プラズマイオン注入におけるトレンチ形状基材の シースの形成と動的挙動

正員 池畑 隆* 非会員 荒木 俊也** 非会員 塩谷 健一*
正員 佐藤 直幸* 正員 真瀬 寛* 正員 行村 建***

PBII Sheath Dynamics around a Trench-Shape Workpiece

Takashi Ikehata*, Member, Toshiya Araki**, Non-member, Kenichi Shioya*, Non-member

Naoyuki Sato*, Member, Hiroshi Mase*, Member, Ken Yukimura***, Member

An experiment on the Plasma-Based Ion Implantation (PBII) has been performed using a trench-shape model electrode in order to clarify the geometrical effect of the workpiece on the ion sheath dynamics and on the spatial distribution of ions incident upon the workpiece. The ion current (which includes the secondary electron current) is measured on the top, side and bottom surfaces of the electrode simultaneously. The condition for the trench not to be filled with the ion sheath is derived analytically by applying the model of cylindrical sheath evolution. Experimental observations show good consistency with this condition ; that is, the sheath is formed along the inner surface of the trench without the sheath overlapping and almost the same amount of ion flux is detected on the top, side and bottom surfaces if the condition is satisfied. Furthermore, the trench-shape electrode is found to require much longer time period than the planar one for the initial plasma density distribution to be recovered after the voltage pulse is terminated. This suggests that the geometry of the workpiece affects the maximum repetition rate and therefore the efficiency of PBII.

キーワード：プラズマイオン注入，トレンチ形状基材，シースの動的挙動，イオン電流

Keywords: plasma-based ion implantation, trench, sheath dynamics, ion current

1. はじめに

プラズマイオン注入法は，プラズマ中の導電性基材に負の高電圧パルス印加し，周囲に形成される空間電荷シースを介して，正イオンを加速注入する，プラズマ表面処理法の1つである．主として，エンジニアリング部材，機構部品，金属製品等の耐摩耗性，耐食性，表面硬度などの改善に利用される他，半導体素子への不純物注入に応用する試みなども報告されている⁽¹⁾．

特に，3次元形状基材の表面を処理できる点には他にない特徴であり，実用的見地から極めて有用である．例えば，パ

イプの内面，溝や穴の底部，側部，金型や刃物のエッジなどの処理は，工業的に付加価値が高い．従来の高エネルギーイオンビームを用いたイオン注入では，ビームの直進性のために注入むらが生じ易い．一方，プラズマイオン注入では，基材表面の凹凸に沿ってシースが形成され，そこから基材表面に向かって垂直にイオンが加速されるので，3次元形状基材の処理が可能とされる．

基材表面の凹凸の特性長(ここではトレンチ幅)を w ，シース厚さを $s(t)$ として，表面の凹凸に沿ってシースが形成されるための必要条件を，

$$s(t) \ll w/2 \quad (1)$$

と表すことができる．シース厚さは時間とともに成長し， $s_0 \leq s(t) \leq s_c$ である．ここで s_0 は，電圧印加直後，電子プラズマ振動周期($2\pi/\omega_{pe} \sim n_s$)程度の時間に電子が基材表面近傍から排斥され，取り残されたイオン空間電荷によって形成されるもので，マトリクスシースと呼ばれる．電圧を V (kV)，プラズマ密度を $n \times 10^{16}/\text{m}^3$ として，

$$s_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 V}{en}} = 3.3 \sqrt{\frac{V}{n}} (\text{mm}) \quad (2)$$

と表される．例えば， $V = 10 \text{ kV}$ ， $n = 1 \times 10^9/\text{cm}^3$ の場合， $s_0 = 33 \text{ mm}$ である．次に，イオンプラズマ振動周期($2\pi/\omega_{pi}$

* 茨城大学工学部
〒316-8511 日立市中成沢町4-12-1
Faculty of Engineering, Ibaraki University
4-12-1, Nakanarusawa-cho, Hitachi, 316-8511
** クラリオン(株)技術開発本部
〒335-8511 戸田市上戸田50
R&D Div., Clarion Corp.
50, Kamitoda, Toda, 335-8511
*** 同志社大学工学部
〒610-0321 京田辺市多々羅1-3
Faculty of Engineering, Doshisha University
1-3, Tatara, Kyotanabe, 610-0321

