モンテカルロ法によるイオン化スパッタシミュレーション*

(第 1 報, Cu 埋め込み形状の再現)

山 崎 修^{*1}, 高 木 茂 行^{*2}, 井 柳 克^{*2}
木 下 和 哉^{*2}, 間 瀬 康 一^{*2}
八 尋 和 之^{*2}, 南 部 健 一^{*3}

Monte Carlo Simulation of Ionization Sputtering (1st Report, Reproduction of Shape of Buried Cu Films)

Osamu YAMAZAKI^{*4}, Shigeyuki TAKAGI, Katsumi IYANAGI,
Kazuya KINOSHITA, Koichi MASE,
Kazuyuki YAHIRO and Kenichi NANBU

^{*4} Corporate Manufacturing Engineering Center, Toshiba Corporation,
33 Shin isogo cho, Isogo ku, Yokohama-shi, Kanagawa, 235-0017 Japan

In order to fabricate fine structures, film synthesis systems with excellent burial characteristics are required. One way of improving burial characteristics is to use ionization sputtering, in which sputtered atoms are ionized in flight and are then drawn to the wafer by an applied self-bias voltage. The Monte Carlo simulation of Cu ionization sputtering is performed. For ionization sputtering, it is important to understand the ionization of sputtered atoms in flight. The degree of ionization is calculated from the electron density and electron temperature, which are obtained through plasma simulations, and is used in the Monte Carlo simulation. In addition, the direction of Cu ions bent towards the substrate due to the sheath electric field, which is determined from the plasma simulation, is also used. These simulations successfully reproduce the shape of buried Cu films.

Key Words: Numerical Analysis, Plasma, Rarefied Gas, Ionization Sputtering, Monte Carlo Simulation, Copper Film, Embedding Form

1. 結 論

半導体の高速化や配線の微細化に伴い、配線材料として現在の Al よりも低抵抗な Cu が注目されている⁽¹⁾⁽²⁾。この Cu 配線は、酸化膜エッチングにより配線溝や穴を掘り、Cu メッキ後 CMP (Chemical Mechanical Polishing) を行うというダマシプロセスにより形成されている。このプロセスでは Cu メッキに先立ち溝や穴の内部に膜切れの無い Cu シード層を形成する必要があり、埋め込み性の良いスパッタプロセスおよびスパッタ装置の開発が求められている。

これに対し、近年イオン化スパッタが実用化されている。ターゲットから放出された Cu 原子を、チャンバ内部での輸送中に ICP (Inductively Coupled Plasma) による高密度プラズマでイオン化し、ウエハのバイアス電圧で配線溝や穴の内部に引き込むという方法である。このような装置では、従来に比べ Cu 原子の電離度やバイアス制御が加わるためプロセスの適正化が困難であり、装置仕様も複雑となっている⁽³⁾⁽⁴⁾。実験による

試行錯誤的な手法ではプロセス開発に大きなコストと長い期間を要するため、シミュレーションの適用が求められている。

従来のスパッタ装置のシミュレーションについては、多くの報告がなされている^{(5)~(6)}。また、我々はターゲットへの Ar⁺イオンの衝突から、スパッタ原子の放出、チャンバ内での輸送、ウエハへの付着までの過程の一貫した報告をしてきた⁽⁷⁾。さらに、イオン化スパッタ装置に対しては、中性粒子、イオン粒子を考慮して形状を計算した結果が報告されている⁽⁸⁾⁽⁹⁾。しかしながら、これらの報告はイオン化率をシミュレーションにより求めておらず、パラメータとして計算している。このため、現状のイオン化スパッタ装置に十分にはシミュレーション出来ていない。

そこで我々は、Cu のイオン化スパッタ装置に対して Cu 原子の電離衝突断面積、チャンバ内の電子密度と電子温度からイオン化率を求め、ターゲットからの Cu 原子の放出、飛行中の原子のイオン化、イオンのシース中での挙動、表面付着を一貫して計算するシミュレーションモデルを初めて構築し、実験結果との比較によるモデル検証を行った。この結果、SEM 写真により求めた断面形状と良い一致を見たので報告する。

