

2. 低温プラズマ放電の基礎

伊達 広行

(北海道大学医学部保健学科)

Basic Properties of Low Temperature Plasma Discharges

DATE Hiroyuki

School of Medicine & Health Sciences, Hokkaido University, Sapporo 060-0812, Japan

(Received 20 October 2003)

In this article, we deal with weakly ionized gas discharges as low temperature plasmas. First, the electron swarm theory is outlined in order to bring the electron behavior in such plasmas into relief, which highlights similarity law and hydrodynamic regime as a specific nature of electron avalanche in static electric fields. Next, a study of electron dynamics in a high frequency electric field ranging from 100 MHz to 1 GHz is presented to show a coupling analysis associated with Maxwell's equations and the Langevin equation. With the help of a Monte Carlo simulation for electrons, this analysis enables us to estimate the depth of energy injection from the oscillating external field to plasma reactors. A simple self-consistent scheme to investigate the ignition process of the high frequency plasmas is also suggested.

Keywords:

cold plasma, electron swarm, similarity law, hydrodynamic regime, VHF/UHF excitation, skin depth

2.1 はじめに

低温プラズマは、一般に数百 mTorr 以下の低気圧気体に外部電界や磁界を印加することによってつくられ、電子のみが高いエネルギー（数 eV ~ 数十 eV）をもち、気体粒子や電離で電子とともに発生するイオンは、室温とほとんど変わらないエネルギー（ ~ 0.1 eV）を有するような粒子状態のプラズマをさす。一般にプラズマと称する場合、完全電離に近いものを想定するが、低温プラズマが形成されるのは低電離度（ $\sim 10^{-3}$ ）の場合と考えてよい。放電現象の分類においては、電流密度の小さいタウンゼント放電やグロー放電と呼ばれる放電形態が低温プラズマ状態を代表していると考えられる。

低温プラズマは非平衡プラズマとも呼称され、電子の高いエネルギーを利用して特定の原子や分子のみを励起・電離することによって熱化学的にはなしえない反応を誘起することができるため、物質合成や材料加工などの分野で有効な役割をなしている。こうしたプラズマの基礎研究として、真空放電の研究に端を発するタウンゼント理論の流れをくむ解析が、核融合プラズマをはじめとする完全電離に近いプラズマ状態の研究とは、どちらかといえば一線を画した領域で、独自に展開されてきた。一般的なプラズマの理論では、荷電粒子同士のクーロン衝突や空間電荷分布による電界が重要な意味をもつが、低温プラズマに特徴的なエネルギー非平衡性を論ずるときには、それらは近似的に無視されることが多く、現象モデルを単純化できる。しかも、印加電界を空間的に均一と仮定し、電子の衝突相手が

author's e-mail: date@cme.hokudai.ac.jp

電氣的に中性な気体粒子のみとすると、ボルツマン方程式解析で精密に電子エネルギー分布を算出できるようになる。いわゆる電子スウォーム理論はそのようなプラズマ状態での電子群を対象としている。電子スウォーム (electron swarm) とは、多数の電子を昆虫 (バッタや蜂) 等の大群に擬えた呼称であるが、電子個々の動きは一見ランダムのようにみえながら集団としてはある規範に則って振る舞うという特性をうまく表現している。この理論は、単純な条件を理想的に作り出した放電実験 (スウォーム実験) 装置による結果との比較を通して発展してきたといえる [1]。

電子スウォーム理論でのシンプルなプラズマモデルは、しかしながらいくつかの重要な意義を包含している。1つには、そこでの過程があらゆるプラズマの生成の初期段階を表すはずであることであり、加えて、モンテカルロシミュレーションのよい対象となりうることである。さらには、そのモデルが成り立つ状態では電界 (あるいは磁界) 強度と気体密度の比が一定ならば、電子エネルギー分布が一意に定まる点が特筆される (相似則)。この一意性は電子スウォームの空間的な発展形態にも現われ、電離増倍過程をも含んだユニークな現象を露呈する (流動平衡状態と呼ばれる)。この状態で求められる電子移動速度や拡散係数といったマクロな基礎パラメータは、実験との比較に有効であり、電子のマクロな集団運動から個々の衝突過程の相互作用確率 (すなわち電子衝突断面積) を実際的に推定する際の重要な手がかりとなっている。