$\sim \mu s$)より十分時間が経過すると、シース中のイオンが加速され、基材に注入されるので、これを補うようにシースが成長する⁽²⁾。やがて、プラズマからシースに供給されるボームイオン電流密度、

$$j_B = 0.61 en u_B = 0.61 en \sqrt{T_e / M} \quad (M: \text{ion mass}) \quad (3)$$

とシース中の空間電荷制限電流密度、

$$j_{CL} = (4\epsilon_0 / 9)(2e / M)^{1/2} V^{3/2} / s^2(t) \quad (4)$$

とが等しくなると、シースの成長は止まり、定常シース厚さ、

$$s_c = s_0 \sqrt{2u_0 / 9u_B} > s_0 \quad (u_0 \equiv \sqrt{2eV / M}) \quad (5)$$

となる。

(1)式の条件から、少なくとも $s_0 \ll w/2$ が必要となるが、現実には $s_0 \geq w/2$ であることが多く、溝やパイプの内部はシースで満たされ、基材の表面に沿ってシースが形成される状況とは異なることが予想される。この場合、溝やパイプの内部のシースの形成、時間発展は単純な平板や球の場合とどう違うのか。基材表面に入射するイオン束分布はどの程度偏るのか。これらの課題の解明には、実験、理論、シミュレーションの連携による総合的研究が重要である。いくつか興味深い研究⁽³⁾⁽⁴⁾が報告されているものの、より詳細な検討が望まれる。

本研究は、シースの形成とイオン束分布に及ぼす基材の3次元形状効果を明らかにするため、幅70mm、深さ50mmのトレンチ形状基材をモデルとして、実験を行ったものである。トレンチの頂部(top)、側部(side)、底部(bottom)にコレクタ電極を設置し、イオン電流を同時測定した。このようにコレクタ電極配列による電流分布の観測は、はじめての試みであり、従来の平均電流の測定に比べ、より詳細な面分布の情報が得られる。また可動プローブによりトレンチ内部と外部のシースの時間発展を測定し、比較した。トレンチ内でのシースの挙動は平板や球など1次元基材とはかなり異なり、また、電圧遮断後、プラズマ密度が初期値に戻るまでにより長時間を要し、プラズマイオン注入の繰り返し時間を制限することがわかった。

2. 実験装置と方法

実験装置を図1に示す。8インチ十字管(200×300)を真空容器として、上部に直径70mm、長さ150mmの石英管を取り付け、石英管の外側に幅80mmのループアンテナを巻き付けている。容器の一端からマスフローコントローラを介してアルゴンガスが注入され、0.1Paの圧力に保たれる。容器の下方から、フィードスルーを介して基材(ターゲット電極あるいは陰極とも呼ばれる)が挿入される。基材に負電圧パルスを印加する高電圧モジュレータの仕様は、文献(5)に詳しい。ループアンテナには、140MHz/1000Wの高周波発振器から、正味100Wの電力を供給し、誘導結合放電アルゴンプラズマを発生する。

3次元形状基材のモデルとして実験に使用したトレンチ型電極の詳細を図2に示す。平板電極の上に取り付けられ

図1 実験装置

Fig. 1. Experimental setup.

図2 トレンチ型陰極とコレクタ電極の配置

Fig. 2. Arrangement of collectors on a trench-shape target electrode.

た側板($t 20 \times h 50 \times w 60 \text{mm}$)によって、深さ $d = 50 \text{mm}$ 、幅 $w = 30 \sim 70 \text{mm}$ で可変、奥行き $l = 60 \text{mm}$ のトレンチ(縦溝)を形成する。側板の材料は硬質アルミニウムである。

トレンチ電極の頂部、側部、底部には、イオン電流(ただしこの中には2次電子電流が含まれる)を測定するためのコレクタ電極が、トレンチ電極本体とは厚さ1mmのテフロンシートで絶縁された状態で設置されている。コレクタ電極の寸法は、 $t 0.1 \times 15 \times 50 \text{mm}$ であり、材質はSUS304である。これら3つのコレクタ電極とトレンチ電極からは個別に電流リード線が出ていて、真空容器外で結線されて、高電圧モジュレータの出力に接続されている。そして、各コレクタ電極およびトレンチ電極を流れる電流を3チャンネルの電流プローブを用いて独立、同時に測定することがで

図3 平板陰極およびトレンチ陰極内のプラズマ密度の z 方向分布

Fig. 3. The z profile of plasma density for planar and trench-shape electrodes.

