

자이로스코프 실험 장치를 이용한 세차운동과 장동운동 관찰

046 반 2017-17068 정민찬

서울대학교 자연과학대학 물리천문학부 물리학과

본 실험에서는 자이로스코프 실험 장치를 사용하여 세차운동과 장동운동을 관찰하였다. 특히 회전축의 초기 속력에 따라서 축이 장동운동을 하며 그리는 궤적의 모양이 달라지는 현상을 정성적으로 이해하고 각 실험에서 초기에 원판을 어떻게 밀어주었는지 유추해 보았다.

I. 개요

A. 실험 목적

본 실험에서는 자이로스코프 실험 장치를 사용하여 세차운동과 장동운동을 관찰한다. 세차운동과 장동운동이 일어나는 원리를 공부하고 공부한 내용을 바탕으로 실험 결과들을 정성적으로 설명하여 본다.

B. 배경 이론

세차운동은 회전하는 강체의 회전축이 고정된 축을 중심으로 원뿔 모양의 궤적을 그리며 회전하는 현상이다[3]. 본 실험에서 사용하는 자이로스코프 실험 장치에서도 원판의 회전에 따라서 세차운동이 일어날 수 있다. 세차운동이 어떻게 일어나는지 살펴보기 위하여 다음의 모식도를 생각한다.

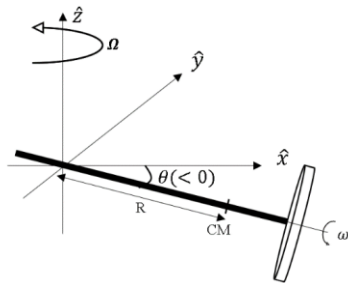


그림 1. 자이로스코프 실험 장치의 모식도. R은 지지대로부터 회전체의 질량 중심까지의 거리를 나타낸다. Ω, ω 는 각각 회전축이 z축을 기준으로 회전하는 각속도와 원판이 회전하는 각속도이다. 좌표축은 회전축과 함께 회전한다.

앞으로 분석을 간단히 하기 위해서 초기에 원판을 잡고 있다가 수평방향으로 밀어주는 상황을 생각하자. 이 경우 $\dot{\theta}(t=0) = 0$ 가 된다.

토크와 각운동량의 관계를 사용하여 θ, Ω, ω 에 대한 미분방정식을 유도하고 이를 이용하여 세차운동과 장동운동을 설명하자. 각운동량은 질량중심의 각운동량과 질량중심 좌표계에서 관찰한 각운동량의 합과 같으므로 위 모식도에서 계 전체의 각운동량은 다음과 같이 쓸 수 있다. 자세한 계산과정은 [부록 1]에 기재하였다. I, M 은 각각 원판의 회전 관성과 회전체의 질량이다. β 는 I/MR^2 로 정의한다.

$$\vec{L}/MR^2 = (-\Omega \sin \theta + \beta \omega) \cos \theta \hat{x} - \dot{\theta} \hat{y} + (\Omega \cos^2 \theta + \beta \omega \sin \theta) \hat{z} \quad (1)$$

이제 계에 작용하는 중력에 의한 알짜 토크가 각운동량의 시간에 대한 변화량임을 이용하여 다음과 같은 θ, Ω, ω 에 대한 연립 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$(\Omega \cos \theta \sin \theta - \beta \omega \cos \theta)' = \Omega \dot{\theta} \quad (2-1)$$

$$\Omega(-\Omega \cos \theta \sin \theta + \beta \omega \cos \theta) - \ddot{\theta} = g/R \cos \theta \quad (2-2)$$

$$(\Omega \cos^2 \theta + \beta \omega \sin \theta)' = 0 \quad (2-3)$$

세차운동은 위 연립 미분방정식의 특수해로 설명할 수 있다. 시간에 따라 θ 가 변하지 않는 조건 $\theta = \theta_0$ 을 가정하면

$$\begin{aligned} \dot{\Omega} = \dot{\omega} = 0 &\Rightarrow \Omega = \Omega_0, \omega = \omega_0 \\ \sin \theta_0 \Omega_0^2 - \beta \omega_0 \cos \theta_0 \Omega_0 + g/R \cos \theta_0 &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

임을 알 수 있다. 위 식에서 $\theta_0 = 0$ 이라면 $\Omega_0 = g/(R\beta\omega_0) = MgR/(I\omega_0)$ 이므로 세차운동의 각속도 Ω_p 에 대한 잘 알려진 식을 얻는다. 만약 θ_0 가 0이 아니라면 세차운동이 가능한 각속도는 총 두 가지이다. 대부분의 상황에서 우리가 관찰하는 세차운동은 각속도가 낮은 쪽이다[2].

