

## 第2章 重畳磁界平板マグネトロンスパッタ装置

### 2-1 まえがき

スパッタ法によれば、金属はもとより誘電体等高融点材料の膜形成が可能<sup>(1)</sup>となるために近年広く利用されるようになっていいる。その中で磁界により電子を捕獲し電離を促進するマグネトロンスパッタ<sup>(2)</sup>は、膜形成速度が速く、合金膜を組成の再現性良く形成できるうえ、電子の衝突による膜の損傷を軽減できるという利点を有するので、電子産業における膜形成技術として不可欠のプロセス技術となつてきている。

本章で述べる重畳磁界平板マグネトロンスパッタ装置<sup>(3)</sup>は、一般的な平板マグネトロンスパッタ装置のスパッタ槽の外部に、さらにコイルを配置した構造である。コイルを付加した平板マグネトロンスパッタ装置は他にも見られるが<sup>(4)</sup>、陰極構成が異なり重畳磁界の効果や目的が異なる。本装置の重畳磁界は永久磁石による基本磁界と相俟つてターゲット近傍の電子捕獲状態を制御するもので、主に侵食領域の変化を目的とする。

以下本章では、重畳磁界マグネトロンスパッタ

装置の構造，原理，および磁界と侵食領域の関係に特に注目し，動作特性を述べる。

## 2-2 重畳磁界平板マグネトロンスパッタ装置

### 2-2-1 重畳磁界平板マグネトロンスパッタ装置の構造

図2-1に重畳磁界平板マグネトロンスパッタ装置を示す\*。その特徴は、スパッタ槽外部にコイルを配置する点にある。このコイルはターゲット全面に垂直方向下向きの磁界を形成し、その強さは、励磁電流3.4Aのとき、磁束密度が83Gaussとなる。また後に第4章で述べる複合ターゲットの使用を考慮し、陰極を陽極の下部に配置したスパッタアップ方式を採用している。この陰極近傍の放電空間では、ポールピース、永久磁石および軟鉄製磁路から構成される磁気回路により、ターゲット中心より放出され、放射状に広がる。その後、ターゲッ

---

\* 塚田隆士：「重畳磁界マグネトロンスパッタ装置の計設と基本動作」，本学卒業論文(1983)

