市昭和区御器所町)

Professor Emeritus, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, 466 Japan

らの運動による電流、エネルギーおよび力について論じた。本報はその続報であって、主として次の項目について検討を進めたものである。

(1) 複数の空間電荷層 R_1, R_2 が共存し運動する場合の電流の重畠性。

(2) 運動電荷層 R による電流に対する他の物体 (導体板Bまたは誘電体板D) の影響。

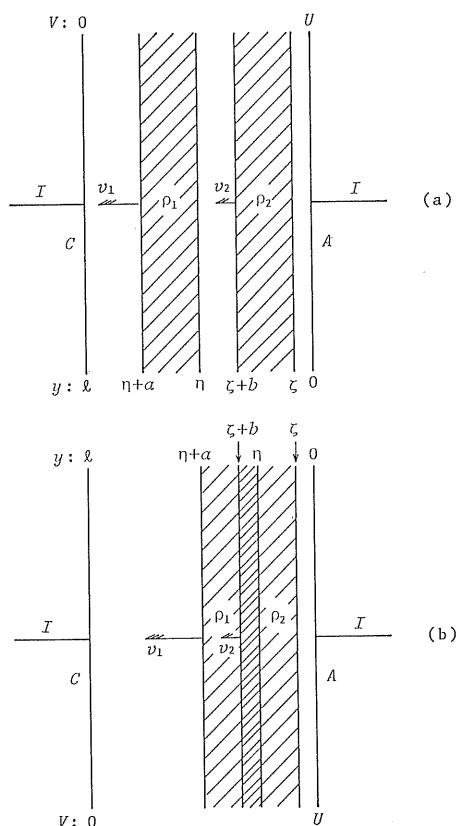
(3) 前項のように他の物体の存在する状態で、運動電荷層全体が空間に遊離しているのではなく、電極のいづれかに接している状態の電流。

なお、本報では前報で行なったような系のエネルギー、力などに対する検討は行なっていない。それは前報の流儀を踏襲して行けば解析可能なことであるが、煩雑に過ぎ却って現象の本質追及を離れるおそれがあるゆえに敢えて行なわなかった。

2. 解析の対象となる系

図1および2に示すように、電極配置は前報¹⁾とまったく同様である。すなわち陽極A(位置 $y=0$, 電位 $V=U$) および陰極C(位置 $y=l$, 電位 $V=0$) からなる平等電界配置である。前報と異なるところは運動電荷の立場であって、次の各種の場合を取り扱う。

1. 図1のように2個の空間電荷層 R_1, R_2 が共存す



(a) Completely separated layers, (b) Partially overlapped layers

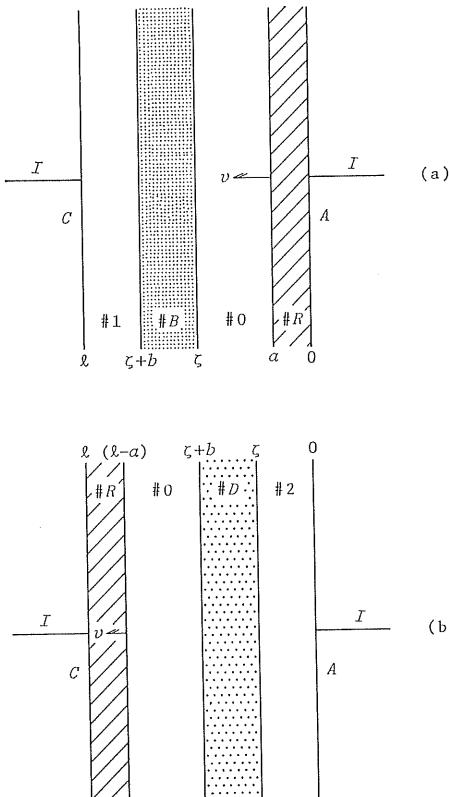
図 1 平行平板電極間の 2 運動空間電荷層

Fig. 1 Two volume space charge layers moving between parallel plate electrodes.

