

전자기장에 의한 혼상류의 제어에 관한 수치해석

Numerical Analysis on the Control of Particle-laden Flow Using Electromagnetic Field

南 聖源 *¹, 神山 新一 *²

Seong-Won NAM and Shin-ichi KAMIYAMA

A numerical analysis is conducted on heat transfer and fluid flow of a plasma spraying process under the DC-RF hybrid electromagnetic field. Plasma flow is analyzed by using Eulerian approach and the equation of particle motion is simultaneously solved using a trajectory analysis with a lumped-heat-capacity model. Axisymmetric two dimensional electromagnetic fields governed by Maxwell's equations are solved based on a vector potential concept. The effects of the RF electromagnetic field on the temperature and velocity fields of the turbulent plasma flow are clarified. Control characteristics of phase changes and dispersed features of particles by applying the RF electromagnetic field are also clarified in an attempt to improve the plasma spraying process

1. 머리말

고체 또는 액체의 미립자를 함유한 유동은 다양한 산업분야에 응용되고 있다. 그 중에서도, 플라즈마 스프레이는 전형적인 응용예로, 내열성, 내부식성, 내마모성 등의 특성을 가지는 청정 표면처리법으로 새로운 주목을 받고 있다[1]. 플라즈마 스프레이의 궁극적인 목표는 극한상황에서 사용할 수 있도록 균질하고 치밀한 표면조직을 형성하는 것으로, 이를 위하여는, 코팅재질로서 유동장에 주입되는 입자가 충분히 가속되어야 하며, 용융된 상태로 기판에 용착될 필요가 있으며, 기판 또한 적절하게 냉각되어야 한다. 외부로부터 인가되는 전자기장에 의한 플라즈마 스프레이의 제어는 장치의 소형화 및 프로세스를 통제하는 제어 조건을 다양하게 변화시킬 수 있다는 장점이 있다. 플라즈마 스프레이에서, 노즐에서의 직류전류에 의한 플라즈마(DC)를 이용하는 방법 또는 고주파 플라즈마(RF)를 단독으로 하는 예는 많으나, 두개의 합성에 의한 하이브리드 기법을 이용한 예는 거의 찾아 볼 수 없다.

외부로부터 인가된 전자기장에 의하여 유체의 운동방정식에는 로렌즈력이, 에너지 방정식에는 주열이 각각 새로운 생성항으로 도입된다. 따라서, 유동장에 주입된 입자는 이들 생성항의 도입으로 인하여, 변화된 유체의 속도분포 및 온도분포에 따라, 입자의 분산특성 및 온도분포가 변하는 간접적인 효과를 얻을 수 있다.

본 연구에서는, 유동장에 인가되는 전자기장은 고주파 부유코일 전류에 의하여 유도되며, 입자의 운동 및 온도는 라그랑지안법과 집중열용량계를 사용하여, 직류 플라즈마에 주입된 입자의 열유동 특성을 고주파 플라즈마로 제어하는 것에 대한 수치해석을 하였다.

2. 지배방정식

새로이 도입된 전자기장의 생성항을 포함한 축대칭 이차원의 유동장에 대한 연속방정식, 운동 방정식 및 에너지방정식은 다음과 같다[2].

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{U} T) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla T) - Q_r + \frac{J^2}{\sigma} \quad (3)$$

*¹ 한국과학기술연구원 연구개발정보센터 (305-600 대전 유성우체국 사서함 122호, Tel:042-828-5022)

*² 東北大學 流體科學研究所, (日本仙臺市青葉區片平2-1-1)

여기서, 복사손실, Q_r 은 실험데이터[3]에 기초하여 온도의 함수로 정하였으며, 난류 모델로는 표준 $k-\epsilon$ 모델[4]을 사용하였다.

외부로 부터 인가되는 전자기장은 맥스웰 방정식에 의하여 지배되며, 변위전류를 무시하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (6)$$

고주파 플라즈마의 경우는 홀계수가 작으며, 자기 레이놀즈수가 커지않으므로, 유도전류를 구하는 오음의 법칙과 벡터포텐셜의 정의는 다음식으로 표현할 수 있다.

