FTI 法による SST 速度分布, 輸送係数の解析

正員 武田 章 秀 (四国大)

正員 生田 信 皓 (徳島大)

FTI Analyses of Electron Velocity Distribution and Transport Coefficients in SST Condition

Akihide Takeda, Member (Shikoku University), Nobuaki Ikuta, Member (Tokushima University)

A method of analyses for the position resolved electron velocity distribution and transport properties in Steady State Townsend (SST) conditions has been developed. In this method, the dispersion functions in position and energy are used in a similar manner as those in the flight time integral (FTI) method. Analyses to obtain the SST data are carried out in CF_4 at two values of E/N , 20 Td and 50 Td. The spatial variation of local transport properties are reasonably obtained throughout the position space between the cathode and the anode regardless of the equilibrium and the non-equilibrium situation even under the influence of electron attachment.

キーワード: 付着係数, 電子束, SST, FTI, 分散関数, 輸送係数, 非平衡, 境界条件, CF_4

1. はじめに

陰極-陽極間のガス空間に一樣電界を加え, 陰極から一定のレートで電子を放出するとき, 電子は陽極方向へ向かう定常流を作る。ガス密度 N および電極間距離 d が大きいときは, 電子はガス粒子との多数回の衝突を経て空間的平衡領域, すなわち速度分布が空間的に一樣に保たれる領域を形成する。しかし境界近傍には常に境界条件に依存する非平衡領域が残る, 特に Nd が著しく小さいときは, 陰極から出た電子は平衡領域を形成しないまま陽極に入ることになる。 Nd が十分大きい条件では, ガス空間の大部分で平衡領域が形成され, 電離係数, 励起係数など巨視的輸送量が測定される。また, そのような平衡領域における電子輸送係数の測定を SST (Steady State Townsend) 測定, 速度分布や輸送係数の解析を SST 解析と呼んでいる。田頭らは, SST 平衡領域における輸送係数のボルツマン方程式 2 項近似解析解が電離, 付着のある電子数非保存条件では, 速度空間のみにおける Pulsed Townsend (PT) 解と異なることを示した⁽¹⁾⁽²⁾。一方, 境界および境界近傍の非平衡領域に関して

は, ボルツマン方程式およびモンテカルロシミュレーションを用いた報告がある。しかし, いずれも完全な解は与えられていないようである^{(3)~(5)}。著者らは, さきに PT 条件における電子, イオンの平衡速度分布や輸送係数を速度分布の級数展開近似を用いずに厳密に解く方法として Flight Time Integral (FTI) 法を開発した。FTI 法は電界下の飛行および衝突における速度分散をループ速度分散関数 $L(v_0', v_0)$ で記述し,

$$\Psi_s(v_0') = \lim_{n \rightarrow \infty} L(v_0', v_0)^n \otimes \Psi_s(v_0) \cdots \cdots (1)$$

のように, この速度分散関数を繰り返し適用することにより緩和的に平衡出発レート分布 $\Psi_{sn}(v_0)$ を得て, この $\Psi_s(v_0)$ から飛行中の速度分布や輸送特性を求める方法である⁽⁶⁾⁽⁷⁾。これに対して SST 解析を考えると, ある位置からある速度で出発した電子が時間経過とともに速度空間で種々の速度で衝突し, 速度空間で分散すると同時に位置空間においても分散する。空間的に一樣な電界条件では, 飛行における一次元位置および速度分散に完全な対応があるので, 位置, 速度両空間におけるループ分散関数を準備し, これを繰り返し用いて位置分散全出発レート分布

$\Psi_{ST}(x_0, v_0)$ を求め、この $\Psi_{ST}(x_0, v_0)$ から SST 速度分布、輸送係数を求める方法を開発した。この方法を用いると、空間的平衡、非平衡の全領域を通じて、速度分布の位置分解 SST 輸送係数の厳密解析が可能となる。実際には電界方向変位とエネルギーゲインとの間に直接的な関係 $E\Delta x = \Delta \epsilon$ をもつため、位置・エネルギー分散関数を用いて $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$ を求める方法をとるのが便利である。

