高波放電プラズマを利用した高速スパッタ装置*

山下 睦 雄^{*1}

(受理2000年10月2日, 掲載決定2001年3月3日)

High-Rate Sputtering Apparatus by use of High-Frequency Discharge Plasma

Mutsuo YAMASHITA^{*1}

^{*1}Faculty of Engineering, Osaka Electro-Communication University, Hatsu-cho, Neyagawa, Osaka 572-8530, Japan

(Received October 2, 2000, Accepted March 3, 2001)

1. はじめに

真空蒸着, スパッタ蒸着等各種の薄膜形成技術は工業の多くの分野で欠かすことのできない基礎技術の一つとなっており, その重要性は今後益々高まって行くものと考えられている. なかでも超微細, 超高集積度電子デバイスの製造プロセスのように急速な進歩を遂げている応用分野においては, 薄膜に対する特性上の諸要求が益々厳しくなっているため, これら従来型の成膜法を用いた薄膜形成技術だけではこれに対応することが困難になってきている.

この問題を解決するために真空蒸着法やクラスタービーム蒸着法のように薄膜化材料を高真空中で加熱蒸発させる方式では, 蒸発粒子を積極的にイオン化した後に電界によってそのエネルギーを制御しながら基板上に堆積させるイオンプレーティング法やクラスターイオンビーム蒸着法等が既に開発されており, これらによって形成膜の物理的, 化学的諸特性の制御性が大幅に高められている¹⁻³⁾.

これに対して従来型の二極スパッタ法やマグネトロンスパッタ法は, 高融点材料を含む各種金属, 半導体材料に対して長時間安定した連続運転が可能である等多くの特長を有しているが, スパッタ粒子のイオン化割合(スパッタ粒子のうちでイオン化するものの割合)が低く, 同軸円筒マグネトロン型でさえ19%程度である⁴⁾. しか

もその密度は放電ガスイオン(例えばAr⁺イオン)の密度に比べて10分の1以下と極端に低い⁵⁻⁹⁾. また, スパッタ粒子が基板に向かって飛翔中に雰囲気ガス(主としてAr放電ガス)と衝突散乱するため, これの直進性や輸送効率の低下を来している. したがって, このままでは真空蒸着におけるイオン化蒸着法と同じようにイオン工学的な手法によって膜質改善を行うことにはあまり期待がもてない.

ところで, このスパッタ法によって得られるスパッタ粒子(原子)の密度(スパッタ速度)とそのイオン化割合は共にスパッタ粒子の飛翔空間(スパッタ空間)のプラズマ密度に比例して増加する. したがって, スパッタ空間全域で必要とする高密度プラズマ($10^{12}/\text{cm}^3$ 以上)を発生することができれば, スパッタ法の特長を生かしながら電界によって形成膜の諸特性を大きく改善することができ, また低放電ガス圧力領域で安定した高速スパッタ成膜が可能になると考えられる.

本稿ではプラズマ励起用の高周波コイルを従来型の二極スパッタ装置やマグネトロンスパッタ装置の中に組み込んでスパッタ空間のプラズマ密度を積極的に高めるようにした新しいスパッタ装置の開発状況について述べる.

2. 高周波放電プラズマ支援型高周波スパッタ装置

この装置は, 図1の写真のように2枚の半円形平板ターゲットをもつ高周波スパッタ装置のスパッタ空間に高密度プラズマ発生用の二回巻きのRFコイルを設置した

* 平成12年7月6日 日本真空協会関西支部第2回研究例会で講演

^{*1} 大阪電気通信大学工学部 (〒572-8530 大阪府寝屋川市初町18-8)

もので、2枚のターゲット間および RF コイルの両端子間にはそれぞれ別個の二端子型高周波電源が接続されている¹⁰⁾。RF コイルの動作により、動作圧力は $2 \sim 10 \times 10^{-4}$ Torr (2.7×10^{-2} Pa $\sim 1.3 \times 10^{-1}$ Pa) と低く、しかもスパッタ速度は Cu に対し 120 nm/min, SiO₂ に対しは 40 nm/min と比較的大きい。

3. 高周波放電プラズマ支援型直流スパッタ装置

3.1 装置の構成と基本原理

このスパッタ装置は、もともと従来の直流二極スパッタ装置のスパッタ成膜速度を高める目的で、ターゲットと基板台の間にプラズマ発生専用の高周波コイルを設置し、これに高周波電流を流すことによってスパッタ空間に予め高密度プラズマを発生させるようにしたものである¹¹⁻¹⁹⁾。筆者が1977年から開発してきたこのスパッタ装置の構成図を図2に示す¹⁷⁾。