きる。xyz 直交座標系をトレンチの底部中心を原点として、鉛直上方に z 、トレンチの幅方向に x 、奥行き方向に y とする。プラズマ諸量やシースの動的挙動を測定する際には、 5×5 mmの平板電極を有するラングミュアプローブを用いた。

実験では、まずアルゴンガス圧力0.1Pa、高周波電力140MHz/100Wnetで定常プラズマを生成し、平板陰極およびトレンチ型陰極($w=70$ mm)におけるプラズマ密度分布を求めた。次に、シースの形成と時間発展を平板陰極とトレンチ型陰極とで比較した。電源電圧 V_0 を2, 5, 8kV(パルス波高値 V は電源電圧 V_0 の88%になる)、パルス幅を40 μ sとした。プローブバイアスを+80Vに固定し、電子飽和電流の時間変化から、シース厚さの時間発展 $s(t)$ を求めた。(解析法の詳細は後述する。)

さらに、同じパルス電圧の条件で、トレンチ型陰極の各部に設置したコレクタ電極に流入する電流(イオン電流+2次電子電流、イオン電流に比例)を測定し、平板陰極との違い、およびシースの動的挙動との関係について検討した。

3. 実験結果と考察

3.1 プラズマの生成 図3は、プラズマ密度の z 分布を平板陰極、トレンチ型陰極で比較したものである。両場合とも、電子温度は7–10eV、プラズマ電位は40–50Vであった。アンテナは $z=200–280$ mmにあり、密度はターゲット陰極に近づくにつれ、拡散のために徐々に減少する。平板陰極では $z < 20$ mmでさらに密度が減少する。これは、陰極前面にフローティングシースが形成され、イオンが加速されるためである。一方、トレンチ型陰極では、トレンチ内部で明らかに密度が減少しており、しかも減少の程度はトレンチ幅が狭くなるほど大きかった。この結果は、プラズマ粒子バランス、すなわちトレンチ開口部へのプラズマ流入とトレンチ内壁への損失のバランスで定性的に説明することができる。今、トレンチ外部の初期プラズマ密度を

n_0 、トレンチ内への流入速度を u_0 、トレンチ内部の平均密度を n 、ボーム速度を u_B とすれば、粒子バランスの式は、

$$dw \frac{dn}{dt} = lwn_0u_0 - l(2d+w)nu_B \dots\dots\dots (6)$$

となる。ただし、トレンチ幅 w はフローティングシース厚さより十分大きく、プラズマ電位はトレンチ幅 w に依らず一定と考える。また、プラズマイオン注入の繰り返し周期は電圧パルスの時間幅(数10 μ s)に比べて十分長く、したがって、電圧パルスの印加前にプラズマは定常状態にあるとみなすことができる。そこで、

$$n = \frac{1}{2d/w+1} \cdot \frac{u_0}{u_B} n_0 \approx \frac{n_0}{2d/w+1} \dots\dots\dots (7)$$

が導かれる。ここで流入速度 u_0 は、プラズマと陰極との電位差によって加速されるイオンの速度に対応するので、速度比 u_0/u_B は一定と見なせる。(7)式から、トレンチ陰極 $w=70$ mm, 30mmの密度を n_{70} , n_{30} 、平板陰極の密度を n とすると、 $n_{70}/n_\infty \approx 0.41$, $n_{30}/n_\infty \approx 0.23$ となり、70mmから30mmに狭くすると密度が56%に減少する。一方実験では、トレンチの中心 $z=25$ mmの密度から、 $n_{70}/n_\infty \approx 0.70$, $n_{30}/n_\infty \approx 0.38$ が得られ、 $w=70$ mmから30mmで密度が54%に減少した。密度の絶対値に違いがあるものの、 w に対する依存性は一致している。すなわち、 w が小さくなれば、トレンチ内部のプラズマ密度は減少する。したがって、プラズマイオン注入において、負の高電圧パルスを印加すると、トレンチ内部が瞬時にシースで満たされ、トレンチの底面や側面に達するイオン束は著しく減少することになる。なお s_0 , s_c の計算では、平板陰極の領域 $10 < z < 70$ mmにおける平均値、 $n=5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e=7\text{eV}$ を用いている。

