マグネトロンスパッタリングのモンテカルロ法による研究*

南部 健一^{*1}, 蕨岡 一郎^{*2}

Study of Magnetron Sputtering by Monte Carlo Simulation Method

Kenichi NANBU and Ichiro WARABIOKA

Argon plasma in a DC magnetron sputtering apparatus with a practical magnet system is analyzed by simulating the motion and collision of electrons and ions. The effects of the pressure and the magnetic field on the erosion distribution of the target are examined in detail. It is found that not only the strength but also the form of the magnetic field has a great effect on the erosion distribution.

Key Words: Rarefied Gas, Numerical Analysis, Magnetohydrodynamics, Sputtering Method, Magnetron Discharge, Thin Film

1. 緒 言

スパッタリング法は薄膜作成法の一つとして、工業の広い分野で用いられている。近年、半導体の需要が増すにしたがい、その薄膜形成法として特にマグネトロンスパッタリング法が広く利用されるようになってきている。一般にスパッタリング法では、まず、電子と中性の放電ガスの衝突により生成したイオンが高エネルギーで固体(ターゲット)表面に入射し、運動量の交換により原子がたたき出される。次にこのターゲット原子が対向する基板上に堆積して薄膜が形成される。本研究で扱う DC マグネトロンスパッタリング装置では、電極間に電場と磁場が印加されているので、イオン入射時にターゲットより発射される二次電子の運動はターゲット付近に拘束される。このため、良質の薄膜を作るのに好都合な低圧下でも、電子、イオンの数密度が比較的高く、成膜速度は非常に高い⁽¹⁾。圧力が低い場合、膜厚の分布はターゲットからたたき出される原子の発射確率密度分布に大きく依存する。発射確率密度分布はターゲットに入射するイオンの入射数流束の分布により決まるので、装置内のマグネトロンプラ

ズマの解析を行うことは膜厚分布を予測する上で重要である。

本研究では、モンテカルロ法的一种であるテスト多粒子法⁽²⁾を用いてマグネトロンプラズマの解析を行う。なお通常の二極の磁石により形成される磁場下ではターゲットのある特定の部分だけが深く掘れ、高価なターゲットを有効に利用できない⁽³⁾。そこで本研究ではこれを改善するために磁石を三極にし、スパッタ粒子の発射確率密度関数つまりターゲットの掘れ方(エロージョン分布)に及ぼす、磁場の形状、磁場の強さ、圧力の影響を明らかにする。

2. 解析方法

2.1 解法の概要 マグネトロンプラズマのプロセスを、図1の様な軸対称円板状電極のモデルを用いて数値解析する。図で d は電極間距離、 R は両電極の半径、 h はターゲットの厚さである。電極間には電圧 Φ_0 が印加されている。また、ターゲット背面には、 $r=0$ に棒磁石、 $r=a$ 、 $r=b$ にそれぞれ円筒状磁石がある。これら三種類の磁石により電子をターゲット付近に閉じ込めるような磁場が形成される。

通常のテスト粒子法では、一つの粒子が計算領域から出て行くまで次の粒子を発生しない。したがって流れ場全体の時間的变化を捉えることはできない。本研究ではテスト多粒子法を用いてプラズマの解析を行う。この方法では、計算領域

* 平成4年10月1日 第70期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成5年3月24日。

^{*1} 正員、東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

^{*2} 東北大学大学院。

図1 解析モデル

に同時に多数のテスト粒子を発生させ、それらを追跡していく。そのため一時的な初期非定常から定常状態への移行の判別が容易であり、また三次元的な放電場の把握も容易である。

