

비접촉 평면 구동기의 자기력 조합 방식 구동 원리

정광석*, 백윤수**

A Study on the Driving Principles of a Novel Non-contact Surface Actuator Using Combination of Magnetic Forces

Kwang Suk Jung* and Yoon Su Baek**

ABSTRACT

In micro automation technology, the concurrent realization of a high resolution and a large operating range has been achieved by a dual actuator, usually called by piggy-back system, conventionally. But, because of its manufacturing cost, the complexity of control, and the limit of overall bandwidth, the contract-free and single servo actuators have been suggested with specific applications. In this paper, we suggest a novel non-contact surface actuator using combination of the Lorentz force and the magnetized force, and discuss the actuating principles including an analytical approach. Differently from the existing planar system, an operating range of the suggested system can be expanded by an additional attachment of active elements. Therefore, it is estimated to be suitable for the next-generation moving system.

Key Words : Non-contact surface actuator (비접촉 평면 구동기), Magnetic levitation (자기 부상), Maxwell stress tensor (맥스웰 응력 텐서), Dynamic range (동적 범위), Governing equation (지배 방정식)

1. 서론

초소형화, 고집적화로 대변되는 산업 전반에 걸친 마이크로 오토메이션의 필요성 증가는 적용 시스템 구동기의 더욱 정교한 운동 성능을 요구하고 있다. 그러나 이러한 운동 정밀도에 더해 그 작업 영역 또한 더욱 증가되는 추세이므로 전통적인 전달 메커니즘을 이용한 방식으로는 이러한 구동 특성을 달성하기가 매우 어렵다. 따라서 포토리소그래피(photolithography) 작업을 위한 반도체 제조 공정의 웨이퍼 스테퍼(wafer stepper)나 터널형 전자 현미경의 마이크로 스테이지 등은 이러한 구동 특성을 보통 압전 소자를 정밀 구동기로 하는 이중 구동기에 의해 달성하고 있다^(1,2). 그러나

이러한 이중 구동기는 제작 비용이 높고 구동기들 사이의 전이 구간으로 인해 전체 대역폭에 있어 제한이 따르며 제어가 대단히 어렵다⁽³⁾. 따라서 이러한 단점을 보완하기 위해 정밀 구동기로 압전 소자 대신 보이스 코일 모터 등을 사용한 이중 구동기의 예가 보고되고 있으며⁽³⁾ 이와 대조적으로 기계적인 구조의 구현 정밀도에 한계를 야기하는 마찰을 배제한 단일 서보 방식의 평면 구동기가 제안되어 연구되고있다^(1,4). 이러한 시스템은 자기 부상이나 공압 베어링 등을 이용하여 가동부를 부상시키고 부상과 추진을 동시에 가능하게 하거나⁽¹⁾ 또는 평면 운동을 가능케 하는 구동기를 추가하여 10^7 이상의 동적 범위를 달성하였다⁽⁴⁾. 여기에서 동적 범위는 구동기의 작업 영역 대비 분해

* 연세대학교 기계공학과 대학원

** 연세대학교 기계전자공학부

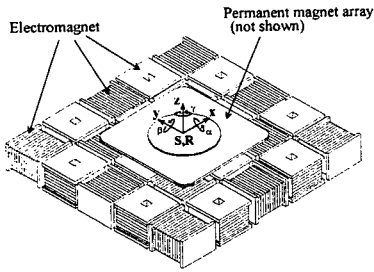


Fig. 1 Concept configuration of the suggested system

능을 의미한다.

본 연구에서는 순수한 자기력만의 조합을 이용한 새로운 방식의 비접촉 평면 구동기를 제안하고 구동 원리와 구동기의 해석적 접근 방법에 대해 논의한다. 또한 제어기의 부담을 줄이면서 시스템의 원활한 평면 운동 구현을 위한 공칭 입력에 의한 비선형 보상 방법이 주어져 있다.