本論文では、まず第 2 章で位置エネルギー分散関数の一次元 SST 解析への適用法および輸送係数の表示法について述べ、第 3、第 4 章で CF_4 ガス中における解析条件と解析結果およびそれに対する考察を述べる。ここで CF_4 ガスを取り上げたのは、 CF_4 がプラズマプロセスで重用されるガスであるというばかりでなく、電子衝突に対して極めて大きい振動励起断面積や付着断面積をもち、特異な輸送特性を与えることが理由となっている。

2. SST 解析への FTI 手法の適用

FTI 手法を用いた SST 解析では、一定のレートで初期電子を陰極からある決まったエネルギー分布で放出して、ガス空間内で時間的に定常状態を形成させ、一次元的な位置 x の関数としての輸送係数 $Z(x)$ や滞在時間を含んだエネルギー分布 $F_T(x, \epsilon)$ を求める。このために、SST 解析ではまず全位置空間にわたる全出発レート分布 $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$ を求めることが必要である。まず位置 x_0 エネルギー ϵ_0 から出発して、1 回の飛行によって位置 x' エネルギー ϵ' で衝突する確率を与える分散関数 $H(x', \epsilon'; x_0, \epsilon_0)$ と、位置 x' エネルギー ϵ' における 1 回の衝突において、位置 $x' \rightarrow x_0$ ($x' = x_0$)、エネルギー $\epsilon' \rightarrow \epsilon_0$ への分散確率を与える分散関数 $S(x_0', \epsilon_0'; x', \epsilon')$ の全域重ね積分の結果として、1 回の飛行衝突における位置エネルギー分散関数

$$\begin{aligned} K(x_0', \epsilon_0'; x_0, \epsilon_0) \\ = S(x_0', \epsilon_0'; x', \epsilon') \otimes H(x', \epsilon'; x_0, \epsilon_0) \\ \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

を求める。ここで、電子については一般に容認されている実験室系等方散乱を仮定すると $H(x', \epsilon'; x_0, \epsilon_0)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} H(x', \epsilon'; x_0, \epsilon_0) \\ = \int_0^\pi \int_0^\infty \nu_T\{\epsilon'(\tau)\} \exp\left[-\int_0^\tau \nu_T\{\epsilon'(\tau')\} d\tau'\right] \\ \times \delta[x-x(\tau)] \delta[\epsilon-\epsilon(\tau)] \delta[\tau-t] \\ \times d\tau \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここで、

$$x'(\tau) = x_0 + v_0 \cos \theta_0 \tau + \frac{1}{2} a \tau^2$$

$$\epsilon'(\tau) = \epsilon_0 + E(v_0 \cos \theta_0 \tau + \frac{1}{2} a \tau^2)$$

である。上式で $\delta[x-x(\tau)]$, $\delta[\epsilon-\epsilon(\tau)]$ はすべて $\delta[\tau-t] d\tau$ で指定できるので、以下では単に $\delta[\tau-t] d\tau$ のみで表示する。

更に、衝突の種類 j について

$$\begin{aligned} H_j(x', \epsilon'; x_0, \epsilon_0) \\ = \int_0^\pi \int_0^\infty \nu_j\{\epsilon'(\tau)\} \exp\left[-\int_0^\tau \nu_T\{\epsilon'(\tau')\} d\tau'\right] \\ \times \delta[\tau-t] d\tau \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

を用意し、 S 関数はそれぞれの衝突について $\epsilon_0' = \epsilon' - \epsilon_{ex}$ (励起衝突)、 $\epsilon_0' = \epsilon'$ (弾性衝突)、また付着については $S_a(x_0', \epsilon_0'; x', \epsilon') = 0$ とおいて、 $K(x_0', \epsilon_0'; x_0, \epsilon_0)$ を求める。

