SST条件における電子のエネルギーバランス

正員 武田 章 秀 (四国大学)

正員 生田 信 皓 (千葉工大)

Local Balance of Electron Energy Gain and Loss in SST Condition

Takeda Akihide, Member (Shikoku Univ.), Ikuta Nobuaki, Member (Chiba Inst. Tech.)

Spatially resolved steady state (SST) transport properties of electrons in Ne including the electron flux and the energy flow under a high reduced electric field E/N of 300 [Td] are investigated with the numerical data obtained by SST-FTI method. It is confirmed that the local net energy gain is always the same as the sum of the local energy loss and the divergence of energy flow. That is, the local conservation of energy and the continuity of energy flow are both explicitly verified. The features of SST and PT (pulsed Townsend) transport properties in conservative and non-conservative conditions for the electron number are also discussed.

キーワード：SST, PT, 粒子束, エネルギー流, エネルギーバランス, 平衡, 非平衡, SST-FTI 法

1. はじめに

電子の輸送特性の中、電離係数、付着係数などは SST (Steady State Townsend) 条件⁽¹⁾で、電極間距離を変化させて測定される。これは位置に依存しない規格化電子エネルギー分布、したがって一定の電離(付着)係数を持つ平衡領域が、電極間距離と共に伸びることを期待していることによる。位置的に不変の規格化エネルギー分布は、局所的な電子のエネルギー利得と損失がバランスしている場合に得られ、このバランスが得られないのが非平衡領域であるように考えられてきた。しかし谷口ら⁽²⁾は一定の輸送特性を持つ平衡領域でも電離が起こる条件ではエネルギー利得と損失がバランスせず、補正量 z を導入する必要性を示した。そして z は電離成長を定常的に続けるために子電子へ供給すべきエネルギーであろうと述べている。

先に筆者らは SST-FTI 法⁽³⁾⁽⁴⁾を用いて、CF₄中比較的低い電界(50[Td])で、付着断面積を励起、電離断面積に置き換えた場合と比較して、エネルギーバランスおよび平衡・非平衡領域の輸送特性を比較検討した。⁽⁵⁾今回は Ne 中で励起、電離が頻度高く起こる比較的高い電界(300[Td])で SST および PT 輸送特性を求め、また電離断面積を励起断面積に置き換えた場合とも比較して、エネルギーバランスの成否を中心として、エネルギー分布や輸送特性を数値的に検討し、平衡—非平衡領域を与える条件等についても検討を行なった。

2. 計算方法

SST-FTI 法(計算法は文献(3)(4)参照)では、全電子

の軌道運動を確率的に記述するので結果にばらつきは現れない。このため精密な値が得られ、輸送特性の検討に有用である。使用した Ne の衝突断面積⁽⁶⁾を図 1 に示した。ここではガス密度を $1 \times 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ と仮定したので、電界 $E [\text{Vcm}^{-1}]$ と換算電界 $E/N [\text{Td}]$ の値は等しくなる。電子輸送量は $0 \sim 1 [\text{cm}]$ の電極間ガス空間を $\Delta x = 0.001 [\text{cm}]$ 毎に分割した 1 次元位置 x について記述し、 $x=0.2 [\text{cm}]$ に注入された 1 個の電子に対する値として表示した。

SST-FTI 法では、電子の出発時の位置、エネルギー分布 $\Psi_s(x_0, \varepsilon_0)$ 、衝突時の電子の衝突種類別位置、エネルギー分布 $\Psi_{ck}(x, \varepsilon)$ (k : el, ex, i etc.) を、飛行による位置およびエネルギー分散関数 $H_{ck}(x, \varepsilon; x_0, \varepsilon_0)$ 、および衝突