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (8)$$

전자기장과 관련한 변수들을 구하기 위하여 벡터포텐셜의 개념을 도입하였다. 벡터포텐셜은 계산영역내의 전류밀도의 존재에 간섭받지 않으며, 코일에 흐르는 전류가 시간에 따라 변화하는 비정상계에도 이용할 수 있는 장점이 있다. 위의 식들을 사용하여 계산영역내의 벡터포텐셜에 대한 Poisson방정식을 유도하면, 다음과 같이 표시 할 수 있다.

$$\nabla^2 A = \mu_0 \sigma \frac{\partial A}{\partial t} \quad (9)$$

경계조건으로서, 노즐입구 및 출구에서는 Neumann 조건을, 석영관 벽면에서는 해석해에 기초하여 아래와 같이 구할 수 있다.

$$A = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sqrt{\frac{R_c}{R}} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(2-l^2)K(l) - 2E(l)}{l} + \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{i,j=1}^{c,v} \sqrt{\frac{r_i}{R}} J \frac{(2-l^2)K(l) - 2E(l)}{l} \quad (10)$$

$$l = \sqrt{\frac{4rR_c}{(R_c+r)^2 + (z-Z_c)^2}}$$

식(10)의 우변 첫째항은 코일전류에 의하여 형성되는 값이며, 두번째항은 플라즈마의 발생에 의한 2차적인 반자성체적인 효과에 의한 값이다. 여기서, $K(l), E(l)$ 은 각각 제1종 및 제2종 완전타원적분을, l 은 거리의 함수로 주어진다.

유동장에 주입되는 입자의 운동방정식은 Basset-Boussinesq-Oseen에 의하여 상세히 유도되었으나, 점성 저항력에 대하여 Basset항, 압력구배항, 가상질량항, Saffman항 및 Magnus항을 미소항으로 간주할 수 있으며, 이러한 항을 생략하면, 입자의 운동방정식은 관성력, 저항력 및 중력항으로 구성되어 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{3\rho C_d}{4\rho_p d_p} |U - U_p|(U - U_p) + g \quad (11)$$

저항계수, C_d 는 입자레이놀즈수($Re_p = \rho d_p |U - U_p|/\mu$)의 함수로 주어지며 다음과 같다[5].

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + \frac{1}{6} Re_p^{1/3}) & Re_p < 1000 \\ 0.44 & Re_p \geq 1000 \end{cases} \quad (12)$$

유동장에 주입된 입자의 온도는, 집중열용량계를 사용하는 경우, 다음식으로 부터 구할 수 있다.

$$\frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3 C_p \frac{dT_p}{dt} = A_p h (T - T_p) - A_p \beta \xi T_p^4 - Q_i \quad (13)$$

여기서, Q_i 은 상변화를 고려한 잠열을 나타내며, 사용한 입자의 재질은 알루미늄(Al_2O_3), 니켈(Ni) 및 텅스텐(W)으로, 밀도는 각각 $3740kg/m^3$, $8900kg/m^3$, $19254kg/m^3$ 이며, 용융잠열은 $1069046J/kg$, $289657J/kg$, $190865J/kg$ 이다.

3. 계산결과 및 고찰

Figure 1 은 본 계산에 사용된 개략도이다. 축대칭의 계산영역은 석영관으로 둘러싸여 있으며, 외측에 각각의 전류방향을 바꿀 수 있는 3개의 부유코일을 두었다. 계산영역은 대표길이인 노즐반경 R_0 에 대하여, 축방향은 $30R_0$, 반경방향은 $7R_0$ 이며, 계산영역은 51×35 의 격자로 분할하였다. 노즐 입구에서의 조건은 DC 플라즈마의 전원에 의하여 결정되며, 본 계산에서는 전원 $3.65kW$, 주입가스인 아르곤의 유량은 $3.5 \times 10^{-4}kg/s$, 노즐의 반경은 $5mm$, 코일 전류에 의하여 인가되는 고주파 플라즈마의 주파수는 $1MHz$ 로 하였다. 유동장의 계산은 SIMPLE법으로 해석하였으며, 밀도 점도와 같은 물성치는 온도의 함수로 구하였다. 시간간격, Δt 간의 입자의 이동거리, 속도 및 온도는 4차의 Runge-Kutta 법을 사용하였으며, 전체적인 입자거동에 대하여는 몬테카를로법[6]으로 계산하였다.

