マイクロ波励起円形表面波プロセスプラズマ装置の放電特性に関する 3 次元数値解析

学生員 中川 貴嗣* 学生員 金 載浩**
 学生員 鳥羽 孝幸* 会 員 桂井 誠**

Three Dimensional Numerical Analysis on Discharge Properties of Microwave Excited Ring-Dielectric-Line Surface Wave Processing Plasma Device

Takashi Nakagawa*, Student Member, Jaeho Kim**, Student Member,
 Takayuki Toba*, Student Member, Makoto Katsurai**, Member

A three dimensional simulation code with the finite difference time domain (FDTD) method combined with the fluid model for electron has been developed for the microwave excited surface wave plasma in the RDL-SWP device. This code permits the numerical analysis of the spatial distributions of electric field, power absorption, electron density and electron temperature. At low gas pressure of about 10 mTorr, the numerical results were compared with the experimental measurements that show the validity of this 3-D simulation code. A simplified analysis assuming that an electron density is spatially uniform has been studied and its applicability is evaluated by the 3-D simulation. The surface wave eigenmodes are determined by the electron density, and it is found that the structure of the device strongly influences to the spatial distribution of the electric fields of surface waves in a low density area ($n_e < 3.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$). A method to irradiate a microwave to the whole surface area of the plasma is proposed which is found to be effective to obtain a high uniformity distribution of electron density.

キーワード：電磁界解析，FDTD 法，流体モデル，表面波，マイクロ波放電，プラズマプロセス

Keywords : electromagnetic field analysis, FDTD method, fluid model, surface wave, microwave discharge, plasma process

1. はじめに

現在の半導体製造において，プロセスプラズマと呼ばれるプラズマ応用技術が確立され，薄膜生成，エッチング表面処理などに適用されている。Si ウエハの大口径化は着実に進み，現在は 300mm に達しているが，その均一な処理のため，低圧力(50mTorr 以下)で，高電子密度(10^{11}cm^{-3} 以上)，大面積プラズマ源の開発が求められている⁽¹⁾。

その一つとして，2.45GHz のマイクロ波を用いた表面波プラズマ装置が提案されてきた。ここでは，プラズマ表面

を伝搬する電磁波の伝搬モードである表面波によってプラズマを生成，維持している⁽²⁾。具体的な装置の一つに円形表面波プロセスプラズマ(RDL-SWP)装置があり，装置の構成図を図 1 に示す。導波管から導入されたマイクロ波が導体に囲まれているリング状誘電体アンテナ(Ring Dielectric Line antenna: RDL antenna)内で定在波を形成し，リング

図 1 RDL-SWP 装置の構造

Fig. 1. Structure of RDL-SWP device.

* 東京大学 大学院工学系研究科 電気工学
 〒113-8656 文京区本郷 7-3-1
 Department of Electrical Engineering, Graduate School of
 Engineering, The University of Tokyo
 7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku 113-8656
 ** 東京大学 大学院新領域創成科学研究科 先端エネルギー工学
 〒113-0033 文京区本郷 7-3-1
 Department of Advanced Energy, Graduate School of
 Frontier Sciences, The University of Tokyo
 7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku 113-0033

状誘電体を囲んでいる導体の下面にある16個のスロットと石英板を通して放電容器に入射されてプラズマを発生させる。図1以外にも多数の異なったタイプの表面波プラズマ装置が研究されてきた⁽³⁾⁽⁴⁾。

表面波プラズマを大面積化することについては数多くの研究結果が報告されているが、依然未解明な問題や課題も多く残されている。本実験装置であるRDL-SWP装置においても、将来の各種プロセスへの応用において、プラズマ生成の均一化および高効率化が必要とされ、その達成を計算機シミュレーションによって予測することが求められる。

本論文は、RDL-SWP装置の放電特性に関して3次元の数値解析モデルを構築し、放電特性の解析および特性向上のための装置の形状の最適化に向けての提案を目的としている。また、本解析モデルはRDL-SWP装置のみならず、他のタイプの装置にも適用できる柔軟性を有している。

2. 数値解析

本解析は、電磁界と放電プラズマに関する諸量の相互作用を考慮し、伝搬した電磁波によって放電プラズマが維持される様子を3次元空間において数値解析を行うものである。電子密度や電子温度といったプラズマにおける諸量を、プラズマに対する基礎方程式群を用いて、求めることによって、電磁界とプラズマの電子密度と電子温度の両方を同時に求めるという自己無撞着な解析を行うものであり、FDTD法によるマイクロ波伝搬と流体モデルを用いたプラズマ方程式とを組み合わせた解析を行っている。ここで、2.45GHzの電磁波の時間変動に対し、電子の速度 $\mathbf{u}$ 以外のプラズマの諸量の時間変動は無視できると仮定でき⁽⁶⁾、時間変動成分 $\mathbf{u}_{osc}$ と直流定常成分 $\mathbf{u}_0$ とに分けて解析している。