장동운동을 살펴보기 위해서 근사적으로 $\omega = \omega_0$ 인 상황을 가정한다. 더욱이 시간의 스케일을 적절히 조절하여 $\beta\omega_0 = 1$ 라고 할 수 있다. 위

가정을 적용하면 ω 가 시간에 따라 일정하므로 식(1)으로부터 Ω 가 θ 에 대한 함수로서 다음과 같이 주어진다.

$$\Omega = (C - \sin\theta)/\cos^2\theta \quad (C = \Omega_0\cos^2\theta_0 + \sin\theta_0) \quad (4)$$

분석을 간단히 하기 위해서 $\theta_0 = 0$ 이라고 하자. (그러나 비슷한 논의를 0이 아닌 θ_0 에 대해서도 적용할 수 있다.) 이 경우 $C = \Omega_0$, $g/R = g/R\beta\omega_0 = MgR/(I\omega_0) = \Omega_p$ 가 된다. 따라서 식 (4), (2-2)으로부터 다음의 운동 방정식을 유도할 수 있다.

$$F(\theta) = -\frac{1}{\cos^3\theta}((\Omega_0^2 + 1)\sin\theta - \Omega_0(1 + \sin^2\theta) + \Omega_p \cos^4\theta) \\ \ddot{\theta} = F(\theta) \quad (5)$$

이제 초기 각속도 Ω_0 에 따라 결정되는 회전축의 궤적의 개형을 살펴보자. 세차운동의 각속도와 초기 각속도가 원판의 각속도보다 훨씬 작은 실험 상황에서는 $(\Omega_p, |\Omega_0| \ll 1 (= \beta\omega_0))$ θ 가 $-\pi/2$ 에서 $\pi/2$ 로 증가할 때 $F(\theta)$ 가 ∞ 에서 $-\infty$ 로 감소한다[부록 2]. 따라서 $F(\theta_c) = 0$ 인 평형점 θ_c 가 존재하고 θ 가 θ_c 를 기준으로 진동하게 된다. 즉 각 상황에 대하여 θ_c 를 알면 장동운동의 특성을 파악할 수 있다.

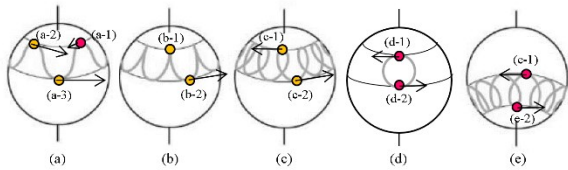


그림 2. $\dot{\theta}(t=0) = 0$ 인 경우에 회전축이 보일 수 있는 궤적의 모양을 정리한 것이다. 점과 화살표는 초기 위치와 초기 속력을 나타낸다. 초기 위도가 0이 아닌 경우에는 궤적의 개형만을 참고한다.

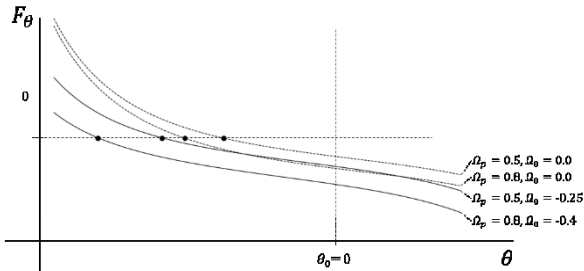


그림 3. $\Omega_0 \leq 0$ 인 경우의 $F(\theta)$ 를 여러 Ω_p 와 Ω_0 에 대해서 나타낸 것이다. 평형점 θ_c 가 초기 위도보다 아래에 위치하는 것을 알 수 있다.

그림 3은 $\Omega_0 \leq 0$ 일 때 F_θ 의 모식도를 나타낸 것이다. 평형점 θ_c 가 초기 위치보다 낮으므로 θ 가 $\theta_{min}(< 0)$ 과 0 사이에서 주기운동을 하게 된다.

$\Omega_0 = 0$ 일 때에는 식(4)로부터 $\Omega = -\sin\theta/\cos^2\theta$ 이므로 회전축이 멈추었다가 운동하는 양상을 반복한다. 따라서 회전축이 (b-1) 형태의 궤적을 그리게 된다. 반면에 $\Omega_0 < 0$ 이면 θ 가 θ_{min} 까지 감소하면서 식 (4)에 따라 Ω 가 음수에서 시작하여 양수까지 증가하는 경우와 항상 음수인 경우가 존재한다. 첫 번째 경우에는 회전축의 궤적이 (c-1)와 같은 모양새를 가진다. 두 번째 경우 [부록 3(a)]와 같이 회전축의 궤적은 z축을 감싸게 된다. 예 이 경우의 궤적을 나타내었다. (a-1), (d-1), (e-1)과 같은 운동은 불가능하다. 이유를 [부록 3]에서 간단히 설명하였다.