본 계산에 있어서 적용한 가정은 다음과 같다.

1. 유동장 및 전자기장은 축대칭 2차원이다.
2. 플라즈마는 국소열평형으로 광학적으로 얇다.
3. 변위전류는 무시하며, 자기레이놀즈수는 미소하다.
4. 입자는 구형으로 동일한 직경을 갖는다.
5. 유체와 입자간에는 일방결합이다.

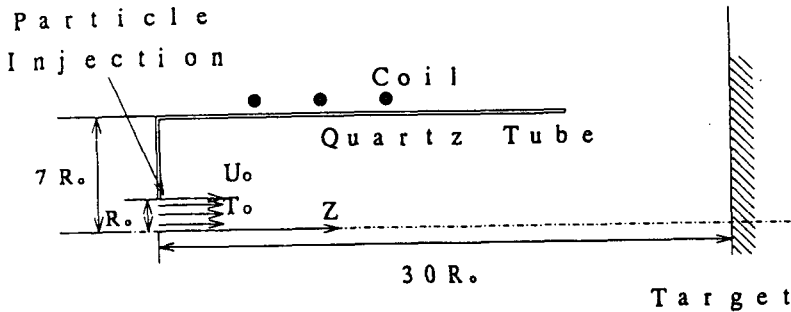


Fig. 1 Schematic Model

Figure 2는 코일전류에 의하여 형성된 자속밀도 벡터의 분포를 나타낸 것이다. 각각의 코일전류의 방향은 $\odot\odot$ 표시로 하였으며, \ominus 는 전류 방향이 지면을 향하며, \odot 는 지면으로부터 나오는 방향이다. 그림에서 알 수 있듯이 벡터포텐셜을 이용하므로 개개의 코일전류의 방향을 변화시킬 수 있으며, Mirror형(Type1) 및 Cusp형(Type2, Type4)와 같이 다양한 자속밀도 분포를 형성시켜, 스프레이 목적에 따라 계산영역내에 전리도가 큰 플라즈마 발생영역을 조절할 수 있다.

Figure 3은 축중심선상에서의 자속밀도의 크기를 나타낸 것이다. 그림에서 보는바와 같이, Cusp형의 최대자속밀도는 같은 전류의 Mirror형에 비하여 현저히 작음을 알 수 있다. 이는 전류방향의 반전에 의하여 1차자속들간의 상쇄에 기인하는 것이며, 중앙의 코일전류를 반전시킨(Type3)의 경우는 좌우의 코일에서 상쇄되므로 최대값은 더욱 작아짐을 알 수 있다.

이와 같이, 외부로부터 인가되는 전자기장은 로렌즈력과 주울열을 통하여 각각 유체의 운동방정식과 에너지방정식에 영향을 끼칠 수 있다. Fig.4,5,6은 각각 반경방향과 축방향의 로렌즈력 및 주울열을 나타낸 것으로, 코일전류의 Type1 및 Type2에 대한 것이다. 전자기장의 형태가 Type1인 경우, 로렌즈

력은 축방향의 속도를 감소, 반경방향으로는 수축시키는데 비하여, Type2의 조건에서는 축방향으로는 가속, 반경방향으로는 확산시키는 역할을 함을 알 수 있다.

에너지 방정식의 생성항으로 도입된 주울열은 지배방정식에서 알 수 있듯이, 전자기장의 형태와 관계없이 가열의 역할만을 한다. 즉, 코일 전류의 전환에 따라 가열정도 및 최대값이 형성되는 영역이 변동된다. Type2의 경우는 가열부분이 Type1에 비하여 계산영역의 하류측으로 이동하며, Type1과는 달리, 함몰된 부분이 발생하는데, 이는 코일전류의 반전에 의하여 형성된 1차 전자기장간의 상쇄에 기인한 것이다.