〈2・1〉 電磁界解析 プラズマ中における電磁界を解析するために以下のマクスウェルの方程式を導入する。物質中の電磁界方程式の時間変動成分、すなわち、 $\vec{E}_{osc}$ 、 $\vec{H}_{osc}$ 、 $\vec{J}_{osc}$ をそれぞれプラズマに加わる電界、磁界、電流密度を用いて、次式で表される。

$$\nabla \times \vec{E}_{osc} = -\frac{\partial \vec{B}_{osc}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H}_{osc} = \vec{J}_{osc} + \frac{\partial \vec{D}_{osc}}{\partial t} \quad (2)$$

ここで、 $\vec{D}_{osc}$ 、 $\vec{B}_{osc}$ はそれぞれ電束密度($\vec{D}_{osc} = \epsilon \vec{E}_{osc}$)及び磁束密度($\vec{B}_{osc} = \mu \vec{H}_{osc}$)であり、 ϵ 、 μ は誘電率、透磁率である。また $\vec{J}_{osc}$ は、プラズマ領域において考慮され、電子の運動方程式における時間変動成分を用いて、以下のように表される。

$$m_e \frac{\partial \vec{u}_{e,osc}}{\partial t} = -e \vec{E}_{osc} - m_e \mathbf{v}_{en} \vec{u}_{e,osc} \quad (3)$$

$$\vec{J}_{osc} = -en_{e0} \vec{u}_{e,osc} \quad (4)$$

ここで、 e は素電荷、 m_e は電子の質量、 n_{e0} は電子密度、 $\mathbf{v}_{en}$ は電子と中性粒子との衝突周波数、 $\vec{u}_{e,osc}$ は電子速度の時間変動成分である。プラズマが存在しない領域ではマクスウェルの式において、 $\vec{J}_{osc} = 0$ として、 $\mu = \mu_0$ (真空中の透磁率)、 $\epsilon = \epsilon_s \epsilon_0$ (ϵ_0 は真空の誘電率、 ϵ_s は比誘電率)として電界、磁界を求める。プラズマが存在する領域においては $\mu = \mu_0$ 、 $\epsilon = \epsilon_0$ とし、プラズマ中における電流 $\vec{J}_{osc}$ を求め、電界、磁界を求める。

〈2・2〉 流体モデル解析 プラズマにおける保存則は、運動量保存則(運動方程式)、エネルギー保存則、粒子保存則の3つからなる。対象とするプラズマにおいて、この時間変化はマイクロ波の電界、磁界の変化に比して十分遅いと仮定する。気体は、アルゴンを対象とする。また、電気的中性($n_e \sim n_i$)が保たれており、マイクロ波以外の定常磁界は加わっていないものとする。また、定常的な直流電流は流れていない。つまり、定常状態における直流成分は両極性的であると考えられる。このときプラズマ中を流れる電流は、電子電流とイオン電流の和で表され、

$$\vec{J}_0 = \vec{J}_{e0} + \vec{J}_{i0} = -e \vec{\Gamma}_{e0} + e \vec{\Gamma}_{i0} = 0 \quad (5)$$

となり、結局、プラズマ中での定常的な粒子流束は $\vec{\Gamma}_0 = \vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_i$ となるように決定される。運動方程式における直流定常成分を書き出すと、以下に示す式ようになる。

$$0 = \nabla p_{e0} - en_{e0} \vec{E}_0 - m_e n_{e0} \mathbf{v}_{en} \vec{u}_{e0} \quad (6)$$

$$0 = \nabla p_{i0} - en_{i0} \vec{E}_0 - m_i n_{i0} \mathbf{v}_{in} \vec{u}_{i0} \quad (7)$$

ここで、 p_{e0} と p_{i0} はそれぞれ電子とイオンの圧力、 n_{i0} はイオン密度、 $\mathbf{v}_{in}$ はイオンと中性粒子との衝突周波数、 m_i はイオンの質量、 $\vec{u}_{e0}$ と $\vec{u}_{i0}$ はそれぞれ電子とイオン速度の定常成分、 $\vec{E}_0$ は電界の定常成分である。

式(6)と式(7)により、電子、イオンそれぞれの定常的な粒子流束が求まり、

$$\vec{\Gamma}_{e0} = \frac{-en_{e0} \vec{E}_0 - \nabla p_{e0}}{\mathbf{v}_{en} m_e} \quad (8)$$

$$\vec{\Gamma}_{i0} = \frac{-en_{i0} \vec{E}_0 - \nabla p_{i0}}{\mathbf{v}_{in} m_i} \quad (9)$$

となる。ここで定常的な両極性電界 $\vec{E}_0$ が生じ、イオンと電子の流束を等しくさせる結果となる。このようなモデルは過去の研究においても用いられてきた⁽⁶⁾。対象とするプラズマにおいては、通常、 $T_e \gg T_i$ 、 $\mathbf{v}_{in} m_i \gg \mathbf{v}_{en} m_e$ であるから、定常的な流束は

$$\vec{\Gamma}_0 = \vec{\Gamma}_{e0} = \vec{\Gamma}_{i0} \approx -\frac{\nabla p_{e0}}{\mathbf{v}_{in} m_i} \quad (10)$$