* 原稿受付 2002 年 9 月 25 日。

^{*1} 正員、(株)東芝 (〒235 0017 横浜市磯子区新磯子町 33)。

^{*2} (株)東芝。

^{*3} 正員、東北大学流体科学研究所 (〒980 8577 仙台市青葉区片平 2 1 1)。

E-mail: osamu@mel.toshiba.co.jp

Fig.1 Experimental device composition

2. 装置構成

実験装置を図1に示す。ターゲット上部に磁石を設置した DC マグネトロン方式のスパッタ装置である。チャンバの形状は直径 200 mm, 高さ 200 mm, の円筒形で側壁の中央部分は石英製, その他はステンレス製である。チャンバ上部に直径 75 mm の円盤状のターゲットを設置しており, この上部には円筒状の永久磁石が置かれている。ターゲット表面での磁束密度は最大 0.2 T である。チャンバ下部には, ウエハを設置するサセプタが置かれる。

ターゲットには直流電源の負極が接続されており, チャンバ外壁の金属部分はアースされている。チャンバの周囲にはコイルが巻かれ RF 電源に接続されている。またウエハを載せたサセプタにも別の RF 電源が接続されておりウエハにバイアスを与える。各電源のパワーは, ターゲットの直流電源: 200 W, コイルの RF 電源: 100 W, サセプタの RF 電源: 100 W である。チャンバ内に供給するガスは Ar, 流量は標準状態で $2.5 \text{ m}^3/\text{s}$, ガス圧力は 2.7 Pa とした。

3. シミュレーション方法

シミュレーションはコンタクト穴のシード層形成を想定して行った。計算は図2の流れで行う。ターゲットから飛び出した Cu 原子の挙動をテスト粒子モンテカルロ法⁽²⁰⁾を用いて計算する。同時にプラズマシミュレーションを行い, チャンバ内の電子密度と電子温度を求める。これらから計算された確率で, 飛翔中の Cu 原子は電離するとした。プラズマのバルク内では電界は小さく⁽²¹⁾, これによる Cu^+ イオンの軌道の曲げはないとした。シースに入った Cu^+ イオンはプラズマ

Fig.2 Simulation model

Fig.3 Target erosion

シミュレーションから求めた電界でウエハと垂直方向に曲げられる。最終的に, Cu 原子・ Cu^+ イオンはウエハやチャンバ壁面に付着する。この時の Cu の堆積形状を求める。以下にこの手法について詳細に記述する。

3.1 ターゲットからの Cu 原子の放出 ターゲットから放出される粒子は Cu^+ イオンやクラスタも放出されるが, 大部分が Cu 原子であり⁽²²⁾, 今回のシミュレーションでも Cu 原子のみを考慮した。ターゲットからの Cu 原子の放出分布は, 図3に示すようなエロージョン分布に比例するとした。放出される Cu 原子の運動エネルギーは類似の報告例⁽²⁰⁾を参考に平均 10 eV のマックスウェル分布と仮定した。スパッタシミュレーションでは, ターゲットから放出される粒子の運動エネルギー分布に, トンプソン分布かマックスウェル分布を使用している⁽⁵⁾⁽⁶⁾。今回の装置ではガス圧力が比較的高く, Cu 原子はウエハに達するまで Ar 原子との衝突を繰り返すため, 成膜時には

Fig.4 Thompson distribution vs. Maxwell distribution

放出時の運動エネルギーによる差は無くなると考えられる。図4に、5章の図8で示す穴の側面への成膜の分布を、トンプソン分布およびマクスウェル分布で比較した結果を示す。これより両者に差が無いことが確認できたため、以後は計算負荷の低いマクスウェル分布を用いた。

さらに放出角度は余弦則に従うとした。この時のCu原子の速度ベクトル (c_x, c_y, c_z) を以下(1)~(3)式に示す⁽²⁰⁾。z軸はターゲット表面に垂直な軸とした直角座標系である。

$$c_z = (-E_0 \ln U / m_{Cu})^{1/2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$c_x = c_r \cos \theta \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$c_y = c_r \sin \theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 m_{Cu} はCu原子の質量、 θ は $2\pi U$ 、すべての U は独立した一様乱数、 E_0 はスパッタ原子の放出時の平均運動エネルギーで10 eVとした⁽²⁰⁾。また、 c_r は以下の式に従う。

$$c_r = (-E_0 \ln U / m_{Cu})^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

