高周波放電電極上の自己バイアス電位分布の研究*

伴野 達也**・都築 和泰**・金原 繁**・中川 行人***・塚田 勉***

(受付1993年12月2日, 掲載決定1994年7月2日)

Studies of the Distribution of the Self-Bias Potential on an RF Electrode in Plasma*

Tatsuya BANNO**, Kazuhiro TSUZUKI**, Akira KINBARA**,
Yukito NAKAGAWA***, and Tsutomu TSUKADA***

**(Department of Applied Physics, University of Tokyo Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku 113 Tokyo, JAPAN)

***(ANELVA Corporation Yotsuya 5-8-1, Fuchu-shi 183 Tokyo, JAPAN)

(Received December 2, 1993, Accepted July 2, 1994)

Self-bias potential and its distribution of a radio-frequency (RF) electrode have been measured in argon and helium plasma using probes penetrating the electrode. In the absence of the magnetic field the self-bias potential distribution is almost homogeneous at -150 V (RF power = 26 W) in Ar plasma. When the magnetic field ($B = 0.04$ T) parallel to the electrode is applied, the mean value of the potential is reduced to -40 V and the gradient in the potential distribution occurs along the $E \times B$ direction. Rotation of the magnetic field at a frequency below 50 Hz is unable to reduce potential inhomogeneity, but this technique enables us to measure the potential distribution as a continuous function of the azimuthal angle. In helium plasma, another type of inhomogeneity parallel to the magnetic field occurs; this inhomogeneity can be reduced effectively by pulsed Ar gas injection. These data are discussed to show physical meaning and industrial applications.

1. 序 論

プラズマエッチング技術は, 超大規模集積回路素子の製造行程の中に用いられる重要な技術の一つである¹⁾. プラズマエッチング法の基礎研究として, 我々は特に高周波電極上に誘起される自己バイアス電位 (V_{ac}), 及びその分布に着目し, それらの基礎的理解を得ることを目的として研究を行っている.

プラズマエッチングに多く用いられる高周波 (13.56 MHz) 放電プラズマは電子温度がイオン温度よりはるかに高く, また電子の質量がイオンの質量よりも小さいために, 電子の移動度はイオンの移動度よりも十分大きい. 従って高周波振動する電極の電圧が正の位相の際に

は電子が電極に入射してくるが (瞬時アノード), その電流密度は負の位相の際に入射するイオンの数よりも非常に多い. 定常的な電流が流れない構造になっている電極であれば, その結果高周波電極上に自己バイアス電位と呼ばれる負の直流電圧成分が生じて, 電子の入射量が減少する^{2,3,4,5)}. 高周波にほとんど追従できないイオンは, 自己バイアス電位とプラズマ電位との電位差 (シース電圧) により生じる直流的な電場によって加速されて基板に入射する. シース電圧が多すぎるとイオンの衝撃によって基板表面に損傷が生じる^{6,7)}. 例えば Pearson et al.⁸⁾によれば150 Vを越えるとデバイスの性能の劣化が生じることが示されている. 高周波放電ではシース電圧は数百 V に及ぶこともあり⁹⁾, 高密度の素子をつくる際には, この電圧を何らかの方法で小さくする必要がある.

更に, 實際上, 磁場を利用したプラズマエッチングプ

* 平成5年10月29日 第34回真空に関する連合講演会で講演

** 東京大学工学部物理工学科 (〒113 文京区本郷 7-3-1)

*** 日電アネルバ株式会社研究開発本部 (〒183 府中市四谷 5-8-1)

ロセスが広く用いられていることを考慮し、一例として高周波電極と平行に磁場をかける実験を中心テーマにした。この磁場中で荷電粒子はラーマー運動を行い、磁力線を横切って電極へ入射する数は減少するはずであるが、この効果は主に電子の方に働き、ラーマー半径の大きいイオンはあまり影響を受けない。その結果、見方を変えたと電子の実効的な移動度が減少していることになり、自己バイアス電位は小さくなる。一方で Kinoshita et al. は磁場をかけるとエッチング速度が不均一になることを報告している¹⁰⁾。その原因は磁場の存在によってプラズマが不均一になるためであるとされている。その場合、プラズマの不均一が更に電極表面の自己バイアス電位の不均一分布を引き起こす可能性がある。