と近似できる。

一般的に粒子保存の式およびエネルギー保存の式はそれぞれ以下の式で表れる。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_e = \nu_i n_e - \alpha n_e^2 \quad (11)$$

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{q}_e = P_{ext} - P_{loss} \quad (12)$$

ここで、 U_e はエネルギー密度、 $\vec{q}_e$ は熱流ベクトル、 P_{ext} は外部電界によるジュール加熱 $\vec{j}_e \cdot \vec{E}$ 、 P_{loss} は電子と中性粒子との電離衝突や励起衝突によるエネルギー損失を表している。

したがって、電子の粒子保存の式における定常状態は、電子の発生・消滅を考慮すると、次式で与えられる。

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma}_{e0} = \nu_i n_{e0} - \alpha n_{e0}^2 \quad (13)$$

ただし、 ν_i は電離衝突周波数、 α は電子とイオンの再結合確率を表し、多くの側定から温度依存性 $T_e^{-1/2}$ を持つことが知られている⁽⁷⁾。そこで得られているデータから、再結合係数を以下のように近似する。

$$\alpha = 2.0 \times 10^{-8} / \sqrt{T_{e0}} \quad (14)$$

ここで、 α と T_{e0} の単位はそれぞれ cm^3/s と eV である。次に電子のエネルギー保存則における定常状態は、

$$\nabla \cdot \vec{q}_e = P_{ext} - P_{loss} \quad (15)$$

となる。

電子の加熱は、外部からの電力供給が要因となって生ずる。ここでは、マイクロ波電界による電子の加熱を考える。放電が定常状態であるとき、プラズマ中に定常的な直流電流は流れておらず、振動的な電子電流やイオン電流による加熱が関与してくるが、電子とイオンの質量の差から電界による力は電子の方が大きく、電子電流のみが加熱に関与していると考えられる。したがって、定常状態における平均加熱量 P_{ext} は電子電流及び電界の時間変動成分をもとに、マイクロ波の周期 T で時間平均し、次式で与えられる。

$$P_{ext} = \frac{1}{T} \int_T \vec{j}_{osc} \cdot \vec{E}_{osc} dt \quad (16)$$

衝突により失われるエネルギーについて考えると、損失過程は種々あるが、アルゴンプラズマ中において支配的な過程は、表 1 に示す 3 つの過程と考えられる。このときそれぞれの過程における電離衝突周波数は、励起衝突周波数は次式で表される⁽⁸⁾。

$$\nu_{ie} = P \times 8.13 \times 10^8 (kT_e)^{0.68} \exp(-\varepsilon_{ie} / kT_e) [s^{-1}]$$

$$\nu_{4s} = P \times 1.17 \times 10^8 (kT_e)^{0.74} \exp(-\varepsilon_{4s} / kT_e) [s^{-1}]$$

$$\nu_{4p} = P \times 4.95 \times 10^8 (kT_e)^{0.71} \exp(-\varepsilon_{4p} / kT_e) [s^{-1}]$$

ここで、アルゴン原子において電離しきい電圧 $\varepsilon_{ie} = 15.76 \text{eV}$ 、励起しきい電圧 $\varepsilon_{4s} = 11.56 \text{eV}$ 、 $\varepsilon_{4p} = 13.2 \text{eV}$ である。したがって式(15)におけるエネルギー損失は、次式で表されることになる。

表 1 アルゴンプラズマ中での主な衝突反応

Table 1. Main reaction in argon plasma.

励起(4s)衝突	$Ar + e \rightarrow Ar(4s) + e$
励起(4p)衝突	$Ar + e \rightarrow Ar(4p) + e$
電離衝突	$Ar + e \rightarrow Ar^+ + 2e$

$$P_{loss} = n_e \varepsilon_{ie} \nu_{ie} + n_e \varepsilon_{4s} \nu_{4s} + n_e \varepsilon_{4p} \nu_{4p} \quad (17)$$

また、エネルギーの流れに関しては、弱電離プラズマ中では静電界の影響はほとんどなく、マクスウェル分布から得られる熱伝導度 $K_e = 5n_e kT_e / 2m_e \nu_{en}$ を用いて

$$\vec{q}_e = -K_e \nabla (kT_e) \quad (18)$$

で表される。電子と中性粒子との衝突周波数 ν_{en} 、およびイオンと中性粒子との衝突周波数 ν_{in} は電子、イオンの平均速度 $\bar{v}_e$ 、 $\bar{v}_i$ 、衝突断面積 σ_e 、 σ_i および中性ガス密度 n_n (封入ガス圧力に比例) を用いてそれぞれ以下の様に記述される。

$$\nu_{en} = \sigma_e \bar{v}_e n_n \quad (19)$$

$$\nu_{in} = \sigma_i \bar{v}_i n_n \quad (20)$$

衝突断面積は、ラムザウアー効果により電子のエネルギーで変化するが、空間的に電子温度の変化は小さく、数値解析において、衝突断面積の変化による影響は少ないとして、測定された値⁽⁹⁾を用いて、 $\sigma_e \approx 1.0 \times 10^{-19} [\text{m}^2/\text{s}]$ 、 $\sigma_i \approx 3.6 \times 10^{-19} [\text{m}^2/\text{s}]$ と一定としている。また、平均速度に関しては熱速度から求められ $\bar{v}_e = \sqrt{8kT_e / \pi m_e}$ 、 $\bar{v}_i = \sqrt{8kT_i / \pi m_i}$ である。