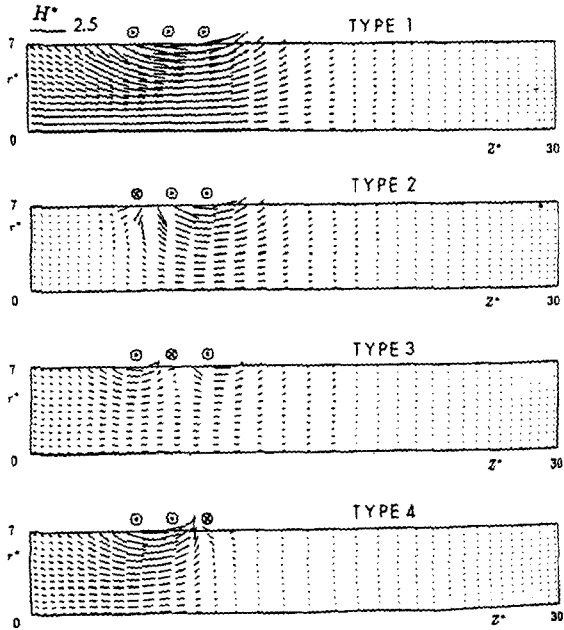


Fig.2 Vector Plot of Magnetic Flux

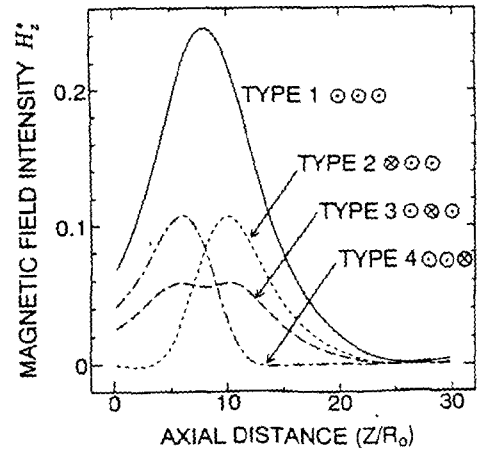


Fig.3 Magnetic Flux along the Centerline

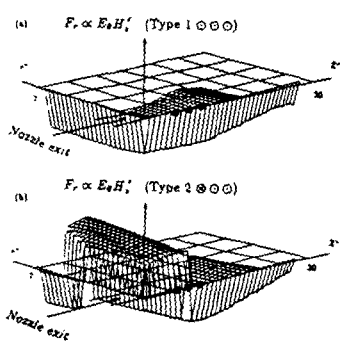


Fig. 4 Radial Lorentz Force

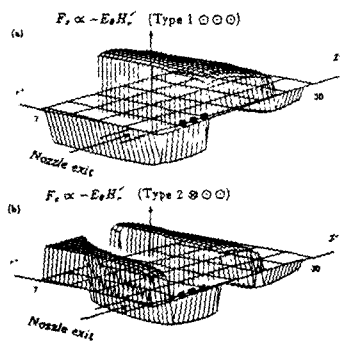


Fig.5 Axial Lorentz Force

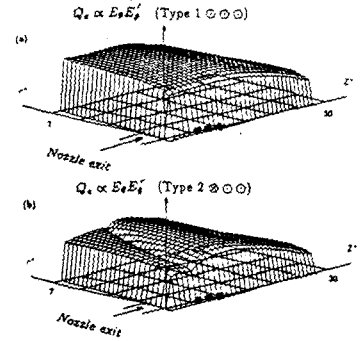


Fig.6 Joule Heating

Figure 7,8,9는 알루미늄, 니켈, 텅스텐 입자의 분산형태를 나타낸 것으로, type1의 코일전류형태와 전류가 없는 경우에 대하여 비교하였다. 그림에서 알 수 있듯이, 코일전류의 부가에 의하여 입자들은 반경방향으로 확산됨을 알 수 있다. Fig.9의 텅스텐의 경우는, 노즐입구에서 가열된 입자가 하류에서는 입자 온도가 내려감을 알 수 있는데, 이는 텅스텐의 잠열 및 비열이 알루미늄 및 니켈에 비하여 작은것에 기인한다고 사료된다. 또한, 전자기장에 의한 주울열의 추가로 유체의 분자점성이 커져, 주입된 입자의 체재시간이 길어지게된다. 그결과 입자는 가열받는 시간이 증대하여, 충분히 가열된 상태로 기판에 도달하게 된다. 밀도가 알루미늄과 니켈에 비하여 큰 텅스텐은 반경방향으로 덜 분산됨을 알 수 있는데, 이는 밀도가 큰 입자일수록 유체에 대한 추종성이 좋지않기 때문이다. 또한, 프로세스 과정중의 열전달은 대부분이 노즐입구에서 일어남을 알 수 있다. 따라서, 프로세스 과정에서 최적의 상태를 얻기위하여는 입자의 주입속도, 주입각도 등의입자의 주입조건에 대한 연구가 정량적으로 이루어져야 할 필요가 있다.