任意の初期規格化出発レート分布 $\Psi_{S0}(x_0, \epsilon_0)$ ($x_0 = 0$) で出発する規格化電子群が、衝突ごとに得られる x_0', ϵ_0' を次の飛行の初期値 x_0, ϵ_0 に置き直して m 回飛行衝突を繰り返したときの、すなわち $m+1$ 回目の出発時の位置、エネルギー分布は、

$$\begin{aligned} \Psi_{Sm}(x_0, \epsilon_0) = [K(x_0', \epsilon_0'; x_0, \epsilon_0)]^m \otimes \Psi_{S0}(x_0, \epsilon_0) \\ \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

となる。 $K(x_0', \epsilon_0'; x_0, \epsilon_0)$ の適用は、陰極-陽極間の一次元領域 $x: 0 \sim L$ の全域で $m+1$ 回目に再出発する全電子数 $\int_0^\infty \int_0^L \Psi_{Sm}(x_0, \epsilon_0) dx_0 d\epsilon_0$ が、付着による消滅あるいは境界での吸収によって十分少なくなってしまうまで、例えば 10^{-6} 以下になるまで繰り返す。累積出発レート分布 $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$ は、

$$\begin{aligned} \Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0) = \sum_{k=1}^m \Psi_{Sn}(x_0, \epsilon_0) \\ = \sum_{k=1}^m [K(x_0', \epsilon_0'; x_0, \epsilon_0)]^k \\ \otimes \Psi_{S0}(x_0, \epsilon_0) \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

で表される。ここで、 $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$ は、電子が多数回の飛行 ($x_0 \rightarrow x', \epsilon_0 \rightarrow \epsilon'$)・衝突 ($x' \rightarrow x_0 = x_0, \epsilon' \rightarrow \epsilon_0 = \epsilon_0$) を繰り返した結果として得られる、位置 x_0 における dx_0 あたり、エネルギー $\epsilon_0 d\epsilon_0$ 当たりの出発数分布を表す。従って、 $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$ は速度分布の平衡非平衡にかかわらず、両境界面間の出発位置 $x_0 dx_0$ における正確な全出発数分布を表す。

多数回の飛行衝突の結果、得られる電子の滞在時間の重みをつけたエネルギー分布 $F_T(x, \epsilon, \theta)$ は、 $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$ に飛行中の位置、エネルギー分布を滞在時間の重みをつけて与える分散関数、すなわち位置

x , エネルギー ε , 角度 θ における生き残り成分 $\exp\left[-\int \nu_T\{\varepsilon'(\tau')\}d\tau'\right]$ を, $d\tau$ で積分した分散関数

$$\left. \begin{aligned} H_f(x, \varepsilon, \theta; x_0, \varepsilon_0) \\ &= \int_0^\pi \int_0^\infty \exp\left[-\int_0^\tau \nu_T\{\varepsilon(\tau')\}d\tau'\right] \\ &\quad \times \delta[x-x(\tau)]\delta[\varepsilon-\varepsilon(\tau)]\delta[\theta-\theta(\tau)] \\ &\quad \times \delta[\tau-t]d\tau \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 \\ x(\tau) &= x_0 + v_0 \cos \theta_0 \tau + \frac{1}{2} a \tau^2 \\ \varepsilon(\tau) &= \varepsilon_0 + E(v_0 \cos \theta_0 \tau + \frac{1}{2} a \tau^2) \\ \theta(\tau) &= \tan^{-1}[v_0 \sin \theta_0 / (v_0 \cos \theta_0 + a\tau)] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

を, 次のように 1 回作用させることにより得られる。

$$F_f(x, \varepsilon, \theta) = H_f(x, \varepsilon, \theta; x_0, \varepsilon_0) \otimes \Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0) \quad (8)$$