さらに、中性ガスが理想気体であるとする、状態方程式から $n_n [\text{m}^{-3}] = P_n [\text{Torr}] \times 133.32 / kT_n [\text{K}]$ となる。

〈2・3〉境界条件 プラズマ中の電磁界解析においては FDTD 法を用いる⁽¹⁰⁾。導波管の開放端には Mur の吸収条件⁽¹¹⁾を用い、電磁界の反射を抑える。導体壁は完全導体とし、壁面での電界強度を 0 とする。また、誘電率の異なる境界に対しては、アンペアの法則から異なる誘電率の平均値で計算できる⁽¹²⁾。

流体モデル解析においては、対象とするプラズマの中性ガス圧力が 100mTorr 以下と低く、壁面前部と壁面の間にはシース構造を伴う、空間電荷による電位分布が形成されている。電子は減速されて壁面にたまり、壁面を負に帯電させ、イオンは逆にこの電位内を自由落下して、壁面で電子と再結合を行う。ボーム理論⁽¹³⁾から、この中を自由落下するイオンの径方向速度 u_{di} はシース形成条件であるボーム速度 $u_B \equiv (kT_e / m_i)^{1/2}$ で与えられるが、実際には壁面へのイオン速度は、プラズマとシースとの境界でのボーム速度より早く、 $u_{di} = 2u_B$ とすることが良いと言われている⁽¹⁴⁾。

図2 計算手順
Fig. 2. Flow chart.

また、シース端密度 n_s はプラズマ密度の $\epsilon^{-1/2} \approx 0.605$ 倍となり、流体モデルにおける壁面近傍での境界条件は壁面へのイオンの流束を $\Gamma_{di} = n_i u_{di}$ とおくと、壁面への電子の流束 Γ_{de} とイオンの流束 Γ_{di} が壁面直前では等しくなることから、

$$\Gamma_{de} = \Gamma_{di} = n_s u_{di} = 0.605 n_e \times 2(kT_e/m_i)^{1/2} \dots\dots (21)$$

とする。また、Golant らによって壁面への粒子流束と熱流速との比は

$$q_{de}/\Gamma_{de} \approx kT_e \left(2 + \ln \sqrt{m_i/m_e}\right) \dots\dots\dots (22)$$

で与えられることが示され⁽¹⁵⁾、壁面への熱流束は、

$$q_{de} = kT_e \left(2 + \ln \sqrt{m_i/m_e}\right) 0.605 n_e \times 2(kT_e/m_i)^{1/2} \dots\dots\dots (23)$$

となる。

〈2・4〉 計算手順 解析における具体的な手順は、図2に示すように初期値として空間に一樣な電子密度、電子温度を設定し、その値に対して、マイクロ波の伝搬を FDTD 法を用いて、電磁界が定常状態になるまで数値計算を行う。定常状態となったときの電界及び電流分布をもとに、プラズマに対するジュール熱量を求め、その値から流体モデルにおける電子密度、電子温度の定常分布を求める。さらに、その電子密度、電子温度分布に対し、電磁界解析を行い、同様なことを電子密度、電子温度の空間分布に変化が見られなくなるまで繰り返し、最終的なプラズマ構造の結果としている。

〈2・5〉 解析モデル 図3にシミュレーションで用いる3次元モデルの縦方向断面図を示す。解析モデルはカーテシアン座標を用いて、 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ の立方体メッシュで構成され、円筒境界は図4のような精度の高い SAT (Simultaneous Approximation Term) 法⁽¹⁶⁾に基づいている。

寸法などの構造は実際の RDL-SWP 装置に即して設定されている。また、解析モデルにおいては、導波管端を除き全体が完全導体の金属で覆われているとし、導波管端では電磁波の反射が起こらないと仮定し、導波管内に一方方向に電磁界を伝搬する励振源を設定している。リング状誘電

図3 解析モデル図
Fig. 3. Analysis model.

図4 SAT法による円筒境界
Fig. 4. Circular boundary with SAT method.