以下、テスト多粒子法を用いたシミュレーション法の概略を述べる。電極間の粒子としては中性アルゴン原子 (Ar), アルゴンイオン (Ar^+), 電子 (e^-), 励起アルゴン原子 (Ar^*) を考える。さて、グロー放電中のイオン含有率は $10^{-3} \sim 10^{-5}$ と非常に低く⁽⁴⁾, 放電空間は弱電離プラズマである。つまり Ar^+ , e^- , Ar^* の数密度は、放電ガスである中性の Ar の数密度に比べて非常に小さい。このため粒子間衝突は $\text{Ar}-\text{Ar}$, $\text{Ar}-\text{Ar}^+$, $\text{Ar}-e^-$, $\text{Ar}-\text{Ar}^*$ だけを考慮すればよい。しかし、本研究では Ar の速度分布関数を平衡分布と仮定するので $\text{Ar}-\text{Ar}$ の衝突は考慮しなくてよい。また $\text{Ar}-\text{Ar}^*$ の衝突は荷電粒子の挙動に影響を及ぼさない⁽⁵⁾ので、これも考慮しない。同様にスパッタ粒子と Ar の衝突もここでは考慮する必要がない (この衝突は膜成長を解析する際にのみ必要となる)。さて、上述の様に Ar^+ と e^- の衝突を無視したので、電子、イオンのシミュレーションを分け、それぞれ独立に粒子の運動、衝突の解析を行う。

解析に先立ち、 Ar^+ と e^- の衝突を無視できる理由を述べておく。マグネトロンプラズマでは、荷電粒子は並進非平衡の状態にあると思われるが、平衡を仮定して Ar^+ と e^- の衝突頻度 ν を求めて見る⁽⁵⁾。後述のシース厚の見積りと同様に、電子密度を $n_e \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 電子温度 T_e を $kT_e \sim 10 \text{ eV}$ (k はボルツマン定数) とする。イオン温度は 300 K とする。このとき $\nu \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$ となる。一方、後述の式 (5) から e^- と Ar の衝突頻度 ν_e は $\nu_e = n_{\text{Ar}} \sigma_e T_e$ となる。温度 300 K , 圧力 0.7 Pa の Ar ガスに対し $\nu_e \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ となる。 ν は ν_e より十分小さく、 Ar^+ と e^- の衝突は無視しうる。

初めに電子のシミュレーションを行う。まず発射確率密度関数からサンプリングしたターゲット上の位置から、電子をタイムステップ Δt ごとに一定数発射させる。発射確率は初めは半径 r に比例する (一様エロージョン分布に相当) と仮定するが、すべての計算を数回繰り返すことにより収束した

分布を求める。 Δt を十分小にとれば、粒子の運動と衝突を分離して考えることができる。まず電子の運動を考える。本研究ではタイムステップ Δt ごとに Runge-Kutta-Gill 法を用いて運動方程式を解き、粒子の運動を解析する。電子には電場と磁場によりローレンツ力が働くからその運動方程式は

$$m \dot{\mathbf{c}} = q(\mathbf{E} + \mathbf{c} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

となる。ただし m は粒子の質量, q は電荷, $\mathbf{c}$ は粒子の速度, $\mathbf{E}$ は電場で電位 Φ を用いて $\mathbf{E} = -\nabla \Phi$ と表される。また $\mathbf{B}$ は磁場である。ここでは相対論的補正を省略している。光速度を c_0 とするとこの補正は $[1 - (c/c_0)^2]^{1/2}$ の形で入ってくる。後述の図 13 に示すように、電子の運動エネルギーは高々 300 eV である。このとき補正因子は 0.9994 となり、非相対論的取り扱いで十分と思われる。電子が運動し、電極に入射した場合はそのまま吸収されるとする。次に e^- と Ar の衝突を計算する。衝突形態としては弾性衝突, Ar^* を生成する励起衝突, e^- と Ar^+ を生成する電離衝突を考える。以上の運動と衝突のシミュレーションを、電子数密度場が定常になりかつ生成されたイオン数が充分大になるまで繰り返す。

電子の場合と同様に、イオンも運動と衝突を交互に計算する。イオンの運動は電離衝突が起きた場所から開始する。 Δt ごとの運動と衝突の計算は、計算領域内のイオンがなくなるまで続行する。なお電極に入射したイオンは電荷を失うものとする。またカソードへのイオンの入射数の分布は記録しておき、これよりターゲット上での二次電子発射確率密度関数を求める。