本稿では、このような電子スウォーム解析の有用性を踏

まえ、外部からの電界や磁場がプラズマ中の荷電粒子で乱されない程度の弱電離気体中における電子集団の挙動を概説する。それにより、低温プラズマの特性の一端を浮き彫りにすることとしたい。その後、近年注目を浴びている高周波(VHF/UHF)電界励起によるプラズマ中の電子過程について解析を行った結果について紹介する。

2.2 電子スウォーム理論

2.2.1 相似則 (Similarity law)

低温プラズマで重要となる電子の挙動は、外部電界から得るエネルギーと背景となる中性気体粒子との衝突によるエネルギー損失で決定される。電離や電子付着で生成されるイオンは、電子と同様に電場からエネルギーを得たとしても、自身と同程度の質量の中性気体粒子との衝突によって大部分のエネルギーを損失するから高いエネルギーを持つに至らない。このため、電子の運動エネルギーのみが高い状態で維持される。ここでは、電界強度 E (あるいは磁場強度 B) と背景気体粒子の数密度 N の比で電子エネルギー分布関数が一意に決まるという相似則について、電子に対するボルツマン方程式から説明する。

基本となる前提条件は以下のようである：1) 背景の気体粒子は、電子の動きに対して十分遅く、静止しているとみなす、2) イオンや他の電子とのクーロン衝突を無視(ただし、マクロな空間電荷電界は考慮することもある)、3) 弾性衝突以外での衝突は通常等方散乱を仮定(弾性衝突では運動量移行断面積で非等方性散乱を考慮)。まず、電子分布関数 f に対するボルツマン方程式の一般形は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \int d\mathbf{v}_G \int d\omega \sigma v_r (f' f_G - f f'_G) \quad (1)$$

と表される[2]。ただし、 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ と $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ は位置と速度ベクトル、 e と m は電子の電荷と質量、 \mathbf{E} と \mathbf{B} は外部電界と磁界、 \mathbf{v}_G と f_G は気体粒子の速度ベクトルと分布関数、 v_r は電子と気体粒子の相対速度、 σ と ω は衝突の散乱断面積と立体角である。また、 f と f_G につけられたプライム(')は衝突前の速度に対する分布を表す。ここで、上記1)の仮定を用いると、気体粒子は速度が無視されて数密度(N とする)で寄与するので、方程式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \int d\omega \sigma v (f' - f) = N \bar{J}(f) \quad (2)$$

のようになる。右辺の衝突項において、気体粒子密度 N を衝突積分の外に括り出すことができることに注意されたい。これより、

$$\frac{1}{N} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{v}}{N} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \left(\frac{\mathbf{E}}{N} + \mathbf{v} \times \frac{\mathbf{B}}{N} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \bar{J}(f). \quad (3)$$

とできるので、左辺第2項目を、

$$\mathbf{v} \cdot \frac{1}{N} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = v_x \frac{\partial f}{\partial X} + v_y \frac{\partial f}{\partial Y} + v_z \frac{\partial f}{\partial Z} = \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{R}}.$$

とし(ただし、 $\mathbf{R} = (X, Y, Z) = (N_x, N_y, N_z)$)、さらに $T = Nt$ と置くことによって、

$$\frac{\partial f}{\partial T} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{R}} + \frac{e}{m} \left(\frac{\mathbf{E}}{N} + \mathbf{v} \times \frac{\mathbf{B}}{N} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \bar{J}(f). \quad (4)$$

とすることができる。ここで、 f が有効となる電子群の広がりよりも十分大きな空間での積分操作をすれば、位置変数の拡大(縮小)は速度分布に影響しない。また時間についても、定常状態(時間変化率が0)や N 倍単位で時間経過した後の解を考えれば、同じ速度分布となる。実際に方程式を解いてパラメータを求めたりモンテカルロ法でシミュレーションする際には、後に述べるように、位置空間の各座標で $-$ から $+$ の積分操作を行うほか、時間に関しては定常状態(steady-state)か十分長い時間が経過した後の解(long time solution)を対象にすることが多いので、これら変数の拡大・収縮は問題にならない。したがって、そのような場合、 E/N および B/N が等しければ方程式の解は同一の電子速度分布を与えることになる。

2.2.2 流動平衡状態 (Hydrodynamic regime)