体アンテナ(テフロン)の比誘電率は2とし、石英板の比誘電率は4、導波管、スロットアンテナおよび放電容器内は真空とし比誘電率を1に設定している。また、導波管内において、Z方向に振動する励振源を設定する。導波管内の電磁界のモードは TE_{10} なので、次式のように励振源を与えることができる。

$$E_z = E_0 \sin(2\pi ft) \sin(\pi x/a) \dots\dots\dots (24)$$

$$H_x = \frac{E_0}{Z_0} \sin(2\pi ft) \sin(\pi x/a) \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 $f = 2.45\text{GHz}$ のマイクロ波であり、 Z_0 は真空中での固有インピーダンスであり、 a は導波管の x 方向の長さである。

3. 解析結果

〈3・1〉 密度一定モデルによる数値解析 プラズマ方程式と電磁界方程式を組み合わせた数値解析にあたる前に、電子密度を一定として、その値によって表面波の伝搬モードが変化する現象について解析し、本3次元コードの信頼性を評価する。

円形表面波プラズマプロセス装置においては、電子密度の値により表面波の伝搬モードが決定されることが知られている。このことは、I.Ghanashev、菅井らによって報告されている2層モデルによる TM モードに対する理論解析結

図5 表面波電界の固有モード(TMモード)⁽¹⁷⁾

Fig. 5. Surface wave eigenmodes (TM modes).

果⁽¹⁷⁾によっても示されており、図5に示すように電子密度が低い領域ではプラズマ側へエバネセント波として伝搬されるハイブリッド表面波モードが現れ、表面波が励起されない領域を経て、電子密度が高い領域では誘電体とプラズマの境界で減衰しながら双方向に伝搬される、いわゆる、ピュア表面波モードが現れている。図5において、下方の横軸の値は境界面の半径 $R=110\text{mm}$ の時の電子密度であり、I.Ghanashev, 菅井らが使用している実験装置に対応しており、上方の値は $R=150\text{mm}$ の時の電子密度であり、本研究で対象としている RDL-SWP 装置に対応している。また、縦軸の値はマイクロ波の周波数及び半径 R の関係を示したもので、RDL-SWP 装置では約 59 と、グラフ外部に位置してしまうが、モード曲線を延長することで、装置における表面波モードの理論値を推定することができる。

RDL-SWP 装置の放電容器内のプラズマ密度を空間的に一定としたモデルにおいて、FDTD 法により、石英板とプラズマとの境界における表面波電界の固有モードを数値解析した結果を図6に示す。このときの電子と中性粒子の衝突周波数は約 $\nu_{en}/\omega = 0.01$ となっている。それぞれの電子密度における電界強度分布の水平断面を見ると、電子密度の変化により電界強度分布も変化していることが分かる。電子密度が低い領域 ($\sim 2.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$) においては放電容器の外側で電界が強く現れているが、電子密度が $3.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 付近では、石英板とプラズマとの境界面で電界強度が非常に弱くなり、表面波がほとんど励起されない。さらに電子密度が上昇すると、電子密度の値に対する固有の表面波モードが境界面全体に励起されることが分かる。

また、垂直断面を見ると、表面波が励起されない電子密度領域を境にして、 $2.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 以下の電子密度ではプラズマ側へエバネセント波として伝搬しているのに対し、 $4.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 以上の電子密度領域では電界振幅がプラズマ

図6 電子密度に対する表面波固有モード

Fig. 6. Surface wave eigenmodes of electron density.

Microwave power: 200W Microwave power: 1000W

図7 実際の放電の様子 (圧力 100mTorr)

Fig. 7. Photo of discharge (pressure: 100mTorr).

に伝搬せず、誘電体とプラズマとの境界で双方向に減衰しながら伝搬されることが分かる。すなわち、電子密度が $3.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ となる領域を境にして、電磁界の伝搬モードが異なることが分かる。このことは、理論解析からも示されており、本境界条件の数値的解析に基づく FDTD 法による電磁界の数値解析の妥当性が確認された。

この解析モデルでは、理論解析と異なり、装置全体をモデル化しており、スロットアンテナの影響も考慮することができる。スロットからのマイクロ波の放射により、電子密度が低い領域では、放電容器中心部まで表面波が強く伝搬されず、表面波のもつ固有モードがほとんど見られないことが分かる。したがって、この RDL-SWP 装置においては、このプラズマ密度では、放電容器の外側でしか、電界強度が強く現れず、低プラズマ密度では放電容器の外側でしか放電しない。このことは実際の実験結果からも観測されている。観測結果として、低プラズマ密度と高プラズマ密度の放電による発光の様子の一例を図7に示す。

〈3・2〉 流体モデルに基づく数値解析

前節の数値解析は、プラズマ密度を空間的に一定としたモデルであり、実際の放電プラズマ構造とは異なるモデルであったが、本節では、電磁界解析と流体モデルによる放電構造の解析を組み合わせた数値解析を行い、プラズマの電子密度、電子温度が空間的に変化する実際の放電の様子をシミュレーションする。具体的には、電界分布や電子密度、電子温度の空間分布の変化を解析し、実験計測と比較した。