上記の電子とイオンの解析により、ターゲットからの電子の発射確率密度関数の第一近似が得られた。この確率密度関数を用いて再び上述の手順全体を繰り返す。この様な反復計算を電子の発射確率密度関数が収束するまで行う。

2.2 電場 本研究では電場を与えて計算を行う。電位分布は xy 平面で一様で z 軸方向にのみ分布を持つものとする。まずアースされたアノードからシース端までの電圧降下 Φ_s と、シースの厚さを決める。 Φ_s は、Bohm のイオンシース生成条件⁽⁶⁾より

$$\Phi_s = \frac{kT_e}{2e}$$

となる。ただし e は素電荷である。またシース厚 d_s は、Langmuir-Child の $3/2$ 乗則とシース端での電流連続の条件より⁽⁶⁾

$$d_s = \lambda_D \sqrt{\frac{1}{0.97} \left(y_0 - \frac{1}{2} \right)^{3/2}}$$

と表される。ただし

$$y_0 = \frac{e\Phi_0}{kT_e}, \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_e e^2}}$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率, n_e は電子の数密度である. なお本研究では $\Phi_0 = 500\text{V}$ とし, $n_e \sim 10^{16}\text{m}^{-3}$, $kT_e \sim 10\text{eV}$ ($T_e \sim 10 \times 11600\text{K}$) と見積もることにより⁽⁷⁾, シース端での電位を $\Phi_s = 5\text{V}$, シース厚を $d_s = 5 \times 10^{-3}\text{m}$ とする. さて電圧降下の小さいアノード側のシースは省略し, イオンシースとプラズマ領域での電位分布を決定する. 電位 $\Phi(z)$ に対するポアソン方程式およびシース端での Φ , $\partial\Phi/\partial z$, $\partial^2\Phi/\partial z^2$ の連続条件を考慮して, イオンシース内では $\Phi(z)$ を z の 3 次関数とし, プラズマ領域では 1 次関数とする. 得られた電位分布を図 2 に示す. 電場 $E_z (= -\partial\Phi/\partial z)$ は, $0 < z < d_s$ の場合には

$$E_z = -\frac{\Phi_0}{d} \left[b_1 + \frac{3(1-b_1)}{\eta_s} \left(1 - \frac{z}{d_s} \right)^2 \right]$$

$d_s < z < d$ の場合は

$$E_z = -\frac{\Phi_0}{d} b_1$$

となる. ただし

$$\eta_s = \frac{d_s}{d}, \quad b_1 = \frac{\Phi_s}{\Phi_0} \frac{1}{1-\eta_s}$$

2.3 磁場 ここでは直流放電による静電場を考えているので, 磁束密度 $\mathbf{B}$ に対するマクスウェルの方程式は⁽⁸⁾

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

ただし μ_0 は真空の透磁率, $\mathbf{j}$ は電流密度. マグネトロンスパッタリングでは電離度が非常に小さいので, $\mathbf{j} = 0$ と置いてよい. したがって $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ より $\mathbf{B}$ はスカラーポテンシャル ϕ' を持つ. つまり

$$\mathbf{B} = -\mu_0 \nabla \phi' \quad (2)$$

以下, ターゲットの透磁率は真空の透磁率 μ_0 に等しいとする (銅やアルミニウムでは実際そうになっている). このときターゲットを真空と見なして図 1 の外部磁場による ϕ' を決めればよい. 本研究では, 磁場の形態を自由に選択できる容易さを考えて, 流体力学におけるポテンシャル流れの手法を用いて磁場モデルを作る. 簡単のためにターゲット背面 ($z = -h$) の $r = 0$ に点磁荷が, $r = a$, $r = b$ にリング状の線磁荷があると考え, これは流体力学では $r = 0$ に点吸い込みが, $r = a$ に線状吸い込み, $r = b$ に線状吹き出しがある場合に相当する. N 極が吸い込み, S 極が吹き出しとなるのは, 流体力学の場合とは異なり式 (2) のポテンシャルに負号が付くためである. 軸対称流れに対するポテンシャル流れの理論⁽⁹⁾ より, 流れのポテンシャル ϕ は $z' = z + h$ とすれば

$$\phi = \frac{Q_b}{4\pi} \left[\frac{\gamma_0}{R_0} + \frac{2\gamma_a}{\pi R_a} K(\eta) - \frac{2}{\pi R_b} K(\xi) \right] \quad (3)$$