上部にあるスパッタ部のチャンパーは直径160 mm、高さ100 mmの円筒状をしており、ステンレス鋼 (SUS-304) で作られている。ターゲット材料は直径40~100 mmの円盤状に加工され、背面から水冷が施されている。この装置で中心的な働きをするプラズマ励起用高周波コイル (直径50~100 mm、巻数4~6回) は直径6 mmの銅パイプで作り、この中に冷却水を通すようにしている。この高周波コイルはまた可変コンデンサー VC₁、VC₂ とともにインピーダンス整合回路を構成する。この整合回路に接続されている高周波チョークコ

図1 RF-Plasma Coil スパッタ装置の電極の写真¹⁰⁾

イル (RFC) と抵抗 (R_B) は高周波コイルの自己バイアス電圧を変えてプラズマ電位を制御するためのものである。高周波コイルの直下にはステンレス鋼 (SUS-304) で作製したプラズマ遮蔽格子 (24または50メッシュ/インチ) が設置されている。この格子は、①高周波放電によって発生するプラズマを高周波コイルの中に閉じこめてその密度を高めると同時に成膜時にプラズマが基板に接触するのを防ぎ、②前述のプラズマ電位を利用してイオン化粒子のエネルギーを制御するときに重要な働きをする。また、必要に応じて高周波コイルの軸に対して垂

図2 高周波放電プラズマ支援型直流スパッタ装置の概略図¹⁷⁾

図3 種々のArガス圧力におけるターゲット電圧 V_T とターゲット電流 I_T の関係¹⁷⁾
(ターゲット: 直径75 mmのAl円盤, P_{HF} : 500 W)

直方向の外部直流磁界(垂直磁界)を加え、ECR放電に近い放電を引き起こすことによって、熱陰極を用いることなく 10^{-2} Pa 台の低ガス圧力領域まで放電を持続させ、且つプラズマ密度を大幅に増すようにしている。

この装置で、スパッタチャンバー内のArガス圧力を所定の値に保ち、高周波コイルに周波数13.56 MHzの高周波電力 P_{HF} (通常300 W) を供給すると強烈な放電が起こり、プラズマはターゲット、高周波コイルおよびプラズマ遮蔽格子で囲まれたスパッタ空間にほぼ完全に閉じ込められて $10^{12}/\text{cm}^3$ 以上の高密度となる。次いでターゲットに直流電圧 V_T ($-100 \text{ V} \sim -1000 \text{ V}$) を加えると多量のターゲット衝撃イオン電流 I_T が流れて高速スパッタが起こる。このようにして発生した高密度のスパッタ粒子はさらにイオン化に必要なエネルギーを高周波エネルギーやArプラズマから受け取り、高い割合でイオン化する。ここで最も重要なことはプラズマの閉じ込めとインピーダンス整合である。

3.2 プラズマ諸特性

図3は直径75 mmのAl円盤ターゲットを用い、高周波電力 P_{HF} 500 Wで放電させたときのターゲット直流電圧 V_T とターゲット電流 I_T の関係を示す¹⁷⁾。 I_T は V_T が0 V付近ですでに急激な立ち上がりを示し、 -50 V 付近ではほぼ完全な飽和状態となる。この特性はターゲットの形状には大きな影響を受けない。

図4 高周波電力 P_{HF} の変化に対するターゲット電流 I_T の変化¹⁷⁾
(ターゲット: 直径75 mmのAl円盤, V_T : -500 V)

ターゲット電圧 V_T を -500 V 一定に保って、高周波コイルに加える高周波電力 P_{HF} を変えたときのターゲット電流 I_T の変化の様子を図4に示す¹⁷⁾。実験の範囲内では、何れのArガス圧力においても P_{HF} と I_T は直線関係にある。このことから、Arガス圧力 P_{Ar} を一定にした場合には、プラズマ密度は P_{HF} に比例することが推測される。これからターゲットの平均電流密度を計算すると、例えば P_{Ar} : 6.7 Pa, P_{HF} : 600 W のときには約 $40 \text{ mA}/\text{cm}^2$ 以上になる。