3.2 Cu原子の輸送と表面付着 ターゲットから放出されたCu原子はチャンバ内のイオン、原子、分子と衝突しながら輸送される。圧力2.7 Pa、温度298 KのArの密度は $6.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ である。これに対して Ar^+ イオン密度は§3.3のプラズマシミュレーションから $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、堆積レートから求めたCu原子とCuイオン（以後これらを合わせてCu粒子と呼ぶ）

* Cu and Ar atoms are assumed to be rigid spheres in calculating collisions.

Fig.5 Flowchart for test-particle Monte Carlo method

の密度は $2.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ で非常に小さい。また準安定 Ar^* の密度もAr原子と比較してきわめて小さい⁽²¹⁾。したがってチャンバ内部の粒子はほとんどがAr原子と考えられる。これからCu粒子はAr原子とだけ衝突すると仮定でき、テスト粒子モンテカルロ法が可能となる。このテスト粒子モンテカルロ法の計算フローを図5に示す。ここではCu原子とAr原子は剛体球とした。また、Ar原子はチャンバ壁の設定温度(25℃)で熱運動をしていると仮定し、Arの速度分布は298Kのマクスウェル分布であるとした。

まず、ターゲットから放出される一個のCu原子を考える。この原子は(1)~(4)式で求めた速度で移動する。この速度から微小時間 dt 秒後のCu原子の位置が求まる。Cu原子がAr原子、または壁面に衝突したか判定し、衝突していない場合はさらに dt 秒時間を進める。Cu原子とAr原子との衝突は次の条件を満たした時に起きる。

$$U < P_{Cu} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで U は一様乱数、 P_{Cu} は散乱確率である。

$$P_{Cu} = n_{Ar} \bar{g} \sigma_T \Delta t \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで n_{Ar} はArの数密度、 Δt はタイムステップ、 $\bar{g}$ は平均相対速度、 σ_T は全衝突断面積である。 $\bar{g}$ と σ_T は式(7)(8)で与えられる⁽²⁰⁾。

$$\bar{g} = \sqrt{2R_{Ar}T_{Ar}} \left[\left(\eta + \frac{1}{2\eta} \right) \text{erf } \eta + \pi^{1/2} \exp(-\eta^2) \right] \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで $R_{Ar} = k_B / m_{Ar}$, $\eta = c_{Cu} / \sqrt{2R_{Ar}T_{Ar}}$, R_{Ar} は Ar のガス定数, k_B はボルツマン定数, m_{Ar} は Ar 原子の質量, c_{Cu} は Cu 原子の速度, T_{Ar} は Ar ガス温度, $\text{erf } \eta$ は誤差関数である.

$$\sigma_T = \pi[(d_{Ar} + d_{Cu})/2]^2 \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここで d_{Ar} は Ar 原子直径で 3.64×10^{-10} m である⁽²³⁾. d_{Cu} は Cu 原子直径であり Ar および Kr の原子番号と原子直径の比から 3.96×10^{-10} m と求めた⁽⁵⁾⁽²³⁾.

Ar 原子と衝突した場合は衝突後の Cu 原子の速度と方向を計算し, dt 秒時間を進める. 壁での衝突判定は, dt において Cu 原子が壁面を通過したかで判定する. 壁に衝突した場合は壁面に付着したか反射したかを判定する. Cu 原子の付着確率はこれまでの測定より 93% とした⁽¹⁷⁾. Cu^+ イオンの付着確率に対しては, MD(Molecular Dynamics)の計算から高速な Cu 粒子がウエハ垂線から 30° 以上の角度で入射した場合, 付着確率は低下するという報告⁽²⁴⁾がある. しかし Cu^+ イオンはシース内の電界によってウエハに対し垂直に加速されるため, そのほとんどがウエハ表面や穴底に垂直に入射する. 穴側面に Cu^+ イオンが入射する可能性は角度的に低い. このため, 本論文では Cu^+ イオンの付着確率も, Cu 原子と同じ 93% と簡略化した. 入射角度依存性に関しては第2報で詳細に行う.