3.2 シースの時間発展と空間分布 平板ラングミュアプローブで測定した電子電流の時間変化から、シースの時間発展、すなわち $s(t)$ を求める。図4に $V_0=8\text{kV}$, 40 μ s、平板陰極の場合の結果を示す。

電圧パルス印加前には、12–14mAの電子飽和電流が流れている(図4(a), A)。パルスが印加されると、近傍の電子が排除され、プローブ電流はゼロとなる(B)。その後、シース厚さは増大し、シース内のイオン密度は急速に減少する。電圧パルスが遮断されると、瞬時にプラズマ電子が流入してシースは崩壊する(C)。しかし、イオンの応答は遅いので、初期密度を回復するのに時間($t \approx s/u_B \gg 2\pi/\omega_{pi}$)を要する。そして、プローブ電流は初期値に戻る(D)。

プラズマとイオンシースの間には、プレシース領域がある。プラズマ内の電子密度を100%とすると、イオンシース内ではほぼ0%、プレシースとイオンシースの境界で61%である。したがって、プローブ電流が初期値の50%に減少(図4のE)、ないしは回復(F)する時刻 t を求めると、その時刻には、イオンシース境界がプローブ面の中央付近に存在することになる。プローブ位置 z と時刻 t の関係をプロットすると、図4(b)のようにシース端の時間変化 $s(t)$ が求められる。実験結果は理論曲線⁽²⁾にほぼ一致していると言える。

$V_0=8\text{kV}$ における70mmトレンチの(a)頂部、および(b)底

図4 (a)プローブ電流と(b)シース厚さの時間変化，平板陰極

Fig. 4. Temporal evolution of (a) probe current and (b) sheath thickness. Planar electrode.

部のシース厚さ $s(t)$ を図5に示す。頂部と底部ではシースの時間発展が異なる。底部では、シースはまずトレンチ深さに等しい $z = 50\text{mm}$ まで瞬時に拡がり、トレンチの外に出ると、平板と同様の緩やかな発展になる。一方、頂部では、平板と比べてもシース厚さが小さい。これは、頂部を円柱の外面で近似することが可能で、円柱は平板よりシース厚さが小さくなるためであろう。結局、トレンチ内部はごく短時間にシースで満たされた。しかし、平板陰極の場合の密度 $n = 5 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ から、 $s_0 = 12\text{mm}$ 、トレンチ内部の密度減少を考慮しても、 $s_0 = 17\text{mm}$ と見積もられ、一方 $w/2 = 35\text{mm}$ であるから、 $s_0 < w/2$ である。つまり、トレンチの内面に沿ってマトリクスシースが形成される条件(トレンチ内にプラズマが侵入する条件)は一応満たされているはずであるが、実際にはより厳しい条件が必要であることを示唆している。

トレンチ内外の各点 ($y = 0$) において、図5に示した $s(t)$ を求め、それらのデータから、シース境界の空間分布とその時間発展を求めた。 $V_0 = 2\text{kV}$ と 8kV の結果を図6で比較している。 $V_0 = 2\text{kV}$ では、おおよそトレンチの内面に沿ってシース境界が形成されている。プラズマはトレンチ底部まで達している。一方、 $V_0 = 8\text{kV}$ では、前述のように、トレンチ内は瞬時にシースで満たされ、シース境界はトレンチ外に追い出されていることが明瞭に見て取れる。

図5 シース厚さの時間変化：
(a) トレンチ頂部、(b) トレンチ底部、 $V_0 = 8\text{kV}$
Fig. 5. Temporal evolution of sheath thickness:
(a) top and (b) bottom of the trench, $V_0 = 8\text{kV}$.

ここで、トレンチの内面に沿ってシースが形成される条件、換言すれば、トレンチ内がシースで満たされないための条件を考察してみよう。図4(b)に示された平板シースの理論曲線(....., $V_0 = 8\text{kV}$)から、シース厚さは、電圧印加後の短時間、例えば $5\mu\text{s}$ 後には、定常値 s_c の93%に達しており、これ以降のシース厚さの増加は小さい。このことは、図6に示されたシース境界の空間分布が、 $5\mu\text{s}$ から $20\mu\text{s}$ までの間に大きくは変化していない事実とも一致する。そこで、シース厚さの代表値を s_0 ではなく $s(t = 5\mu\text{s}) = 0.93s_c \approx s_c$ として検討を進めることにする。