これまでの電極表面の自己バイアス電位の直接計測による分布についての研究はほとんどなされておらず、測定法も確立されていなかった。以上を踏まえて本研究ではまず、自己バイアス電位の分布を測定する手段を確立し、自己バイアス電位分布の実験条件依存性を調べ、自己バイアス電位分布に不均一があればその原因を究明し対策を考えることを目的とした。

2. 実験の原理および手法

2.1 実験装置

Fig. 1(a), (b)に実験装置の模式図を示す。放電容量はステンレス鋼製で、内径約300 mm ϕ 、高さ200 mmの円筒形である。この容器は接地されている。これをターボ分子ポンプで 10^{-4} Pa程度以下に排気する。放電用のガスは、マスフローコントローラーを通して導入する。本研究では、プラズマの挙動だけを表面反応とは別に調べるため、ヘリウム、アルゴンなどの不活性ガスを使用した。ガス導入時の圧力は、スロットリングバルブをフィードバックコントロールすることで設定値（例えば9 Pa）に保った。また、図中のピエゾバルブを用いることで、ガスを真空槽にパルス的に導入する実験も行った。

高周波電力（13.56 MHz）は整合回路を通して高周波電極（直径約150 mm ϕ ）に印加した。実効高周波電力（ W_H =入射電力-反射電力）は5~50 Wである。高周波電極はステンレス鋼製であり、その表面はアルミナで絶縁コーティング（50 μ m厚）されている。

高周波電極を貫通し、高周波電極とは絶縁された、9つの円柱プローブをFig. 1(b)に示されるように十字状に配置した。プローブにはセンター（#C）、磁場と平行に#1-#4、磁場と垂直に#5-#8と番号付けした。プローブの構造、及び自己バイアス電位の測定回路については次節で述べる。

Fig. 1 Schematic diagram of the apparatus: (a) a side view and (b) a top view.

磁場はFig. 1(b)に示すように12個の電磁石によって発生される。Fig. 1(b)には定磁場の場合の磁力線の様子を模式的に示す。高周波電極上ではほとんど均一（最大変動幅10%）である。中心付近の磁場の大きさは0~0.04 Tとした。必要に応じて磁場の向きを180度回転させて測定を行った。また電磁石を4つずつ3組に分けて、各組に三相交流を印加し、回転磁場を発生させた。この場合でも、高周波電極上では概ね均一な磁場が得られている。回転の周波数は2-50 Hzである。

Fig. 1(a)に示すように、放電容器内に電子エミッションプローブを複数個導入し、プラズマ電位（ U_p ）の直流成分の測定・評価を行った。

2.2 自己バイアス電位の測定回路について

Fig. 2に高周波電極の断面図、及びマッチング回路と自己バイアス電位の測定回路を示す。マッチングとブロッキングを兼ねた約100 pFの可変コンデンサーを通じて高周波は電極に供給され、従って高周波電極は直流的に外部からはバイアスされることはない。プローブは直径2 mmのステンレス鋼製で、側面と高周波電極とは6 mm ϕ の碍子で絶縁され、また真空封じもO-リングで

Fig. 2 Schematic cross-sectional view of a probe and diagrams of the rf matching circuit and of the measuring circuit for the self-bias potential.

行っている。プローブのプラズマ側の端面は、高周波電極と同じ高さである。そのプローブ下端は自己バイアス電位の測定回路に接続されている。我々は500 pFのコンデンサを高周波電極とプローブの間に挿入することで、プローブに高周波電極とほぼ等しい高周波振動成分をもった電圧を印加した。従って、プローブに誘起される直流電圧シフトそのものが、接地電位に対する自己バイアス電位である^{11,12)}。高周波成分は2 mHのコイルと2.3 nFの貫通コンデンサによって構成されるフィルタで減衰され、直流成分のみが高入力インピーダンスのADボードを通してパーソナルコンピュータで測定される。