前節で述べた(4)式は、電子の位置 $\mathbf{R} (X, Y, Z)$ と速度 $\mathbf{v} (v_x, v_y, v_z)$ 、時間 T に依存する分布関数 $f(\mathbf{R}, \mathbf{v}, T)$ に関する方程式であるが、これら7つを変数として方程式を解くことは非常に困難である。これに対し、電界のみを考慮した(4)式においてParkerとLowke(1969 [3])は、解である関数 f に電子数密度の位置空間微分の展開形 (gradient expansion) を仮定することによって、電子群の時空発展形の解を求める方法を提示した。さらにTagashiraら(1977, 1978 [4, 5])は、これに電離増倍過程を付加して一般化した。TOF(Time-Of-Flight)法と呼ばれるこれらの方法では、ボルツマン方程式を速度空間で積分して得られる電子流連続の式を、孤立スウォームの空間モーメント積分から定義されるパラメータ群で展開して導入する。以下に電界(z 軸)方向1次元の場合を示す。

$$\frac{\partial n(Z, T)}{\partial t} = \omega^{(0)} n(Z, T) - \omega^{(1)} \frac{\partial n(Z, T)}{\partial Z} + \omega^{(2)} \frac{\partial^2 n(Z, T)}{\partial Z^2} - \omega^{(3)} \frac{\partial^3 n(Z, T)}{\partial Z^3} + \dots \quad (5)$$

電子流連続の式は、位置 Z に依らないパラメータ群 $\omega(K)$: $K = 0, 1, 2, \dots$ で展開するときには、上式のように無限級数となり、それらの物理的な意味(2次までのみ)は以下のようなになる。

$$\omega^{(0)}(T) = \frac{1}{n(T)} \frac{dn(T)}{dT} = R_{ia}(T). \quad (6a)$$

: 実効電離周波数

(ただし、 $n(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{R}, \mathbf{v}, T) d\mathbf{R} d\mathbf{v}$)

$$\omega^{(1)}(T) = \frac{d\langle Z \rangle}{dT} = W_r(T).$$

: スウォーム重心の移動速度 (6b)

$$\omega^{(2)}(T) = \frac{1}{2!} \frac{d\langle(Z-\langle Z \rangle)^2\rangle}{dT} = ND_L(T)$$

: $N \times$ 電界方向の拡散係数 (6c)

$\langle \rangle$ は、孤立したスウォーム全体での平均値を表し、 $\omega^{(K)}$ の K は位置モーメントの次数を示す (Fig. 1). ボルツマン方程式の TOF 解析で得られるパラメータが、(6) 式のように電子集団全体の空間積分から定義されるものに対応する点がこの展開法の要諦である.

同じ電界 (E/N) 条件では、電子集団は任意の振る舞いをするわけではなく、(6) 式のパラメータ群のそれぞれが一定となるような挙動を示す. すなわち、十分長い時間を経た後のパラメータ値は時刻 T に依らず一意に定まる. 一定値に収束するまでの時間は、もちろん初期電子のエネルギーにも依存するが、 E/N が数百 Td (タウンゼント), 気圧 1 Torr 程度の条件で nsec オーダであることがわかっている [6]. このような定常に達したスウォームの状態は流動平衡 (hydrodynamic regime) 状態と呼ばれている [7]. スウォームの中では、個々の電子が加速と衝突を繰り返し、なおかつ電離や電子付着による電子数の変化も起こっている. にもかかわらず上記のマクロパラメータ群が一定値を保持するようになるという性質は、ボルツマン方程式がそのような解を有しているということからばかりではなく、モンテカルロシミュレーションにおいても確認されている特徴である [8]. 電界下での荷電粒子運動の古典論として、粒子の拡散と移動度の関係を熱的な平衡状態で求めた有名なアインシュタインの関係式があるが、TOF パラメータの定常性は、熱的なボルツマン分布の制約を離れ、さらに粒子の生成・消滅過程をも含んだ、より一般化された事象の統計的特徴と考えることができる. 現在ではスウォームの発展過程を、時空対称性を用いて統一的に記述する理論が構築され [9], TOF パラメータを分散関係からエレガントに求める方法が確立されている [10].

流動平衡状態でのマクロパラメータの一意性を利用して、これまで、種々の気体中におけるデータが報告されてきた. E/N の関数で求められた電子移動速度や拡散係数などはその典型である. しかしながら、それらの値をプラズマ解析で利用しようとするときには注意が必要である. な

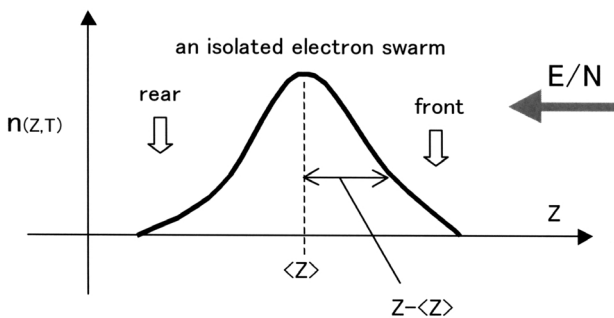


Fig. 1 Spatial density of electrons for an isolated swarm at time T . Z represents the mean position of electrons.