図5は直径75 mm、厚さ10 mmのAl円盤ターゲットを用い、高周波電力 P_{HF} とターゲット電圧 V_T をそれぞれ300 W (13.56 MHz) および -500 V 一定に保ったときのターゲット電流 I_T の変化をArガス圧力 P_{Ar} に対して描いたものである¹⁸⁾。曲線Aは垂直磁界 $B_{\perp}$ が0 Gのときのターゲット電流の変化を示す。このときの放電持続圧力の下限は $1.7 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ である。曲線Bは $B_{\perp} = B_{\perp \text{MAX}}$ (20~40 Gの間の最適磁界強度) としたときのターゲット電流の変化を示す。このときの下限は $3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ となる。このように $B_{\perp}$ の効果は P_{Ar} が $5 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ 以下の低圧力領域で顕著となる。この下限のガス圧力は P_{HF} を増加することによってさらに引き下げることができるが V_T にはほとんど依存しない。

3.3 スパッタ速度とその制御

本装置では、図3からわかるようにプラズマは専ら高

図5 ターゲット電流 I_T の Ar ガス圧力依存性及び垂直磁界 $B_{\perp}$ の効果¹⁸⁾ (曲線 A: $B_{\perp} = 0$, 曲線 B: $B_{\perp} = B_{\perp \text{MAX}}$) (P_{HF} : 300 W (13.56 MHz), V_T : -500 V)

周波コイルを介して供給される高周波エネルギーによって発生するので、強磁性体に対しても非磁性体と全く同様に高速スパッタを行うことができる。表1に各種金属材料に対するスパッタ成膜速度を示す¹⁷⁾。これらの成膜速度はターゲットに供給する直流電力(ターゲット電圧 V_T とターゲット電流 I_T の積)にほぼ直線的に比例して増加する。

3.4 スパッタ粒子のイオン化特性

基板に入射するスパッタ粒子のイオン化割合を阻止電位法によって見積もった²⁰⁾。一例としてアルゴンガス圧力 5.3 Pa, 高周波電力 400 W, ターゲット電圧 -500 V で直径 75 mm の Al 円盤からスパッタ成膜したときにはこの値はおそ70%となった¹⁷⁾。このイオン化割合は高周波電力の増加に伴ってさらに増加する。

イオン化粒子の質量スペクトル解析を質量分離機能を用いた大型のイオンビームデポジション装置を用いて行った^{21,22)}。ターゲットに直径 42 mm の Cu 円盤を用い、高周波電力 P_{HF} 300 W, Ar ガス圧力 P_{Ar} 6.7 Pa でスパッタしたときの引き出しイオンビームの質量スペクトルでは、 $^{63}\text{Cu}^+$, $^{65}\text{Cu}^+$ が大部分を占め、 $^{40}\text{Ar}^+$ は10%程度であった。さらに、多価イオンを含む他のイオン種はほとんど認められなかった。

図6にターゲット電流 I_T および質量分離された Cu^+ イオン電流と Ar^+ イオン電流の強度をスパッタ空間の Ar ガス圧力 P_{Ar} の関数として示す²¹⁾。測定した P_{Ar} の範囲内では、 Ar^+ イオン電流は 1.3 Pa の低ガス圧力領域に最大値をもち、 P_{Ar} の増加につれて減少している。反対に Cu^+ イオン電流は P_{Ar} の増加とともに増加し、13 Pa 付近で最大となっている。このように Ar^+ , Cu^+ 両イオン電流は互いに相補的な変化を示し、高ガス圧力領域では引き出しイオンビームの大部分を Cu^+ イオンが

表1 各種材料のスパッタ成膜速度¹⁷⁾
(P_{Ar} : 1.3 Pa, P_{DC} : 800 W, ターゲットの直径 75 mm)

元素名	スパッタ速度 (nm/min)
Al	428
Ti	220
Fe	440
Cu	1120

図6 Ar ガス圧力 P_{Ar} の変化に対するターゲット電流 I_T および質量分離された Ar^+ , Cu^+ 各イオン電流の変化²¹⁾ (P_{HF} : 300 W, V_T : -500 V, 引出し電圧: -10 kV, 加速電圧: -16 kV)

占めている。このときスパッタ成膜速度から算出したスパッタ空間の Cu 粒子密度は P_{Ar} から算出した Ar ガスの密度に比べて100分の1以下と小さく見積もられる。このことを考慮すると、13 Pa 付近の高ガス圧力領域における Cu 粒子のイオン化割合は Ar ガスのそれに比べて3桁以上も高くなっていることが考えられる。このような Ar ガス圧力依存性は Al や Ti ターゲットの場合にもほぼ同様な傾向を示した。