数値解析において、円形表面波の電子密度に対する固有モードの理論解析結果⁽¹⁵⁾によって示されているように、遮断領域を挟んで、表面波のモードが変化する電子密度においては、高次のモードが励起され、非常に波長の短い表面波が存在することが分かる。このため、メッシュ幅よりも小さな波長の影響により、遮断領域をまたぐような比較的高い電子密度領域では、FDTD 法において安定的な解析は大変困難である。そこで、ここでは、ガス圧力 10mTorr、マイクロ波電力(プラズマに吸収される総エネルギー量)を 1kW とし、電子密度が比較的に低い遮断領域以下のときに、比較的安定して定常解が得られるので、その結果を図 8 に示す。図の左方に電子密度の石英板から 1cm 離れた水平断面及び、放電容器中央部(導波管と平行方向)の垂直断面の空間分布を示す。同様に右方に電子温度の空間分布を示す。また、図の左方が導波管に近くなっている。

電子密度については、石英板から 2~3cm の距離で最大となり、石英板に近い領域ではスロットが設置してある放電容器の周りで電子密度が高く、中心では低くなり、導波管に近い側が多少電子密度が高くなっている。また、石英板から離れるにしたがって、空間的に均一になり、放電容器壁に近づくにつれて、電子密度が下がり、中心部で高くなっている。

一方、電子温度は電子密度の空間分布と異なり、石英板直下で最大値を示し、石英板から離れるにしたがって、空間的に均一になりながら下がっている。この電子密度、電子温度の分布に対するネット生成レート $\Lambda_i = n_e \times \nu_{ie}$ [cm³s⁻¹]を図 9 に示す。

この結果により電子の発生分布を知ることができ、電子は石英板直下で多く電離生成されていることが分かった。これらのことから、放電構造は石英板直下の電子温度に強く依存し、石英板直下の電子温度に空間的に高い一様性を持たせることが、電子密度の空間分布の一様性につながり、プラズマの均一生成につながることが分かった。

ここでは、数値解析結果の妥当性を検討するため、実際の RDL-SWP 装置における電子密度、電子温度を静電プローブで測定した実験結果と数値解析結果の比較を行った。石英板から 1cm 離れた水平断面と放電容器中心部の垂直断面の電子密度の空間分布および電子温度の空間分布の実験値と数値解析値を比較した図をそれぞれ図 10, 11 に示す。

電子密度を見ると、数値解析値のほうが実験値よりも高く現れている。水平断面の空間分布の傾向としては、実験値及び数値解析値ともに中心で低く、放電容器の外側で高

図 8 プラズマ構造の空間分布

Fig. 8. Spatial distribution of plasma.

図 9 ネット生成レートの垂直断面空間分布

Fig. 9. Spatial distribution of net generation rate at longitudinal section.

くなり、壁面に近づくにつれて下がっている。しかし、垂直断面の空間分布を比較すると、実験結果は石英板から 2~3cm の距離で最大値を示し、その後急激に密度が低下しているのに対し、数値解析では放電容器中央部まで高い電子密度が維持されているのが分かる。

電子温度については、ほぼ実験値と同様な分布が得られ、水平断面の空間分布は放電容器周囲で高くなり、中心部で低くなっている。また、垂直断面の空間分布ではなだらかに電子温度が低下している。

今回の比較的低い電子密度領域における数値解析と実験値との比較により、電子温度については、実験値と数値解析値がよく一致しており、電子密度に関しても、実際の装置における実験結果と数値解析結果に多少のずれが見られるものの、空間分布の傾向においては、比較的類似した傾向が見られた。このことより、本数値解析で用いた定常状態における流体モデルが放電構造の数値解析の妥当性が示された。

さて、このときの数値解析によるプラズマと石英板との境界の表面波電界の空間分布を図 12 に示す。

図 10 電子密度の空間分布

Fig. 10. Spatial distribution of electron density.

図 11 電子温度の空間分布

Fig. 11. Spatial distribution of electron temperature.

図 12 プラズマと石英板の境界面における
表面波電界の空間分布

Fig. 12. Spatial profile of surface wave electric field on border between plasma and quartz window.

これより、電子温度の空間分布とはほぼ同様な電界分布を示しており、表面波電界の空間分布によりプラズマの全域的な構造がほぼ決定されていることが判明した。また、電子温度は石英板直下の電界強度に強く影響され、それが電子密度の空間分布の均一性をほぼ決定していることから、石英板とプラズマとの境界における表面波に空間的な一様性を持たせることがプラズマ密度の空間的な均一性の向上につながると思われる。つまり、プラズマ密度の高均一性を持たせるための装置の設計においては、プラズマ密度一定モデルにおける FDTD 法による解析でも十分有用であると結論できる。また、計算時間やメモリ等の計算機資源の面からでもプラズマ密度一定モデルにおける FDTD 法による解析の方は利点を有す。これより、以下の解析では密度一定モデルを利用して、放電特性の向上について解析を行う。

一方、上記の図 12 で得られた比較的低い電子密度領域においては、電磁界分布はプラズマ密度一定モデルの FDTD 法による電磁界解析で得られている結果とほぼ等しいものとなっていることが判明した。ピュア表面波モードが立つような比較的高い電子密度領域においては、本計算の 3 次元流体モデルに基づく解析では、密度の局所的集中が起こってしまい、安定解が得られなかった。なお流体モデルでは表面波領域のモデル化については問題点が残っている。