ぜなら、移動速度や拡散係数といったパラメータは、定性的には等しく認識されながらも、定義の違いによって値が著しく相違する可能性があるからである. 例えば、(6) 式でのパラメータの定義は電子集団全体の平均値に基づいているため、Fig. 1 に示すような 1 つのスウォーム内の前方に位置する電子と後方にある電子のエネルギーの違いは表現されない. これに対し伝統的なプラズマの理論では、プラズマの空間 (バルク) 内やシース部の部分的な電子の動きを問題とするため、局所的な移動速度や拡散係数が要求される. 最近では計算機の発達により、モンテカルロ法による個々の粒子の追跡が容易となったため、マクロパラメータを予め必要とするようなレート方程式等による数値計算は少なくなったが、それらの定義や前提条件を常に意識しておくことが重要であることはいうまでもない. 他方、マクロパラメータの計算結果は実験による結果と比較できるため、計算で用いた電子衝突断面積データの妥当性を検証できるのみならず、フィードバック的に未知の断面積を決定することが可能である [11]. 今日では、むしろそうした応用での基本原理を与えるものとして、スウォーム理論の重要度が高まっていくものと思われる.

電子とイオンや中性気体粒子のエネルギーの非平衡性は、電極間や放電リアクタに閉じ込められた、より高密度のプラズマの場合、プラズマ領域の相対的な電位上昇をもたらす [12]. 電子のみが圧倒的に大きな流束で電極やリアクタ壁面へ衝突することによって付着や吸収消滅が頻繁に起こり、結果的にプラズマ中の負電荷の割合が減少するためである. 上記までのスウォーム理論ではスウォームのサイズに比べて十分大きな空間を前提にしていたが、次節では、境界壁のあるプラズマの問題を扱うことにしたい.

2.3 VHF/UHF 電界下での電子過程

VHF 帯 (30 MHz ~ 300 MHz) から UHF 帯 (300 MHz ~ 3 GHz) に至る高い周波数の放電励起によって、プラズマの高密度化・低圧力化・低電子温度化を促進する方法が、近年注目されている [13]. 高エネルギー電子の割合を多くしつつ、平均電子温度を下げられる等の効果が報告されているが、電子の加熱機構については、容量結合プラズマ (CCP) や誘導結合型プラズマ (ICP) などの励起方式による違いもさることながら、未知の部分が多い. VHF から UHF の周波数における低気圧放電内では、1 サイクルにおける電子 - 気体粒子の衝突が非常に稀であるために、リアクタや電極による境界条件が電界から気体中電子へのエネルギー注入を大きく左右すると予想される. ここでは、プラズマ生成の初期段階で数百 MHz 以上の高周波電界がどの程度プラズマリアクタ内へ浸入できるか (skin depth: 表皮厚) という点に焦点をあて、電磁進行波がリアクタ内に入射するモデルで電子モンテカルロ法解析を行った結果について述べる.

2.3.1 理論

電磁波がプラズマ中を進行する場合、電子の動きによって、その振幅の減衰が起こる. 今、 $z=0$ と $z=W$ の境界に挟まれたプラズマリアクタの z 方向へ入射する電磁波のモ

デルを考える (Fig. 2). z 方向への進行波 (E_x : x 方向電界) は, マクスウェルの方程式から

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} E_x = j\omega\mu J_x. \quad (7)$$

で表される [14]. ここで, ω は電磁波の (角) 周波数, c と μ はそれぞれ光速と透磁率を表す. J_x は電子運動による x 方向への電流密度であり, その位置での電子運動による電流の時間微分が, 振動電界によって平均的に $j\omega$ に比例する影響を受けることを仮定している. 電流密度は一般に, 電子密度を n , 電子移動速度を v_d とすると $-env_d$ であるが, v_d は電子の衝突周波数を ν_m として以下のランジュバン方程式で表される.