実際には $H_f(x, \varepsilon, \theta; x_0, \varepsilon_0)$ を直接表示することはデータ量から困難なので Legendre 展開して

$$\begin{aligned} H_{fl}(x, \varepsilon; x_0, \varepsilon_0) \\ &= \int_0^\pi \int_0^\infty (2l+1)P_l(\cos \theta) \\ &\quad \times \exp\left[-\int_0^\tau \nu_T\{\varepsilon(\tau')\}d\tau'\right]\delta[\tau-t] \\ &\quad \times d\tau \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (9) \end{aligned}$$

を用いるのが便利である。 $F_f(x, \varepsilon, \theta)$ も同様に Legendre 多項式で表現する。

$$F_f(x, \varepsilon, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) F_{fl}(x, \varepsilon) \quad (10)$$

$$F_{fl}(x, \varepsilon) = H_{fl}(x, \varepsilon; x_0, \varepsilon_0) \otimes \Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0) \quad (11)$$

ただし, ここで用いる Legendre 展開表示は, 厳密に得られた結果を近似表示するだけであって, 近似解析を行うこととは異なる。

また, 全衝突レート分布 $\Psi_{CT}(x', \varepsilon', \theta')$ は, $\Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0)$ に $H(x', \varepsilon', \theta'; x_0, \varepsilon_0)$ を 1 回適用することにより得られる。ここで $H(x', \varepsilon', \theta'; x_0, \varepsilon_0)$ は, $H_f(x, \varepsilon, \theta; x_0, \varepsilon_0)$ の場合と同様に, Legendre 展開して用いるのが便利である。

$$H_l(x', \varepsilon', \theta'; x_0, \varepsilon_0) = \sum_{l=0}^{\infty} H_{ll}(x', \varepsilon'; x_0, \varepsilon_0) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} H_{ll}(x', \varepsilon'; x_0, \varepsilon_0) \\ &= \int_0^\pi \int_0^\infty (2l+1)P_l(\cos \theta') \nu_T\{\varepsilon(\tau)\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \exp\left[-\int_0^\tau \nu_T\{\varepsilon(\tau')\}d\tau'\right]\delta[\tau-t] \\ &\times d\tau \frac{1}{2} \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (13) \end{aligned}$$

$$\Psi_{Cl}(x', \varepsilon') = H_l(x', \varepsilon'; x_0, \varepsilon_0) \otimes \Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0) \quad (14)$$

となり, 全衝突レートの位置, 速度分布は

$$\Psi_{CT}(x', \varepsilon', \theta') = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta') \Psi_{Cl}(x', \varepsilon') \quad (15)$$

のように得られる。 l の値としては一般的には 2 までとれば十分であろう。また, いうまでもなく (3) 式の $H(x', \varepsilon'; x_0, \varepsilon_0)$ は $H_0(x', \varepsilon'; x_0, \varepsilon_0)$ と同じである。衝突時の平均エネルギー, 運動量移行レートなど必要な諸量も, この $\Psi_{Cl}(x', \varepsilon')$ から求めることができる。

滞在時間重みをもつ分布 $F_f(x, \varepsilon, \theta)$ を用いて, SST 規格化分布 $F_S(x, \varepsilon, \theta)$ および種々の規格化平均輸送量を, 以下のように記述する。

規格化出発電子数

$$n_0 = \int_0^\infty \Psi_{S0}(0, \varepsilon_0) d\varepsilon_0 \quad (=1) \quad (16)$$

全領域延滞在時間

$$\tau_T = \int_0^L \int_0^\infty F_{T0}(x, \varepsilon) dx d\varepsilon \quad (\text{s}) \quad (17)$$

xdx 領域における滞在時間

$$\tau(x) = \int_0^\infty F_{T0}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{scm}^{-1}) \quad (18)$$

xdx 領域における相対粒子密度

$$\rho(x) = \tau(x) / \tau_T \quad (19)$$

xdx 領域における規格化エネルギー分布

$$F_S(x, \varepsilon) = F_{T0}(x, \varepsilon) / \tau(x) \quad [(\text{eV})^{-1}] \quad (20)$$

xdx 領域における平均エネルギー

$$\langle \varepsilon \rangle(x) = \int_0^\infty \varepsilon F_{T0}(x, \varepsilon) d\varepsilon / \tau(x) \quad (\text{eV}) \quad (21)$$

xdx 領域における前向き速度の空間分布

$$\langle v_x \rangle(x) = \int_0^\infty \frac{1}{3} v F_{T1}(x, \varepsilon) d\varepsilon / \tau(x) \quad (\text{cms}^{-1}) \quad (22)$$