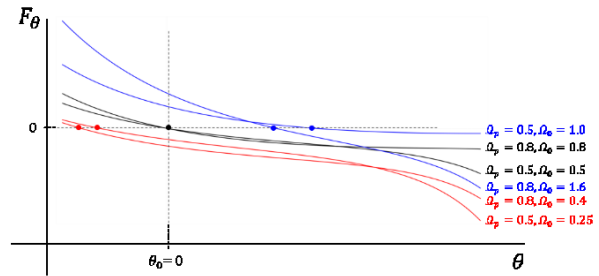


그림 4. $\Omega_0 \leq 0$ 인 경우의 $F(\theta)$ 를 여러 Ω_p 와 Ω_0 에 대해서 나타낸 것이다. 평형점 θ_c 가 초기 위도보다 아래에 위치하는 것을 알 수 있다.

$\Omega_0 > 0$ 일 때에는 Ω_0 와 Ω_p 의 대소관계에 따라서 회전축이 운동하는 양상이 다르다. 먼저 $\Omega_0 < \Omega_p$ 일 때에는 $\Omega_0 \leq 0$ 일 때와 마찬가지로 평형점이 초기 위치보다 아래 쪽에 위치하게 된다. 따라서 회전축이 (a-2)와 같이 운동하게 된다. $\Omega_0 = \Omega_p$ 라면 초기 위도가 평형점 이므로 시간에 따라 θ 가 변하지 않아 장동운동이 일어나지 않는다. $\Omega_0 > \Omega_p$ 인 경우 평형점 θ_c 가 초기 위치보다 위에 위치하게 된다. 따라서 대부분의 경우 회전축이 (a-3)과 같은 궤적을 그리게 된다. 이 경우 (b-2), (c-2), [부록 3(b)]와 같은 궤적도 가능하다. 회전축이 (d-2)나 (e-2)와 같은 궤적을 그리는 것이 불가능한 이유를 마찬가지로 [부록 4]에 기재하였다.

앞에서 언급한 바와 달리 그림 3, 4의 그래프에서 Ω_p, Ω_0 가 1보다 아주 작지는 않은데 이는 그래프의 개형을 잘 나타내기 위해서이다. 실제로 [부록 2]를 사용하면 중간값 정리에 의하여 $F(\theta = 0) = \Omega_0 - \Omega_p$ 의 부호에 따라 평형점 θ_c 의 부호가 결정되는 것을 그래프의 도움 없이 알 수 있다.

II. 실험 장비 및 실험 방법

본 실험에서는 자이로스코프 형태의 실험 기구를 사용하여 세차, 장동운동을 관찰한다. 자이로스코프 실험 장치는 회전하는 원판, 원판을 지지하는 축, 판이 회전하지 않을 때 토크 평형을 맞추기 위한 균형추 그리고 토크를 가하기 위한 무게추로 이루어져 있다. 축은 무게추를 달기 위한 지지대를 가지며 원판과 같이 회전하지 않는다. 균형추에는 조절 나사가 달려 있어 평형을 정확하게 맞출 수 있다. 본 실험에서는 질량이 873.4g, 38.9g 인 두 종류의 균형추를 사용한다. 무게추도 마찬가지로 두 종류이며 질량은 101.4g 과 204.5g 이다.

실험 기구에는 회전체의 운동을 측정하기 위한 세 가지의 센서가 부착되어 있다. 첫 번째로 각속도 센서는 원판이 회전하는 각속도를 측정한다. 두 번째로 기울기 센서는 회전체의 회전축이 지표면과 이루는 각도를 측정한다. 마지막으로 회전 센서는 회전축의 세차 운동 각속도를 측정한다. 실험 장치의 자세한 규격을 부록에 표시하였다.

원판의 운동을 측정하기 위해서는 다음과 같은 과정을 통하여 실험 기구를 컴퓨터 프로그램에 연결해야 한다. 먼저 실험 기구의 USB 케이블을 컴퓨터에 연결하고 분석 프로그램을 실행한다. 설정을 자이로스코프 Sensor LAB 으로 맞춘 뒤 Connect 를 클릭하여 기구와 프로그램을 연결할 수 있다. 만약 연결이 되었다면 세 개의 센서에서 측정되는 값들이 실시간으로 창에 표시된다.