$$\frac{d}{dt}(mv_d) = -eE - mv_d\nu_m. \quad (8)$$

ここで, e は電子電荷, m は電子質量であり, 電子運動に対する磁界の効果は小さいものとして無視している. この式に, $\frac{dv_d}{dt} = j\omega v_d$ を代入すると,

$$v_d = -\frac{eE}{m(\nu_m + j\omega)}. \quad (9)$$

が得られる. よって, x 方向の電流密度は,

$$J_x = -env_{dx} = \frac{e^2 n E_x}{m(\nu_m + j\omega)} = \left[\frac{e^2 n \nu_m}{m(\nu_m^2 + \omega^2)} - j \frac{e^2 n \omega}{m(\nu_m^2 + \omega^2)} \right] E_x \quad (10)$$

とできる. ここで, 振動電界と速度の位相差を φ とすると,

$$\tan \varphi = \omega / \nu_m \quad (11)$$

である. (10) を (7) に代入し, $\omega_p^2 \equiv \frac{ne^2}{m\epsilon}$, $c^2 = \frac{1}{\mu\epsilon}$ (ω_p : プラズマ周波数) とおくと,

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2} - j \frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{\nu_m}{\omega} \right) E_x \quad (12)$$

のようになる. ここで, 衝突周波数 ν_m が z に依らず一定とし, 進行波 $E_x = E_0 e^{j(\omega t - kz)}$ の形の解を仮定して上式を解くと, 波数 k は,

$$k = k_R - jk_I = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2} - j \frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{\nu_m}{\omega}} \quad (13)$$

のように複素数となる. よって,

$$E_x = E_0 e^{-k_I z} e^{j(\omega t - k_R z)}. \quad (14)$$

となるから,

$$k_I = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{c} \sqrt{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{\nu_m}{\omega}\right)^2} - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_m^2 + \omega^2}\right)} \quad (15)$$

が電界振幅にかかわる減衰係数となることがわかる. これ

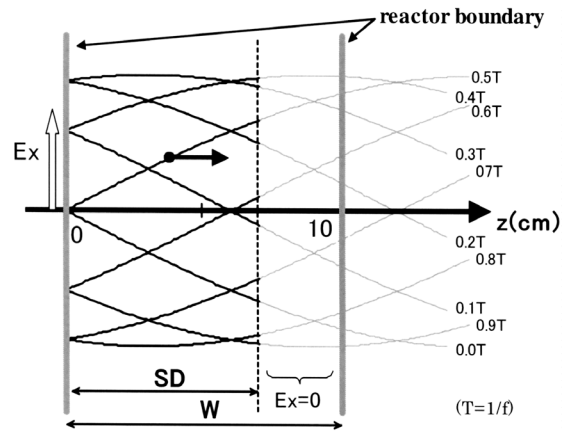


Fig. 2 Model of a traveling wave (500 MHz) into plasma reactor. The wave propagates with the light velocity in z -direction. Field strength E_x normal to z -direction is described at every 0.1 T ($T = 1/f$). The field is assumed to be active (without attenuation) only in SD region.

より, 表皮厚 (skin depth) は

$$\delta = \frac{1}{k_I}. \quad (16)$$

となる. (8) 式に見られる電子移動速度は, 3.2のスウォーム理論でのものとは異なり, 局所的な平均移動速度であることを強調したい.

2.3.2 モンテカルロ (Monte Carlo) 法

前節で述べた理論において, 高周波電界によって動く電子の平均的な移動 (ドリフト) 速度と衝突周波数を, 対象とする気体中で知る必要がある. ここでは, Ar-like モデルガスを取り上げ, その電子衝突断面積を用いて, 500 MHz の高周波電界における電子のモンテカルロシミュレーションを行う. 電子衝突断面積のセットは文献 [15] と同様である.

モンテカルロ法では, 1 周期の $1/1,000$ の時間ステップ (Δt) により電子の飛行を追跡する. z 方向の各位置において, 電界方向の移動速度と全衝突過程の周波数をサンプルする. 入射電磁波の電界は, プラズマ発生初期段階モデルとして, 減衰がないものと仮定する. ただし, 電子速度や衝突周波数等の空間位置依存性を確認するため, 予め電界の及ぶ深さ (SD) を設定した計算を試みる. Fig. 2 は, x 方向電界波 (E_x) が z 方向へ進む様子を 10 分の 1 周期 (T) 時間毎に描いたもので, SD の範囲内でのみ電界が存在することを表わしている. z 軸方向のリアクタ境界 ($z=0$ と $z=W$) では, 電子は反射率 η で跳ね返されるとするが, ここでは簡単のため $\eta = 1$ と仮定する. 電子の挙動には, この境界壁での反射効果も重要となることに注目されたい.

モンテカルロ法における各種の典型条件を以下に列挙する.