図 1 Ne の電子衝突断面積

Fig. 1. Electron collision cross sections of Ne

におけるエネルギー損失を記述するエネルギー分散関数 $S_k(\varepsilon_0, \varepsilon)$ を用いて計算する。⁽³⁾⁽⁷⁾ 定常状態では $\Psi_{ck}(x, \varepsilon)$ および $\Psi_s(x_0, \varepsilon_0)[\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}]$ は互いに次の関係を持つ。

$$\Psi_{ck}(x, \varepsilon) = H_{ck}(x, \varepsilon; x_0, \varepsilon_0) \otimes \Psi_s(x_0, \varepsilon_0) \quad \cdots (1)$$

$$\Psi_s(x_0, \varepsilon_0) = \sum_k S_k(\varepsilon_0, \varepsilon) \otimes \Psi_{ck}(x, \varepsilon) \quad \cdots (2)$$

ここで $\otimes$ は重畳積分を表す。⁽⁷⁾ 位置 x における各種衝突数 $\Psi_{ck}(x)[\text{cm}^{-1}]$, 衝突エネルギー損失 $L\varepsilon_k(x)[\text{eVcm}^{-1}]$ 等は次のように求める。

$$\Psi_{ck}(x) = \int_0^\infty \Psi_{ck}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (3)$$

$$L\varepsilon_{el}(x) = \frac{2m}{M} \int_0^\infty \varepsilon \Psi_{cel}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (4)$$

$$L\varepsilon_{exj}(x) = \int_0^\infty \varepsilon_{exj} \Psi_{cexj}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (5)$$

$$L\varepsilon_i(x) = \int_0^\infty \varepsilon_i \Psi_{ci}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (6)$$

$$L\varepsilon_a(x) = \int_0^\infty \varepsilon \Psi_{ca}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (7)$$

$$L\varepsilon(x) = \sum_k \sum_j L\varepsilon_{kj}(x) \quad \cdots (8)$$

電子は衝突により実空間で等方散乱されるものとし、電離衝突では電離余剰エネルギーを散乱電子と子電子に等配分した。配分エネルギー $S\varepsilon_i(x)$ は次式で与えられる。

$$S\varepsilon_i(x) = \int_0^\infty \frac{1}{2}(\varepsilon - \varepsilon_i) \Psi_{ci}(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (9)$$

飛行中の電子が位置 x , エネルギー ε で滞在する時間確率を表す分布 $Ff_\ell(x, \varepsilon)[\text{scm}^{-1}\text{eV}^{-1}]$ (ℓ : Legendre 展開項の次数) は、分散関数 $Hf_\ell(x, \varepsilon; x_0, \varepsilon_0)$ を用いて求められる。⁽³⁾⁽⁷⁾

$$Ff_\ell(x, \varepsilon) = Hf_\ell(x, \varepsilon; x_0, \varepsilon_0) \otimes \Psi_s(x_0, \varepsilon_0) \quad \cdots (10)$$

ただし、 $Ff_\ell(x, \varepsilon)$ は近似式ではなく、軌道解析によって得られる正確な分布の Legendre 展開表示である。次いで $Ff_\ell(x, \varepsilon)$ から 1 次元位置 x における電子密度 (単位距離当りの総滞在時間) $n(x)[\text{scm}^{-1}]$, エネルギー密度 $\rho\varepsilon(x)[\text{eVscm}^{-1}]$, 電子束 $\Gamma(x)$, エネルギー利得 $G\varepsilon(x) = E\Gamma(x)[\text{eVcm}^{-1}]$, エネルギー流 $Q\varepsilon(x)[\text{eV}]$ が得られる。

$$n(x) = \int_0^\infty Ff_0(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (11)$$

$$\rho\varepsilon(x) = \int_0^\infty \varepsilon Ff_0(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (12)$$

$$\Gamma(x) = \int_0^\infty \frac{1}{3} v Ff_1(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (13)$$

図2 定常位置分解電子エネルギー分布

Fig. 2. Spatial variation of local energy distributions in steady state

$$Q\varepsilon(x) = \int_0^\infty \frac{1}{3} v \varepsilon Ff_1(x, \varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots (14)$$

また $n(x)$ で規格化した分布 $Fs_\ell(x, \varepsilon)$ からは、平均エネルギー $\langle \varepsilon \rangle(x)$, 移動速度 $\langle v_x \rangle(x)$, 衝突周波数 $\nu(x)$ など、一般的な輸送特性が求められる。