反射した場合は衝突後の Cu の速度と方向を計算し, 時間を dt 進める. この時の反射される Cu は, 室温 25°C のマックスウェル分布とした. 壁面に付着した場合は付着位置を記録し, この Cu 原子についての計算を終了する.

3.3 プラズマシミュレーション イオン化スパッタはスパッタ原子を電離し, バイアスでウエハに引き込むことで埋め込み性を高めている. ターゲットから放出された Cu 原子をイオン化する ICP-Coil と Cu^+ イオンをウエハに引き込むためのサセプタに接続された RF 電源に対し, 円筒座標のプラズマシミュレーションを行った. プラズマシミュレーションへの入力条件としては, ICP-Coil への RF パワー 100 W, サセプタの RF パワー 100 W とした. また, 計算に用いた物性値として, チャンバ構成材料 Al の比透磁率 1.0, 石英チューブの比誘電率 3.9 を用いた. プラズマシミュレーションから, ICP-Coil とサセプタの RF 電源により生成されるプラズマの電子密度, 電子温度, およびプラズマポテンシャルを求め

る. プラズマシミュレーションは CRC 総合研究所の NeptuneFluid を用いた. このソフトは流体モデル⁽²⁵⁾を用いており, 計算は以下の (9)~(10) 式を用いている.

$$\frac{\partial n_{(e,i)}}{\partial t} + \nabla \cdot J_{(e,i)} = r_{ion} N_{gas} n_e \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$J_{(e,i)} = -\mu_{(e,i)} n_{(e,i)} E - \nabla(D_{(e,i)} n_{(e,i)}) \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここで, n_e は電子密度, $n_{(e,i)}$ は電子または正イオンの密度, $J_{(e,i)}$ は電子または正イオンのフラックス, r_{ion} はイオン化の反応定数, N_{gas} は中性ガス密度, $\mu_{(e,i)}$ はイオンまたは電子の移動度, E は電界, $D_{(e,i)}$ は電子またはイオンの拡散係数である.

プラズマシミュレーションではプラズマ生成の主要因となる以下の反応を考慮した.

ここで, 各反応の衝突断面積には文献⁽²⁶⁾で報告されている値を用いた. イオン化, 電子励起, 電荷交換の反応定数は, この衝突断面積からボルツマン方程式を解き, 電子温度に対する値として⁽²⁶⁾

NeptuneFluid 中で計算される. また, イオンと電子の移動度は 7.44×10^4 , $1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^2/\text{s}$, イオンと電子の拡散係数は 3.8×10^4 , $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ とした.

この計算により, 装置中心付近の電子密度は $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, プラズマポテンシャルは 19 V, 電子温度 2.0 eV, ウエハの自己バイアス電圧は -62 V が求まった. プラズマシミュレーションで, ウエハ中心と端でこれらの値を比較した結果, 周辺での低下量はいずれも 10% 以下であった. このため, 以下の議論では, 電子密度, プラズマポテンシャル, 電子温度は一定と近似し, 装置中央の値を用いた.

3.4 Cu 原子の電離と Cu^+ イオンの再結合 イオン化スパッタ装置では Cu 原子はチャンバ内を輸送される間に, その一部は (14) 式のように電離して Cu^+ イオンとなる.

この確率 P_i を求める.

$$P_i = r_{Cu} \cdot n_e \cdot dt \quad \cdots \cdots \cdots (15)$$

ここで, P_i はタイムステップあたりのイオン化確率, n_e はプラズマシミュレーションで求めた電子密度 $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, dt はタイムステップである. r_{Cu} は Cu^+ イオン化の反応定数で, Cu の電離衝突断面積 $\sigma(\varepsilon)$ とマクスウェル分布 $\chi(\varepsilon)$ から以下のように求めた⁽²⁷⁾.

$$\chi(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (k_B T_e)^{-\frac{3}{2}} \sqrt{\varepsilon} e^{-\frac{\varepsilon}{k_B T_e}} \quad \cdots \cdots \cdots (16)$$

ここで, ε は電子の運動エネルギー, e は素電荷である. 反応レート r_{Cu} は,

$$r_{Cu}(T_e) = \int \chi(\varepsilon) \sqrt{2\varepsilon/m_e} \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad \cdots \cdots \cdots (17)$$

ここで, m_e は電子の質量である. 電離衝突断面積 $\sigma(\varepsilon)$ は文献⁽²⁸⁾より求めた. プラズマシミュレーションから求めた $T_e = 2 \text{ eV}$ を式 (17) に代入して, $r_{Cu} = 1.01 \times 10^9 \text{ cm}^3/\text{s}$ を得た.