る場合、前者は $y = \eta \sim \eta + a$ に沿る等体密度 ρ_1 、後者は $y = \zeta \sim \zeta + b$ に沿る同じく等体密度 ρ_2 で、それぞれ y 方向に $v_1 = d\eta/dt$ および $v_2 = d\zeta/dt$ なる速度をもって運動している状態。なお、 R_1 と R_2 との相互の位置関係によって、運動空間電荷層が図の(a)のように互いに離れている場合と(b)のように一部が重なり合っている場合と考えられる。いずれの条件にあっても、電極間は図 1 (a), (b) および表 1 (a), (b) に示されるように 5 領域に分けて考えるべきである。

2. 電極間に別の導体板もしくは誘電体板が存在している条件の下で单一の空間電荷層が運動する場合。

図 1 (a) をそのまま流用して、 R_1 を单一運動空間電荷層 R とし、 R_2 の位置に導体板 B もしくは誘電体板 D を置き換えれば、この場合にも電極間は当然 5 領域に分けるべきで、表 2 にその内容が示されている。



(a) Volume space charge layer flowing out one of parallel plate electrodes, (b) Volume space charge layer flowing into one of parallel plate electrodes

図 2 平行平板電極の 1 極に接している運動空間電荷層

Fig. 2 A volume charge layer coming into contact with one of parallel plate electrodes.

3. 前項の单一運動空間電荷層 R が電極面のいずれかに接している場合、この条件においても図 2 (a) のように R がまさに A を離れんとする状態と同図 (b) のように C に着いた状態と考えられる。両者ともに電極間は 4 領域に分けるべきで、表 3 にそれらの結果が挙げられている。

以上のすべての場合を通じて、取り扱う系の諸量が座標 y だけの関数となるような一次元系を対象とする。すなわち前報でも規定したように両電極 A , C , 運動空間電荷層 R_1 (単一の場合には R), R_2 ならびに物体 B もしくは D の横拡がりの面積 S が大きく ($\gg l^2$) 端効果は無視できるものとする。

3. 複数の運動空間電荷層による電流

3.1 2 種の空間電荷層が完全に分離して運動している場合 (図 1 (a) 参照)

空間電荷のない 3 領域 $\#1$, $\#2$ および $\#0$ では電界は

(a) Completely separated

表 1 平行平板電極間の 2 次運動空間電荷
 Table 1 Two moving volume charges between parallel plate electrodes.

Quantity	Region		
	#1	#R1	#0
y			
ρ	$l \geq y \geq (\eta + a)$	$(\eta + a) \geq y \geq \eta$	$\eta \geq y \geq (\zeta + b)$
	0	ρ_1	0
$E(y)$	E_1	$E_{\rho 1}(y) = A_{\rho 1} + \frac{\rho_1}{\epsilon_0} y$	E_0
$V(y)$	$V_1(y) = E_M - E_1 y$	$V_{\rho 1}(y) = B_1 - A_{\rho 1} y - \frac{\rho_1}{\epsilon_0} \cdot \frac{y^2}{2}$	$V_0(y) = B_0 - E_0 y$
J_D	$J_{D1} = J_D = \frac{(\rho_1 a)v_1 + (\rho_2 b)v_2}{l}$	$J_{D\rho 1} = J_{D1} - \frac{(\rho_1 v_1)}{l} - \rho_1 v_1$ $= \frac{(\rho_1 a)v_1 + (\rho_2 b)v_2}{l} - \rho_1 v_1$	$J_{D0} = J_D = \frac{(\rho_1 a)v_1 + (\rho_2 b)v_2}{l}$
J_C	0	$J_{C\rho 1} = \rho_1 v_1$	0
J			$J = J_D + J_C = \frac{(\rho_1 a)v_1}{l} + \frac{(\rho_2 b)v_2}{l} = J_1 + J_2$
I	I		$I = JS = \frac{g_1 v_1}{l} + \frac{g_2 v_2}{l} = I_1 + I_2$