3. 結果と考察

3.1 外部磁場をかけない場合の自己バイアス電位分布

Fig. 3に、磁場を印加せずにArガスを用いて放電を起こした場合の自己バイアス電位分布の測定結果を示す。実効高周波電力は26 Wで、圧力は9 Paである。得られる電位分布はほぼ均一で、平均値は約-150 Vであった。圧力、高周波電力を変化させたり、ガス種を交換した場合でも、磁場を印加しなければ自己バイアス電位分布は均一であった。

次に圧力9 Paに固定し、自己バイアス電位の実効高周波電力依存性を測定した結果をFig. 4に示す。電位分布は様なので、ここではセンター(#C)の値(白丸)のみ表示する。自己バイアス電位は高周波電力に対して単調に増加している。また自己バイアス電位と高周波電圧の振幅(V_{rf})とプラズマ電位(U_p)との間に成

Fig. 3 Distribution of the self-bias potential, V_{dc} , in the absence of the magnetic field ($B=0$, $P=9$ Pa, $W_{rf}=26$ W in Ar gas).

Fig. 4 The value of the self-bias potential measured at the center probe (#C) as a function of the net RF power, W_{rf} ($B=0$, $P=9$ Pa in Ar gas). The values calculated using the data of the plasma potential and of the RF amplitude are also plotted.

り立つ近似式^{3,4)}

$$U_p = \frac{1}{2} (V_{rf} + V_{dc})$$

を用いて計算した自己バイアス電位の値(黒丸)もプロットした。ただし、プラズマ電位はプローブ(#C)の真上で電極からの距離25 mmにおける測定値であり、高周波振幅はオシロスコープで測定した値である。Fig. 4でこれらの値がよく一致していることから、我々の測定回路は自己バイアス電位を正しく測定していると考えられる。

Fig. 5 Distribution of the self-bias potential, V_{dc} , in the presence of the magnetic field in Ar gas ($B=0.04$ T, $P=9$ Pa, $W_{rf}=26$ W).

Fig. 6 Distribution of the self-bias potential, V_{dc} , in the presence of the magnetic field in He gas ($B=0.04$ T, $P=9$ Pa, $W_{rf}=26$ W).

3.2 外部磁場が存在する場合の自己バイアス電位分布

Fig. 5 に、磁場がある場合 (0.04 T) の Ar ガスを用いた放電における、自己バイアス電位分布を示す。実効高周波電力及び圧力は Fig. 3 の場合と同じ (26 W, 9 Pa) である。磁場をかけると、電子の移動度の減少から予測されたとおり、自己バイアス電位の値は小さくなる。また、磁場と垂直な方向に電位の勾配が生じ、両端 (#5, #8) で約 30 V の電位差が生じている (それぞれ -55 V, -25 V)。

この電位の勾配は磁場をかけると必ず発生し、また、磁場の向きを反転させると電位の勾配の向きも反転する。このことから電位の不均一はいわゆる $E \times B$ ドリフトによって生じるプラズマの偏りに起因していると考えられる。ここで B は外部磁場であり E はプラズマ内の直流電場成分 (E_p) である。 E_p はエミッシブプローブの解析から電極の法線方向を向いている。 $E_p \times B$ ドリフトの方向は図中の矢印に示す向きである。 $E \times B$ ドリフトは、電子、イオンとも同じ方向へドリフトするので、その結果下流側 (プローブ #5 に近い側) のプラズマ密度は高くなると考えられる。このドリフトの上流側の方が自己バイアス電位は小さいことが示されている。

一方シース内の電場 (E_s) は電極の法線と逆の向きで、プラズマ中よりも大きな電場であるので $E \times B$ ドリフトの速度も大きい。シースの厚みはイオンのラーマー半径よりも短いので、シース中ではこの $E_s \times B$ ドリフトはもっぱら電子が行うと考えられる。従って電極表面の任意の微小部分の自己バイアス電位を決めるのは、その部分の直上から到達してくるイオン束と、その部分の直上よりはシース中の $E_s \times B$ ドリフトの上流側に少し