位置 x における電界に垂直な平面を通過する粒子束

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty \frac{1}{3} v F_{T1}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad (23)$$

この $\Gamma(x)$ は, 空間内での電子の生成消滅がないとき平衡・非平衡全領域を通じて一定値をとる。更に陰極への逆散乱がないときはその値は 1 となる。また, このときの粒子の陽極への平均到着時間 τ_m は

$\tau_m = \tau_T \quad (n_0=1) \quad (\text{s}) \dots\dots\dots (24)$
 で与えられる。

xdr 領域における衝突時の平均エネルギー

$$\langle \varepsilon' \rangle(x) = \int_0^\infty \varepsilon' \Psi C_0(x', \varepsilon') d\varepsilon' / \int_0^\infty \Psi C_0(x', \varepsilon') d\varepsilon' \quad (\text{eV}) \dots\dots\dots (25)$$

また, j 種の衝突については (4) 式を用いて,
 xdr 領域における j 種の衝突回数

$$\Psi_{Cj}(x') = \int_0^\infty \Psi_{Cj}(x', \varepsilon') d\varepsilon' \dots\dots\dots (26)$$

ただし, $\Psi_{Cj}(x', \varepsilon') = H_{j0}(x', \varepsilon'; x_0, \varepsilon_0) \otimes \Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0)$

xdr 領域における j 種の衝突によるエネルギー損失

$$\langle \varepsilon_{\text{loss}j} \rangle(x) = \int_0^\infty \varepsilon_j \Psi_{Cj0}(x', \varepsilon') d\varepsilon' \quad (\text{eV}) \dots\dots\dots (27)$$

となる。その他の量についても解析が可能である。

3. 計算条件

ここでは密度 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の CF_4 ガス中, 換算電界 $E/N=20 \text{ Td}$ および 50 Td ($1 \text{ Td} = 1 \times 10^{-17} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$) で 1.0 cm のガス空間を飛行させた電子の挙動の解析を行った。 CF_4 の電子衝突断面積は, 林氏⁽⁸⁾によって提示されたものを用いた。その形を図 1 に示してある。

図 1 CF_4 ガスの電子衝突断面積 (林⁽⁸⁾)
 Fig. 1. Cross section of CF_4 presented by Hayashi.

表 1 解析条件

Table 1. Conditions used in this analysis.

qv_{24} によるエネルギー損失	0.0539 eV	
qv_{13} によるエネルギー損失	0.113 eV	
q_m によるエネルギー損失	0.0 eV	
電子の初期エネルギー	0.0 eV	
分割単位	20 Td	50 Td
距離 dx (10^{-3} cm)	1.0	2.0
エネルギー $d\varepsilon$ (eV)	0.02	0.1
時間 dt (10^{-12} s)	5.0	1.0

CF_4 ガスの運動量変換断面積は, 0.2 eV 付近に Ramsauer minimum をもち, その minimum 域から大きい振動励起断面積 qv_{24} と qv_{13} が立ち上がっている。 $E/N=10 \text{ Td}$ 以下では qv_{13} の山を越える電子は少ないが, それ以上となると qv_{13} の最初の山を越えるようになる。しかし 8 eV 付近には振動励起断面積 qv_{13} の第 2 ピークが立ち上がり, 同じエネルギー域に小さいながら付着衝突が存在するので, これらに遮られて, 電子移動速度は約 20 Td で最大値をとり, E/N の増加とともにいったん低下し負勾配域をつくる。 50 Td は移動速度の谷を与え, かつ付着衝突も起こるという条件を備えている。解析に用いた諸条件を表 1 に示す。