一方、最近の報告⁽¹⁸⁾によると粒子モデル(PIC-MCC)シミュレーションでは、ピュア表面波モードが立つ電子密度領域において 1 次元モデルはある表面波の解析が可能との報告が出された。今後、粒子モデルとの比較検討が必要と考える。

〈3・3〉 電子密度一定モデルによる放電特性向上に関する数値解析

〈3・3・1〉 アンテナ・スロット構造による表面波電界の比較 RDL-SWP 装置では、電磁界解析の結果(図 6)から、電子密度が比較的高くなると、ピュア表面波モードが励起され、石英板全面に均一な電界が分布することが分かったが、表面波がハイブリッドモードとなる電子密度領域では、円形誘電体回路状に形成された定在波の影響を、強く受けていると考えられる。そこで、図 13 のように 1 つのスロッ

図 13 小型化したスロット形状
Fig. 13. Narrow slot.

Slot width:5mm Slot width: 7.5mm

図 14 スロット形状による電界強度分布

Fig. 14. Electric field with different slot shape.

シャワー状のスロット
Shower shape slot

表面波の電界強度分布
Spatial profile of surface
wave electric field

図 15 アンテナ構造の改良

Fig. 15. Improvement of antenna structure.

ト幅を小さくし、定在波の影響を少なくした場合の電子密度 $1.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 、衝突周波数 $\nu_{en}/\omega = 0.01$ の条件における解析結果を図 14 に示す。図を見ると分かるように、実際の装置のスロットを用いたとき、ほとんど変化が見られなかった。厳密に見ると、スロット幅が 5mm の電界強度分布のほうが、少しではあるが中心部で強くなっているが、スロット形状を変化させることで、大幅に均一性を上げることが困難であると考えられる。

この結果により、RDL-SWP 装置では電子密度が $1.0 \sim 2.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ の領域において、円形誘電体回路に形成される定在波からの電磁波の照射では、原理的に石英板の中心部まで強い電界が伝搬されないことが分かった。したがって、この領域で均一な電磁界を形成させるには、アンテナ構造そのものを改良する必要があると考えられる。そこで、ここでは、リング状の誘電体アンテナではなく、円盤状し、図 15 のようにアンテナ下部に小さなスロットを放射状に開け、石英板全体に電磁波を照射するような形状にしたモデルにおいて、密度一定モデルにおける数値解析を行った結

果を図 15 に示す。このときに用いた電子密度は $1.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ であり、衝突周波数は約 $\nu_{en}/\omega = 0.01$ となっている。

解析結果から、リング状アンテナを用いたときと明らかな変化が見られ、石英板全体に非常に均一な電界分布が得られた。このことから、大面積領域に高均一な電界分布を得るためには、プラズマ全体に電磁波を照射することが望ましいと考えられる。

4. 結論

本研究では、RDL-SWP 装置において、FDTD 法による電磁界解析及び定常状態における流体モデルを用いて、表面波の固有モードと放電構造の 3 次元数値解析コードを構築し、数値解析を行った。その結果、それによって得られた結果を以下に記す。

(1) 密度一定モデルによる電磁界解析においては、SAT 法を用いた高精度の円筒境界設定で、電子密度による表面波固有モードに関して、理論解析結果と数値解析結果との一致が見られた。また、数値解析結果からは、遮断領域以下の電子密度領域においては、放射電磁波の影響を強く受け、表面波が均一に生成されないことが分かった。

(2) 流体モデルに基づく解析においては、10mTorr 以上のガス圧力で比較的高い電子密度が発生する領域では、シミュレーションが収束せず、定常解が得られなかった。一方、比較的低い電子密度が発生する 10mTorr のガス圧力ではシミュレーションは可能であり、得られた結果から、電子密度については、実験値よりも高い値を示したが、電子温度については、実験値とほぼ同様な分布を示し、今回用いた定常状態における流体モデルの妥当性が示された。

(3) 表面波はプラズマと石英板の境界における電子密度で決定され、その表面波の固有モードで放電構造がほぼ決定されていることから、密度一定モデルによる装置の電磁界解析が放電特性向上に関して装置の設計、改良に有用であることが示された。

(4) 放電が周囲に集中する比較的低い電子密度領域では、誘電体アンテナに励起される定在波の影響が大きく、原理的に均一な電界分布が得られない。そのため、プラズマ全体に電磁波を照射する方式を提案し、数値解析結果からその効果を確認した。

(平成 14 年 3 月 25 日受付, 平成 14 年 11 月 11 日再受付)

文 献

- (1) M.Katsurai : "Frontier of Plasma Technics", *TIEE Japan*, Vol. 120-A, No.6, pp.675-680 (2000-6) (in Japanese)
桂井 誠 : 「プラズマ技術のフロンティア」, 電学論 A, **120**, 6, pp.675-680 (2000-6)
- (2) M.Moisan and Z.Zakrzewski : "Plasma sources based on the propagation of electromagnetics surface waves", *J.Phys.D : Appl.Phys.*, Vol.24, pp.1025-1048 (1991)
- (3) K.Komachi : "Electric field in surface-wave-produced plasmas", *J. Vac.Sci. Technol.A*, Vol.12, No.3, pp.769-771 (1994)