図 2 電位分布

となる. ただし

$$R_a = \sqrt{(r+a)^2 + z'^2}, \quad R_b = \sqrt{(r+b)^2 + z'^2}$$

$$\eta = \frac{4ar}{(r+a)^2 + z'^2}, \quad \xi = \frac{4br}{(r+b)^2 + z'^2}$$

なお Q_b は $r = b$ のリング状吹き出しの全吹き出し量, $\gamma_0 Q_b$, $\gamma_a Q_b$ はそれぞれ $r = 0$ の点吸い込み, $r = a$ のリング状吸い込みの全吸い込み量を表す. ただし $\gamma_0 + \gamma_a = 1$. また K は第一種楕円積分である⁽¹⁰⁾. $\phi' \propto \phi$ より磁場は C' を定数として

$$\mathbf{B} = -C \nabla \phi \quad (4)$$

さて, 本研究ではターゲット上 ($z = 0$) での磁束密度の半径成分の最大値 B_0 を入力データとして与えるので

$$C = \frac{B_0}{|\phi_r|_{\max}}$$

とする. ただし $|\phi_r|_{\max}$ は $z = 0$ での $|\partial\phi/\partial r|$ の最大値. 式 (4) に含まれる二つの Q_b は消し合うので, $Q_b = 4\pi$ と置いてよい.

2.4 粒子間衝突 粒子間の衝突を考える. まず e^- と Ar の衝突を計算する. 平衡状態にある Ar 原子に電子 e^- が衝突する確率 P_e は

$$P_e = n_A g \sigma_e^T \Delta t \quad (5)$$

ただし n_A は Ar の数密度, g は e^- と Ar の相対速度の大きさである. Ar の速度は電子の速度よりはるかに小さいので, $g = c$ としてよい (c は e^- の速さ). また σ_e^T は全衝突断面積で, 運動量伝達断面積 $\sigma_m^{(11)}$, 励起断面積 $\sigma_{ex}^{(12)}$, 電離断面積 $\sigma_i^{(13)}$ の和である. ここでは等方散乱を仮定するので, 弾性衝突の断面積は σ_m に等しくなる⁽¹⁴⁾. 各断面積を図 3 に示す. K_e は電子の運動エネルギー, a_0 はボーア半径である. 式 (5) の衝突確率を用いて乱数により衝突の判定をした後, もう一つの乱数により, 弾性衝突, 励起衝突, 電離衝突の

図3 電子の衝突断面積

いずれが起きるかを決定する⁽¹⁵⁾。なお電離が起こりイオンが生成された場合は、発生場所にイオンを貯めて置く。

衝突があった場合には、衝突後の速度を決定しなければならない。衝突を等方散乱と仮定すると、衝突後の速度 c' は単位ランダムベクトル $\mathbf{R}$ を用いて

$$c' = c' \mathbf{R}$$

と表される。さてイオンに比べて電子の質量が非常に小さく、電子の速度が高速になるということを考慮すると、弾性衝突の場合は

$$c' = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e} \left[1 - \frac{2m_e}{m_A} (1 - \cos\omega) \right]}$$

ただし

$$\cos\omega = \mathbf{R} \cdot (c/c)$$

ここで c 、 ϵ は衝突前の e^- の速度、運動エネルギーであり、 m_e 、 m_A は e^- 、Ar の質量である。次に励起衝突の場合を考える。衝突での運動量交換による e^- のエネルギー損失はわずかであるので、衝突によって e^- が失うエネルギーは Ar の励起に必要なエネルギー ΔK_{ex} にほぼ等しい。よって

$$c' = \sqrt{c^2 - \frac{2}{m_e} \Delta K_{ex}}$$

電離衝突の場合も同様に扱うが、 ϵ から電離エネルギー ΔK_i を差し引いた残りのエネルギーが衝突を起こした電子（親電子）と生成された電子（子電子）の間で分配されるので、親電子、子電子の衝突後の速さ c'_{sc} 、 c'_{ej} は