(条件)	
励起周波数	500 MHz
ガス圧力	10 mTorr (Ar-like model gas)

電界強度	50 V/cm
時間ステップ (Δt)	1周期の 1/1,000
サイクル数	~ 5,000 cycles
初期電子数	2,000 ~ 10,000
初期電子エネルギー	1 eV 平均 Maxwellian
リアクタ幅 (W)	10 cm
電界部厚さ (SD)	3 ~ 7 cm

2.3.3 結果と考察

電子の空間位置 (z 方向 1次元) 情報を知るために、リアクタ幅 W を 1,000 分割して ($\Delta z = 0.1$ mm), その各区間の電子速度と衝突周波数のサンプルにより、区間平均値を算出した。なお初期電子は、 SD 幅に均等に分散させてその後の追跡を行った。この結果、電子平均エネルギーや衝突周波数について、リアクタ空間内の場所による差異は見られなかった。このため、電子速度の x 方向成分と衝突周波数の値をリアクタ内全空間の平均値で評価することにした。

Fig. 3は、これら全空間平均値の時間依存性を、1周期を10分割してプロットしたものである。なお、各位相での値は 5,000 サイクル程度までの平均値を表している。サイクル数が増すにしたがって電子数が電離により増加しているので、平均値に含まれる初期サイクルの過渡的な効果は無視する。Fig. 3の結果より、電子の x 方向移動速度が電界サイクルと90度の位相差で振動している一方、衝突周波数が電界強度にかかわらずほぼ一定となっていることがわかる。2.3.1での(11)式に衝突周波数の平均値 (約 1.6×10^7 1/s) を代入することによって、電界サイクルと x 方向移動速度の関係を確認してみると、

$$\tan \varphi = \frac{\omega}{\nu_m} = \frac{2\pi f}{F_{col}} \cong \frac{2\pi \times 500 \times 10^6}{1.6 \times 10^7} \cong 196$$

より $\varphi \cong 89.7^\circ$ であり、この関係から推定される電力注入率は小さい。なお Fig. 3において、 SD の違いにより x 方向電子移動速度の振幅が異なっているが、これは Fig. 2 に示す

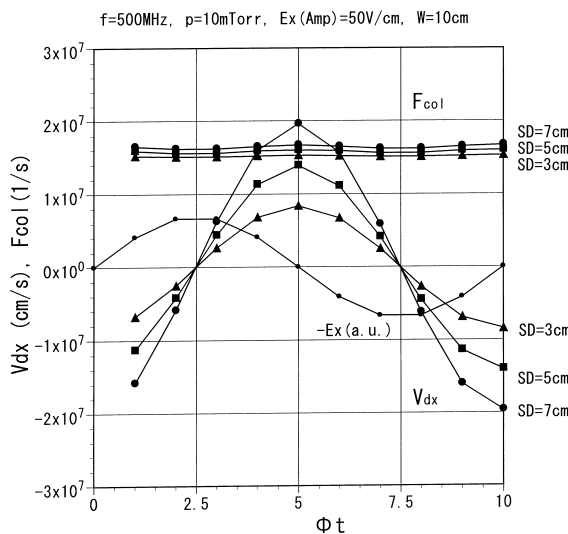


Fig. 3 Drift velocity (V_{dx}) and collision frequency (F_{col}), which are obtained by averaging over the entire reactor volume.

$E_x = 0$ の領域では x 方向速度の平均値が 0 であるにもかかわらず、全空間の平均をとったために、 SD 間での x 方向電界に追従する電子数の割合が SD に比例して変化したことを示している。

平均衝突周波数 ν_m が、リアクタ内の空間位置とサイクル中の電界強度に依らず一定であることを利用して、(15)と(16)から電界浸入の厚さ(表皮厚)を求めることができる。プラズマ周波数 ω_p は電子数密度 n の関数なので、表皮厚を電子数密度の関数で算出したものが Fig. 4 である(平均衝突周波数 $\nu_m = 1.6 \times 10^7$ 1/s に対し、それを 0.6 倍、3 倍にした場合の例も併せて示す)。Fig. 4 より、 $n = 3 \times 10^9$ cm^{-3} 程度から著しく電界の浸入が妨げられることがわかる。これは、2.3.1の式(15)において、電子数密度の増加によりプラズマ周波数が増大し、 $\omega_p^2 > \nu_m^2 + \omega^2$ となって根号内第3番目の()の項が急激に負に転換するためであり、そのプラズマ周波数以上では表皮厚は衝突周波数 ν_m に依存しなくなる。ここでは例としてリアクタのサイズを 10 cm としているので、 $n \sim 10^{10}$ cm^{-3} 以上で、表皮厚が実際上問題になるといえる。衝突周波数が位置や時間にほとんど依存しないことは、上記周波数条件 (500 MHz) 以外の高周波数 (300 MHz, 800 MHz, 1 GHz 等) においても確かめられた。これは、これら周波数条件では電界の 1 周期内で衝突を起こす確率が非常に小さくなる (0.05 以下) ことに起因している。なお、ランジュバン方程式での衝突周波数は、本来運動量変換の周波数であるが、本解析での衝突周波数に含まれる非弾性衝突の頻度割合は小さいので、全衝突周波数値をそのまま方程式に適用した。