3. Ne 中 300[Td] における結果の検討

Ne 中では換算電界 $E/N=300[\text{Td}]$ を加えると盛んに電離増倍が起こる。 $x=0.2[\text{cm}]$ に一定初期エネルギー $\varepsilon_0 = 20[\text{eV}]$ の電子を注入したときの $Ff_0(x, \varepsilon)$ を図2に鳥瞰図で示す。エネルギー分布の揺らぎは $0.2 \sim 0.5[\text{cm}]$ の範囲で見られ、過渡状態が終息するのに $90[\text{V}]$ 程度を要している。このようにエネルギー分布が変化している範囲は厳密には非平衡領域と呼ぶべきである。しかし巨視的輸送量 $\langle \varepsilon \rangle(x)$, $\langle v_x \rangle(x)$ 等 (図3) の変化は $x=0.2 \sim 0.3[\text{cm}]$ の間 $30[\text{V}]$ で

図3 $\langle \varepsilon \rangle(x)$, $\langle v_x \rangle(x)$ の空間変化

Fig. 3. Spatial variations of $\langle \varepsilon \rangle(x)$ and $\langle v_x \rangle(x)$

図 4 $\Gamma(x)$, $n(x)$, $\Psi_{ci}(x)$ の空間変化
Fig. 4. Spatial variations of $\Gamma(x)$, $n(x)$ and $\Psi_{ci}(x)$

ほぼ終息しており、陽極前面 $x=0.9\sim 1.0$ [cm] の電子吸収に伴う非平衡領域を除いて、これら巨視的輸送量がほぼ一定値を保つ $x=0.3\sim 0.9$ [cm] の範囲はこれまで平衡領域と見なされてきた。

電離に伴って x と共に変化する輸送量を図 4, 図 5, 図 6 に対数目盛で示した。平衡領域内では $G\varepsilon(x)$, $L\varepsilon(x)$, $\Delta G\varepsilon(x)$, $Q\varepsilon(x)$ はじめ全ての輸送量が $\Gamma(x)$ と同じ勾配 (対数増倍率 $d[\ln \Gamma(x)]/dx$) で変化している。陽極前面では $n(x)$ はじめ多くの量が大幅に減少しているが, $\Gamma(x)$, $G\varepsilon(x)$, $Q\varepsilon(x)$ は陽極までほぼ一定の対数増倍率を保っている。当然ながら電離衝突数 $\Psi_{ci}(x)$ は

$$\Psi_{ci}(x) = \nabla \cdot \Gamma(x) \dots\dots\dots (15)$$

であり, 式 (15) は定常状態での $\Gamma(x)$ の連続の式を意味する。したがって、

$$\ln\{\Gamma(x)/\Gamma(d_0)\} = \alpha(d - d_0) \dots\dots\dots (16)$$

と記述できる。ここで d は陰極—陽極間距離, d_0 は $\Gamma(x)$ が指数関数的に増加し始める電極間距離である。ちなみに, $n(x)$ と $\langle v_x \rangle(x)$ は $\Gamma(x)$ に関して逆数関係にある。これらの点から, 電離係数 α は SST 条件での電子数 $n(x)$ の関数としてではなく

$$d\ln\{\Gamma(x)\}/dx = \alpha \dots\dots\dots (17)$$

のように $\Gamma(x)$ を用いて定義されるべきであると考えられる。

図 5 に見られるように, エネルギー損失 $L\varepsilon(x)$ は $E\Gamma(x)$ [eVcm⁻¹] で与えられる利得 $G\varepsilon(x)$ とは一致しない。さらに $\Psi_{ci}(x)$ 等に依存して陽極前面で低下する。

今回の計算結果でもっとも注意を惹いたのは図 6 である。エネルギー流の発散 $\nabla \cdot Q\varepsilon(x)$ は電子注入位置 0.2 [cm] に見られるスパイク状変化を除いて, 全域でエネルギーの利得と損失の差、正味エネルギー利得 $\Delta G\varepsilon(x)$ と一致している。 $\Delta G\varepsilon(x)$ は, 平衡, 非平衡域に関わらず $\nabla \cdot Q\varepsilon(x)$ と