Remarks:

$$E_1 = \tilde{E} + (1/\epsilon_0) \{(\rho_1 a)\beta + (\rho_2 b)\gamma\}, \quad E_0 = E_1 - (1/\epsilon_0)(\rho_1 a + \rho_2 b)$$

$$A_{\rho 1} = E_1 - (1/\epsilon_0)\rho_1(\zeta + a), \quad A_{\rho 2} = E_1 - (1/\epsilon_0)\{\rho_1 a + \rho_2(\zeta + b)\}$$

$$B_{\rho 1} = U - (\rho_1/\epsilon_0)(\eta^2/2) + (\rho_2/\epsilon_0)b\gamma l, \quad B_0 = U + (\rho_2/\epsilon_0)b\gamma l, \quad B_{\rho 2} = U - (\rho_2/\epsilon_0)(\zeta^2/2)$$

$$\text{and } \tilde{E} = U/l, \quad \beta = (\eta + a/2)/l, \quad \gamma = (\zeta + b/2)/l; \quad v_1 = \frac{dy}{dt}, \quad v_2 = \frac{d\zeta}{dt}$$

Nomenclatures for Tables 1~3 :

ρ : Space charge density (C/m^3), E : Electric field intensity (V/m), V : Electric potential (V), J_D : Displacement current density (A/m^2), J_C : Convection current density (A/m^2), I : Total current density (A/m^2), J : Electric current (A), m^2), J_K : Conduction current density (A/m^2), I : Electric current (A)

(b) Partially overlapped

Quantity	Region			
	#1	#R1	#R0	
y				
	$\zeta \geq y \geq (\eta + \alpha)$	$(\eta + \alpha) \geq y \geq (\zeta + b)$	$(\zeta + b) \geq y \geq \eta$	$\eta \geq y \geq \zeta$
ρ	0	ρ_1	$\rho_1 + \rho_2$	ρ_2
$E(y)$	E_1	$E_{\rho 1}(y) = A_{\rho 1} + \frac{\rho_1}{\varepsilon_0} y$	$E_{\rho 0}(y) = A_{\rho 0} + \frac{\rho_1 + \rho_2}{\varepsilon_0} y$	$E_{\rho 2}(y) = A_{\rho 2} + \frac{\rho_2}{\varepsilon_0} y$
$V(y)$	$V_1(y) = E_1 - E_2 y$	$V_{\rho 1}(y) = B_{\rho 1} - A_{\rho 1} y - \frac{\rho_1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{y^2}{2}$	$V_{\rho 0}(y) = B_{\rho 0} - A_{\rho 0} y - \frac{\rho_1 + \rho_2}{\varepsilon_0} \cdot \frac{y^2}{2}$	$V_{\rho 2}(y) = B_{\rho 2} - A_{\rho 2} y - \frac{\rho_2}{\varepsilon_0} \cdot \frac{y^2}{2}$
J_D	$J_{D1} = J_D - \frac{(\rho_1 \alpha) v_1 + (\rho_2 b) v_2}{l}$	$J_{Dv1} = J_D - \rho_1 v_1$	$J_{Dv0} = J_D - \rho_2 v_2 = \frac{(\rho_1 \alpha) v_1 + (\rho_2 b) v_2}{l} - (\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2)$	$J_{Dv2} = J_D - \rho_2 v_2$
J_C	0	$J_{C\rho 1} = \rho_1 v_1$	$J_{C\rho 0} = \rho_1 v_1 + \rho_2 v_2$	$J_{C\rho 2} = \rho_2 v_2$
J			$J = J_D + J_C = \frac{(\rho_1 \alpha) v_1}{l} + \frac{(\rho_2 b) v_2}{l} = J_1 + J_2$	0
I			$I = JS = \frac{qv_1}{l} + \frac{q_2 v_2}{l} = I_1 + I_2$	

Remarks : The expressions of $E_1, E_2, A_{\rho 1}, A_{\rho 2}, B_{\rho 1}$ and $B_{\rho 2}$ in this table are the same as those in table (a), respectively. And in addition to them,
 $A_{\rho 0} = \bar{E} + (1/\varepsilon_0)\{(\rho_1 \alpha)\beta + (\rho_2 b)\} - \{\rho_1 \cdot (\eta + \alpha) + \rho_2 \cdot (\zeta + b)\}; B_{\rho 0} = U - (1/\varepsilon_0)\{(\rho_1 \eta^2 + \rho_2 \zeta^2)/2\}$