寄った位置から到達してくる電子束との相対比である。この比がより小さいと、序論で述べたように自己バイアス電位はより負に大きくなる。Fig. 5 の結果はこの比の値がプローブ #5 ではプローブ #8 における値よりも小さいことを示しており、プラズマ密度が $E_p \times B$ ドリフトの下流で高いことと定性的には一致する。

次に、He ガスを用いた放電について、自己バイアス電位分布の測定結果を示す。磁場がないときは電位分布はほぼ均一で、高周波電力 26 W, 圧力 9 Pa の場合、電位の平均値は約 -180 V であった。磁場を 0.04 T 印加した場合、Fig. 6 に示すように、電位の値は全体としては小さくなり、電位分布に不均一が生じた。Ar ガスの場合と同様に、 $E \times B$ ドリフトの方向に自己バイアス電位の勾配が生じており、電位の値はプローブ #5 で -55 V, プローブ #8 で -40 V となっている。プラズマ中のエミッシブプローブを置いた場所では電場は電極の法線の向きであった。しかし $E_p \times B$ ドリフトが生じて入射してくるイオン束/電子束の比はドリフト方向には Ar ガス中で見られた程の大きな変化はない、むしろ磁場と平行な方向に顕著な自己バイアス電位の不均一が生じている。この図では、周辺部 (#1, #4)、及び中心の電位はそれぞれ -85 V, -45 V であり、40 V の電位差が生じている。磁場と平行な方向に自己バイアス電位の不均一が生じる原因は現在研究を継続しているが、今のところ不明である。ただし He ガスはエッチングプロセスにおいてしばしば搬送ガスとして用いられており、応用面で重要なガスなので、この不均一を改善する対策について 3.5 節で議論する。

Fig. 7 Schematic side view of the potential distribution on the surface of a sample substrate placed on an RF electrode, (a) in the absence of the magnetic field and (b) in the presence of the magnetic field.

3.3 自己バイアス電位の不均一分布と絶縁破壊

以上の実験では厚さ50 μm のアルミナ薄膜層が高周波電極の上に乘せられていると見做すことができる。このアルミナ層の代わりに、仮にレジスト膜/ポリシリコン膜/シリコン酸化層/シリコンという層状の基板を置いたとして、この結果が示す意味を自己バイアス電位の不均一性とエッチングプロセス中の基板表面との関わりという点から考察してみる。つまり **Fig. 7** のような基板（ライン&ペース）を高周波電極上に置いた場合を想定してみる。最も重大な問題として、電位の不均一性とゲート酸化膜の絶縁破壊との関連性を示す^{13,14)}。（この実験で用いたアルミナ層は、絶縁破壊が生じた形跡は見られなかった。その厚さが充分なために真性絶縁破壊電圧を上回ることはなかったと考えられる。）

エッチングプロセスが進み、いわゆるエンドポイントに達し、レジスト層の下以外にはポリシリコン膜がなくなる。通常はここから更にエッチングプロセスを続ける（オーバーエッチング）。その時点からプラズマ側から見れば、ラインの側壁を除いて基板は酸化層とレジスト層だけが残り絶縁性になる。これらの絶縁層の表面電位の分布は本実験で測定した絶縁膜表面の自己バイアス電位の分布と等しくなると仮定する（表面形態、2次電子放出係数の差などを無視する）。プラズマが均一であれば、（磁場がない場合）、**Fig. 7(a)** に示すように基板の自己バイアス電位は均一で酸化膜表面もポリシリコン層

表面上もほぼ等しくなる。一方、酸化層の静電容量（2 nF 以上）はブロッキングコンデンサの容量よりもはるかに大きく、直流的には酸化膜裏面、すなわちシリコン基板と高周波電極にもほとんど同じ電位が生じる。実験的にもプローブと同様の回路で測定しており、確かめである。つまり酸化層内の膜厚方向にはほとんど電位差が生じない。