Fig. 5 には、初期状態として仮定した 1 eV の平均エネルギーをもつマクスウェル分布と、 SD が 3 cm と 7 cm の場合の電子エネルギー分布関数を示す。統計的変動のためわかりづらいながらも、10 eV 以上の領域で SD による相違が現われている。この結果は 5,000 サイクルまでの平均から求めたものであるため、過渡的な影響が含まれている可能性があるが、十分時間が経過した後の定常状態における全電

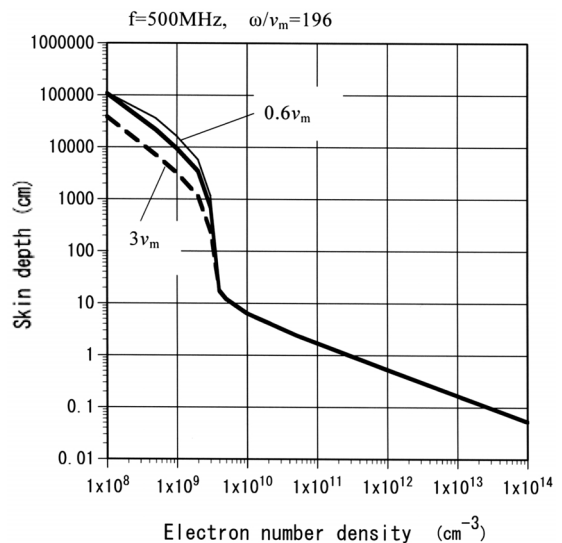


Fig. 4 Skin depth vs. electron number density. The collision frequency (ν_m) is 1.6×10^7 [1/s] with an assumption of constant over the plasma volume.

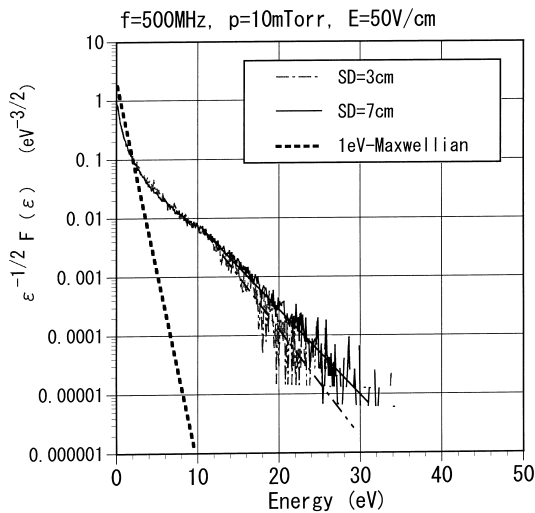


Fig. 5 Electron energy distribution functions for the models of $SD = 3$ cm and 7 cm. Dashed line indicates a Maxwell distribution with 1 eV-mean energy as the initial condition of the simulation.

子の平均エネルギーは、 $SD = 3, 5, 7$ cmの場合に対しそれぞれ $3.6, 3.7, 3.8$ eV であり、少なくとも平均エネルギーには有意な差がみられる。 SD はリアクタ境界壁 $z = 0$ から進行波が内部に及ぶ深さを減衰無しとして人為的に与えたものであるが、 SD 間における z 方向進行波による電子の (x 方向への) 加速としては、2つの過程が考えられる。1つは、振動電界の正負のサイクルと電子衝突による x 方向運動量変換のタイミングがうまく一致して、電界の半サイクルで得る以上のエネルギーを得ていく過程であり、もう一方は、境界壁 (Fig. 2 の $z = W$) における電子反射で $-z$ 方向へ戻る電子が、電界振動領域 (SD 間) へ、やはり電界位相と電子 x 方向速度がタイミングよく一致する時点で進入することによってエネルギーを吸収していく過程である。後者は、いわゆる無衝突加熱 (collisionless heating あるいは stochastic heating [12]) 過程の1つである。上記2つの過程がそれぞれどの程度の寄与であるかはいえないが、Fig. 5と平均エネルギーの結果は、進行波の存在しない領域幅が異なることによって ($SD = 3$ cm と 7 cm とで 4 cm の差)、エネルギー注入量に違いが生ずることを示している。