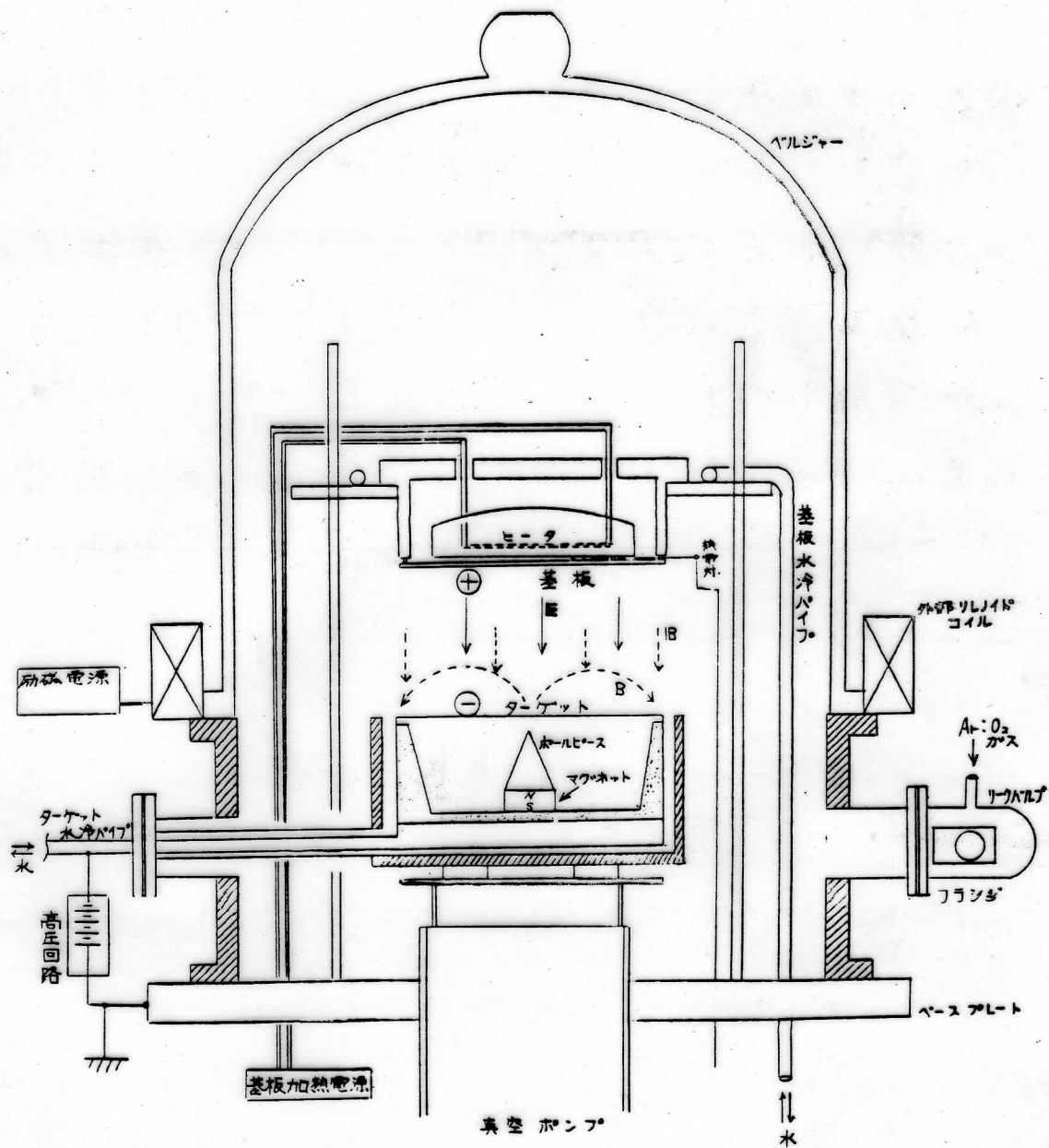


図2-1 重畳磁界平板マグネトロン

スパッタ装置

ト外周部に入る磁束分布が形成される。

この他、陽極上に設けた基板ホルダーには、基板加熱用に Mo 製ヒータが取り付けられ水冷と相俟、 $700^{\circ}\text{C}$  までの基板温度において、安定した膜形成が可能となる。基板温度測定用に基板裏面（ヒータと対向する側）にクロメル・アルメル熱電対を配置した。ヒータによる基板加熱を行わず、 $40\text{W}$  投入しスパッタを行うと、基板は  $100^{\circ}\text{C}$  程度に温度上昇する。また陰極直径は  $12\text{cm}$  であり水冷が施されている。ターゲットと基板との距離は  $5\text{cm}$  である。

## 2-2-2 ユイルを重畳した平板マグネトロンスパッタ

マグネトロンスパッタの原理は、ターゲットから放出される二次電子を磁界によりターゲット近傍に閉じ込めることで、中性原子との衝突確率を増し、高密度電子プラズマを形成することにある。したがって、膜形成速度の高速化、電子の衝突による基板損傷が避けられる。

動作をさらに詳細に見るために、電磁界中の電

子の運動を考えよう。磁界はベクトル量であるので磁界を、電界に対して垂直な成分（以下垂直磁界成分と称す）と、電界に対して平行な成分（以下水平磁界成分と称す）に分け、それぞれの磁界成分中の電子の運動を考えることにする。

均一磁界を想定すると、直交電磁界中では電子はサイクロイド運動と呼ばれる、磁界に垂直な面内での旋回運動と、同一面内でのドリフト運動との合成運動を行う。従って、直交電磁界は電子をターゲット近傍に閉じ込める働きをする。逆に平行な電磁界中では、電子は磁界に垂直な面内での回転運動と、電界方向への等加速度運動を行う。したがって、平行電磁界は、電子にとって磁界に垂直な面内での運動に制限を与える壁の働きをするといえる(図2-2)。

ところで、実際のターゲット表面の磁界の様子は図2-3に示すように、磁束はターゲット中央部より放出し、ターゲット外周部に流れ込む分布となる。一方、電界はターゲット面に対して直交し、コイルの作る重畳磁界も、ターゲット面に対して直交する。このような電磁界中の電子の運動は垂直磁界成分、水平磁界成分とも一様ではなく、