4. 解析結果および考察

ここでは全出発個数を規格化し, 電子 1 個当たりのデータを示す。

〈4・1〉 $\Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0)$ と $F_{j0}(x, \varepsilon)$ $E/N=50 \text{ Td}$ で電極間距離を 1.0 cm とし, 電子を飛行させた場合の出発レート分布と, 飛行時間の重みをもったエネルギー分布を表示したのが図 2 である。奥側の右面を陰極, 手前の左面を陽極として, エネルギーを横軸 (右下り) に, 数密度を縦軸に表示してある。

これらの分布は, 陰極から連続的に放出される電子が放電空間に形成する, 時間的には定常で位置に依存するエネルギー分布である。

図 2 に見られるように, 陰極から初期エネルギー 0 eV で出た電子は, 次第に加速されて約 2 mm (10 V) の間にほぼ平衡状態に達し, その後は陽極付近の非平衡状態に入るまでの間, 空間的平衡状態を維持していることを示している。この平衡領域では付着のため電子数は指数関数的に減少しているが, 分布の形状は (a) : $\Psi_{ST}(x_0, \varepsilon_0)$, (b) : $F_{j0}(x, \varepsilon)$, (c) : $F_{j1}(x, \varepsilon)$ ともに一定に保たれており, 平衡状態を形成していることが理解される。しかし, 陽極近傍では再び分布は大きく変化し, 非平衡領域を形成していることが理解される。

〈4・2〉 一次元空間における諸量の分布 図 3 に 1.0 cm の放電空間における輸送関係諸量の平均値を位置の関数として示してある。(I) 図が 20 Td , (II) 図が 50 Td の結果である。また, 図 3 の平衡領域の一点 ($x=0.7 \text{ cm}$) における諸量を PT 解析の結果と比較して表 2 に示した。図 3(a) は放電空間への放出電子 1 個当たり, 単位距離当たりの衝突, 従って出発回数の分布 $\Psi_s(x)$ である。この分布で出発した電子は飛行中に (b) 図のような滞在時間の分布 $\tau(x)$ をとる。

(a) 出発レート分布 $\Psi_{ST}(x_0, \epsilon_0)$

(b) 飛行中の分布 $F_{f0}(x, \epsilon)$

(c) 飛行中の分布 $F_{f1}(x, \epsilon)$

図2 位置分解エネルギー分布 (50 Td)
Fig. 2. Position resolved starting rate distribution (a) and energy distributions in flight (b), (c) at 50 Td.

滞在時間分布は、陰極からの供給電子数1個当たりの密度分布を与える。(c)図は陽極方向への電子flux分布 $\Gamma(x)$ を示す。(I)-(c)図では電子数が保存されているため、平衡、非平衡領域を通じて全域にわたって一定値1を保っている。(II)-(c)図では、エネルギーが低く付着が起こらない領域((II)-(e)図参

照)では一定値1を保っているが、付着が一定のレートで起こる領域に入ると指数関数的に減少していく。従って、50 Tdで得られた移動速度 $v_x(x) = W_s(x)$ は、密度勾配に依存する拡散効果を含めた移動速度であり、PTにおける値よりわずかながら(1.2%)高くなっている(表1)。これに伴って、平均エネルギー、平均衝突周波数、付着周波数などもそれぞれわずかながら高い値をとっている。このような効果は20 Tdでは見られない。(d)図は、電子束分布 $\Gamma(x)$ を滞在時間分布 $\tau(x)$ で割った値、すなわち実空間での移動速度 $v_x(x)$ を示す。付着のある平衡領域では $\tau(x)$ も指数関数的に減少しているため、 $v_x(x)$ は一定値を保っている。また、同じ領域で平均エネルギー $\langle \epsilon \rangle(x)$ も一定値を示す((II)-(e)図)。逆に、完全吸収陽極近くの非平衡領域で $\langle v_x \rangle(x)$ が大きく上昇するのはよく知られていることであるが、これは連続する $\Gamma(x)$ に対して陽極への完全吸収による $\tau(x)$ の減少に対応して現れる。このように非平衡領域の存在にかかわらず、輸送諸量の変化が相互にconsistentに得られている。また、ここに見られる非平衡領域で移動速度や拡散係数を論じることはむりがあると思われるが、これについては別に報告したい。