トレンチがシースで満たされる過程はトレンチのアスペクト比 d/w で異なるだろう。例えば、深いトレンチ $d/w \gg 1$ では、側面からの平板シースの重なりが支配的になるので、トレンチがシースで満たされないための条件は $s_c < w/2$ となる。一方、 $d/w \approx 1$ の浅いトレンチでは、側面からのシースに加えて底面からのシースが重なり合う。そこで、シースの境界面を大まかに円筒の一部と近似する。すなわち、トレンチ内のシースの時間発展を円筒内のそれに置き換えて考えるわけである。その際、円筒内のシース厚さは平板シース厚さの $\sqrt{2}$ 倍になる⁽⁶⁾ことを考慮する。因みに本実験は $d/w \approx 0.7$ であり、この後者に対応する。こうして $d/w \approx 1$ のトレンチがシースで満たされないための条件は、不等式 $\sqrt{2}s_c < w/2$ と(5)式から、

$$s_0 < w / (32eV / 5T_e)^{1/4} \quad (8)$$

と求められる。

(8)式を評価して、 $V_0 = 2\text{kV}$ 、 8kV の実験結果と比較してみよう。トレンチがシースで満たされないための理論的条件は、 $T_e = 7\text{eV}$ を用いて、 $V_0 = 2\text{kV}$ のとき $s_0 < w / 6.3 = 11\text{mm}$ 、

$V_0 = 8\text{ kV}$ のとき $s_0 < w/9.0 = 7.8\text{ mm}$ と計算される．一方実験では， $V_0 = 2\text{ kV}$ のとき， $s_0 = 9\text{ mm}$ で(8)式を満たし，トレンチがシースで満たされることはなかった． $V_0 = 8\text{ kV}$ のときは， $s_0 = 17\text{ mm}$ で(8)式を満足せず，この時，トレンチは短時間にシースで満たされた．すなわち(8)式は観測結果と矛盾しない．いずれにしても，実際的なプラズマイオン注入において， $5\mu\text{s}$ 以上のパルス幅を想定すると，トレンチの内面に沿ってシースが形成される条件(換言すれば，トレンチ内部にプラズマが侵入する条件)は，マトリクスシースの条件 $s_0 < w/2$ より厳しくならざるを得ない．(8)式はその目安になる．

3.3 電圧遮断後のシース崩壊とプラズマの回復

図4に示したように，電圧遮断後，シースは瞬時に崩壊する(電気的中性を回復する)が，イオン密度の回復には時間がかかる．電圧パルスの繰り返し周期をイオン密度の回復時間より短くすると，注入イオン量は大きく減少してしまう．すなわち，プラズマ密度の回復特性はプラズマイオン注入の繰り返し周波数，そしてスループットを左右する重要な因子である．

図7は， $V_0 = 2, 5, 8\text{ kV}$ ，基材表面から4mmにおける密度回復時間を平板とトレンチとで比較したものである． $\times$ 印は，プラズマ端からのボームイオン束 $0.61nu_B$ がシース内の密度減少分を埋め戻すとしたモデル⁽⁷⁾の予想値である．平板の実験結果はモデルの予想と同様の傾向を示した．また，トレンチの回復時間($x = 0, x = 15\text{ mm}$)は平板の約2倍である．さらに，側壁から10mmの位置($x = 25\text{ mm}$)では， $x = 0, x = 15\text{ mm}$ の位置よりもさらに長時間を要している．これは，図6のシース境界の空間分布において，トレンチの隅とシース境界との距離が $x = 25\text{ mm}$ のときに最も大きいことから，定性的に理解できよう．図7はプラズマ回復特性に及ぼす基材の3次元形状効果を示していると言えよう．トレンチ幅を30mmに短縮すると回復時間はさらに長くなり， $100\mu\text{s}$ 以上となった．これらの実験結果は改めて詳しく報告する．