실험 시 먼저 균형추를 사용하여 원판이 지표면과 수평을 이루도록 맞춘다. 첫 번째로 세차운동을 관찰한다. 이 때 회전축에 초기 각속도를 가하지 않으면 배경 이론에서 살펴본 바와 같이 장동운동이 발생하므로 축을 적절한 속도로 밀어주어야 한다. 위 실험을 100g 나 200g 추를 가장 안쪽에 끼운 경우에 대하여 3 번씩 시행하였다. 두 번째 실험에서는 장동운동을 관찰한다. 배경이론에서 살펴본 바와 같이 초기에 회전축을 정방향(세차운동 방향)으로 밀어주는지, 가만히 놓는지 혹은 역방향으로 밀어주는지에 따라서 회전축의 궤적이 달라지므로 여러 조건에서 실험을 진행하여 본다. 지지대의 제일 안쪽이나 바깥쪽에 무게추 100g 이나 200g 을 끼우는 총 4 가지의 경우에 대하여 실험을 4 번씩 반복하였다.

III. 결과

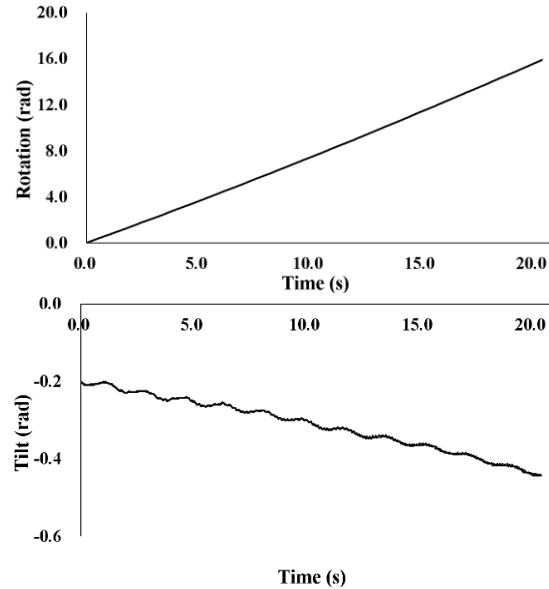


그림 5. 지지대 제일 안쪽에 100g 추를 끼운 첫번째 실험에 대해서 축의 위도와 경도를 시간에 대해서 나타낸 것이다.

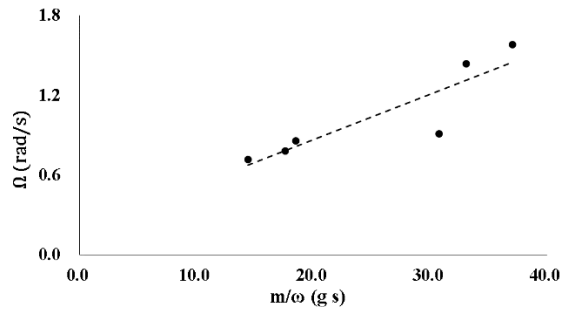


그림 6. 총 6 번의 세차운동 실험에서 ω/m 에 대하여 Ω 를 나타낸 것이다.

장동운동 실험의 경우 [부록 5]에 각 실험에 대한 Rotation - Tilt 그래프를 나타내었다.

IV. 논의

먼저 세차운동의 실험에서는 각각의 데이터에서 회전축의 끝점이 가리키는 위도(이하 위도)가 일정한 각속도를 가지고 회전하였다. 그러나 끝점이 가리키는 경도(이하 경도)는 예상되는 바와 달리 시간에 따라 감소하는 경향성을 보였는데, 이는 시간에 따라 마찰로 인하여 회전체가 회전축을 기준으로 회전할 때의 각속도 ω 가 감소하기 때문인 것으로 보인다. 각속도가 0 일 때 회전축이 빠르게 아래쪽으로 기울어지는 현상을 고려하면 각속도가 감소할

때에도 마찬가지로 축이 아래쪽으로 기울어질 것이라고 역학적인 분석 없이도 예측할 수 있다.

그림 6 을 보면 M/ω_0 와 세차운동의 각속도 Ω_p 사이에 선형적인 비례 관계가 존재한다. 먼저 각 실험에서 초기 위도 θ_0 가 0 이 아니므로 세차운동의 각속도는 $MgR/(I\omega_0)$ 가 아닌 식(3)의 해로서 주어질 것이다. 그러나 근사적으로는 $MgR/(I\omega_0)$ 이라고 하여도 충분하다. 또 세차운동 실험에서는 지지대의 위치를 바꾸지 않고 무게추의 질량만을 바꾸어 실험하였다. 실험 기구에서 무게추의 질량보다 회전체의 전체 질량이 훨씬 크므로 무게추에 따라 회전체의 질량 중심 R 이 크게 바뀌지 않을 것이다. 따라서 M/ω_0 Ω_p 사이에는 대략적인 비례 관계가 성립하게 된다.

	2.1	2.2	2.3	2.4
1st	s	s	s	s, f
2nd	s	s	s	s
3rd	s	F	s	s
4th	F	s	F	F

그림 7. 실험 2의 각 경우에 대해서 초기 조건을 예측한 것이다. F, f, s, r 은 순서대로 세차운동의 각속도 Ω_p 보다 빠르게 정방향으로 밀어준 경우, Ω_p 보다 느리게 정방향으로 밀어준 경우, 가만히 놓아준 경우, 역방향으로 놓아준 경우를 뜻한다.