図 5 $G\varepsilon(x)$, $L\varepsilon(x)$, $L\varepsilon_i(x)$, $S\varepsilon_i(x)$ の空間変化
Fig. 5. Spatial variations of $G\varepsilon(x)$, $L\varepsilon(x)$, $L\varepsilon_i(x)$ and $S\varepsilon_i(x)$

図 6 $Q\varepsilon(x)$, $\nabla \cdot Q\varepsilon(x)$, $\Delta G\varepsilon(x)$ の空間変化
Fig. 6. Spatial variations of $Q\varepsilon(x)$, $\nabla \cdot Q\varepsilon(x)$ and $\Delta G\varepsilon(x)$

して流出し, 局部エネルギー利得は, ガスに与えたエネルギーと流出エネルギーの和に等しい。

$$G\varepsilon(x) = L\varepsilon(x) + \nabla \cdot Q\varepsilon(x) \dots\dots\dots (18)$$

すなわち定常エネルギー流 $Q\varepsilon(x)$ の連続性と, 基本原理, エネルギー保存則の局部的成立が確認された。式 (18) を広義のエネルギーバランス式と呼ぶ。図 4, 5, 6 に見られる平衡域で, $\Delta G\varepsilon(x)$ は一定対数増倍率での電離成長に伴うエネルギー流の増大を与えている。谷口ら⁽²⁾の指摘の内容が, エネルギー流の数値的取り扱いにより明らかにされた。

4. 電離および励起衝突の効果

電離衝突と励起衝突がエネルギー分布の形状にどのような相違を与えるかを検証するために, Ne の電離断面積をそ

のまま励起断面積に置き換えた計算も行なった。しかし励起断面積に置き換えると、エネルギー緩和が遅く 1[cm] では平衡するに至らず、2[cm] でも平衡に近い状況しか見られなかった。さらに電極間距離を広げると $\langle \epsilon \rangle(x)$, $\langle v_x \rangle(x)$ が一定に保たれる上、一定の $\Gamma(x)$ に対応して $\Delta G\epsilon(x) = 0$ したがって $Q\epsilon(x)$ も一定の平衡状態が見いだされる。

一般に電子のエネルギー分布形成は、飛行および衝突におけるエネルギー変化(分散)によってなされる。弾性衝突においては小さいエネルギーを失うだけであるが、励起衝突では高エネルギー電子一個が消え、励起余剰エネルギーを持った低エネルギー電子一個が生まれる。電離衝突においては、高エネルギー電子一個が消え、電離余剰エネルギーを分け持った2個の電子、すなわち散乱電子と新しく生成された子電子が低エネルギー域に入る。このような大きいエネルギー差での電子の消滅、生成は、高エネルギーから低エネルギーへの流れを促進する。一方、低エネルギー電子は長距離を飛行(衝突断面積固定)して実空間でのドリフト速度を大きくし、エネルギー領域で高エネルギー方向への流れを高める。このようなエネルギー領域における循環促進作用、実空間におけるドリフト速度増大作用を ionization(excitation) enhancement と筆者らは呼んでいる。当然電離の循環作用は励起の循環作用より大きい。同じ衝突断面積でもそれを電離および励起として取り扱った場合、エネルギー領域での循環機構の相違は、そこで得られる定常位置積分エネルギー分布(PT)およびその平均値である PT 輸送係数に明瞭な相違を与える。エネルギー領域での循環作用が大きいとき緩和時間、緩和距離が短縮されるのは当然である。さらに電離が存在する SST 条件では、電離に伴う電子の実空間拡散流の影響を受けたエネルギー分布、輸送係数が得られる。⁽¹⁾ここでは、付着断面積に置き換えた例は示さなかった。付着では低エネルギー電子の生