しかし基板を **Fig. 5** のような不均一なプラズマ中（磁場がある場合）に置くと **Fig. 7(b)** に示すように、絶縁層の表面は最大-55 V から最小-25 V という不均一な電位分布となる。高周波電極とその上のシリコンの電位は、表面電位の平均値である-40 V になると考えられる。その結果、基板の端の方では、絶縁層の表面と基板との間に膜厚の方向に15 V の電位差が生じる。この条件でエンドポイントを過ぎてエッチングを続けた場合、ゲート酸化層の膜厚は10 nm 程度なので膜厚方向の電場は $1.5 \times 10^9 \text{ V/m}$ となる。この電場は SiO_2 の真性破壊電場 ($1 \times 10^9 \text{ V/m}$)¹⁵⁾ を越えているので、ゲート酸化層の絶縁破壊が引き起こされる。

以上よりゲート酸化層の絶縁破壊を避けるためには、自己バイアス電位の不均一を小さくする必要があるということが判る。磁場による電位の不均一性を評価するために、**Fig. 8** に中心（#C）及び周辺部（#1, #4, #5, #8）で測定された自己バイアス電位の磁場依存性を示す。磁場を強くしていくと電位の不均一性は単調に大きくなり、 $1.5 \times 10^{-2} \text{ T}$ を越えると電位の不均一がしきい値である20 V を越え¹⁶⁾、絶縁破壊が引き起こされる。一方、序論で述べたイオン衝撃による基板面の損傷を抑えるためにシース電圧を150 V 以下にしなければならないとすると、プラズマ電位はエミッシブプローブ測定により30か

Fig. 8 Dependence of the self-bias potential on the magnetic field. A schematic top view of the RF electrode is inserted. The proper range of the magnetic field for the plasma etching process is indicated.

ら50 V程度であることが示されているので、自己バイアス電位は100 V程度以下にしなければならない。そのためには、磁場は 5×10^{-3} T以上かけなければならないことになる。このようにエッチングに適用できる磁場の範囲は限定されることが明らかになった。

この範囲はガス種、圧力、実効高周波電力に依存する。特に高周波電力を大きくすると、Fig. 4で示したように自己バイアス電位が大きくなるので、損傷を抑えるためにはより強い磁場をかけなければならない。また高周波電力が大きいときの方が電位の不均一性が大きいことが実験で示されており、その結果絶縁破壊は起こりやすくなる。そのため、この適正磁場範囲は狭くなる。これでは工業的には不都合であり、電位の不均一性を抑える工夫が必要とされる。

自己バイアス電位の不均一分布によるエッチング速度の不均一性を改善するための一手段として、プラズマエッチング法においてしばしば行われているように、磁場を回転させる実験を行ってみた。その結果、自己バイアス電位分布は磁場の方向の変化に追従して回転するだけで、電位の不均一性は改善されないことが確認された¹⁶⁾。すなわち本実験の回転周波数範囲では磁場の回転によっては絶縁破壊を避けることは出来ない。

3.4 回転磁場を用いた自己バイアス電位分布の測定

前節で述べた様に自己バイアス電位は磁場と共に回転するので、磁場と共に回転する座標系から見れば、電位分布は一定でプローブが回転していると見做すことが出

Fig. 9 Distribution of the self-bias potential at a pressure of 5 Pa with a net RF power of 26 W obtained in a magnetic field of 0.014 T at a rotating frequency of 10 Hz.

来る。この座標系ではプローブ#1, #4, #5, #8を通る円上の点と、プローブ#2, #3, #6, #7を通る円上の点と、これら同心円の中心点の自己バイアス電位を、回転角の関数としてほぼ連続的に測定することが出来る。Fig. 9にそのようにして表した電位分布の一例を示す。磁場の大きさは0.014 T、回転周波数は10 Hzである。この図は、3.2節で挙げた図より電位分布をより直観的に示している。

3.5 ガスパルスの効果

3.2節で、He ガスを用いた放電では磁場と垂直な方向よりも磁場と平行な方向の方が自己バイアス電位の不均一は顕著であったということと、He ガスは応用上重要なガスであり、この不均一性を改善する対策が必要とされるということを述べた。ここでは、He ガスを用いた放電に、磁場と平行な方向には自己バイアス電位が均一である Ar ガスを混合することにより、この方向の電位分布が均一化されるかどうかを調べることにした。