一定である。それをそれぞれ E_1, E_2 および E_0 としよう。もちろん未知量である。これから、この3域の電位の表式は表1(a)に示すように導くことができる。#1, #2域の形は $V_1(l)=0, V_2(0)=U$ からただちに与えられる。

他の空間電荷のある領域 #R1, #R2 に対しては、一次元ボアソン式から電界および電位はそれぞれ y の一次および二次の式となり表中に与えられた形となる。

電界および電位の式を通じて未知量は表1(a)に記載のごとく、 E_1, E_2, E_0 のほかに $A_{\rho 1}, A_{\rho 2}, B_{\rho 1}, B_{\rho 2}$ および B_0 の8個である。これらは5領域の4境界面 $y=\eta+a, \eta, \zeta+b, \zeta$ において電界および電位が連続であるという都合8境界条件からすべて決定されることができ、表1(a)の註に示されている。

次に、このようにして決定された電界から電束密度が、 $D=\epsilon_0 E$ の関係からただちに導かれる。その結果、

$$J_D = dD/dt$$

によって各領域 #1, #2, #R1, #R2 および #0 の変位電流密度 $J_{D1}, J_{D2}, J_{D\rho 1}, J_{D\rho 2}$ および J_{D0} が決定される。いうまでもなく、その場合時間とともに変化する量は η と ζ であるから、速度 $v_1=d\eta/dt, v_2=d\zeta/dt$ なる関係を利用すれば表中の変位電流密度の行の5式が得られる。なお #R1, #R2 域には空間電荷が実在しているため、それぞれ対流電流密度 $J_{C\rho 1}, J_{C\rho 2}$ が加わる。

この場合には電極間を通ずる電流形式は変位、対流だけであるから、全電流密度 J は変位、対流両電流密度の和として与えられ、当然のことながら各領域とも同一の表式となった。しかも、それは R_1 だけ単独に存在している場合の電流密度 $J_1=(\rho_1 a)v_1/l$ と、 R_2 だけ単独に存在している場合の電流密度 $J_2=(\rho_2 b)v_2/l$ との和となっている。もちろん電流 I についても同じことがいえる。すなわち運動電荷電流に関しては重ね合わせの理 (superposition law) が成立することが明らかになった。

3.2 2種の空間電荷層が一部分重なり合って運動している場合（図1(b)参照）

前3.1節と同様の手法で解析することができる。5領域のうち構成の異なる #R0 域の定数 $A_{\rho 0}, B_{\rho 0}$ が前節の #0 域の E_0, B_0 とまったく別の形であるほかは、他の6定数 $E_1, E_2, A_{\rho 1}, A_{\rho 2}, B_{\rho 1}, B_{\rho 2}$ は前節のそれらと同形である。結果は表1(b)のごとくである。

3.3 空間電荷が異極性の場合ならびに運動方向が互いに逆の場合

電荷の運動速度は先驗的に (a priori) 与えられるものであって必ずしも正電荷は印加電界の方向 (η, ζ が増す方向) に、負電荷はその逆方向に運動するものと定める必要はない。したがって $\rho_2 < 0, v_2 > 0$ の場合^{*1} もあ

りうるし、もちろん $\rho_2 < 0, v_2 = d\zeta/dt < 0$ の場合^{*2} もある。これらの場合には表1の式中の $\rho_2 v_2$ は代数的演算に従うように考えればよい。

3.4 任意数の運動空間電荷層による電流

以上3節に涉って2空間電荷層の運動による電流について論じたが、解析の手順から考えて3個以上の運動空間電荷層群による電流に対しても重ね合わせの理が成立することがいえる。一般に n 個の平等体密度 $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$ 、厚さ a_1, a_2, \dots, a_n の空間電荷層がそれぞれ速度 v_1, v_2, \dots, v_n をもって運動している場合には、電流密度に対して次式が成立する。

$$J_D = \sum_{k=1}^n J_k = \sum \frac{(\rho_k a_k) v_k}{l} \quad (1)$$

さらに不平等密度 $\rho(y)$ の場合は、素電荷層 $\rho(y) dy$ を $\rho_k a_k$ に置換して考えればよい。したがって、それに対しては

$$J_D = \frac{1}{l} \int_a^b \rho(y) v(y) dy \quad (2)$$

となる。いうまでもなく、この場合空間電荷層の厚さは $y=a \sim b$ である。また上記3節で明らかにしたように電流表式は空間電荷層の重なり合いの有無にかかわらず同一であるから v_k はそれが異なっていても差し支えない。結局、一次元系の体分布運動電荷による電流密度の一般形は式(2)をもって代表される。