〈4・3〉 エネルギー分布関数 規格化エネルギー分布 $F_s(x, \epsilon)$ が平衡領域で変化していないことは、図2からも明らかである。平衡領域の一点 $x=0.7$ cmにおけるSST分布 $F_s(0.7, \epsilon)$ とPT条件における分布 $F_n(\epsilon)$ の比較を図4に示す。図から明かなように、20 Tdでは両者の差は計算誤差の範囲であるが、50 Tdではわずかながら $F_s(x, \epsilon)$ が高エネルギー側へ伸びている。付着のある50 Tdにおいてさえ相違が小さいのは、表2に示されている付着衝突周波数/全衝突周波数の比率 $\nu_{sa}(x)/\nu_{ST}(x)$ が 0.33×10^{-3} と低いことによるとと思われる。

〈4・4〉 付着係数と付着周波数 空間的平衡領域で規格化電子エネルギー分布 $F_s(x, \epsilon)$ が一定に保たれ、電子数が距離に対して指数関数的に減少しているとき、その勾配から付着係数 $\eta(x)$ は次のようにして求められる。

$$\eta(x) = -d[\log_e \rho(x)]/dx \quad \dots\dots\dots (28)$$

また速度(エネルギー)分布から、付着周波数 $\nu_{sa}(x)$ および移動速度 $W_s(x)$ は次のように求められる。

$$\nu_{sa}(x) = \int_0^\infty \nu_a(\epsilon) F_{s0}(x, \epsilon) d\epsilon \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$W_s(x) = \int_0^\infty \frac{1}{3} v(\epsilon) F_{s1}(x, \epsilon) d\epsilon \quad \dots\dots\dots (30)$$

$\nu_{sa}(x)$, $W_s(x)$ を用いて付着係数

図 3 輸送諸量の空間分布

Fig. 3. Distributions of transport quantities in the position space.

$$\eta_s(x) = \nu_{sa}(x) / W_s(x) \quad \dots\dots\dots (31)$$

を求めることができる。

この $\eta_s(x)$ と、さきに $\Gamma(x)$ の勾配から求めた $\eta(x)$

とは、表 2 に見られるようによく一致する。 $\Gamma(x)$ の勾配から求めた付着係数 $\eta(x)$ と $F_s(x, \varepsilon, \theta)$ から求めた $\eta_s(x)$ とが一致するという結果は、付着による電子の消滅、従って電子密度勾配に依存する拡散などの効

表 2 輸送関係諸量 ($n_0=1$)
Table 2. Transport quantities ($n_0=1$).

輸送関係量				SST ($x=0.7$ cm)		輸送関係量		PT	
				20 Td	50 Td			50 Td	
移動速度	$\langle v_x \rangle (x)$	(22)式	(10^7 cm s $^{-1}$)	1.07	0.739				
移動速度	$W_s(x)$	(30)式	(10^7 cm s $^{-1}$)	1.07	0.741	W_r		1.07	0.732
粒子束	$\Gamma(x)$	(23)式		1.00	0.797				
滞在時間	$\tau(x)$	(18)式	(10^{-7} s cm $^{-1}$)	0.935	1.08				
平均エネルギー	$\langle \epsilon \rangle (x)$	(21)式	(eV)	0.377	3.25	$\langle \epsilon \rangle$		0.377	3.22
拡散係数	$D_v(x)$		(10^8 cm 2 s $^{-1}$)	3.43	3.61	D_v		3.43	3.61
衝突周波数	$\nu_{ST}(x)$		(10^8 s $^{-1}$)	2.30	9.90	ν_T		2.30	9.83
付着衝突周波数	$\nu_{sa}(x)$	(29)式	(10^8 s $^{-1}$)		3.27	ν_a			3.20
$\nu_{sa}(x)/\nu_{ST}(x)$			(10^{-3})		0.330				0.326
付着係数	$\eta(x)$	(28)式	(cm $^{-1}$)		0.442				
付着係数	$\eta_s(x)$	(31)式	(cm $^{-1}$)		0.442	$\eta(\nu_a/W_r)$			0.437