장동운동 실험의 경우 배경이론에서 살펴본 바와 같이 초기 조건에 따라 회전축 궤적의 개형이 달라지는 것을 알 수 있었다. 그림 7 은 배경이론에서 정리한 정보로부터 각 경우의 초기조건을 유추하여 정리한 것이다. 대부분의 실험에서 θ 의 초기 속도가 0이 아니어서 개형이 그림 2와 완전히 비슷하지는 않았지만 평형점의 위치나 그래프의 첨점 존재 여부를 살펴보면 어느 경우인지 유추가 가능하였다. 실험 2.4의 첫 번째 실험의 경우 아주 약한 속도로 축을 정방향으로 밀어준 것인지 그냥 놓아준 것인지 구분할 수 없었다.

V. 결론

배경이론에서는 회전체의 운동방정식을 세워서 세차운동과 장동운동을 기술해보았다. 특히 회전축을 밀어주는 초기 속력에 따라서 축이 장동운동을 하며 그리는 개형이 달라지는 현상을 θ 의 운동방정식을 통하여 이해하였다.

세차운동을 관찰한 실험 1에서는 지지대로부터 질량중심까지의 거리가 일정할 때 세차운동의 각속도와 M/ω_0 사이에 비교적 강한 선형관계가 존재함을 확인하였다. 그러나 실험 1의 대부분의 데이터에서 회전축이 세차운동을 하는 위도가 0이 아니고 세차운동의 각속도가 $MgR/(I\omega_0)$ 이 아닌 식(3)의 해이므로 엄밀히 이론적으로는 완벽한 선형관계가 성립하지는 않을 것이다.

실험 2에서는 장동운동을 관찰하고 각 시행에서 회전축을 밀어준 방식을 유추해보았다. 배경이론에서 살펴본 바와 같이 축이 위 아래로 진동할 때의 평형점이나 그래프의 첨점 존재 여부를 살펴보면 축이 가지는 초기속도의 크기나 방향을 알 수 있다.

참고문헌

- [1] Marion, J. B., & Thornton, S. T. (1995). Classical dynamics of particles and systems, Fort Worth: Saunders College Pub.
- [2] Fowles, G. R., & Cassiday, G. L. (2005). Analytical mechanics. Belmont, CA: Brooks/Cole.
- [3] Feynman, Richard P., Robert B. Leighton, and Matthew L. Sands. The Feynman lectures on physics. Reading, Mass: Addison-Wesley Pub. Co, 1963. Print. Chapter 20.1-3
- [4] 서울대학교 물리학실험 1, 실험 1-4 자이로스코프

부록

부록 1. 계의 각운동량과 운동방정식 유도

계의 각운동량은 질량중심의 각운동량과 질량중심에서 관찰한 각운동량으로 나눌 수 있으므로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\vec{L} = M\vec{R} \times \dot{\vec{R}} + \vec{L}_{CM}$$

$$\vec{R} = R(\cos\theta\hat{x} + \sin\theta\hat{z})$$

$$\vec{L}_{CM} = I\omega(\cos\theta\hat{x} + \sin\theta\hat{z})$$

좌표계가 z 축을 중심으로 회전하므로 좌표축의 미분에 대하여 다음과 같은 관계들이 성립한다.

$$d\hat{x}/dt = \Omega\hat{y} \text{ \& } d\hat{y}/dt = -\Omega\hat{x}$$

이를 사용하면 \vec{R} 의 미분이 다음과 같이 주어짐을 알 수 있다.

$$\dot{\vec{R}} = R(-\dot{\theta}\sin\theta\hat{x} + \Omega\cos\theta\hat{y} + \dot{\theta}\cos\theta\hat{z})$$

따라서

$$\vec{L} = MR^2(\cos\theta\hat{x} + \sin\theta\hat{z}) \times (-\dot{\theta}\sin\theta\hat{x} + \Omega\cos\theta\hat{y} + \dot{\theta}\cos\theta\hat{z}) + I\omega(\cos\theta\hat{x} + \sin\theta\hat{z})$$

이고 정리하면

$$\vec{L}/MR^2 = (-\Omega\sin\theta + \beta\omega)\cos\theta\hat{x} - \dot{\theta}\hat{y} + (\Omega\cos^2\theta + \beta\omega\sin\theta)\hat{z}$$

임을 알 수 있다. 여기서 $\beta = I/MR^2$ 이다.