4. 他物体の存在する電極間の单一運動空間電荷層による電流

本章で取り扱う課題は第2章第2項に述べた事柄である。完全導体板 (導電率 $\kappa \rightarrow \infty$) が存在する場合と誘電体板 (誘電率 $\epsilon = \epsilon^* \epsilon_0, \epsilon^*$ は比誘電率) が存在する場合とに分けて解析した結果が表2の(a)と(b)である。

解析手法は前章に準ずるものである。前者の場合には、前報¹⁾でも明らかにしたように導体B中には他の領域の電流と同一密度の伝導電流が流れるが完全導体のゆえに等電位の条件を満足する。後者の場合には電束密度の連続性のゆえにD中の電界は前後の真空中の電界 E に対し $1/\epsilon^*$ 倍になることが前もって定められる。これらの理由から、表2に現われる未定の定数は $E_1, E_2, A_\rho, B_\rho, B_0$ のほかにそれぞれ V_b または B_d の6個になっており、同表の註として与えられている。表には電流の密度 J 、同じく大いさ I が記入されているが、導体Bもしくは

^{*1} たとえば、高エネルギー放射線を形成する粒子の運動。正電荷は α -粒子、負電荷は β 線 (高速度の電子群) で MeV 級のエネルギーをもっているからもちろん印加電界には支配されない。

^{*2} 隅極から放出された電子群を考えればよい。

表 2 静止物体 (厚さ b) がある場合の平行平板電極間の運動空間電荷
Table 2 Single moving volume charge between parallel plate

Situation		(a) Conductor B as the stationary body				
Quantity		Region				
	#1	#R	#0	#B	#2	
	y					
	$l \geq y > (\eta + a)$	$(\eta + a) \geq y > \eta$	$\eta \geq y > (\zeta + b)$	$(\zeta + b) > y > \zeta$	$\zeta > y \geq 0$	
ρ	0	ρ		0		
$E(y)$	E_1	$E_\rho(y) = A_\rho + \frac{\rho}{\epsilon_0} y$	E_2	$E_{\text{t}} \rightarrow 0$	E_2	
$V(y)$	$V_1(y) = E_1 l - E_1 y$	$V_\rho(y) = B_\rho - A_\rho y - \frac{\rho}{\epsilon_0} \cdot \frac{y^2}{2}$	$V_0(y) = B_0 - E_2 y$	V_b	$V_2(y) = U - E_2 y$	
J_D	$J_{D1} = J_D = -\frac{(\rho a)v}{l_b}$	$J_{D\rho} = -\frac{(\rho a)v}{l_b} - \rho v$	$J_{D0} = J_D$	0	$J_{D2} = J_D$	
J_C	0	ρv		0		
J_K		0		$J_{K \rightarrow D}$	0	
J		$J = J_D + J_C + J_K = \frac{(\rho a)v}{l_b}$				
I		$I = JS = \frac{qv}{l}$				

Symbols: $l_b = l - b$; $E_b = U/l_b$; $p = (1 - \beta)l/l_b$,

$$\begin{cases} E_1 = E_b + (\rho a/\epsilon_0)(1-p), E_2 = E_b - (\rho a/\epsilon_0)p \\ A_\rho = E_b - (\rho a/\epsilon_0)(p + \eta/a), V_b = U \cdot (1 - \zeta/l_b) + (\rho a/\epsilon_0)\zeta p \\ B_\rho = U(l/l_b) + (\rho a/\epsilon_0)(1-p) - \{\rho(\eta+a)^2/2\epsilon_0\}, B_0 = U(l/l_b) - (\rho a/\epsilon_0)b p \end{cases}$$