はじめは He ガスをマスフローコントローラーを通して真空層に導入し、圧力を約6.5 Pa にし、実効高周波電力は30 W で、放電を開始する。磁場は0.03 T である。その後、時刻 0 でピエゾバルブを駆動して Ar ガスを約0.1秒導入すると（流量約1600 sccm）、Fig. 10(a)に示すように、放電容器内の全圧は最大約25 Pa になり、パルスを止めると圧力は時定数約0.6秒で減少する。Fig. 10(b)には、磁場と平行な方向に並ぶプローブ（#C, #1, #2）の自己バイアス電位の時間変化を示す。時刻 $t < 0$ では、3.2節で述べたように磁場と平行な方向に電位の不均一が生じている。Ar ガスのパルスが打ち込ま

Fig. 10 Evolution of (a) the total pressure and (b) of the self-bias potential values at Probes #C, #1, and #4 ($B=0.03$ T, $W_{\text{RF}}=30$ W) when the Ar gas pulse is injected in the interval of 0.0–0.1 sec.

Fig. 11 Self-bias potential value at Probe #1 as a function of total pressure P (broken line: during Ar gas pulse; thick curve: after the pulse). The self-bias potential values obtained in the steady state are also shown for comparison.

れると、#Cの値がわずかに増加し#1と#2の値は急速に減少する。その結果、この方向の自己バイアス電位の不均一性は減少する。パルスを止めると、電位の値は圧力の減少とともに定常状態の値に戻っていく。その時間的な変化は指数関数的ではなく、Arガス分圧が1 Paより小さくなった時刻でも影響が残っている。磁場と垂直な方向についても電位分布は変化し、電位勾配の傾きはやや小さくなる。しかしその変化は磁場と平行な方向ほど顕著ではない。

Fig. 11に Fig. 10と同じデータについてプローブ#1で測定した自己バイアス電位を全圧 ($=P_{\text{He}}+P_{\text{Ar}}$) に対して表示し、定常状態での測定結果と比較する。黒丸、白丸はそれぞれ Ar, Heのみを用いた放電で、定常的にガス導入を行った場合の自己バイアス電位の圧力依存性を示している。Arガスのパルスが打ち込まれると電位は図の破線の様に急速に減少し、Arの定常の場合の電位に近づく。圧力下降時は圧力変化がゆっくりなのでプラズマは準定常状態であると考えられ、その圧力依存性はArでの定常状態の電位の圧力依存性をHeの分圧の分(6.5 Pa)だけ右側にシフトしたものに似ている。

自己バイアス電位は圧力上昇時には圧力下降時の値と異なっている。この実験条件で閉じ込められるプラズマ両極性拡散時間を10 msec程度とすると¹⁷⁾、ガスパルスが行われている間にはプラズマが準定常ではなく、電子とAr原子との衝突により電子温度は全体的に低くなる。電子温度が低いほど電子の移動度は小さく、3.2節で述べたようにイオン束/電子束の比が大きくなり、自

Fig. 12 A measure of the inhomogeneity of the self-bias potential distribution ($V_1 - V_c$) as a function of the total pressure P (replotted from Fig. 10).

己バイアス電位の値は小さくなると考えられる。その結果自己バイアス電位の不均一性も相対的に小さくなることが期待される。

ガスのパルスの導入が電位の不均一性を小さくしているかを評価するため、磁力線に沿った方向の電位の不均一性の指標としてプローブ#1と#Cの電位差 ($V_1 - V_c$) をとり、その圧力依存性を Fig. 12に示す。Arガスのパルスが打ち込まれると自己バイアス電位の不均一性は急速に減少し、Arガスの分圧が1 Paより小さくなくてもパルスを加える前よりは不均一性が小さい。その際、やはり圧力上昇時の方が、圧力下降時よりも電位の不均一性は小さい。よって定常的にArガスを導入しHeガスに混合するよりも、パルスの混合の方が、僅かではあるが電位の不均一性はより改善される。