プラズマのバルク内では電界は小さいため Cu^+ イオンに電氣的な力はほとんど働かない. このため Cu^+ イオンは Cu 原子と同じ挙動をするものと仮定した.

Cu^+ イオンの消滅原因には主に以下が考えられる⁽²⁹⁾.

このうち(18)の電荷交換においては, Cu の電離電圧の閾値が約 8 eV ⁽²⁸⁾ に対し Ar の閾値が 15.75 eV ⁽²¹⁾ であり約2倍も大きいので, この反応は起こらない⁽³⁰⁾.

次に(19)を例にして Cu^+ イオンが再結合するまでの時間を見積もる. 文献⁽²⁹⁾より $r_{19} = 1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^3/\text{s}$ 以下となり, 1 個の Cu^+ イオンが再結合するまでの時間 t_{19} を求めると,

$$t_{19} = \frac{1}{r_{19} \times [e]} = 0.1 \text{ sec 以上} \quad \cdots \cdots \cdots (24)$$

ここで, $[e]$ は電子密度 $1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である. 同様に $t_{20 \sim 22}$ を見積もるといずれも 1 (sec) 以上となる⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾.

一方, (23) Cu^+ イオンの壁面への衝突を考える. プラズマにより Cu 原子が電離して生成した Cu^+ イオンがウエハへ衝突するまでの平均時間 t_{23} をシミュレーションで求めたところ,

$$t_{23} = 0.0032 \text{ sec} \quad \cdots \cdots \cdots (25)$$

となり, $t_{19 \sim 22}$ と比較して圧倒的に短い. これから Cu^+ イオンの消滅は壁面・ウエハへの衝突時のみと仮定した.

これらの計算により, ウエハ近傍での Cu のイオン化率 (Cu^+ イオンの密度 / Cu 粒子の密度) は 34% であると求めた.

3.5 シースによる Cu^+ イオンの加速 シース内では, シース電位により Cu^+ イオンは大きな力を受ける. 今回用いたプラズマシミュレーションは流体コードであるため, シース厚を正確には計算できない. そこで, シース厚 d がデバイ長の5倍であるという報告をもとに計算した⁽³¹⁾. デバイ長 λ_D は⁽²¹⁾,

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = 0.0332 \text{ mm} \quad \cdots \cdots \cdots (26)$$

ここで, ε_0 は真空中の誘電率である. これから, $d = 0.0332 \times 5 = 0.166 \text{ mm}$ となる. 一方 Cu 原子の平均自由行程 λ_f は, 圧力 2.7 Pa より, 24 mm 程度となることから, シース内での Cu と Ar の衝突は少ないと考えられる. そこで, ウエハに入射する Cu^+ イオンにはウエハに垂直な速度成分が加わるとした. プラズマとウエハの電位差はプラズマシミュレーションから 81 V