Notice : When $\epsilon^* \rightarrow \infty$, the quantities in table (b) become to those corresponding in table (a). For example $l' \rightarrow l_b$, $p' \rightarrow p$,

誘電体Dの有無には無関係である。 ζ が時間とともに変化する場合すなわちBまたはDが速度 $d\zeta/dt$ で運動するとしても、以上の結論は変わらない。

要するに、少なくとも一次元系にあっては、電荷をもたない物体の存在は導体、誘電体のいずれかを問わず、また静止、運動のいかんにかかわらず、運動電荷群による電流表式には全然影響を及ぼさない。さらに電荷を有する静止物体が影響しないことは、静止空間電荷の存在が他の運動空間電荷電流に影響しないという前章の結論に照し合わせて、推論できる。

5. 電極に接した状態で運動する単一空間電荷の運動による電流

前報¹⁾ および本報 3, 4 章で取り扱った運動電荷はすべて極板間に空間中に遊離して存在する状態であった。本章では図 2 に示すように厚さ a 、平等体密度 ρ の運動空間電荷が極板に接して存在する場合について解析しよう。図 2 (a) のほうは電荷が極板Aから流出しつつある

状態^{*3}を、また(b)の方は極板Cに向かって流入しつつある状態^{*4}を示す。電極間には運動電荷Rのほかに(a)では導体Bが、また(b)では誘電体Dが存在している場合が示されている。解析結果はそれぞれ表3(a), (b)に示されている。前者では3境界面の境界条件から未定の定数 E_1 , A_ρ , B_0 および V_b の4者が決定される。後者では同じく3境界面の条件から、未定の E_2 , A_ρ , B_0 , B_ρ および B_d の5者が決定される。

次に表から明らかのように、電界 E したがって電束密度 D の式にはBまたはDに関する位置 ζ の項は含まれな

*3 これまでのよう A を陽極とすれば、 ρ は正イオン電荷密度であり、陽極直前の正イオン層（横拡がりした正ストリーマー集団）が陰極に向かって進展している状態に相当。また見方を変えて、印加電圧 U 、密度 ρ の符号を変えて負とすれば、陰極Aから電子群（電子なだれ中の電子集団）が逸出・進展している状態に相当。

*4 C を陰極、 ρ を正電荷と認めてきた条件そのままで、この状態はグロー放電の陰極降下層において正イオン群が陰極に射突する状態に相当。また U 、 ρ の極性を変えてみれば陽極Cに電子なだれ先端が到達した状態に相当。

(厚さ a)electrodes at presence of a stationary body (plate of thickness, b).

(b) Dielectrics D as the stationary body

Region				
#1	#R	#0	#D	#2
y				
$l \geq y \geq (\eta + a)$	$(\eta + a) \geq y \geq \eta$	$\eta \geq y > (\zeta + b)$	$(\zeta + b) > y > \zeta$	$\zeta > y \geq 0$
0	ρ		0	
E_1	$E_\rho(y) = A_\rho + \frac{\rho}{\epsilon_0} y$	E_2	E_2/ϵ^*	E_2
$V_1(y) = E_1 l - E_1 y$	$V_\rho(y) = B_\rho - A_\rho y - \frac{\rho}{\epsilon_0} \cdot \frac{y^2}{2}$	$V_0(y) = B_0 - E_2 y$	$V_d(y) = B_d - \frac{E_2}{\epsilon^*} y$	$V_2(y) = U - E_2 y$
$J_{D1} = J_D = \frac{(\rho a)v}{l}$	$J_{D\rho} = \frac{(\rho a)v}{l} - \rho v$	$J_{D0} = J_D$	$J_{Dd} = J_D$	$J_{D2} = J_D$
0	ρv		0	
0				
$J = J_D + J_C = \frac{(\rho a)v}{l'}$				
$I = JS = \frac{qv}{l'}$				