2. 전체 시스템 레이아웃(layout)

2.1 개념 구성도(Concept configuration)

본 연구에서 제안된 구동부와 일정한 간격을 유지하면서 평면 운동을 하는 비접촉 평면 구동기의 전체 형상은 Fig. 1 과 같다. 서로 직교하는 세 축 방향으로 자기력을 발생시키는 각각의 코일이 고정 프레임에 배열 형태로 놓여있고 코일과 반응하는 영구 자석이 부상되어 움직이는 상판에 부착되어있다. 자기 상호 작용의 동일한 조건을 부과하기 위해 부착된 영구 자석의 자기 방향은 서로 동일하며 이러한 특성이 코일의 추가 배치에 의해 가동부의 작동 범위를 더욱 확장 시킬 수 있는 가능성을 제공한다. 따라서 제안된 시스템의 구동 성능은 인접한 자기 대우(magnetic pair)들간에 발생하는 연성 효과에 대한 정확한 모델링과 가동부의 이동에 따른 구동 코일의 적절한 스위칭 알고리즘에 달려있다. 즉 평판의 이동에 따라 평판에 부착된 영구 자석은 초기 파워-오프(power-off) 상태에 있는 구동 코일 위로 진행하게 되며 이때 영구 자석과 상대(interaction)하는 인접 코일이 변화하기 때문에 구동 코일은 파워-온(power-on) 상태가 된다. 따라서 구동 코일의 온-오프(on-off)가 주기적으로 반복됨으로써 한정된 선형 파워 증폭기

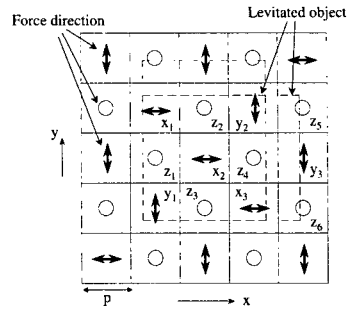


Fig. 2 Force diagram for movement of plate

로 평판의 전체 작업 영역을 담당하는 것이 가능해진다. 또한 평면 운동에 따라 야기되는 부상력과 추력의 주기적인 변화는 각 코일에 인가되는 공칭 전류에 의해 보상될 수 있다.

2.2 구동 원리 및 자기 대우

가동부의 이동에 따른 제안된 시스템의 간략화 된 추력 발생 메커니즘에 대한 도식이 Fig. 2 에 주어져있다. 그림에서 점선은 부상되는 가동부를 의미하며 화살표는 평면 구동을 위한 추력을 나타내며 원은 부상을 위한 자기력을 나타낸다. 가동부의 무게 중심이 그림에서 점선으로 이루어진 사각형의 도심과 일치할 경우 가동부의 x, y 방향 이동 시 무게 중심이 z 축 부상력의 작용점을 연결한 다각형 안에 항상 존재한다는 것을 알 수 있다. 이러한 특성은 반발력을 이용한 자기 부상 시스템의 양의 강성(positive stiffness) 특성과 결부하여 시스템의 안정된 부상을 보장하는 조건이다. 그림에서 $x_l, y_m, k_n(l, m, n=1,2,3, \dots)$ 은 각 축 방향 코일을 나타내며 p 는 고정 단에 놓여있는 코일의 한 주기를 나타낸다.

이동에 따른 부상력과 추력의 주기적인 변화는 다상 코일을 구동기로 이용하고 자기 대우간의 접촉 면적을 작동 영역 만큼 확장하면 제거할 수 있지만⁽¹⁾ 제안된 시스템에서는 가동부의 면적 증가 없이 작동 영역의 확대가 가능하도록 구성되어 있기 때문에 이러한 자기력의 주기적인 변화는 불가피한 현상이다. 따라서 후술하는 것처럼 구동기 입력 전원의 값을 분리하고 공칭 입력에 의해 이러한 자기력의 변화를 보상해야 가동부의 원활한 운동이 가능해진다. 또한 Fig. 2 의 추력 도식은 제한된 수의 구동 코일만으로 가동부의 안정된 이동

을 보장하기 위해 적절한 스위칭 알고리즘의 도입 필요성을 설명한다.

3. 해석적 접근

제안된 평면 구동기의 자기력 발생 메커니즘은 앞서 언급한 것처럼 중첩된 코일과 영구 자석과의 상호 작용에 기인한다. 이때 자기 요소들간의 사이 간극이 아주 작기 때문에 코일의 전류 이동 패턴에 의해 두 요소간에는 로렌츠 힘(Lorentz force)과 자화력(magnetized force) 등 두 가지 형태의 힘이 존재한다. 이러한 힘의 해석에는 다양한 접근 방법이 존재하지만 본 연구에서는 하나의 코일 루프에 의해 생성되는 자기장을 중첩에 의해 확장시켜 다중 겹 코일이 생성하는 자기장을 해석하고 이러한 자기장하에 놓여있는 자기 쌍극자 모멘트로 가정된 영구 자석에 가해지는 힘을 정량화 하는 로렌츠 법칙의 변형된 형태와 맥스웰 응력 텐서를 이용한다.