以上に述べてきたようなイオン化粒子発生 of Ar ガス圧力依存性は、Coburn と Kay が通常の高周波二極スパッタ装置で Cu ターゲットを用いて行った実験においても傾向として同じように現れている^{8,9)}。Shinoki 等は球形の Ti ターゲットを用いた高周波二極スパッタ装置でプラズマ解析を行い、各イオン化粒子数の圧力依存性に同じような傾向のあることを報告しており、スパッタ Ti 粒子のイオン化の機構に関して Coburn 等の提唱したペニングイオン化過程を支持している⁶⁾。Shimada 等はマイクロ波放電によって発生するプラズマを利用したスパッタ型イオン源で Cu^+ イオンを得ている²³⁾。しか

図7 コイル自己バイアス抵抗 R_B を変えたときのプラズマ電位 V_s の変化 (P_{Ar} : 2 Pa, P_{HF} : 300 W, V_T : -500 V)

しながら、何れの報告でもイオン化したスパッタ粒子の密度は Ar^+ イオンの密度の10分の1程度となっており、本方式の結果に比べて、この比率は2桁程度小さい。

3.5 基板入射イオン化粒子のエネルギー制御

プラズマ電位 V_s は高周波コイルの巻数と形状、放電ガス圧力、高周波電力等によって変化する。本装置ではこれらの諸条件の他に図2に示したように高周波コイルの一端と接地間に高周波チョークコイル (RFC) を介して接続したコイルの自己バイアス抵抗 R_B の値を変えると V_s が図7に示すように連続的に変化する^{17,21,24}。これに関する説明は参考文献に記してあり、長くなるのでここでは省く。この V_s は、接地電位に保たれたプラズマ遮蔽格子の上面近傍に生じる薄いイオンシースに加わる。したがってプラズマとイオンシースの界面に到達した低エネルギーのイオン化粒子はこのシース中で加速された後、基板に向けてシャワー状に放出される¹⁶。このとき、阻止電位型エネルギー分析器を用いて調べた種々の R_B に対するエネルギー分布を図8に示す。各分布曲線の最大点のエネルギーは R_B の増加につれて減少しており、その変化の様子は図7で示した R_B による V_s の変化によく対応している。これらの結果から、 R_B の値を小さくするとまずプラズマ電位が上昇し、これによって基板に入射するイオン化粒子の運動エネルギーが増加することがわかる²⁴。

また、 Ar ガス圧力を増したときには、基板表面に向かうイオン化粒子は Ar ガスとの衝突頻度を増すのでその平均運動エネルギーの減少をきたす¹⁷。同時に、3.4節で述べたように、スパッタ金属粒子のイオン化割合は高まるが、 Ar ガスのイオン化割合は減少する。したがって、基板表面に入射するスパッタ粒子イオンの密度と Ar イオンの密度との比、およびそれらのエネルギーはスパッタ中の Ar ガス圧力 P_{Ar} とコイルバイアス抵抗 R_B

図8 コイル自己バイアス抵抗 R_B によるイオン化粒子のエネルギー分布の変化 (P_{Ar} : 2.2 Pa, P_{HF} : 300 W, V_T : -500 V)

の値を調節することによって制御することができることになる。

3.6 本スパッタ装置の特長と応用

以上で述べた諸特性から本装置は、通常の平板マグネトロンスパッタ装置や後述する高周波放電プラズマ支援型マグネトロンスパッタ装置に比べて次のような特長をもつ。

① カソードターゲットの裏側に磁石を配置しなくてもスパッタ空間全域で高密度プラズマが発生するので、カソードターゲットの構造が簡単となり、10 mm 以上の厚いスパッタ材料や強磁性体材料に対しても 10^{-1} Pa 台の低ガス圧力で高速スパッタが可能である。しかも20~40 Gの間の最適垂直磁界を重畳すると 10^{-2} Pa 台でも高速スパッタが可能になる。さらにターゲットの表面はほぼ均一にスパッタされ、消耗による部分的な窪みが殆ど生じないので、材料効率が良く、長時間連続運転した後も放電特性やスパッタ特性 (スパッタ速度、スパッタ粒子の方向性) が殆ど変わらない。