Symbols : $l' = l - b'$, $b' = b(1 - 1/\epsilon^*)$, $\zeta' = \zeta(1 - 1/\epsilon^*)$, $p' = (1 - \beta)l/l'$,
 $E_1 = E' + (\rho a/\epsilon_0)(1 - p')$, $E_2 = E' - (\rho a/\epsilon_0)p'$, $E' = U/l'$
 $A_\rho = E' - (\rho a/\epsilon_0)\{p' + \eta/a\}$, $B_d = U \cdot (1 - \zeta'/l') + (\rho a/\epsilon_0)\zeta'p'$
 $B_\rho = U(l/l') + (\rho a/\epsilon_0)l(1 - p') - \{\rho(a/\epsilon_0)\eta + a^2/2\epsilon_0\}$, $B_0 = U(l/l') - (\rho a/\epsilon_0)b'p'$
 $E_2/\epsilon^* \rightarrow 0$ and $B_d \rightarrow V_0$.

い（厚さ b は含まれる）から B または D の静止、運動のいずれの条件に対しても電流は B または D の存在には無関係である。

6. 一次元系の運動電荷電流の総括

前報ならびに本報 2~5 章においては主として体密度分布空間電荷の運動を論じてきた。しかし、その空間電荷の厚さ $a_h \rightarrow 0$ とし体密度 $\rho_h \rightarrow \infty$ とし、その積 $\rho_h a_h$ がつねに固定した σ_h となるように極限を採れば、面密度分布電荷の運動がもたらされる。それゆえ m 個の運動面電荷（面密度 σ_h 、運動速度 v_h ; $h=1, 2, \dots, m$ ）の運動による電流密度は式(1)に準じて

$$J_a = \sum_{h=1}^m J_h = \sum \frac{\sigma_h v_h}{l} \quad (3)$$

本報第 3~5 章の検討によって、電極間の運動電荷による電流は、他の静止電荷の存在および電荷をもたない物体（静止、運動のいかんを問わず）の存在により影響

を受けない。すなわち、電流表式に現われるものは運動電荷だけである。

体積分布の運動電荷は電極に接している状態でも電流は空間中にある場合と同一の形式で表現されうるゆえ、式(2)は拡張されて

$$J_\rho = \frac{1}{l} \int_0^l \rho(y) v(y) dy \quad (4)$$

と書くことができる。もちろん体積分布空間電荷のない領域では上式中の $\rho(y) = 0$ とおけばよい。したがって一次元系においては体積分布電荷（密度 ρ ）と面積分布電荷（密度 σ_h , $h=1, 2, \dots, m$ ）とが共存して運動する場合の電流密度の一般式は

$$J = J_\rho + J_a = \frac{1}{l} \left\{ \int_0^l \rho(y) v(y) dy + \sum_{h=1}^m \sigma_h v_h \right\} \quad (5)$$

となる。

表 3 平行平板電極のいざれかの極に接しながら運動する空間電流
 Table 3 Single moving volume charge in contact with one electrode between parallel plate electrodes.

(a) Leaving A

Fig. 2 (a)

Situ- ation	Fig. 2 (a)				Fig. 2 (b)			
	Region				Region			
Quan- tity	#1	#B	#0	#R	#0	#D	#2	
ρ	$(l \geq y > \zeta + b)$	$(\zeta + b > y > \zeta)$	$(\zeta > y \geq a)$	$(a \geq y \geq 0)$	$(l \geq y \geq l - a)$	$(l - a \geq y > \zeta + b)$	$(\zeta + b > y > \zeta)$	
$E(y)$	E_1	$E_{\kappa \rightarrow 0}$	E_1	$A_\rho + \frac{\rho}{\varepsilon_0} y$	$A_\rho + \frac{\rho}{\varepsilon_0} y$	E_2	E_2/ε^*	
$V(y)$	$V_1(y) = E_1(l - y)$	V_b	$V_0(y) = B_0 - E_1 y$	$V_\rho(y) = \tilde{B}_\rho - A_\rho y$ $= \frac{\rho}{2\varepsilon_0} y^2$	$V_0(y) = B_0 - E_2 y$ $= \frac{\rho}{2\varepsilon_0} y^2$	$V_d(y) = B_d - \frac{E_2}{\varepsilon^*} y$	$V_2(y) = U - E_2 y$	
J_D	$J_{D1} = \rho v \frac{a}{l}$	0	$J_{D0} = \rho v \frac{a}{l}$	$J_{D\rho} = \rho v \left(\frac{a}{l} - 1 \right)$	$J_{D0} = \rho v \left(\frac{a}{l} - 1 \right)$	$J_{D0} = \rho v \frac{a}{l}$	$J_{D2} = \rho v \frac{a}{l}$	
J_K	0	$J_\epsilon \rightarrow \rho v \cdot \frac{a}{l}$	0	0	0	0	0	
J_C	0	$J_\epsilon \rightarrow \rho v \cdot \frac{a}{l}$	0	ρv	ρv	0	0	
J				$J = \rho v \cdot \frac{a}{l} = (\rho a) \cdot v/l$				
I				$I = JS = qv/l$				