3.1 중첩에 기초한 자기장 해석

Fig. 3 은 Fig. 1, 2 의 부상력 발생 구동 요소의 단면과 기준 좌표계를 나타낸다. 앞서 언급한 것처럼 강자성체의 비선형 특성을 배제하기 위해 구동 코일은 중심 형태를 취하는 것을 알 수 있다. 이러한 코일은 그림에서 H 와 같은 정 사각 고리의 중첩된 형태를 취하므로 하나의 고리 H 에 의해 발생하는 자기장을 길이 방향, 반경 방향으로 중첩시켜 구한다. 우선 전류 I 가 인가된 H 의 선소 dx_1 에 의해 (x, y, z) 에 발생하는 자기장의 값은 (5)

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-l}^l \frac{dx_1 \times s}{s^3} \quad (1)$$

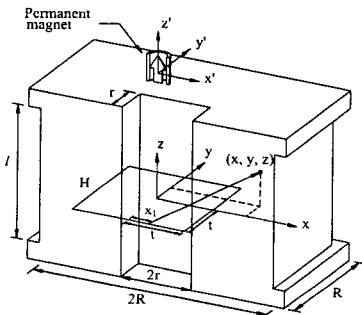


Fig. 3 Coordinate frame of levitation forcing elements

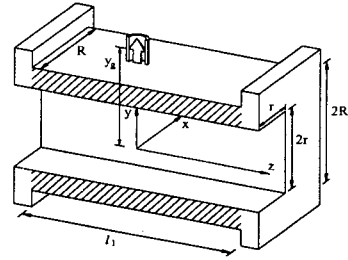


Fig. 4 Cross section of planar coil and its coordinate

이다. 여기에서 s 는 선소 dx_1 에서 관측 점 (x, y, z) 까지의 방향 벡터이며 μ_0 는 자유 공간의 투자율(permeability)을 의미한다. 위의 과정을 정 사각 고리의 네 면에 모두 적용하고 s 의 각 요소를 대입하여 합을 구하면 자기장의 각 방향 요소는

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{i+j-1} \frac{z}{z^2 + f_i^2} \cdot \frac{g_j}{\sqrt{z^2 + f_i^2 + g_j^2}} \quad (2)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{i+j-1} \frac{z}{z^2 + g_j^2} \cdot \frac{f_i}{\sqrt{z^2 + f_i^2 + g_j^2}} \quad (3)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{i+j} \left[\frac{1}{z^2 + f_i^2} + \frac{1}{z^2 + g_j^2} \right] \cdot \frac{f_i \cdot g_j}{\sqrt{z^2 + f_i^2 + g_j^2}} \quad (4)$$

과 같다. 여기에서 f_1, f_2, g_1, g_2 는 각각 $(x+t), (x-t), (y+t), (y-t)$ 를 나타낸다. Fig. 3과 같은 코일에 의해 임의의 위치에 생성되는 자기장의 값은 전술한 것처럼 앞서 구한 정 사각 고리에 의한 자기장 (2), (3), (4)의 값을 그림에서의 x 와 z 방향으로 중첩해서 구할 수 있다. 즉, 고리에 의한 자기장의 값을 두 방향으로 적분하고 그 평균값을 취한 후에 전체 코일의 값은 수를 곱해 주면 전체 자기장의 값을 구할 수 있는데 코일 감은수가 상당히 크기 때문에 적절한 가정이라 할 수 있다(6). 실제로 (x, y, z) 에서의 각 방향 자기장의 값은

$$B_x = \frac{N\mu_0 I}{4\pi l(R-r)} \int_{-l/2}^{l/2} \int_r^R (B_x)_{loop} \cdot dt dz \quad (5)$$

$$B_z = \frac{N\mu_0 I}{4\pi l(R-r)} \int_{z-\frac{l}{2}}^{z+\frac{l}{2}} \int_r^R (B_z)_{loop} \cdot dt dz \quad (6)$$

여기에서 r, R, l 은 Fig. 3 에 주어진 코일의 주요 치수를 나타내며 N 은 코일의 감은 수를 의미한다.