- (4) S.Nonaka : "Proposal of Non-Cylindrical and Large-Area RF Plasma Productions by Surface Wave", *J.Phys.Soc.Jpn*, Vol.63, No.8, pp.3185-3186 (1994)
- (5) T.Sekiguchi : Plasma Physics, Ohm Press (1979) (in Japanese)
関口 忠 : 現代プラズマ理工学, オーム社 (1979)
- (6) N.A.Azarenkov, I.B.Denyisenko, A.V.Gapon, and T.W.Johnston : "The radial structure of a plasma column sustained by a surface wave", *Phys.Plasmas*, Vol.8, No.5, pp.1467-1481 (2001)
- (7) J.S.Chang, R.M.Hobson, U.Ichikawa, and T.Kaneda : Atom・Molecule Process of Ionized Gas, Tokyo Denki University Press (1982) (in Japanese)
J.S.Chang・R.M.Hobson・市川幸美・金田輝男 : 電離気体の原子・分子過程, 東京電機大学出版局 (1982)
- (8) S.Ashida, C.Lee, and M.A.Lieberman : "Spatially averaged (global) model of time modulated high density argon plasma", *J.Vac.Sci.Technol.A*, Vol.13, No.5, pp.2498-2505 (1995)
- (9) IEE Japan : Discharge Handbook, Ohm Press (1998) (in Japanese)
電気学会 : 放電ハンドブック, オーム社 (1998)
- (10) Q.Chen, P.H.Aoyagi, and M.Katsurai : "Numerical Analysis of Surface Wave Excitation in a Planar-Type Nonmagnetized Plasma Processing Device", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.27, No.1, pp.164-170 (1999)
- (11) G.Mur : "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, Vol.EMC-23, pp.377-382 (1981)
- (12) O.Hashimoto and T.Abe : Introduction of the Finite-Difference Time-Domain Method, Morikita Press (1996) (in Japanese)
橋本 修・阿部琢美 : FDTD 時間領域差分法入門, 森北出版 (1996)
- (13) M.A.Lieberman and A.J.Lichtenberg : Principles of Plasma Discharge and Materials Processing, Wiley, New York (1994)
- (14) M.A.Sobolewski : "Sheath model for radio-frequency biased, high-density plasmas valid for all ω/ω_i ", *Phys.Rev.E*, Vol.62, No.6, pp.8540-8553 (2000)
- (15) V.E.Golant, A.P.Zhilinskii, and I.E.Sakharov : Fundamentals of Plasma Physics, Wiley, New York (1980)
- (16) I.Ghanashev, M.Nagatsu, and H.Sugai : "Surface Wave Eigenmodes in a Finite-Area Plane Microwave Plasma", *Jpn.J.Appl.Phys*, Vol.36, No.1A, pp.337-344 (1997)
- (17) A.Taflove : Advance in Computational Electrodynamics The Finite-Difference Time-Domain Method, Artech House (1998)
- (18) A.Katamoto, Y.Urabe, S.Kogoshi, and K.Fujisaki : "PIC-MCC simulation of surface wave plasma", Joint Conference of 5th International Conference on Reactive Plasmas and 16th Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, pp.14-18, Grenoble, France (2002-6)
- (19) T.Toba and M.Katsurai : "Modeling of Argon Discharge Characteristics of Planar-Type Surface Wave Plasmas in an Electron Fluid Model", *IEEE Trans. Plasma Science* (to be published)

中 川 貴 嗣

(学生員) 1977年6月9日生まれ。2000年3月東京大学工学部電気工学科卒。2002年3月同大学大学院修士課程修了。同年松下電器産業株式会社入社。在学中, 表面波プラズマの放電特性の数値解析に関する研究に従事。

金 載 浩

(学生員) 1974年12月5日生まれ。1998年2月慶北大学工科大学電気工学科卒業(韓国)。2001年3月東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学修士修了。現在, 同大学博士課程在学中。プロセスプラズマ源, ダイヤモンド薄膜合成などの研究に従事。電気学会, 応用物理学会会員。

鳥 羽 孝 幸

(学生員) 1975年8月31日生まれ。1999年3月東京大学工学部電子工学科卒。2001年3月同大学大学院修士課程修了。現在, 同大学博士課程在学中。プロセスプラズマ源の開発, 表面波プラズマ放電特性の解析等の研究に従事。電気学会, 応用物理学会会員。

桂 井 誠

(正員) 1941年11月13日生まれ。1965年3月東京大学工学部電子工学科卒業。1970年同大学大学院博士課程終了。同年同大学講師, 同助教授を経て, 1987年教授, 1999年より同大学院新領域創成科学研究科教授, 高温プラズマ研究センター長。主としてプラズマ工学の研究に従事。電気学会, プラズマ核融合学会, IEEE等会員。工学博士。