Symbols for (a) :

$$\begin{cases} E_1 = E_b + (\rho a^2/2\varepsilon_0) \{1/(l-b)\}, \\ A_\rho = E_b + (\rho a^2/2\varepsilon_0) \{1/(l-b)\} - \rho a/\varepsilon_0, \\ B_0 = U + \rho a^2/2\varepsilon_0 \\ V_b = U(1-\zeta)/(l-b) + (\rho a^2/2\varepsilon_0) \{1-\zeta/(l-b)\} \\ E_b = U/(l-b) \\ v = \frac{da}{dt} \end{cases}$$

Symbols for (b) :

$$\begin{cases} E_2 = E' - (\rho/\varepsilon_0) \gamma (l^2 + a^2/2), \\ A_\rho = E' - (\rho/\varepsilon_0) \{(l-\alpha) + (1/(l'))(l^2 + a^2/2)\}, \\ B_0 = U(l/l') - (\rho/\varepsilon_0) \{(l^2 + a^2/2)(b'/l')\} \\ B_\rho = U(l/l') + (\rho/\varepsilon_0) \{(a-l/2) - (1/l')(l^2 + a^2/2)\}, \\ B_d = U(1-\zeta'/l') + (\rho/\varepsilon_0) \{(l^2 + a^2/2)(\zeta'/l')\} \\ E' = U/l' \\ l' = l - b \\ b' = b(1-1/\varepsilon^*), \quad \zeta' = \zeta(1-1/\varepsilon^*) \\ v = -\frac{da}{dt} \end{cases}$$

7. 結 言

本報は前報¹⁾の後を受けて一次元系の運動電荷電流を整理、総括したものである。導かれた主たる結論は次のとくである。

1. 運動電荷電流に関しては重畳の理が成立する。
2. 運動電荷電流は他の静止電荷（静止帶電導体板も両面に現われる2葉の面分布空間電荷をもって置換）および電荷を有しない物体（導体、誘電体の区別なく、また静止、運動のいかんを問わず）の存在の影響を受けない。

これらは電磁気学の分野における新知見という立場から、電気基礎学を講ずる学徒にとって参考となる興味深い事柄である。また本報で取り扱った系は、運動する電子、イオンおよび帶電ダストすなわち運動空間電荷群と導電性もしくは絶縁性の浮遊ダストの共存する電気集塵機を、きわめて単純に理想化したモデルと見なすことも

できる。この立場からは静電気学を応用する技術者に対しても本報は資するところがあるものと思われる。

なお前報¹⁾および本報においては、運動電荷の速度は任意に定められたものとしてきた。このことは α 線、 β 線のような高エネルギー荷電粒子もしくは γ 線により飛跡に生ずる電子および正イオンについてはそのまま適用できる。しかし真空あるいは気体電子工学に登場する現象では、一般に荷電粒子速度は電界（印加電界および空間電荷電界の合成）に支配される。その場合でも、速度 v の電界 E に対する関数形 $v=f(E)$ が与えられれば、運動電荷による電流は式(5)によって決定されることになる。しかし、それは前報¹⁾および本報で展開した解析よりも遙かに複雑な課題であるから将来にゆずる。

参 考 文 献

- 1) 三好和憲、水野積成、関谷昌久、三好保憲：静電気学会誌、11 (1987) 273