$$c'_{sc} = \sqrt{\xi \left(c^2 - \frac{2}{m_e} \Delta K_i \right)}$$

$$c'_{ej} = \sqrt{(1 - \xi) \left(c^2 - \frac{2}{m_e} \Delta K_i \right)}$$

となる。ただし ξ は $0 < \xi < 1$ の乱数である。

次にイオンの衝突の計算を行う。Ar と Ar^+ 間のポテンシャルは誘導双極子相互作用とする⁽¹⁶⁾。これは衝突断面積が Ar と Ar^+ の相対速度に反比例するポテンシャルである。よって Ar^+ の衝突確率は

$$P_i = n_A \frac{e}{2\epsilon_0} \sqrt{\frac{2\alpha_{Ar}}{m_A}} \Delta t'$$

ただし α_{Ar} は Ar の分極率で $\alpha_{Ar}/4\pi\epsilon_0 = 1.63 \text{ \AA}^3$ とする⁽¹⁷⁾。乱数を用いて衝突の判定をした後、 Ar^+ の速度を決定する。衝突は弾性衝突と電荷移動のある場合を考えるが、等方散乱を仮定するので、衝突後の Ar^+ の速度 c' は共に

$$c' = \frac{1}{2}(c + w + |c - w|\mathbf{R})$$

となることを証明できる。ただし c は衝突前の Ar^+ の速度、 w はマクスウェル分布よりランダムサンプリングした衝突前の Ar の速度、 $\mathbf{R}$ はランダムベクトルである。マクスウェル分布の温度 T_A は入力データとして与える。

3. 結果と考察

3.1 計算条件 以下に計算条件を示す。装置形状（図1）は

$$d = 40\text{mm}, \quad R = 50\text{mm}, \quad h = 10\text{mm}$$

$$a = 45\text{mm}, \quad b = 25\text{mm}$$

また装置内の諸条件は

$$p_A = 0.333, 0.667, 1.333\text{Pa}, \quad T_A = 300\text{K},$$

$$\Phi_0 = 500\text{V}, \quad B_0 = 0.01, 0.02, 0.03\text{T}$$

とした。添字 A は Ar を表す。電位は図2の分布を用いる。また、本研究では二形態の磁場について解析を行った。式(3)で $\gamma_0 = 0.2$ としたものを磁場モデル A、 $\gamma_0 = 0.34$ としたものを磁場モデル B とした。タイムステップは、粒子軌道の計算に誤差が入らないように決めた。 $\Delta t = 50 \text{ ps}$ 、 $\Delta t' = 10 \text{ ns}$ である。

3.2 磁場モデル A 図4はターゲット上での B の半径方向成分を示したものである。最大値 B_0 に対して最小値が $-B_0$ となっている。この磁場では、 $r/R < 0.5$ と $r/R > 0.5$ の二つの領域に分かれて電子が捉えられ旋回運動を行う。図5に $p_A = 0.667\text{Pa}$ の場合について、ターゲットのエロージョン分布（最大値で規格化）に及ぼす磁場の強さ B_0 の影響を示す。ターゲットに入射するイオンのエネルギーはほぼ等しいので、エロージョン分布はイオンの入射数流束から求めた。磁場の強さが強くなるとエロージョンは単一のピークを持つ分布となり、ターゲットの利用効率が悪くなる。内側の領域

図4 磁場分布 (モデルA)

図6 磁場分布 (モデルB)

 図5 エロージョン分布 ($p_A = 0.667 \text{ Pa}$)

でも外側の領域でも電子は旋回運動しているが、内側領域の電子の方が閉じこめられる時間が短いので、イオンの生成効率が悪い。そのためターゲットからの二次電子の発射、電離衝突、イオンのターゲットへの入射というプロセスを繰り返すうちに、徐々に内側と外側のエロージョン速度に差ができ、最終的には内側と外側の領域でエロージョンの速度に大きな差ができてしまう。これに対して $B_0 = 0.01 \text{ T}$ の様に磁場が弱い場合は、磁場により電子が捉えられにくく、内外の二つの領域でイオンの生成率に大きな差がでないため、二つのピークを持つ分布となる。ただし電子が捉えられにくくなるので、スパッタ速度は落ちてしまう。