3.2 로렌쯔 힘(Lorentz force)과 자화력 특성

Fig. 3 과 Fig. 4 는 각각 부상력과 추력을 발생시키는 자기 요소들간의 상관 관계를 도식한 그림들이다. 이를 통해 부상력은 자기 대우들간의 극성 반발을 이용한 자화력이고 추력은 영구 자석에 의해 생성되는 자기장과 코일에 유기된 전류와의 상관 관계를 이용한 로렌쯔 힘이라는 것을 알 수 있다. 따라서 부수적으로 자화력에는 부상력과는 별도로 x, y 방향으로의 불안정 힘이 존재하며 추력에는 코일에 의해 생성되는 자기장과 영구 자석과의 상호 작용에 의한 자화력이 부수적으로 발생되는 것을 알 수 있다. 따라서 이러한 부수적인 힘을 설명하기 위해 본 연구에서는 다음의 방법들을 취한다.

3.2.1 부상력

Fig. 3 에서 코일에 의해 생성되는 자기장의 값은 사용되는 영구 자석에 비해 대단히 적다. 따라서 코일의 자기장 변화에 의한 영구 자석의 비자화(demagnetization) 효과를 고려할 필요가 없으며 영구 자석을 자기 쌍극자 모멘트로 가정하여 상수의 값으로 대체할 수 있다. 이러한 경우 자기 대우들간의 힘은 코일에 의한 자기장의 구배에 의해 나타내는 것이 가능하다⁽⁵⁾.

$$F_x = m_z \frac{\partial B_x}{\partial z}, F_y = m_z \frac{\partial B_y}{\partial z}, F_z = m_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (7)$$

$$T = m_z \times B = m_z B_x j - m_z B_y i \quad (8)$$

여기에서 m_z 는 자기 쌍극자 모멘트를 나타내며 하첨자 z 는 Fig. 3 에서와 같이 영구 자석의 방향이 z 축 방향과 일치한다는 것을 의미한다. 또한 영구 자석의 방향이 코일의 축과 평행할 경우 발생하는 토크는 고려할 필요가 없다. 전술한 것처럼 식 (7)에서 영구 자석에는 부상력 F_z 와는 별도의 힘 F_x, F_y 가 존재한다는 것을 알 수 있다.

3.2.2 맥스웰 응력 텐서(Maxwell stress tensor)에 의한 추력

간극이 작은 자기 대우들간의 상호작용은 다양한 방법들에 의해 설명될 수 있지만 여기에서는 맥스웰 응력 텐서에 의해 자기 요소들간의 경계면에 작용하는 추력을 설명한다. 외부 자기장에 의해 단위 부피 속에 놓여있는 전하가 받는 응력은 다음의 맥스웰 응력 텐서로 표기된다⁽⁵⁾.

$$T_{ij} = \mu H_i H_j - \frac{\mu}{2} \delta_{ij} H_k H_k \quad (9)$$

여기에서 δ_{ij} 는 크로벡터 델타 ($i=j \rightarrow 1, i \neq j \rightarrow 0$) 이며 응력 T 의 하첨자 ij 는 j 면에 작용하는 i 방향의 힘을 의미한다. 또한 H 는 경계면에서의 자기 강도(magnetic intensity)를 나타낸다. 따라서 Fig. 4 의 영구 자석 아래면에서의 H_{total} 은 H_{magnet} 와 H_{coil} 의 합으로 표현할 수 있다. 실제로 추력을 Fig. 4 의 영구 자석 아래면 y 에서 z 방향으로 작용하는 힘이라 정의하면 다음과 같다.

$$T_{yz} = \mu H_y H_z \quad (10)$$

$$F_z = A \mu_0 H_y H_z \quad (11)$$

식 (10)은 응력이므로 경계면의 접촉 면적 즉 영구 자석의 단면적 A 를 곱하면 식 (11)과 같은 결과를 얻을 수 있다. 이 때 영구 자석의 물성 치는 경계면 전체에 걸쳐 일정하다고 가정한다. 그러나 Fig. 4 에서 영구 자석 양쪽 면은 그 대칭성에 의해 서로 효과가 상쇄되어 z 방향으로의 추가 힘 발생은 존재하지 않으며 영구 자석의 자기 투자율은 공기 중의 그것과 일치한다고 가정하여 얻은 결과이다. 또한 위의 식 (11)과 별도로 T_{yy} 에 의해 F_y 의 힘이 경계면에 추가 발생하지만 영구 자석의 길이가 접촉 면적에 비해 작으면 윗면에 발생하는 자기력과 서로 상쇄되는 것을 간단한 보정 시험에 의해 확인할 수 있다.