図7 電子エネルギー分布(平衡状態)実線 $F_{s0}(\epsilon)$ (ioni., $x=0.7$ cm), 点線 $F_0(\epsilon)$ (ioni.,PT), 破線 $F_0(\epsilon)$ (exci.,PT)

Fig. 7. Electron energy distribution in equilibrium situation. Solid: $F_{s0}(x)$ (ioni., $x=0.7$ cm), dotted: $F_0(\epsilon)$ (ioni.,PT), broken: $F_0(\epsilon)$ (exci.,PT)

表1 電離, 励起条件における SST および PT 輸送量の比較 ($x=0.7$ [cm])

Table 1. Comparison of SST parameters using the same cross section as q_i ($x=0.7$ [cm]) and q_{ex} .

$E/N = 300Td$		q_i		$q_i \rightarrow q_{ex}$	
		SST	PT	SST	PT
$\langle \epsilon \rangle$	[10eV]	1.91	2.11	2.55	2.55
$\langle v_x \rangle$	[10^7 cms $^{-1}$]	4.57	5.48	4.97	4.97
ν_T	[10^9 s $^{-1}$]	6.89	7.30	8.19	8.19
$\nu_{i(ex)}$	[10^6 s $^{-1}$]	1.93	2.55	4.10	4.10
$\nu_{i(ex)}/\langle v_x \rangle$	[cm $^{-1}$]	4.23	4.66	0.0	0.0
$d[\ln \Gamma(x)]/dx$	[cm $^{-1}$]	4.23	---	0.0	---
Γ		7.05	---	1.00	---
$G\epsilon$	[10^3 eVcm $^{-1}$]	2.12	---	0.300	---
$L\epsilon$	[10^3 eVcm $^{-1}$]	1.23	---	0.300	---
$\Delta G\epsilon$	[10^2 eVcm $^{-1}$]	8.83	---	0.000	---
$\nabla \cdot Q\epsilon$	[10^2 eVcm $^{-1}$]	8.80	---	0.000	---
$Q\epsilon$	[10^2 eV]	2.08	---	0.396	---

ν_T :全衝突周波数, ν_i :電離衝突周波数, ν_{ex} :励起衝突周波数

成, それによる循環作用が起こらず, SST エネルギー分布の緩和が極めて遅くなるためである。

図7に, 電離の場合の SST 平衡域の中心 ($x=0.7$ [cm]) における SST 規格化エネルギー分布 $F_{s0}(x, \epsilon)$, 電離および励起の場合の PT エネルギー分布 $F_0(\epsilon)$ を示す。励起の場合電子数の変化は起こらないので, SST 分布と PT 分布は一致する。⁽¹⁾PT 分布間でも, 電離による大きいエネルギー循環作用は、励起の場合より低い分布を与える。電離による正の電子密度勾配は電離 SST 分布を電離 PT 分布より低下させる。同じ断面積においても、エネルギー循環作用の相違および拡散流の有無により、分布は大きく変化するのである。

図7と同じ位置 ($x=0.7$ [cm]) における SST 輸送量を PT 輸送量と共に表1に示す。励起の場合, SST 輸送量は PT 輸送量に等しい。電離, 励起の場合の PT 輸送量間の相違はエネルギー循環作用の相違によるものである。Ionization enhancement は $\langle v_x \rangle$ に 10% 強の増加を与えるが、電離周波数 ν_i は励起周波数 ν_{ex} に比べて大幅に減少 (-38%) している。実空間における拡散に支配されて生じた電離 SST 輸送量は電離 PT 輸送量に比べて $\langle v_x \rangle$ で -16%, ν_i で -24% の変化を示している。実空間で得られる電離係数 $\alpha = d[\ln \Gamma(x)]/dx$ は SST 局所空間での電離衝突周波数と移動速度の比 $\nu_i/\langle v_x \rangle$ に一致するが、近藤らの報告⁽⁸⁾通り PT 輸送特性から得られる値とは一致しないことが確認される。これは、速度分布が異なるため当然と言える。