4. 결론

본 연구에서는 DC-RF의 하이브리드 전자기장에 의한 고-기 혼상류의 제어에 관한 수치해석을 하였다. 해석 결과 얻어진 결과를 정리하면 다음과 같다.

1. 유도전자장의 효과를 벡터포텐셜을 이용하므로써 Mirror형 및 다양한 Cusp형의 전자장을 형성할 수 있다.
2. 로렌쯔력은 Type1인 경우, 축방향으로 감속, 반경방향으로는 수축의 역할을 하며, Type2에서는 축방향으로 가속, 반경방향으로는 확산의 효과를 준다.
3. 주울열 및 온도상승에 따른 분자점성의 증가로, 주입된 입자는 충분히 가열되어 기판에 도달한다.

참고문헌

- [1] E.Pfender, *Pure & Appl. Chem.*, 60-5 (1988),p591
- [2] F.F. Chen,*Introduction to Plasma Physics*, (1974),Plenum Press
- [3] D.L.Evans, R.S.Tankin, *Phys. Fluids*, 10 (1967), p1137
- [4] B.E.Laundner, D.B.Spalding, *Comp. Method Appl. Mech. Eng.*,3 (1974),p233
- [5] A.D.Gosman, E.Iosannides, *AIChE Paper*, 81-0323(1981)
- [6] G.A.Bird, *Molecular Gas Dynamics*, (1976) Clarendon Press