3.3 磁場モデルB 次に磁場モデルBの結果を示す。図6はターゲット上での B の半径方向成分を示したものである。最大値 B_0 に対して最小値が $-0.5B_0$ となっている。図7は $r\theta$ 平面でのベクトル B を示したものである。図8にターゲットのエロージョン分布を示す。図8(a)はエロージョン

図7 磁束密度ベクトル

分布に及ぼす磁場の強さ B_0 の影響を示す。ただし $p_A = 0.667 \text{ Pa}$ に固定した。磁場の強さを $B_0 = 0.03 \text{ T}$ とした時はモデルAの場合と同様に単一ピークのエロージョン分布となった。 $B_0 = 0.01 \text{ T}$ の場合は二つのピークを持つ分布となる。これはモデルAの場合と同様にターゲットから発射された電子が磁場により捉えられにくいことによるものである。 $B_0 = 0.02 \text{ T}$ の時は $r/R \approx 0.3$ に高いピークを、 $r/R = 0.7 \sim 0.9$ に高原を持つ中間的な分布となる。図8(b)は $B_0 = 0.02 \text{ T}$ に固定した場合について、エロージョン分布に及ぼす圧力の影響を示したものである。圧力が変化してもエロージョン分布の傾向はほとんど変わらないが、圧力が高くなるにつれて Ar^+ と Ar の衝突が増加してエロージョン分布が若干なだらかにな

(a) $p_A = 0.667 \text{ Pa}$ (b) $B_0 = 0.02 \text{ T}$

図8 エロージョン分布

るのが分かる。

図9に $p_A = 0.667 \text{ Pa}$ の場合について、電子の密度場に及ぼす磁場の強さの影響を示す。図9(a)は $B_0 = 0.01 \text{ T}$ の場合である。各分布はその最大値で無次元化してある。三次元的に見た場合、大小二つのドーナツ状の部分で密度が高くなっている。ドーナツ状の高密度領域は運動エネルギーの低い捉えられた電子によるものである。図9(b), (c)を見ると、磁場が強くなるにつれ、電子がよりターゲット付近に閉じこめられるのが分かる。

上記の分布を定量的に比較するために、半径方向に平均した電子の数密度 n_e を、計算領域全体での平均数密度 $\bar{n}_e$ で無次元化して、 z の関数として図10(a)に示す。点線はシース端である。図10(a)より磁場が強くなるにつれて閉じ込められる電子が増し、シース端付近で数密度が高くなるのがはっきりと分かる。同様に図10(b)は、 $B_0 = 0.02 \text{ T}$ の場合について、 z 軸方向の電子の数密度分布に及ぼす圧力の影響を示

(a) $B_0 = 0.01 \text{ T}$ (b) $B_0 = 0.02 \text{ T}$ (c) $B_0 = 0.03 \text{ T}$ 図9 電子密度場 ($p_A = 0.667 \text{ Pa}$)