高周波電界 (電磁進行波) 下において、電子の衝突周波数が時間的に一定でリアクタ空間内で均一に近いような挙動の性質は、表皮効果を入れた自己無撞着 (self-consistent) なモンテカルル口法解析を可能にすると考えられる。すなわち、電界振幅の減衰のない初期状態から始まり、モンテカルル口法により得られるほぼ一定な衝突周波数のもとに、電界の減衰係数 (表皮厚の逆数) を求め、その条件での衝突周波数と電子数密度によってその後の電界を求める、という操作を繰り返せばよい。電子数がある程度以上大きくなると、事実上全電子に対するモンテカルル口法は不可能となるので、その際には、いわゆる超粒子で代表させるなどの工夫が必要となるであろう [16]。高密度のプラズマ条件で問題となるリアクタ境界領域のシースポテンシヤ

ルでの衝突周波数も、バルク部と大きく異ならないとすれば、この方法が有効となり得る。

2.4 まとめ

本章では、低温プラズマに関わる2つのテーマを採りあげた。第1は十分広い気体空間の均一電界下で発達する電子スウォームの挙動についてであり、第2は境界壁をもつリアクタ内での超高周波電界下プラズマの解析についてである。空間設定と印加電界の観点から、両者は対極的ともいえる条件下での弱電離プラズマ過程を扱っているが、どちらも低温プラズマを代表する電子過程の単純なモデルを与え、数値実験的なシミュレーションを容易にしている。前者においては、電子スウォームの発展過程が、相似則や流動平衡に基づいて解析され得ることを概説した。一方、VHF/UHF 電界励起による低温プラズマの電子動態解析では、電界がリアクタ内に浸入する深さが、モンテカルル口法の結果を用いてマクスウェル方程式とランジュバン方程式から決定されることをみた。またこのとき、電子衝突周波数が位置に依らず電界周期内でもほぼ一定となる性質を利用して、電界振幅の減衰を自己無撞着的に評価することができることを示した。

参考文献

- [1] 例えば, L.G.H. Huxley and R.W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases* (New York, Wiley, 1974).
- [2] 例えば, V.E.ゴラント, A.P.ジリンスキー, I.E.サハロフ (下條隆嗣, 田井正博訳): *プラズマ物理学の基礎* (現代工学社, 1981).
- [3] J.H. Parker and J.J. Lowke, *Phys. Rev.* 181, 290 (1969).
- [4] H. Tagashira, Y. Sakai and S. Sakamoto, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 10, 1051 (1977).
- [5] H. Tagashira, T. Taniguchi, K. Kitamori and Y. Sakai, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 11, L43 (1978).
- [6] K. Kitamori, H. Tagashira and Y. Sakai, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 11, 283 (1978).
- [7] K. Kumar, H.R. Skullerud and R.E. Robson, *Aust. J. Phys.* 33, 343 (1980).
- [8] H. Date, P.L.G. Ventzek, K. Kondo, H. Hasegawa, M. Shimozuma and H. Tagashira, *J. Appl. Phys.* 83, 4024 (1998).
- [9] K. Kondo and H. Tagashira, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 23, 1175 (1990).
- [10] 近藤敬一, 岡部 洋, 伊達広行, 田頭博昭: *電気学会論文誌 A* 120, No.2, 160 (2000).
- [11] H. Itoh, T. Matsumura, K. Satoh, H. Date, Y. Nakao and H. Tagashira, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 26, 1975 (1993).
- [12] 例えば, M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, Inc., 1994).
- [13] 例えば S. Samukawa, V.M. Donnelly and M.V. Malyshev, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39, 1583 (2000).
- [14] B.E. Cherrington, *Gaseous Electronics and Gas Lasers* (Pergamon Press, 1979).
- [15] H. Date, N. Ikuta, K. Kondo, K. Satoh, M. Shimozuma and H. Tagashira, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39, 6043 (2000).
- [16] 内藤裕志: *プラズマ・核融合学会誌* 74, 470 (1998).