5. エネルギー流

電子自身の流れ(電子束) $\Gamma(x)$ と、電子が持つエネルギーの流れ(エネルギー流) $Q\epsilon(x)$ は興味ある共通点を持つ最も基本的な輸送量である。SST 条件では $\Gamma(x)$ の空間変化に対応して $Q\epsilon(x)$ も変化する。 $\Gamma(x)$ が注入電子数 n_0 と局部電離数 $\Psi_{ci}(x)$ の位置積分の和で表されるのと同様に、

$Q\varepsilon(x)$ も注入エネルギー ε_0 と正味エネルギー利得 $\Delta G\varepsilon(x)$ の位置積分との和で表される。

$$\Gamma(x) = n_0 + \int_{0.2}^x \Psi c_i(x) dx \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$Q\varepsilon(x) = \varepsilon_0 + \int_{0.2}^x \Delta G\varepsilon(x) dx \quad \dots\dots\dots (20)$$

もちろん $x = 1$ cm における $\Gamma(x)$ は陽極に入る電子数を意味し、 $Q\varepsilon(x)$ は陽極に与えられて熱損失となる。ここでは、電離によって電子に与えられた全エネルギー $\varepsilon_0 + \int_{0.2}^1 G\varepsilon(x) dx = 1.72 \times 10^3$ [eV] 中、ガスに $\int_{0.2}^1 L\varepsilon(x) dx = 0.94 \times 10^3$ [eV]、陽極に $Q\varepsilon(x)_{x=1} = 0.77 \times 10^3$ [eV] が与えられる。一方電子の延べ滞在時間は $\int_{0.2}^1 n(x) dx = 1.11 \times 10^{-7}$ [s]、電子がガス空間にある間保持しているエネルギーは $\int_{0.2}^1 \rho\varepsilon(x) dx = 2.19 \times 10^{-6}$ [eVs] である。

電離のある場合の種々の輸送量 $\Phi(x, \varepsilon)$ の $x = 0.7$ [cm] における分布 $\Phi(\varepsilon)$ を図 8 に示した。(a) には $G\varepsilon(\varepsilon)$, $L\varepsilon(\varepsilon)$, $\Delta G\varepsilon(\varepsilon)$ を、(b) に $Q\varepsilon(\varepsilon)$ と $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ を示してある。参考のために、(c) に $Fs_1(\varepsilon)$ と $\langle v_x \rangle(\varepsilon)$ も示した。 $Q\varepsilon(\varepsilon)$ は、(13), (14) 式から理解できるように、 $\Gamma(\varepsilon) (\propto v_x(\varepsilon))$ にエネルギーの重みが乗った形を持ち、 $\nabla \cdot Q\varepsilon(x)$ はその空間微分として当然の形を示している。すなわち全電子が持つエネルギーがエネルギー流として運ばれている。これに対して $L\varepsilon(\varepsilon)$ は高エネルギー側で高いため $\Delta G\varepsilon(\varepsilon)$ は低エネルギー域で高く、高エネルギー領域では負値さえ見られる。このためエネルギー領域における授受エネルギーの差の分布 $\Delta G\varepsilon(\varepsilon)$ は実空間における流出エネルギーの分布 $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ と全く異なる形を示す。 $\Delta G\varepsilon(\varepsilon)$ と $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ は分布の内容が異なり、これらが一致する必要はない。分布の形が異なるにも関わらず両者の積分値は表 1 に示すようによく一致している。このように $\Delta G\varepsilon(x)$ は電離で生成された子電子だけに与えられるのではなく、 $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ の形から理解されるようにエネルギー流の増分として全電子に与えられるのである。なお励起の場合には、平衡域内の $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ はエネルギーに関わらず 0 となり、エネルギー流は一定に保たれることが確認されている。⁽⁵⁾ また付着が起こる条件では、平衡域での電子数は一定対数減衰率で減少し、 $\Delta G\varepsilon(x)$ が負となることは言うまでもない。⁽⁵⁾