と求まるため、81 eV の垂直方向の運動エネルギーを加えた。

3.6 Cu 原子・イオンのウエハへの付着 ウエハ表面に堆積する膨大な数の Cu 原子すべてを計算するのは現実的ではない。簡略化による計算時間短縮およびメモリ容量の節約が必要になる。今回の計算で行った簡略化手法を図6に示す。

- ①半導体の穴の数は膨大なものになるため、その全てを一度に計算することは不可能である。そこで中心の1穴を代表として解く。中心から半径 10 nm の範囲はウエハ全体と比べて比較的狭い領域であるため Cu 原子およびイオンの速度の分布は半径によらず同じであると仮定し、この部分に輸送された Cu⁺イオンおよび原子はすべて代表穴に堆積するとした。
- ②代表穴の内部空間 (直径 03 μm , 深さ 1.0 μm) は円筒であると仮定した。堆積は2次元半断面で計算を行った。ただし本論文においては写真と比較するために、鏡像も表示して全断面としている。
- ③実際には堆積させる Cu の近接原子間距離は 0.2556 nm であるが⁽³²⁾、シミュレーションでは面を1辺 0.25 nm の正方形の面素の集合と考え、面素に Cu 原子が1個入った時に壁に垂直に膜が 0.25 nm 成長すると仮定した。一方、Cu 原子が面素と接触し反射する場合は、面素の接触点から面素面に対し余弦則で Cu 原子が反射するとした。この時の Cu の運動エネルギーは、室温 25°C のマックスウェル分布であるとした。

4. 実験結果との比較

4.1 イオン化の有無による差異 図7に穴への Cu 成膜の SEM 像を示す。なお、SEM 写真用のサンプルはウエハを割って作成しているが、Cu は延性

が高いため膜密度の高いウエハ上平坦部では膜が延びて変形する。このため、ウエハ上平坦部の撮影は行っていない。また、変形によって穴の入口部に広がったような線ができています。しかしながら、実際の Cu 成膜面は図7の破線で示したように、この線の内側に薄く見える線であることを、TEM 写真により確認している。図8(a)に Cu 原子のイオン化を考慮していない場合のシミュレーション結果を、図8(b)に本論文のイオン化を考慮に入れたシミュレーション結果を示す。これから、イオン化を考慮していないシミュレーションでは、底部に Cu がほとんど認められないが、イオン化を考慮したシミュレーションでは底部に SEM 像と同程度の Cu の堆積がある等、形状をほぼ再現していることがわかる。なお、底部での堆積がシミュレーションでは上に凸形状なのに対して SEM 写真で平坦なのは、付着時の粒子移動を考慮していないためで⁽³³⁾、これについては第2報で報告する。

Fig.7 Deposition (SEM Image)

Fig.6 Deposition simulation

Fig.8 Simulation result

Fig.9 Comparison of simulated and measured thickness

図9に穴内面での Cu 膜厚のシミュレーション結果と実測の比較を示す。シミュレーションはイオン化の有無の2種を示す。横軸はウエハ表面から側壁に沿って測った距離、縦軸はその点の膜厚である。グラフの右に穴底の膜厚をプロットした。

これからイオン化を考慮したシミュレーション結果は、SEM 像の実測値を精度良く再現していることがわかる。一方イオン化を考慮していないシミュレーション結果は、ウエハ表面に近い側壁において実測値より膜厚が厚く、穴底において実測値より大幅に薄い。

4.2 穴内径と成膜形状の関係 パターンの微細化によってイオン化スパッタによる成膜形状がどのように変化するのかを知ることは本シミュレーションの目的の一つである。そこで穴内径を変えた場合についてシミュレーションを行った。図10に3種類の径の穴に堆積する Cu のシミュレーション結果を示す。ここで、シミュレーション上の成膜時間は、実験での成膜時間に対応させて30分とした。さらに Cu シード層成膜で重要になる側壁のウォールカバレッジ W_c の計算結果および実測値を図11に示す。ただし、

$$W_c = \frac{d_{50\%}}{d_{surface}} \quad \dots\dots\dots (27)$$

ここで、 $d_{50\%}$ はウエハ表面と穴底の中間点での側壁の Cu 膜厚、 $d_{surface}$ はウエハ表面の膜厚であり、実験では電気抵抗を測定することで求めた。これより、穴径が縮小するにつれ側壁のウォールカバレッジが悪化していく傾向が、シミュレーションにより再現された。サイドカバレッジの絶対値と低下割合

Fig.10 The embedding characteristic to a hole

Fig.11 Comparison of simulated and measured thickness

までを再現するためには、高いエネルギーを持つ Cu^+ イオンの付着確率の入射角依存性を考慮したより高精度なモデリングが必要である⁽²⁴⁾。さらに §4.1 で述べた付着時の Cu 原子の移動、高速イオン付着確率の入射角依存性など表面反応の詳細な検討は第2報で報告する。