② 高密度プラズマは専ら高周波コイルから供給される高周波エネルギーによって発生し、ターゲット電圧には殆ど依存しないので、ターゲット材料として平板状のものだけでなく、棒状や線状をした小型のものも同様に使用できる²⁵⁻²⁷。しかもこれらに対しては運転中にスパッタ材料を連続補給をすることが比較的容易である。

③ スパッタ速度はターゲット電圧、高周波電力の何れに対しても直線的な比例関係にあるので、この制御性が非常に良い。

④ 10 Pa 付近の高ガス圧力領域では基板に入射する

図9 高周波放電プラズマ支援マグネトロンスパッタ装置²⁹⁾

スパッタ粒子イオンの数 M^+ と Ar イオンの数 Ar^+ との比 (M^+/Ar^+) が格段に大きい (Cu では 9 以上). しかも引き出しイオンのエネルギー幅が比較的小さいので²⁴⁾, コイルの自己バイアス抵抗 R_B の値を変えることによってプラズマ電位を変え, これによって基板に入射する目的スパッタ粒子自体のエネルギーを容易且つ正確に制御しながら成膜することができる.

以上のことから, 本スパッタ成膜法は 3.3 節で述べた高速スパッタ法としての利点を生かしたまま, 形成される薄膜の微細構造や物理的・化学的諸特性をより幅広く制御することができるイオンプレーティング法としての機能を有すると言える. さらに, 100% イオン化し, エネルギーの揃った大電流金属, 半導体イオンビームを必要とするイオンビーム蒸着装置やイオン注入装置用のイオン源としての応用が大いに期待できる.

4. 高周波放電プラズマ支援型マグネトロンスパッタ装置

代表的な高速スパッタ法として知られているマグネトロンスパッタ法では, ターゲットの裏側に設置した磁石によってターゲット表面近くのプラズマ密度が局部的且つ極度に高められているため, スパッタ粒子のイオン化はターゲット表面近くで行われ, イオン化したスパッタ粒子のうち可成りの部分が再びターゲットの方に引き返して自己スパッタに寄与する⁴⁾. このため, 実際に基板表面に到達するスパッタ粒子の殆どが中性状態の粒子 (原子) であると考えられる. したがってこのままではイオン化蒸着や金属イオン源に用いるにはあまり有効とは言えない. そこで, 10 年位前からマグネトロンスパッタ装置の低ガス圧力領域における放電特性の改善とスパッタ粒子のイオン化を支援するために, 陰極ターゲットの前面に高周波アンテナコイルを設置した高周波放電プ

図10 各種スパッタ方式のターゲット電圧—ターゲット電流特性²⁹⁾

ラズマ支援型マグネトロンスパッタ装置の開発とこれを用いた高品質薄膜の形成に関する研究報告が多く見られるようになった. 以下にそれらのうちの幾つかを紹介する.

筆者は, 3.1 節で述べた高周波コイル型直流スパッタ装置のターゲットの裏側に図 9 のようにドーナツ型の永久磁石を組み込んでマグネロン型にした高速スパッタ装置を 1979 年に初めて試作した^{12,28,29)}. 本装置のターゲット電圧とターゲット電流の関係は図 10 の曲線 ③ のように 3.2 節で述べた高周波放電プラズマ支援型直流スパッタ装置の特性 ① とマグネロン型の特性 ② がおおむね合成された形になっている.

小池, 森田, 松浦等の各グループはこの方式によるスパッタ装置で, 従来より一桁低い 10^{-2} Pa 台の真空度でスパッタが可能になることをそれぞれ報告している³⁰⁻³²⁾. またこれによってスパッタ粒子の平均自由行程がターゲット—基板間の距離以上になりその直進性が非常に良くなるので, この特性を生かした応用についても検討している. 例えば小池等はこの高周波放電支援型カソードを複数個組み込んだ多元マグネトロンスパッタ装置を用いて WC 膜を形成している³⁰⁾. また, 森田等は図 11 に示す装置で TiO_2/SiO_2 多層膜を作成している³²⁾. さらに ULSI シリコンデバイスのハイアスペクト比コンタクトホール等の深い穴底部分への堆積に應用して良好なボトムカバレッジを実現している.