3.4 イオン電流の分布

図2に示すように，トレンチ型陰極の頂部，側部，底部にコレクタ電極を設置し，流入電流を電流プローブで同時測定した．また，比較のために，側壁を除いた平板陰極においても，電流を測定した(この時は底部コレクタを利用)．コレクタ電流を I ，イオン電流を I_i ，2次電子電流を I_{se} ，2次電子放出係数を γ ，イオンエネルギーを E_i とすると， $I = I_i + I_{se} = \{1 + \gamma(E_i)\} I_i \propto I_i$ である．ここで，1価のアルゴンイオンがSUS304電極に入射する場合，2次電子放出係数は $\gamma(E_i) = 4.4\sqrt{E_i(\text{keV})}/20$ と与えられる⁽⁸⁾．たとえば $E_i = 7.0\text{ keV}$ ($V_0 = 8\text{ kV}$ に対応)の場合， $\gamma = 2.6$ ，全コレクタ電流の72%を2次電子電流が占めることになり，その寄与を無視できない．しかし，コレクタ電流とイオン電流が比例関係にあること，さらに本研究では，トレンチ各部でのイオン電流の絶対値よりも相対比に注目しているので，トレンチ側部，底部のコレクタ電流を頂部コレクタ電流で正規化した相対値として示し，2次電子電

図6 シース境界の空間分布とその時間変化
Fig. 6. Temporal evolution of the profile of sheath boundary.

図7 平板およびトレンチ陰極のプラズマ密度回復時間
Fig. 7. Plasma recovery time for planar and trench electrodes.

流の寄与を相殺した．

実験の前に，電圧パルスの立ち上がり，立ち下がり時に発生する変位電流 I_d を評価しておく．平板，トレンチ両陰極で調査した．変位電流は真空とプラズマ存在下では異なる．プラズマが存在すると，プラズマと陰極間のシース容量 C によって，電流 $I_d = C(\partial V / \partial t)$ が流れる．これは真空中より大きい．そこで，プラズマ存在下での変位電流を以下のように求める．まずイオン，電子電流を阻止するために，陰極を厚さ $5\mu\text{m}$ のマイラーで覆った．次にマイラーの帯電を防ぐため，さらにアルミ箔で覆った． $w = 70\text{ mm}$ ， $V_0 = 8\text{ kV}$ の測定例を図8に示す． I_d はパルスの立ち上がりとしち下がり時に局在化しており，電圧印加から $5\mu\text{s}$ 後には，測定電流 I の5%以下に減衰するので， $5\mu\text{s}$ 以前を無視し， $5\mu\text{s}$ 以降の

図8 変位電流波形 (70mm トレンチ陰極, $V_0 = 8\text{kV}$)
Fig. 8. Waveform of the displacement current (Trench electrode, $w = 70\text{mm}$, $V_0 = 8\text{kV}$).

図9 頂部電流で規格化された側部、
底部電流 (トレンチ幅 70mm)

Fig. 9. Temporal evolution of the side and bottom collector currents relative to the top collector current (Trench electrode, $w = 70\text{mm}$).

み, 検討対象とする.

図9は, トレンチ陰極 ($w = 70\text{mm}$), $V_0 = 2\text{kV}$, 8kV において, 各部のコレクタ電流の時間変化を示したものである.

ただし, 頂部電流で正規化した相対値としている. これは, 2次電子電流の寄与をキャンセルする意味もある. ちなみに, 頂部電流は, 平板陰極の電流に比べて50~80%大きかった. これは, 前にも述べたように, プラズマ密度の空間分布と, 形状効果によりシース厚さが平板より薄くなるための相乗効果と考えられる.

$V_0 = 2\text{kV}$ のとき, 側部, 底部電流は, 初め頂部電流の70~80%で, 時間とともに減少し, $t = 40\mu\text{s}$ には, 40~45%まで減少する. これは, 図6(a)に示されたように, はじめトレンチ内面に沿って形成されたマトリクスシースが, 次第に厚くなっていく結果として説明できる. 一方 $V_0 = 8\text{kV}$ では, 側部, 底部電流は, 直ちに頂部電流の60%程度に減少し, そのままほぼ一定となる. これは, 電圧印加によって, トレンチ内部が瞬時にイオンシースで満たされるため, 図6(b)に対応すると考えられる. しかし, シース厚さと空間電荷制限電流との関係を考慮すると, 側部, 底部電流は頂部電流に比べ, もっと小さくなるはずである. この原因を今後究明する必要がある.

4. まとめ

プラズマイオン注入における3次元形状基材のシースの形成とイオン束分布との関係を明らかにするため, トレンチ形状の陰極をモデルとして実験を行った.