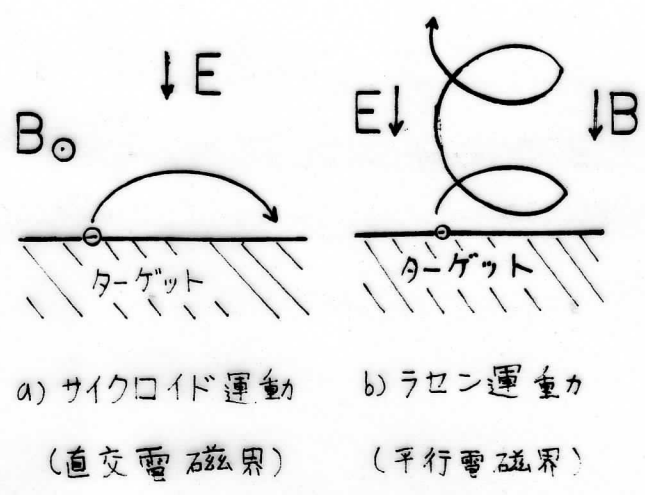


図2-2 電磁界中の電子運動

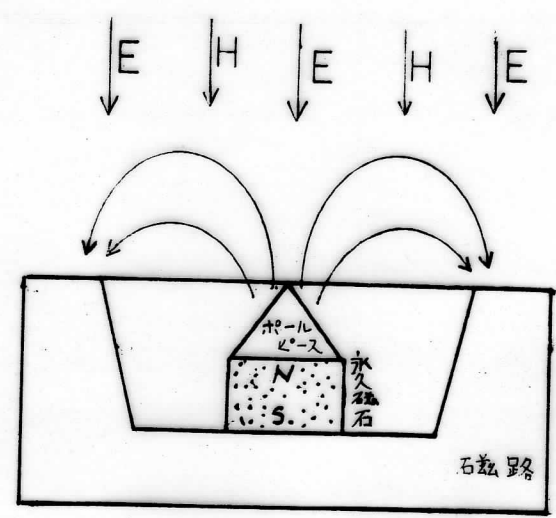


図2-3 磁気回路とターゲット近傍の電磁界

その上、その両磁界成分による合成運動であるため、厳密な解析は困難である。しかしながら、電磁界直交領域がリング状に形成され、その領域を内、外両側にはずれるにしたがい、垂直磁界成分が、強くなる電磁界分布を考えると、電子の運動は、考え易い。すなわち、定性的には、電子は電磁界直交領域ではサイクロイド運動を行い、そこを外れると垂直磁界の効果により電磁界直交領域の方向に押しもどそうとする力が働くため、電子は電磁界直交領域を中心とした領域に閉じ込められ、高密度プラズマが形成されることになる。

これを簡略化したモデルを用い、定量的に考えることにする。モデルは又々平面上をターゲットとし、その近傍での垂直磁界成分  $B_z$  が

$$B_z(x, y) = -\alpha x^2, \quad \alpha > 0 \quad (2.1)$$

という分布をすると仮定する。したがって、 $y$  軸が電磁界直交領域となる。また電界と水平磁界成分による、 $z$  軸方向の運動は考慮せず、電子のターゲットに沿った運動だけを解析する。それは電子の  $x$  軸方向の運動範囲が、すなわち侵食領域の幅を決定すると、考えられるからである。

初期条件として、ターゲットを飛び出し電界で加

速された電子が  $t=0$  の時、原点において  $v_0$  の初速を持つものとする。すなわち

$$\begin{cases} v_x(0) = v_{0x} \\ v_y(0) = v_{0y} \\ v_0 = \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2} \end{cases} \quad (2.2)$$

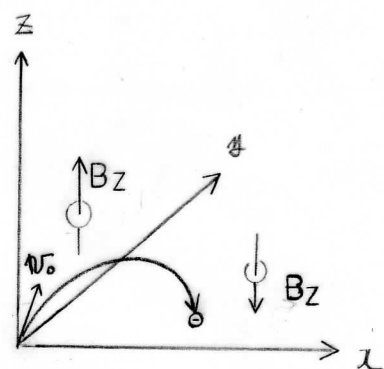


図2-4 計算モデル

ロ-レンツの式より電子に関して次の方程式が成立する。

$$\begin{cases} m \frac{dv_x}{dt} = -e v_y B_z \\ m \frac{dv_y}{dt} = e v_x B_z \end{cases} \quad (2.3)$$

(2.3) の連立方程式を (2.2) の初期条件を用い  $v_x$  に関して解くと

$$v_x^2 + v_y^2 = v_0^2 = \text{const} \quad (2.4)$$

$$v_x = \pm \sqrt{v_0^2 - \left(\frac{de}{2m} x^2 + v_y^2\right)^2} \quad (2.5)$$

となり、振動運動をすることがわかる。

振幅の最大値  $x_{\max}$  は (2.5) に  $v_x = 0$  を代入し

$$x_{\max} = \sqrt{\frac{2m}{\alpha e} (v_0 - v_y)} \quad (2.6)$$

となる。

(2.6)は 同じ初速である電子(すなわち同じエネルギーを持つ電子)では、 $x$ 軸方向に飛び出した



電子が最も  $x$  軸方向の振幅がとれ、逆にいうと、電子のエネルギーが決まると、電子の  $x$  軸方向の運動にはそれ以上そこを超えて遠方に行く電子がなくなる境界が生じることがわかる。したがって電子が  $\pm x_{max}$  の範囲内に閉じ込められ、プラズマを形成するため、 $\pm x_{max}$  の領域がターゲットの侵食領域となる。この境界の磁界強度を臨界磁界強度  $B_c$  と定義すると