6. 平衡域と非平衡域

平衡域では電界による局所的エネルギー利得と衝突によるエネルギー損失がバランスし、平均エネルギー、移動速度なども一定に維持されることが期待されていた。しかし谷口らによってエネルギー利得、損失の直接的なバランス（狭義のエネルギー平衡）は電離のある場合には成立しないことが報告された。⁽²⁾ 本論文でも、狭義のエネルギー平衡は電離（付着）のない（conservative）場合に限られることを確認した。さらに、電離（付着）のある（non-conservative）場合、 $\Delta G\varepsilon(x)$ が $Q\varepsilon(x)$ の変化分として流出（流入）することによる広義のエネルギーバランス（式（18））が成立

図 8 平衡域内 $x = 0.7$ cm における種々の輸送量のエネルギー分布 (a) $L\varepsilon(\varepsilon)$ (実線), $G\varepsilon(\varepsilon)$ (点線), $\Delta G\varepsilon(\varepsilon)$ (破線) (b) $Q\varepsilon(\varepsilon)$ (実線), $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ (点線) (c) $Fs_1(\varepsilon)$ (実線), $\langle v_x \rangle(\varepsilon)$ (点線)

Fig. 8. Energy distributions for several transport quantities at $x=0.7$ cm. (a) $L\varepsilon(\varepsilon)$ (solid), $G\varepsilon(\varepsilon)$ (dotted), $\Delta G\varepsilon(\varepsilon)$ (broken) (b) $Q\varepsilon(\varepsilon)$ (solid), $\nabla \cdot Q\varepsilon(\varepsilon)$ (dotted) (c) $Fs_1(\varepsilon)$ (solid), $\langle v_x \rangle(\varepsilon)$ (dotted)

することも確認した。⁽⁵⁾ この広義のエネルギーバランスは、電界からのエネルギー利得がなくても x の全領域で成立するため、これを用いて平衡、非平衡領域を区別することはできない。⁽⁹⁾ しかし電離（付着）の起こる電子数非保存条件、すなわち $\Delta G\varepsilon(x)$ が 0 に保たれない条件でも、平衡領域内の秩序は非平衡領域とは異なる。平衡領域内では平衡形成条件

$$d\{\ln \Gamma(x)\}/dx = d\{\ln |\Delta G\varepsilon(x)|\}/dx \quad \dots\dots\dots (21)$$

が満たされ、すべての位置依存輸送量は $\Gamma(x)$ に比例して

表2 平衡, 非平衡領域の $\Delta G\epsilon(x)$ に関する特徴
Table 2. Characteristics of the equilibrium and non-equilibrium situation referred to $\Delta G\epsilon(x)$

	非平衡領域 ($\langle \epsilon \rangle(x), \langle v_x \rangle(x) \neq \text{const.}$)	平衡領域 ($\langle \epsilon \rangle(x), \langle v_x \rangle(x) = \text{const.}$)
q_i	$\Delta G\epsilon(x) \neq 0$ $d\{\ln \Delta G\epsilon(x)\}/dx \neq \text{const.}$	$\Delta G\epsilon(x) > 0$ $d\{\ln \Delta G\epsilon(x)\}/dx = \text{const.} > 0$
q_{ex}	$\Delta G\epsilon(x) \neq 0$ $d\{\ln \Delta G\epsilon(x)\}/dx \neq \text{const.}$	$\Delta G\epsilon(x) = 0$
q_a	$\Delta G\epsilon(x) \neq 0$ $d\{\ln \Delta G\epsilon(x)\}/dx \neq \text{const.}$	$\Delta G\epsilon(x) < 0$ $d\{\ln \Delta G\epsilon(x)\}/dx = \text{const.} < 0$

一定対数増倍(減衰)率をとる。これが電離(付着)係数 $\alpha(-\eta)$ である。非平衡領域では平衡条件(式(21))が満たされておらず、これに対応して全ての輸送量が不規則に変化する状態に留まる。

このような内部秩序の相違は $\Delta G\epsilon(x)$ の $\Gamma(x)$ 依存性によって判別できる。表2に平衡・非平衡領域の秩序を $\Delta G\epsilon(x)$ をkey parameterとして表示した。