단위 벡터의 시간미분을 알고 있으므로 이제 각운동량에 대한 위 표현을 미분할 수 있다. 더욱이 각운동량을 시간에 대하여 미분한 것이 중력에 의한 알짜 토크 $\vec{\tau}/MR^2 = g/R\cos\theta\hat{y}$ 와 같으므로 이를 이용하여 θ, Ω, ω 에 관한 3원 연립미분방정식을 얻을 수 있다.

부록 2. $F(\theta)$ 의 경향성 증명

$|\Omega_0|, \Omega_p(>0) \ll 1 (= \beta\omega_0)$ 일 때 θ 가 $-\pi/2$ 에서 $\pi/2$ 로 증가하면서 $F(\theta)$ 가 ∞ 에서 $-\infty$ 로 감소함을 보이려고 한다.

$F(\pi/2) = -\infty$, $F(-\pi/2) = \infty$ 임을 쉽게 알 수 있으므로 F가 감소함수임을 보이면 충분하다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{(1+a^2)\sin(x) - a(1+\sin^2(x)) + b\cos^4(x)}{\cos^3(x)} \right) = \sec^3(x) \{ -(a^2+1)\cos(x) - 3(a^2+1)\sin(x)\tan(x) + 3a(\sin^2(x)+1)\tan(x) + 2a\sin(x)\cos(x) + b\sin(x)\cos^3(x) \}$$

으로부터

$$\begin{aligned} & \left(\frac{-(1+a^2)\cos(x) + 2a\cos(x)\sin(x) + b\cos^3(x)\sin(x) - 3(1+a^2)\sin(x)\tan(x) + 3a(1+\sin^2(x))\tan(x)}{\cos^3(x)} \right) \\ & = \frac{-(1+a^2)\cos(x) + 2a\cos(x)\sin(x) + b\cos^3(x)\sin(x) - 3(1+a^2)\sin(x)\tan(x) + 3a(1+\sin^2(x))\tan(x)}{\cos^3(x)} \end{aligned}$$

$$f(x) = \frac{-(1+a^2)\cos(x) + 2a\cos(x)\sin(x) + b\cos^3(x)\sin(x) - 3(1+a^2)\sin(x)\tan(x) + 3a(1+\sin^2(x))\tan(x)}{\cos^3(x)}$$

가 음수임을 보이면 된다. ($|a|, |b| \ll 1$)

$$\begin{aligned} f(x) & < |b| - (1+a^2)(\cos x + 3\sin x \tan x) \\ & \quad + a(2\cos x \sin x + 3(1+\sin^2 x)\tan x) \\ & < |b| - (\cos x + 3\sin x \tan x)((1+a^2) - ag(x)) \end{aligned}$$

$$\text{Where } g(x) = \frac{(2\cos x \sin x + 3(1+\sin^2 x)\tan x)}{(\cos x + 3\sin x \tan x)}.$$

계산을 해보면 $|g(x)| \leq 2$ 임을 알 수 있고, 따라서

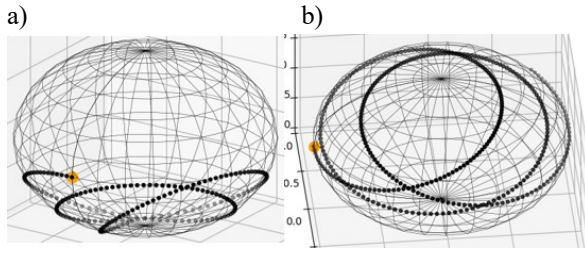
$$f(x) < |b| - (a-1)^2(\cos x + 3\sin x \tan x) \text{ 이다.}$$

$$(\cos x + 3\sin x \tan x) \geq 1 \text{ 이므로, 임의의 } x \text{에 대하여 } f(x) < |b| - (a-1)^2$$

이다.

따라서 a,b의 절댓값이 1보다 충분히 작으면 f는 언제나 음수이다.

부록 3. 그림 2 의 보충



회전축의 초기 속도에 따라 그림 2 의 개형 (c) 에서 궤적이 z 축을 감쌀 수도 있다. 주황색 점은 초기 위치를 나타낸다.