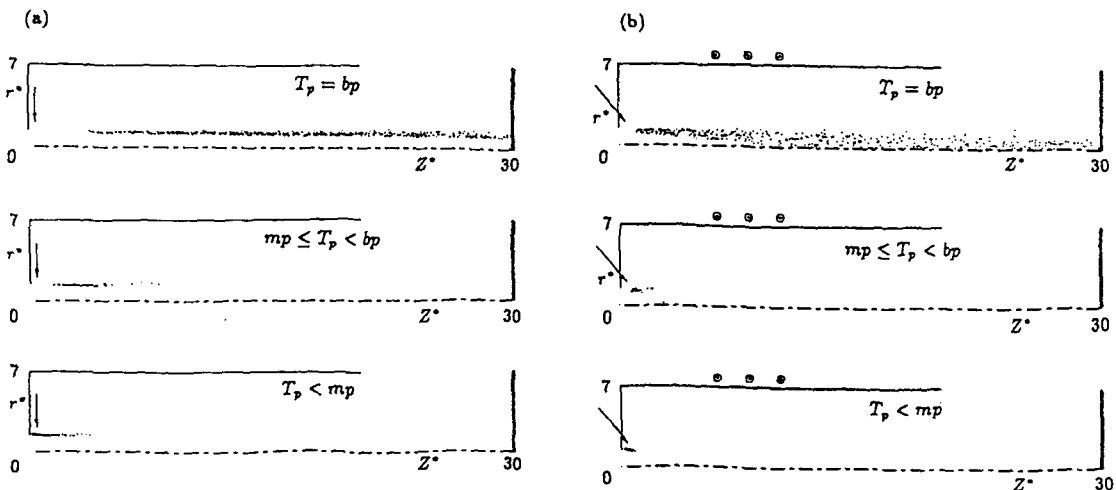


Fig.7 Dispersed Feature of Alumina

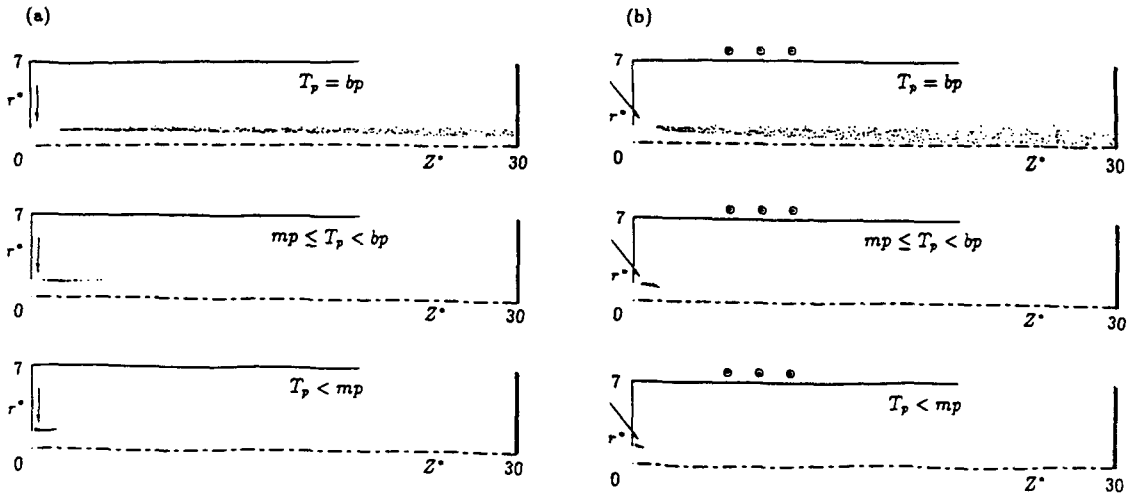


Fig.7 Dispersed Feature of Nickel

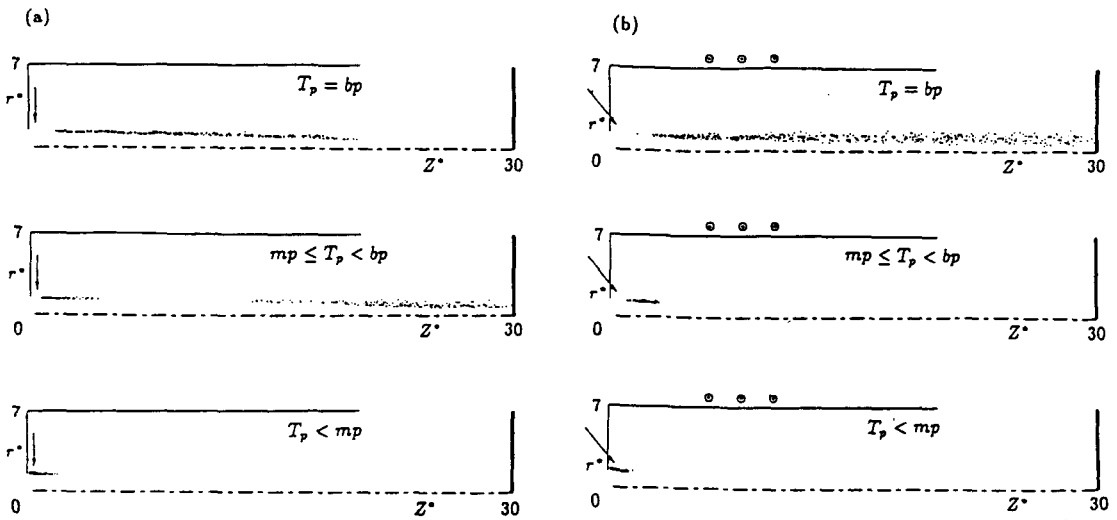


Fig.7 Dispersed Feature of Tungsten