7. 結 論

本論文では SST 電子輸送特性の詳細な解析結果に基づき、特に局部エネルギー利得と損失のバランスに主眼をおいて検討した。ここでは、従来解析対象とされていなかった電子束 $\Gamma(x)$ 、エネルギー流 $Q\epsilon(x)$ を導入し、これらが SST 電子輸送特性の基本となる量であることを示した。また本論文では、厳密解析によって得られた詳細な数値を電子輸送特性理解のための実証データとして用いた。この点に方法論的な特徴がある。解析精度もこの目的を達成するには十分であった。実験結果には一般に不明の部分が残るが、計算結果にはそれがない。解析数値データが物理現象およびその内容への理解を進める基礎となり得ることを示した一例であると考ええる。得られた結果、知見をまとめると次のようになる。

- (1) 電子のもつエネルギーはエネルギー流 $Q\epsilon(x)$ として全電子によって運ばれる。
- (2) 電子群の局部エネルギー利得は、常に局部的エネルギー損失と流出エネルギーの和と一致し、広義のエネルギーバランス(式18)が成立する。これにより定常状態での $Q\epsilon(x)$ の連続性、エネルギーの局部的保存が確認される。
- (3) 一定の電離増倍率を示す平衡域における $\Delta G\epsilon(x)$ は、成長する電子群の全電子によって運ばれるエネルギー流の増分として流出する。
- (4) 一定の電離増倍率を示す平衡域においては、位置に依存する輸送量はすべて $\Gamma(x)$ に比例し、同じ対数増倍率 α を示す。
- (5) 電離係数 α は $d\{\ln n(x)\}/dx$ で与えるよりも

$d\{\ln \Gamma(x)\}/dx$ と定義すべきである。

- (6) 電離、励起における高エネルギー電子の消滅、低エネルギー電子の生成は、エネルギー循環作用を促進(ionization, excitation enhancement)し、PT および SST エネルギー分布、輸送係数を変化させるとともに、その緩和を速やかにする。
- (7) 電子数非保存条件では、実空間電子密度勾配が SST エネルギー分布、輸送係数を変化させ、PT 値との相違を与える。電子数保存条件では、SST および PT 平衡エネルギー分布および輸送係数は一致する。⁽¹⁾
- (8) 陽極に与えられるエネルギーを具体的に示した。
- (9) 電離(付着)のある場合にも成立する平衡域形成条件(式21)を示した。

(平成12年7月31日受付, 同12年11月20日再受付)

文 献

- (1) H. Tagashira, Y. Sakai and S. Sakamoto: J. Phys. D: Apply. Phys., **10** (1977) 1051.
- (2) T. Taniguchi, H. Tagashira and Y. Sakai: J. Phys. D: Apply. Phys., **11** (1978) 1757.
- (3) A. Takeda and N. Ikuta: Trans. IEE Jpn. **113-A** (1993) 618.
- (4) A. Takeda and N. Ikuta: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1672.
- (5) A. Takeda and N. Ikuta: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) No. 3 to appear.
- (6) M. Hayashi: *Handbook of Plasma Material Science* (Ohm, Tokyo, 1992) 762.
- (7) N. Ikuta and S. Nakajima: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 1148.
- (8) K. Kondo and H. Tagashira: J. Phys. D: Appl. Phys. **23** (1990) 1175.
- (9) H. Sugawara, Y. Sakai and H. Tagashira: J. Phys. D: Apply. Phys., **28** (1995) 61. Unpublished

武田 章 秀 (正員) 昭和36年4月8日生まれ。62年徳島大学大学院修士課程終了。63年4月四国女子大学短期大学部助手、平成8年4月四国大学短期大学部助教授。現在に至る。

生田 信 皓 (正員) 昭和4年10月22日生まれ。26年徳島工業専門学校電気科卒業。県立工業高校教諭を経て、39年4月徳島大学工学部助手。同工学部電気電子工学科教授を経て、現在、千葉工業大学付属研究所教授。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。近年は放電基礎課程の研究に従事。日本物理学会、応用物理学会会員。