5. 結 言

Cu 原子のイオン化を考慮することにより Cu のイオン化スパッタ装置のシミュレーションを行う手法を開発した。この結果実測の形状結果と良く一致する計算結果が得られた。さらにこの方法を用いて、シード層成膜上重要な側壁のウォールカバレッジの穴径依存性を求めた。このシミュレータにより埋め込み性能の高い装置の開発やプロセス条件の最適化が可能となると考えられる。

本研究を行うにあたり、株式会社東芝の片岡好則氏、加納正明氏から貴重なご助言を頂いた。記して謝意を表する。

文 献

- (1) 新宮原正三他編, Cu 配線技術の最新の展開, (1998), 3-7, 株式会社リアライズ社
- (2) 吉川公磨: ULSI の微細化と多層配線技術への課題, 応用物理, 68 (1999), 1215-1225
- (3) S. M. Rossnagel and J. Hopwood: Appl. Phys. Lett. 63, (1993), 3285
- (4) S. M. Rossnagel and J. Hopwood: J. Vac. Sci. Technol. B 12, (1994), 449-453
- (5) T. Motohiro et al.: Thin Solid Films, 112, (1984), 161-173
- (6) V. V. Serikov et al.: J. Vac. Sci. Technol., A16, (1996), 3108-3123
- (7) M. Tuda et al.: Jpn. J. Appl. Phys., 33, (1994), 4473-4477
- (8) I.A. Blech et al.: J. Vac. Sci. Technol. Vol.15, (1978), 13
- (9) W.G. Oldham et al.: IEEE Trans. on Electron Devices, Vol.ED-27, No.8(1980), 1455
- (10) H.P. Bader and M.A. Lardon: J. Vac. Sci. Technol. A3(6), (1985), 2167
- (11) 小泉浩治: 日本機械学会第4回計算力学講演会講演論文集 No.910-79, (1991), 213
- (12) S.K. Dew et al.: J. Vac. Sci. Technol. A9(3), (1991), 519
- (13) 南部健一, 本多尚久: 機論 B59 巻 557 号, (1993), 93
- (14) 池川正人, 小林淳一: 機論 B59 巻 567 号, (1993), 3365
- (15) 宮崎則幸, 白鳥正樹 共編, 計算力学IV, (1999) 71, 養賢堂
- (16) S. Desa et al.: J. Vac. Sci. Technol. A17(4), (1999), 1926
- (17) O. Yamazaki et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 41, (2002), 1230-1234
- (18) S. Hamaguchi and S.M. Rossnagel: J. Vac. Sci. Technol. B13(2), (1995), 183
- (19) S. Hamaguchi and S.M. Rossnagel: J. Vac. Sci. Technol. B14(4), (1996), 2603
- (20) 日本機械学会編, 原子・分子モデルを用いる数値シミュレーション, (1996), 108-110, コロナ社
- (21) 堤井信力, プラズマ基礎工学増補版, (1995), 3-5, 9, 28, 42-47, 269, 内田老鶴圃
- (22) 金原榮, スパタリング現象, (1984), 37-42, 東京大学出版会
- (23) 日本真空協会編, 第3回真空夏期大学テキスト, (1993), 10
- (24) J.D. Kress et al.: J. Vac. Sci. Technol., A17, (1999), 2819-2825
- (25) E. Suetomi et al.: Phys. Commun., 125, (2000), 60
- (26) 電気学会編: 電気学会技法, 691, (1998), 69
- (27) M. Meeks et al.: J. Vac. Sci. Technol., A16, (1995), 544
- (28) 日本学術振興会プラズマ材料科学第153委員会, プラズマ材料科学ハンドブック, (1992), 753, オーム社
- (29) 電気学会, 改訂新版放電ハンドブック, (1974), 44, オーム社
- (30) M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, PRINCIPLES OF PLASMA DISCHARGES AND MATERIALS PROCESSING, (1994), 73-77, 256, Wiley-interscience Publication
- (31) H.S. Han and P. McVittie: J. Vac. Sci. Technol., B13, (1995), 1893
- (32) 小原嗣朗, 金属材料概論 (増補版), (1991), 280-281, 朝倉書店
- (33) K.D. Leaver, 金属の薄膜, (1975), 27, 共立出版株式会社