3.2.3 자기력의 3 차원 분포

앞서 유도된 부상력과 추력에 대한 이론적인 모델링 작업을 바탕으로 Fig. 3 과 Fig. 4 의 영구 자석에 작용하는 자기력의 3 차원 분포에 대한 시뮬레이션 결과가 Fig. 5 에 주어지고 있다. Fig. 5(a)는 Fig. 3 에서 영구 자석과 코일과의 간극이 일정하고 코일에 인가된 전류의 값이 일정할 때 임의의 평면 위치에서 영구 자석에 작용하는 부상력을 나

타내며 (b)는 자기 대우들간의 축 방향 오프셋에 의해 발생하는 추가 힘을 도시한다. 또한 (c)는 일

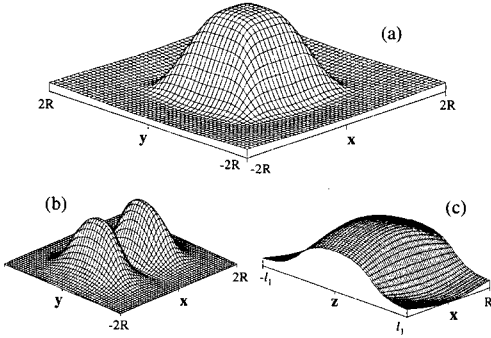


Fig. 5 Magnetic force distribution simulation results (a) levitation force on the permanent magnet of Fig. 3 (b) additional force(F_x) in Fig. 3 (c) propulsion force in Fig. 4

정한 간극을 갖는 Fig. 4 의 영구 자석에 작용하는 추력을 영구 자석의 이동에 따라 표현한 것이다.

전술한 것처럼 자기력의 변화량을 최소화하는 것이 가동부의 원활한 운동을 위해 필요하다면 Fig. 5(a)의 상부 사각 봉우리가 넓은 것이 바람직하며 (c)의 추력 역시 코일 면적을 증가 시켜 블록 형태에 가까운 힘의 분포를 얻는 것이 바람직하다. 따라서 접촉 코일 면적이 가동부의 이송 범위를 모두 포함할 수 있도록 설계하면 이러한 특성을 부분적으로 얻는 것이 가능하나 이동 범위의 증가에 따라 가동부의 크기 또한 비례해서 증가되어야 하므로 가동부 크기 대비 작동 범위의 비율을 일정 수준 이내로 제한해야 한다. 그러므로 이러한 자기력의 변화가 불가피한 경우라면 Fig. 5에서 확인할 수 있는 것처럼 이러한 변화량을 최소화하는 방향으로 전체 사양(specification)에 대한 최적 값이 주어져야 한다. 수동적인 방법으로는 부상력을 만드는 코일의 직경 대비 길이를 더욱 증가 시키는 방법과 추력발생 코일의 내, 외측 비율을 감소 시키는 방법을 들 수 있는데 이 또한 가동부의 관성과 시스템 구동 성능 목표를 기준으로 결정되어야 한다. 따라서 이러한 방법과 결부시켜 다음 장에 서술된 능동적인 방법을 통해 보상해야 한다.

4. 자기력 변화 보상

4.1 부상 평판의 동특성

Fig. 2 에서와 같이 가동부 이동에 따라 부상되어있는 평판의 자기력 작용점은 계속 변하게 된다. 평판에 부착된 영구 자석의 위치가 고정되어있지만 구동 코일과의 상대 위치가 변화하기 때문에 자기력을 등가 모델링하여 일정 입력 상태에서 표현하면 결과적으로 힘 평형 조건이 변하게 된다. 식 (12)는 Fig. 2 의 점선으로 묘사된 평판이 x 만큼 이동했을 경우 z, α, β 방향의 힘 평형식을 나타낸다. 이런 경우 조건식 중에서 F_z, T_x 는 x 에 영향을 받지 않는 것이 아니라 부상력 (F_z) $_i$ 가 x 또는 y 의 함수이기 때문에 결국 동특성의 변화를 받게 된다. 또한 부상 평판은 여자유도가 있는 시스템이므로 식 (12)의 역은 의사 역행렬(pseudo inverse)을 통하여 구하며 그 결과는 식(13)과 같다.