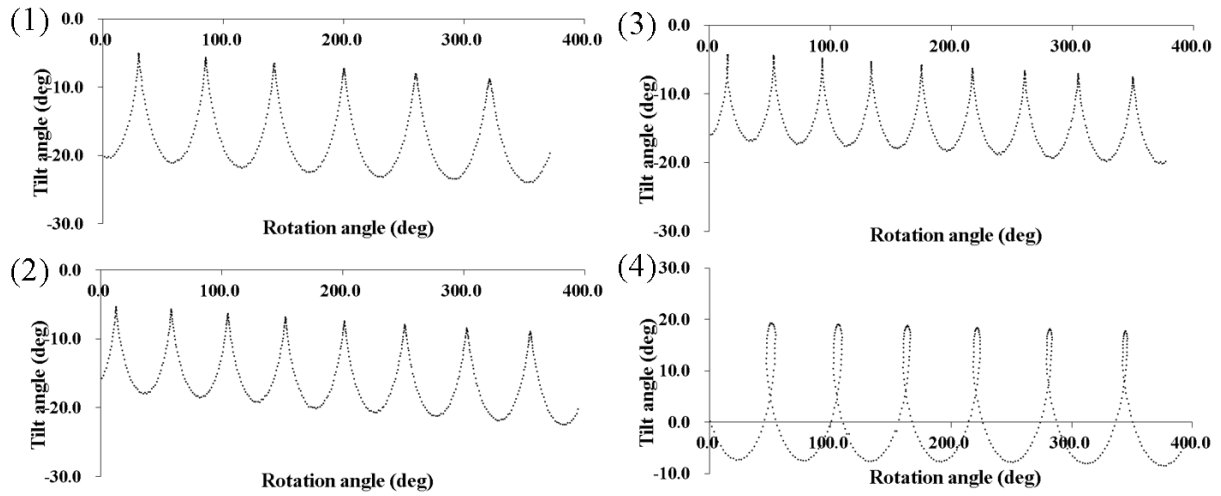
부록 4. 특정 궤적이 불가능한 이유

배경이론에서 불가능하다고 언급한 궤적들은 θ 가 반주기에 걸쳐 다시 $\theta_0 = 0$ 으로 돌아왔을 때 회전축이 뒤로 진행하였거나 원래 위치에 다시 도달하는 경우이다.

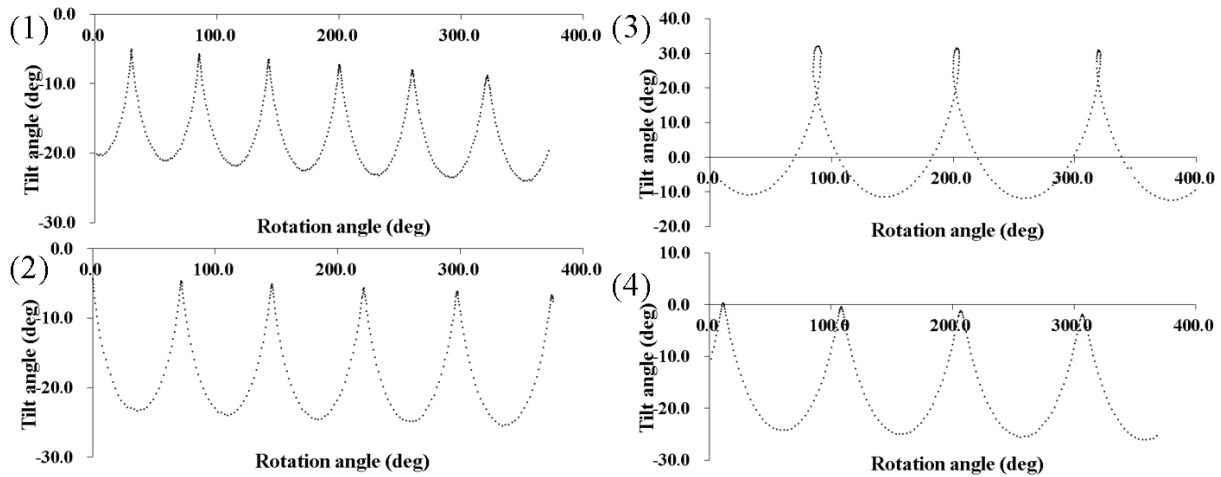
θ 가 주기운동 할 때 반주기를 T 라고 하고, θ 가 반주기에 걸쳐 이동한 경도를 $\phi \in (-\pi, \pi)$ 라고 하자. 즉 불가능하다고 언급한 궤적들은 $\phi \leq 0$ 인 경우이다

θ 가 주기운동을 하며 $\theta = 0$ 에 도달할 때에는 초기조건에 의해서 $\dot{\theta} = 0$ 인데, 이 경우 각운동량 식 (1)에 의해서 y 방향 각운동량이 존재하지 않는다. 또 z 방향 각운동량은 원래 변하지 않는다. (좌표계 설정은 그림 1 을 따른다. 즉 회전축에 따라서 움직이는 좌표계이다.) 따라서 $t=0 \sim T$ 동안 각운동량 벡터는 z 축을 기준으로 각도 ϕ 만큼 회전하게 된다. 그런데 계에 작용하는 토크는 언제나 각운동량의 경도를 증가시키는 방향으로 작용하고 $t=0 \sim T$ 에서 토크를 시간에 대해서 적분한 것은 각운동량의 변화와 같으므로 $\phi > 0$ 임을 알 수 있다.