これらの結果から、エッチングプロセスにおいて搬送ガスにHeを用いたことにより自己バイアス電位の不均一が生じ、ゲート酸化膜の絶縁破壊が起こる場合、少量のArガスをパル的に混合し続けることで、搬送ガスの熱伝導性などは損なわずに、自己バイアス電位分布の不均一性を効果的に減少させ、絶縁破壊を起りにくくすることが出来る可能性があると考えられる。ただし実際にエッチングに用いられるガスでは、負イオンの影響で自己バイアス電位は本実験で得られた結果より小さいであろうし、不均一性も大きくないかも知れない。またガスパルスによって電子温度が低くなると、解離度が小さくなりエッチング速度が遅くなることも考えられる。エッチングプロセス中に自己バイアス電位を測定して最適な条件を探すことは今後の課題となる。

4. まとめと結論

高周波平板電極中に複数個取付けたプローブを用いて、自己バイアス電位分布の測定を行った。その結果①磁場がないときは電位分布は均一で、その値は実効高周波電力を増加させると単調に増加し、②磁場をかけると電位の値は小さくなり、磁場と垂直の方向に電位分布の勾配が生じ、③He ガスを用いた放電では更に磁場と平行な方向にも電位の不均一が生じるということが示された。この不均一性は磁場を回転させることにより、回転角の連続関数として示すことができた。

またプラズマエッチングにおいて、自己バイアス電位の不均一性によってゲート酸化層の絶縁破壊が生じる可能性があることが判った。この絶縁破壊とイオン衝撃による損傷の両方を避けるためには、磁場の大きさに適正範囲が存在するということが判った。

He を用いた放電での自己バイアス電位の分布は、Ar ガスを混合することで均一化されることを示した。その際パルス的に混合する方が定常的に混合するよりも電位の不均一性は改善されることが判った。

謝辞

装置の調整段階で援助して下さり、また実験手法、結果について議論してくれた、日電アネルバの研究開発本部の方々に感謝致します。測定にあたり大いに補佐してくれた千鯛将一、福住嘉晃両氏に感謝します。

〔文 献〕

- 1) B. N. Chapman, "Glow Discharge Processes",

(John Wiley & Sons Inc., New York, 1980).

- 2) Y. Okuno and H. Fujita, J. Appl. Phys. **70**, (1991) 642.
3) J. W. Coburn and E. Kay, J. Appl. Phys. **43**, (1972) 4965.
4) K. F. Al-Assadi, Vacuum **43**, (1992) 287.
5) A. D. Kuypers and H. J. Hopman, J. Appl. Phys. **67**, (1990) 1229.
6) J. H. Thomas, J. T. McGinn and L. H. Hammer, Appl. Phys. Lett. **47**, (1985) 746.
7) G. S. Oehrlein, J. Appl. Phys. **59**, (1986) 3053.
8) S. J. Pearton, F. Ren, T. R. Fullowan, J. R. Lothian, A. Katz, R. F. Kopf and C. R. Abernathy, Plasma Source Sci. Technol. **1**, (1992) 18.
9) Y. Horiike, H. Okano, T. Yamazaki and H. Horie, Jpn. J. Appl. Phys. **20**, (1981) L817.
10) H. Kinoshita, T. Ishida and S. Ohno, J. Appl. Phys. **62**, (1987) 4269.
11) T. Banno, K. Tsuzuki, S. Tabuchi, A. Kinbara, Y. Nakagawa, and T. Tsukada, Proc. 9th Symp. on Plasma Processing (Fukuoka, Japan, 1992) 201.
12) K. Tsuzuki, S. Tabuchi, T. Banno, A. Kinbara, Y. Nakagawa, and T. Tsukada, J. Vac. Sci. Technol. **A11**, (1993) 672.
13) S. Samukawa, Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 980.
14) T. Watanabe and Y. Yoshida, Solid State Technol. **27** (1984) 263.
15) R. C. Hughes, Solid State Electron. **21**, (1978) 251.
16) K. Tsuzuki, S. Tabuchi, T. Banno, A. Kinbara, Y. Nakagawa, and T. Tsukada, J. Nucl. Mat. **200**, (1993) 291.
17) M. Mitcher and C. H. Kruger, Jr. "Partially Ionized Gases" (John Wiley & Sons Inc., New York, 1973).