$$\begin{bmatrix} F_z \\ T_x \\ T_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & p & -p & 0 \\ p+x & x & x & -(p-x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{z1} \\ F_{z2} \\ F_{z3} \\ F_{z4} \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\begin{bmatrix} F_{z1} \\ F_{z2} \\ F_{z3} \\ F_{z4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/4-x/2p & 0 & 1/2p \\ 1/4 & 1/2p & 0 \\ 1/4 & -1/2p & 0 \\ 1/4+x/2p & 0 & -1/2p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_z \\ T_x \\ T_y \end{bmatrix} \quad (13)$$

평판의 추력 방향 즉 x, y, γ 에 대해서도 동일한 과정을 수행할 수 있다. 고정 단의 접평면에 작용하는 힘에 관련된 코일은 평판의 $p/2$ 이내 작동 범위에서는 $x_1 \sim y_2$ 이므로 힘 평형식은 (14)와 같고 역행렬은 (15)와 같이 표현된다. 앞서 언급한 것처럼 유도된 힘 평형 방정식의 행렬과 구성 벡터들은 모두 평판의 이동 범위 x 또는 y 에 따라 변화하는 함수들이다.

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ T_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ -p & 0 & p & -(p+x) & (p-x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{x1} \\ F_{x2} \\ F_{x3} \\ F_{y1} \\ F_{y2} \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$\begin{bmatrix} F_{x1} \\ F_{x2} \\ F_{x3} \\ F_{y1} \\ F_{y2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/3 & -x/4p & -1/4p \\ 1/3 & 0 & 0 \\ 1/3 & x/4p & 1/4p \\ 0 & (1/2-x/4p) & -1/4p \\ 0 & (1/2+x/4p) & 1/4p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ T_z \end{bmatrix} \quad (15)$$

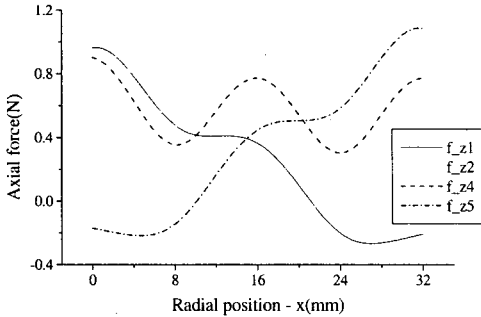


Fig. 6 Variation of levitation force for movement of x under constant currents

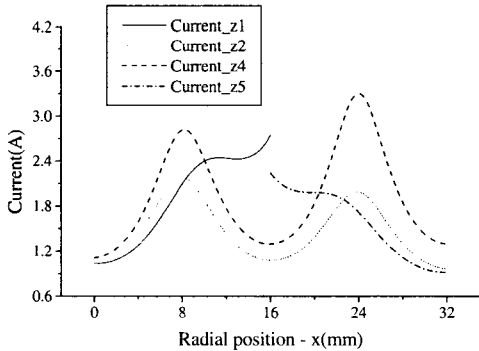


Fig. 7 Variation of input currents under constraint of a constant force (1N) for movement of x

4.2 보상 알고리즘

앞서 서술한 것처럼 구동 코일의 서보 드라이버에 입력으로 들어가는 부분은 제어기 입력과 자기력의 변화량 보상의 두 부분으로 구성되며 정량화 된 자기력에 대한 이론식을 이용한 자기력 보상 방법은 다음과 같다.