$$B_c = \pm \times x_{max} \quad (2.7)$$

式となる。したがって侵食領域の境界を垂直磁界強度で論議できることがわかる。

重畳磁界マグネトロンスパッタの基本原理は、コイルの作る磁界を外周部での永久磁石磁界に重畳させ、ターゲット外周の垂直磁界を補強し、電子の閉じ込めを強化するものである。重畳磁界はターゲットに垂直なので、図2-5に示すように主に垂直磁界だけがシフトする。図のように侵食領域位置の基準となる電磁界直交領域（垂直磁界 = 0）は、磁界を強化することで、中心側に移動する。侵食領域の境界となる臨界磁界強度  $B_c$  に注目すると、 $\pm B_c$  の範囲も移動することが示されている。このように、重畳磁界によつて侵食領域が移動することが予想できる。

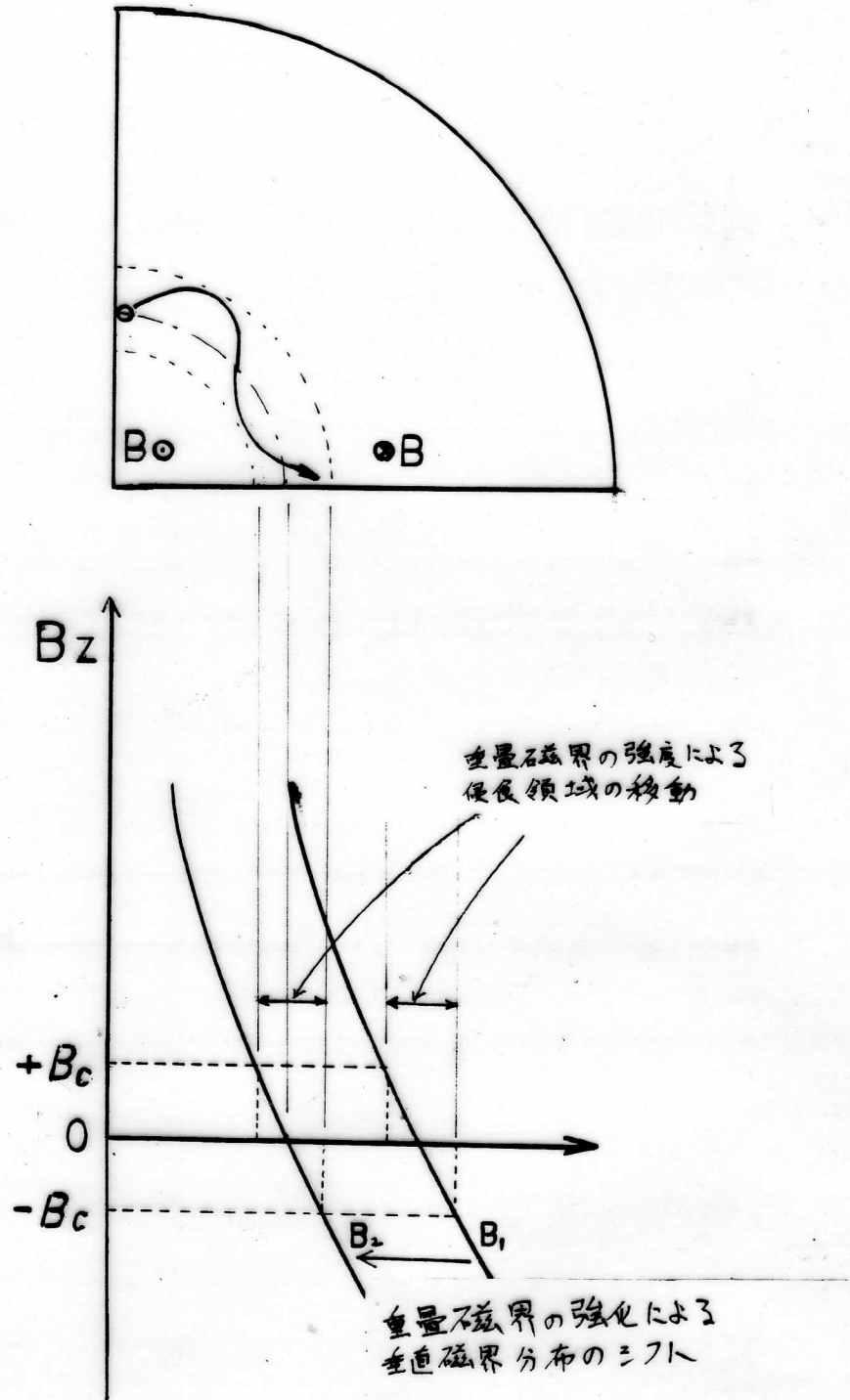


図2-5 重畳磁界によるターゲット表面の垂直磁界分布のシフトと侵食領域の移動