トレンチ内でのシースの挙動は平板や球などとはかなり異なり, トレンチ内部が瞬時にイオンシースで満たされる過程が観測された. トレンチ内面に沿ってシースが形成される条件を理論的に導き, 観測結果と矛盾のないことを確認した. この条件下では, トレンチの側部, 底部に頂部と同程度 (具体的には70~80%) のイオン束が到達した. また, 電圧遮断後に陰極周辺のプラズマが初期値に戻る時間を回復時間と定義して, 平板とトレンチ陰極と比較したところ, トレンチ陰極はより長時間を必要とすることがわかった. このことから, プラズマイオン注入の繰り返し周波数が基材の形状に依存することを指摘した.

(平成14年7月15日受付, 平成14年11月27日再受付)

文 献

- (1) 「プラズマイオン注入とその応用」, 電気学会技術報告, No.860, 電気学会(2001)
- (2) M.A. Lieberman: "Model of plasma immersion ion implantation", *J. Appl. Phys.*, Vol.66, pp.2926-2929 (1989).
- (3) T.E. Sheridan: "Pulsed-sheath ion dynamics in a trench", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.28, pp.1094-1098 (1995)
R.Faehl, B.D.Volder, and B.Wood: "Application of particle-in-cell simulation to plasma source ion implantation", *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol.12, pp.884-888 (1994)
- (4) M. Sano, T. Teramoto, K. Yukimura, and T. Maruyama: "TiN coating and ion implantation of materials with three-dimensional topology in metal DC plasma-based ion implantation", *Surf. Coat. Technol.*, Vol.136, pp.168-171 (2001)
- (5) 池畑 隆・佐藤直幸・田辺利夫・真瀬 寛: 電気学会プラズマ研究会資料, PST-00-47 (2000)
- (6) T.E. Sheridan: "The ion-matrix sheath around a round hole", *Plasma Sci. Technol.*, Vol.4, pp.527-533 (1995)

(7) T. Ikehata: in preparation;

電圧遮断時のシース厚さを s_m , シース内のイオン密度分布を $n_i(z)$ としたとき , 回復時間 T_r は , 式 $\int_0^{s_m} \{n_0 - n_i(z)\} dz = 0.61 n_0 u_B T_r$ から求まるとした .

(8) M.M. Shamim, J.T. Scheuer, R.P. Fetherston, and J.R. Conrad: "Measurement of electron emission due to energetic ion bombardment in plasma source ion implantation", *J. Appl. Phys.*, Vol.70, pp.4756-4759 (1991)

池 畑 隆

(正員) 1954年11月22日生まれ . 1983年筑波大学大学院物理学研究科博士課程修了 . 同年茨城大学工学部助手 . 1998年同教授 , 電気電子工学科 . 回転プラズマ流のMHD挙動 , プラズマ遠心分離 , プラズマイオン注入 , 環境計測用レーザー質量分析の研究に従事 . 理博 .

荒 木 俊 也

(非会員) 1977年7月26日生まれ . 2002年3月茨城大学大学院理工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻修了 . 同年4月クラリオン(株)入社 . 在学中はプラズマイオン注入用高電圧パルスモジュレータの設計製作およびシースの動的挙動の研究に従事 .

塩 谷 健 一

(非会員) 1979年10月29日生まれ . 2002年3月茨城大学工学部電気電子工学科卒業 . 現在 , 同大学院理工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻に在学中 . 3次元形状基材へのプラズマイオン注入の研究に従事 .

佐 藤 直 幸

(正員) 1962年8月28日生まれ . 1990年東北大学大学院工学研究科博士課程後期3年の課程修了 . 同年茨城大学工学部助手 . 1998年同助教授 , 電気電子工学科 . 高周波プラズマの計測と電位制御 , フラールプラズマの生成とプロセス制御の研究に従事 .

真 瀬 寛

(正員) 1936年2月4日生まれ . 1965年東北大学大学院工学研究科博士課程修了 . 同年4月茨城大学工学部助手 . 1966年同助教授 . 1979年同教授 . 2001年同名誉教授 . この間 , 直流および高周波放電モデリング , 直流プラズマ源・イオン源 , プラズマ遠心分離 , フラール合成等の研究に従事 . 工博 .

行 村 建

(正員) 1948年2月11日生まれ . 1977年3月同志社大学大学院工学研究科博士課程修了 . 同年4月同志社大学工学部電気工学科助手 . 1979年同専任講師 . 1986年同助教授 . 1992年同教授 . 主として , パルスパワーに関する研究に従事し , プラズマイオン注入 , 大気圧プラズマ処理 , パルスアーク源の開発に従事の研究に従事 . 工博 .