우선 Fig. 2 에서 고정 전류(1A)가 인가된 코일과 일정 간극을 유지한 영구 자석의 x 방향 운동

에 따른 부상력의 시뮬레이션 선도가 Fig. 6 에 주어졌다. 또한 동일한 조건에서 x 방향 운동에 상관없이 1N 의 자기력을 발생시키기 위해 구동 코일에 인가되는 전류의 시뮬레이션 선도가 Fig. 7 에 주어졌다. 따라서 위의 그래프 결과와 식 (12)~(15)를 조합하고, 비례-미분 제어를 사용한다고 가정하면 실제로 코일 z₁ 과 코일 x₁ 의 입력 전류는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} i_{z1}(x, e, \dot{e}) &= f(x) \left[\left(\frac{1}{4} - \frac{x}{2p} \right) (k_p|_z e_z + k_d|_z \dot{e}_z + W) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2p} (k_p|_\beta e_\beta + k_d|_\beta \dot{e}_\beta) \right] \\ i_{x1}(x, e, \dot{e}) &= g(x) \left[\frac{1}{3} (k_p|_x e_x + k_d|_x \dot{e}_x + \sum F_{zr}) - \frac{x}{4p} (\right. \\ &\quad \left. k_p|_y e_y + k_d|_y \dot{e}_y) - \frac{1}{4p} (k_p|_\gamma e_\gamma + k_d|_\gamma \dot{e}_\gamma) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

여기에서 W 는 부상 평면의 무게를 나타내며 f(x), g(x)는 Fig. 7 에서와 같이 x 의 변화에 대한 1N 의 자기력을 발생시키는 각 방향 코일 인가 전류를 나타내는 함수이다. 또한 F_{zr} 은 Fig. 3 에서 자기 대우의 축 오프셋에 의해 발생하는 힘을 나타낸다. 또한 하첨자가 붙은 e 와 \dot{e} 는 하첨자 방향의 위치 오차와 속도 오차를 의미한다. 이러한 입력을 코일에 가함으로써 x 축으로의 구동에 상관없이 자기력의 변화량을 보상하여 가동부의 원활한 운동을 얻을 수 있고 y 축으로의 운동 역시 마찬가지로 적용될 수 있다.

5. 결론

새로운 구동 원리를 이용한 비접촉식 평면 구동기가 제안되었다. 제안된 시스템의 자기력 발생 메커니즘을 비롯한 자기 현상에 대한 해석적 접근 과정이 주어지고 이론 모델을 기초로 자기력의 3 차원 분포 특성에 대한 모의 시험을 수행하였다. 본 논문에서 논의된 연구 결과를 요약하면 다음과 같다.

- 1) 제안된 구동 방식은 동일한 자기 방향을 갖는 영구 자석 배열과 직접 구동 방식 직류(direct-drive dc) 코일간의 상호 작용을 이용하고 있으며 자기 대우들간의 간극이 일정

한 상태에서 부상력과 추력을 동시에 얻는 것이 가능하다.

- 2) 제안된 시스템에서 부상 평판의 동작 범위 확대는 능동 소자인 구동 코일의 코일 면적 증가가 아닌 구동 코일을 추가 배치하여 달성할 수 있다.
- 3) 다상 코일이 아닌 직류 서보 구동 방식 채택에 의한 이동에 따른 부상 평면의 동특성 변화는 공칭 값 도입을 통한 주기적인 자기력의 보상 방법을 통해 해결할 수 있다.

후 기

본 연구는 2000 년도 한국과학재단 목적 기초 연구 과제(2000-1-30400-009-3)의 연구비 지원에 의한 연구 결과이며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

1. Kim, W. J., and Trumper, D. L., "High-precision magnetic levitation stage for photolithography," Precision engineering, Vol. 22, pp. 66 - 77, 1998.
2. Corb, B. W., Ringger, M., and Guntherodt, H. J., "An electromagnetic microscopic positioning device for the scanning tunneling microscope," J. of Apply physics, Vol. 58, No. 11, pp. 3947 - 3953, 1985.
3. Awabdy B. A., Shin, W., and Auslander, D. M., "Nanometer positioning of a linear motion stage under static loads," IEEE/ASME trans. on mechatronics, Vol. 3, No. 2, pp. 113 - 119, 1998.
4. Tomita, Y., and Koyanagawa, Y., "Study on a surface-motor driven precise positioning system," J. of Dynamic systems, measurement, and control, Vol. 117, pp. 311 - 319, 1995.
5. Melcher, J. R., Continuum Electromechanics, Cambridge, MIT Press, 1981.
6. 정광석, 백윤수, "전자기력 제어를 이용한 6 자유도 초정밀 스테이지," 한국 정밀공학회지, 제 17 권, 제 3 호, pp. 158-164, 2000.