図 4 PT, SST 条件におけるエネルギー分布の比較
Fig. 4. Comparison of the energy distributions in PT and SST conditions.

果をすべて含めた分布関数として, $F_s(x, \epsilon, \theta)$ が得られ, それにより $W_s(x)$ も得られていることを示すものである。

5. 結 論

一般に用いられているボルツマン方程式解析では, 各微速度領域における電子の出入りのみを考慮して解を得ている。これに対し FTI 法では, 飛行, 衝突を繰り返す電子の全挙動を考慮して, 速度空間における緩和法を用いて解析する。本 SST-FTI 解析法では,

それが位置空間に分解されることとなった。このため, 速度空間のみにおける緩和法をそのままは適用できない。しかし, 飛行, 衝突を繰り返しつつ電子が当該位置空間から去ってしまうまで分散関数を用いて飛行・衝突を繰り返させているので, 極めて自然に, 与えた条件に従って平衡領域, 非平衡領域が形成される。従って本 SST-FTI 解析では, PT 条件における FTI 解析のように緩和が働いていないため精度が悪いという理由は存在しない。多数回飛行・衝突を繰り返して緩和した結果, 平衡分布を形成し, 吸収により飛

行回数が少なくなる境界面近くの非平衡領域にも滑らかに接続するのである。これは、解析というより macroscopic simulation の結果として得られているといえよう。モンテカルロシミュレーションで正しく電子の SST 的振舞を求めることができるように、本 SST-FTI 法でも、滞在時間を考慮して電子の挙動を正確にかつ統計的ばらつきなしに記述することができる。このように FTI 的手法の SST 条件への適用により、正確で矛盾のない SST 解析が可能となった。

(平成 4 年 8 月 31 日受付)

文 献

- (1) Y. Sakai, H. Tagashira & S. Sakamoto: *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **10**, 1951 (1977)
- (2) H. Tagashira, Y. Sakai & S. Sakamoto: *ibid.*, **10**, 1035 (1977)
- (3) J. J. Lowke, J. H. Parker Jr. & C. A. Hall: *Phys. Rev.* **15**, 1237 (1977)
- (4) G. L. Braglia & J. J. Lowke: *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **12**, 1831 (1979)
- (5) R. E. Robson: *Aust. J. Phys.*, **34**, 223 (1981)
- (6) N. Ikuta & Y. Murakami: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **56**, 115 (1987)
- (7) 生田・中島: 電学論 A, **113**, 83 (平 5-1)
- (8) 林: 私信

生 田 信 皓 (正員)

昭和 4 年 10 月 22 日生。26 年徳島工業専門学校電気科卒業。県立工業高校教師を経て、39 年 4 月徳島大学工学部助手。同工業短期大学部を経て、現在、同工学部電気電子工学科教授。工学博士。コロナ放電現象の研究で 47 年電気学会論文賞受賞。近年は放電基礎過程の研究に従事。日本物理学会、応用物理学会、日本分光学会会員。

武 田 章 秀 (正員)

昭和 36 年 4 月 8 日生。62 年徳島大学大学院修士課程修了。63 年 4 月四国女子大学短期大学部助手、平成 2 年同講師。放電基礎過程の研究に従事。日本物理学会、情報処理学会会員。