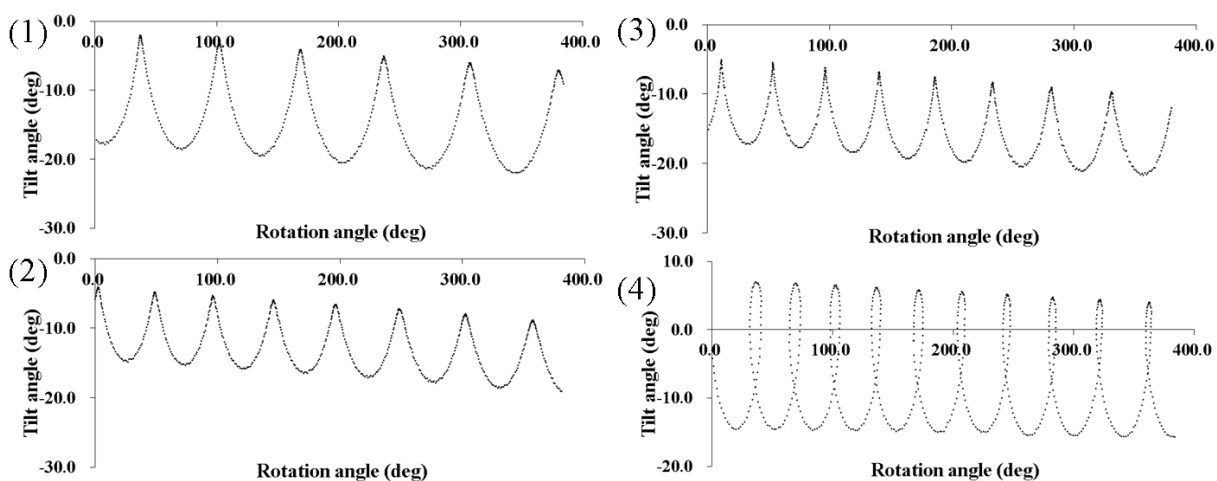
부록 5. 실험 2의 결과 (Rotation - Tilt 그래프로 표시)



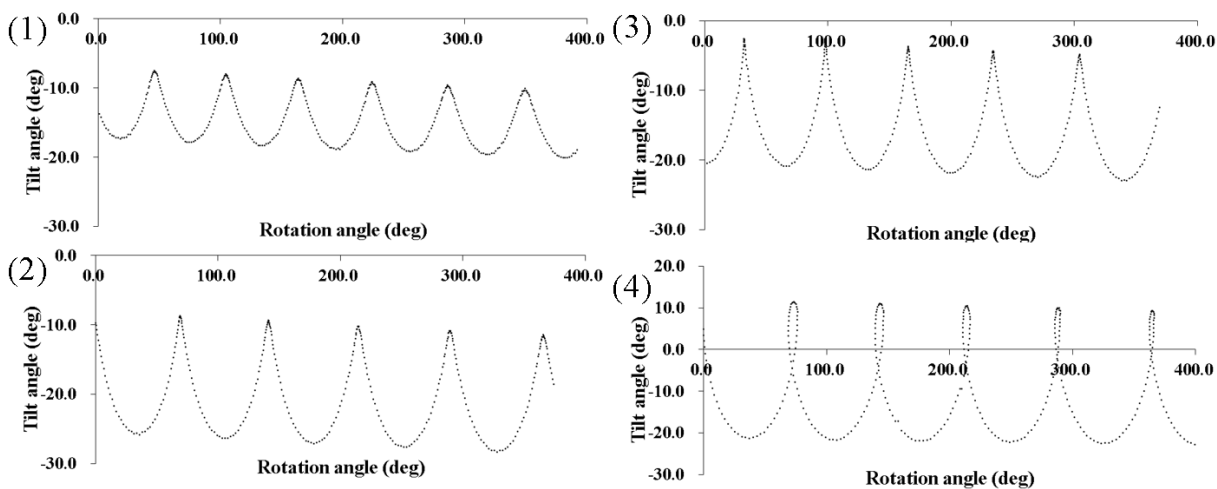
제일 바깥 쪽 지지대에 100g 추를 끼우고 진행한 실험 2.1의 결과를 나타낸 것으로 번호는 실험의 순서를 나타낸다.



제일 바깥 쪽 지지대에 200g 추를 끼우고 진행한 실험 2.2의 결과를 나타낸 것으로 번호는 실험의 순서를 나타낸다.



제일 안 쪽 지지대에 100g 추를 끼우고 진행한 실험 2.3 의 결과를 나타낸 것으로 번호는 실험의 순서를 나타낸다.



제일 안 쪽 지지대에 200g 추를 끼우고 진행한 실험 2.3 의 결과를 나타낸 것으로 번호는 실험의 순서를 나타낸다.