図11 高周波放電プラズマ支援型多元マグネトロンスパッタ装置の構成図³²⁾

W. Wang 等はこのスパッタ装置のスパッタ空間にプラズマ閉じ込め用の磁界を作用させてスパッタ粒子のイオン化割合をさらに高めようとしている³³⁾。

S. M. Rossnagel 等は Al ターゲットを用いたときのイオン化率の高周波電力依存性を調べている³⁴⁻³⁶⁾。放電ガス圧力が 35 mTorr (4.55 Pa) のときイオン化割合は 85% に達している。彼らはこの装置を用いて半導体の微細溝の埋め込みを試みている。これは基板を負にバイアスしたときに基板表面近傍にイオンシースが生じ、イオン化したスパッタ粒子がこのイオンシースを通過して基板に向かう際に基板表面に対して垂直方向に指向性をもつことを利用するものである。

Setsuhara, Yamashita 等はアンテナコイルへの高周波電力の供給法とプラズマパラメーターとの関係を詳しく調べた結果を報告している^{37,38)}。この中で、アンテナコイルを直流的に浮遊（絶縁）したときにはプラズマ密度が最も高くなり、しかもその空間分布が良くなることを述べている。しかしながらこのときには、アンテナコイルが -50 V 以上に自己バイアスされるため、そのままではアンテナコイル材料がスパッタされることを指摘

し、これの解決法としてコイルにアルミナを付着させている。

最近では、松浦等が Fe, Al 等のターゲットを使ったとき、また金原等が Ti ターゲットを使用したときのスパッタ粒子のイオン化の機構およびイオン化粒子のエネルギー分布と高周波電力、カソード電力、コイル自己バイアス電圧および Ar ガス圧力の関係を中心に詳細且つ精力的に調べている³⁹⁻⁴³⁾。この結果によると、イオン化に適したスパッタ条件を整えると、スパッタ粒子のイオン化割合は従来のものよりも 1 桁以上高く 80% にも達し、しかもこれが基板に入射するときのエネルギーをプラズマ電位を変えることによって制御できる。しかしながら、スパッタ空間における全イオン密度に対するイオン化スパッタ粒子の密度の比が 10 分の 1 以下であり、イオン化スパッタ粒子を主体とした薄膜形成にはまだ十分でない。

5. ま と め

本稿では、従来型の二極スパッタ装置のスパッタ速度とスパッタ粒子のイオン化割合を高め、動作 Ar ガス圧力を引き下げるために、ターゲット近傍に高密度プラズマ発生用の高周波コイルを組み込んだ高周波放電プラズマ支援型スパッタ装置の概略を述べるとともに、同じ目的でマグネトロンスパッタ装置にプラズマの発生を支援するための高周波コイル（アンテナコイル）を組み込み、スパッタ空間全域に高密度プラズマを発生させるようにした新しい高周波放電プラズマ支援型マグネトロンスパッタ装置の開発動向を述べてきた。これらの装置ではスパッタ粒子のイオン化割合が大幅に高められ、スパッタ条件によっては従来のものよりも一桁以上高く、80～85% に達している。また、 10^{-2} Pa 台の低ガス圧力領域でも安定した高速スパッタが可能になっている。特に第 3 章で述べた高周波放電プラズマ支援型直流スパッタ装置では、スパッタ法の特長を生かした高速イオンプレーティング装置として、さらにイオンビーム蒸着装置やイオン注入装置用の金属、半導体イオン源としての応用が大いに期待できる。

【文 献】

- 1) 柏木邦宏, 村山洋一: 金属表面技術, 35, 1 (1984) 32.
- 2) T. Takagi: Thin Solid Films, 92 (1982) 1.
- 3) T. Takagi: J. Vac. Sci. Technol., A 2 (1984) 382.
- 4) N. Hosokawa, T. Tsukada and T. Mitsumi: J. Vac. Sci. Technol., 14, 1 (1977) 143.
- 5) 篠木藤敏, 伊藤昭夫: 真空, 42, 9 (1973) 882.
- 6) F. Shinoki and A. Itoh: Jpn. J. Appl. Phys., 13