 (a) $p_A = 0.667 \text{ Pa}$

 (a) $p_A = 0.667 \text{ Pa}$

 (b) $B_0 = 0.02 \text{ T}$

 (b) $B_0 = 0.02 \text{ T}$

図 10 電子数密度分布

図 11 イオン数密度分布

したものである。圧力が高くなるにつれて衝突による拡散が増大し、電子が領域全体に散らばるようになるが、この影響は磁場の影響よりはるかに小さい。

図 11 は z 軸方向のイオンの数密度分布を示したものである。図 11(a) は $p_A = 0.667 \text{ Pa}$ での磁場の強さの影響を示したものである。磁場の強さが 0.02, 0.03 T と強くなるにしたがい、シース端付近でのイオンの数密度が高くなっている。ターゲットへのイオンの入射効率という点からすると、イオンの拡散をさけるために $B_0 = 0.03 \text{ T}$ とするのが良い。しかし $B_0 = 0.02 \text{ T}$ でもターゲット付近での数密度が高くなっており、エロージョン分布のなだらかさという点も考慮すると 0.02 T の方が適している。図 11(b) は $B_0 = 0.02 \text{ T}$ とした場合について、 z 軸方向のイオンの数密度分布に及ぼす圧力の影響を示したものである。シース端付近で数密度が高くなっているが、やはり圧力の影響はそれほど大きくない。図 12, 13 は $p_A = 0.667 \text{ Pa}$ の場合について、電子の平均速度の z 成分 $\bar{c}_z$ および運動エネルギー K_e に及ぼす、磁場の影響を示し

 図 12 電子の電界方向平均速度 ($p_A = 0.667 \text{ Pa}$)

たものである。ただし $\bar{c}_z$, K_e もとも r について平均をとっている。磁場が弱くなると、 $\bar{c}_z$ も K_e も大きくなる。また磁場によりシース端付近で電子が捉えられるので、 $\bar{c}_z$, K_e もこ

図13 電子の運動エネルギー ($p_A = 0.667\text{Pa}$)

ここで最小値をとる。

4. 結 論

テスト多粒子法を用いて DC マグネトロンスパッタリング装置内のプラズマの解析を行い以下の結論を得た。

- (1) 圧力が高くなるとエロージョン分布、電子、イオンの密度場は粒子の衝突、拡散の効果でなだらかとなる。しかし分布の形態にはそれほど著しい変化は認められない。
- (2) 磁場の強さを変化させると、圧力を変化させたときとは異なり、プラズマの挙動は著しく変化する。磁場の強さを適当に選ぶことによりエロージョン分布の形態や電子、イオンの空間分布の形態等を容易に変化させる。
- (3) 同様に磁場の形態を変えることによっても、プラズマの挙動やエロージョン分布は著しく変化する。
- (4) 磁場の強さ、形態を変えることによりかなり自由にプラズマの挙動、エロージョン分布を制御することができる。本研究の解析法を用いれば、膜成長速度の分布、膜作成のスループット、ターゲットの利用効率をすべて考慮にいたった最適磁場設計を行なうことが可能である。

文 献

- (1) 金原, 薄膜の基本技術, (1990), 東京大学出版会.
- (2) K. Nanbu, T. Morimoto and S. Igarashi, *Rarefied Gas Dynamics*, (1991), 913, VCH.
- (3) T. E. Sheridan, M. J. Goeckner and J. Gorce, *J. Vac. Sci. Tech. A*, **8**-1, (1990), 30.
- (4) 文献 (1), 59 頁.
- (5) 田中・山本・計算物理学と計算化学, (1988), 249 頁, 海文堂.
- (6) 堤井信力, プラズマ基礎工学, 第 2 版, (1989), 26, 内田老鶴園.
- (7) 文献 (5), 20 頁.
- (8) 電気学会編, 電気工学ハンドブック, (1967), 85, 三水舎.
- (9) 西山哲男, 流体力学 I, (1971), 72, 日刊工業新聞社.
- (10) 森口・宇田川・一松, 岩波数学公式 I, (1956), 143, 岩波書店.
- (11) H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop and H. B. Gilbody, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, 2nd ed., Vol.1, (1969), 89, Clarendon.
- (12) Y. Sakai, H. Tagashira and S. Sakamoto, *J. Phys., Ser.D. Applied Physics*, **10**, (1977), 1035.
- (13) D. Rapp and P. Englander-Golden, *J. Chem. Phys.*, **43** (1965), 1464.
- (14) W. G. Vincenti and C. H. Kruger, Jr., *Introduction to Physical Gas Dynamics*, (1976), 358, Wiley.
- (15) 気体放電シミュレーション技法調査専門委員会, 気体放電シミュレーション技法, 電気学会技術報告, Vol.140, (1982), 7.
- (16) D. Rapp and W. E. Francis, *J. Chem. Phys.*, **37**, (1962), 2631.
- (17) 物理学辞典編集委員会, 物理学辞典, (1984), 1867, 培風館.