- (1974) 509.
- 7) 篠木藤敏, 伊藤昭夫: 応用物理, **44** (1975) 629.
 - 8) J. W. Coburn and E. Kay: Appl. Phys. Lett., **18** (1971) 435.
 - 9) J. W. Coburn, E. Taglauer and E. Kay: J. Appl. Phys., **45** (1974) 1779.
 - 10) 織田善次郎: 真空, **12**, 4 (1968) 116.
 - 11) 山下睦雄: 第18回真空に関する連合講演会講演予稿集16p-3 (1977) 67.
 - 12) 山下睦雄: 真空, **22**, 3 (1979) 108.
 - 13) 山下睦雄: 真空, **23**, 4 (1980) 186.
 - 14) 山下睦雄: 真空, **26**, 5 (1983) 507.
 - 15) 山下睦雄, 山西 斉: 真空, **28**, 5 (1985) 412.
 - 16) 山下睦雄, 山西 斉: 真空, **28**, 5 (1985) 427.
 - 17) M. Yamashita: J. Vac. Sci. and Technol., **A 7**, 2 (1989) 151.
 - 18) M. Yamashita: J. Vac. Sci. and Technol., **A 7**, 4 (1989) 2752.
 - 19) M. Yamashita and J. Shimizu: *Proc. Int. Ion Engineering Congress (ISIAT '83 & IPAT '83)*, Kyoto (1983) 385.
 - 20) 山下睦雄: 第42回応用物理学学会学術講演会講演予稿集 7p-T-3 (1981) 283.
 - 21) M. Yamashita: Jpn. J. Appl. Phys., **26**, 5 (1987) 721.
 - 22) M. Yamashita: Nucl. Instrum. and Methods, **B37/38** (1989) 194.
 - 23) M. Shimada, I. Watanabe and Y. Torii: *Proc. 14th Symp. on ISIAT '91*, Tokyo (1991) 47.
 - 24) M. Yamashita: Jpn. J. Appl. Phys., **20**, 9 (1981) 1771.
 - 25) 月出 修, 山下睦雄: 真空, **18**, 10 (1975) 350.
 - 26) M. Yamashita: J. Vac. Sci. Technol., **A 14**, 5 (1996) 2795.
 - 27) M. Yamashita: Rev. Sci. Instrum., **71 Part II** (2000) 1128.
 - 28) 橋村昌弘, 山下睦雄: 第36回応用物理学関係連合講演会講演予稿集 第1文冊 4p-W-9 (1989) 39.
 - 29) 山下睦雄: 第2回粒子線の先端的应用技術に関するワークショップ (BEAMS 1991), Tokyo (1991) 45.
 - 30) 小池正記, 千脇光國, 鈴木功, 小林直人: 第55回応用物理学学会講演予稿集1994年秋期21a-ZN-5 (1994) 555.
 - 31) 森田 正: 表面技術協会材料機能ドライプロセス技術部会第18回例会資料集 (1995) 18.
 - 32) 森田 正, 山本直志, 箱守宗人, 倉内利春, 三沢俊司, 松浦正道: 真空, **38**, 3 (1995) 255.
 - 33) W. Wang, J. Foster, A. E. Wendt, J. H. Booske, T. Onuoha, P. W. Sandstrom, H. Liu, S. S. Gearhart and N. Hershkowitz: Appl. Phys. Lett., **71**, 12, 22 (1997) 1622.
 - 34) S. M. Rossmagel and J. Hopwood: Appl. Phys. Lett., **63**, 24 (1993) 3285.
 - 35) S. M. Rossmagel and J. Hopwood: J. Vac. Sci. Technol., **B 12**, 1 (1994) 449.
 - 36) S. M. Rossmagel: *Proc. of the 3rd ISSP*, Tokyo (1995) p. 253.
 - 37) Y. Setsuhara, M. Kamai, S. Miyake and J. Musil: Jpn. J. Appl. Phys., **36** (1997) 4568.
 - 38) M. Yamashita, Y. Setsuhara, S. Miyake, M. Kumagai, T. Shoji and J. Musil: Jpn. J. Appl. Phys., **38** (1999) 4291.
 - 39) 松浦正道, 山本直志, 森田 正, 倉内利春: 真空, **41**, 3 (1998) 147.
 - 40) 柏木 昇, 小林俊起, 北河 勝, 草野英二, 南戸秀仁, 金原 繁: 真空, **41**, 3 (1998) 155.
 - 41) 小林俊起, 斉藤隆義, 彩木 傑, 柏木 昇, 福島和宏, 菊池直人, 草野英二, 南戸秀仁, 金原 繁: 真空, **42**, 3 (1999) 405.
 - 42) 斉藤隆義, 彩木 傑, 小林俊起, 福島和宏, 菊池直人, 草野英二, 南戸秀仁, 金原 繁: 真空, **42**, 3 (1999) 409.
 - 43) 彩木 傑, 斉藤隆義, 小林俊起, 福島和宏, 菊池直人, 草野英二, 南戸秀仁, 金原 繁: 真空, **42**, 3 (1999) 413.