

力学II（後半：原田担当分）

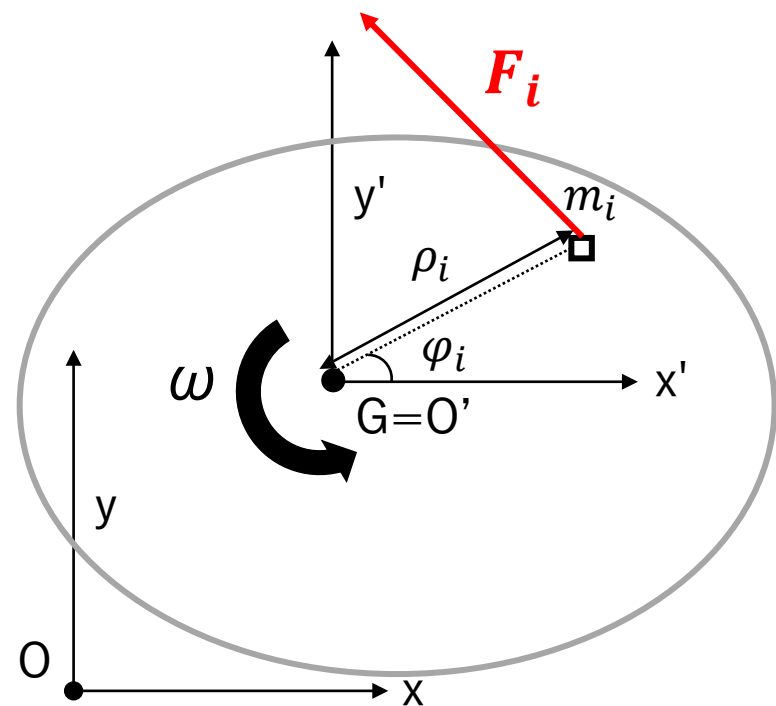
第14回

今回の内容 (p.127-134)

剛体の平面運動とその例

- ・ 剛体振り子
- ・ 荒い水平面上の円筒の運動

剛体の平面運動: 外力がxy平面上の場合



$$\mathbf{F}_i = (X_i, Y_i, 0)$$

重心の運動方程式

$M\ddot{\mathbf{r}}_G = \mathbf{F}_G$ のz成分を考えると、

$$\ddot{z}_G = 0 \quad \text{であり、}$$

重心はxy面内のみで運動する。

回転運動の軸をz軸とすると、

この運動の自由度は、**3**である。

重心の運動: x_G, y_G 重心の周りの回転: ω

重心の運動方程式は、

$$M\ddot{x}_G = \sum_i X_i \quad M\ddot{y}_G = \sum_i Y_i$$

つぎに、重心の周りの回転運動を考える。

剛体の全角運動量の時間微分が力のモーメントの和に等しいので、

$$\frac{dL}{dt} = N \quad L = \sum_i (\mathbf{r}_i \times m_i \dot{\mathbf{r}}_i)$$

z成分をとると、

$$\frac{dL_z}{dt} = N_z$$
$$L_z = \sum_i x_i m_i \dot{y}_i - y_i m_i \dot{x}_i$$
$$N_z = \sum_i x_i Y_i - y_i X_i$$

左辺を計算すると、

$$\frac{dL_z}{dt} = \sum_i m_i (x_i \ddot{y}_i - y_i \ddot{x}_i)$$

$x_i = x_G + x_i'$ $y_i = y_G + y_i'$ を代入して、

$$\sum_i m_i \mathbf{r}_i' = 0, \quad \sum_i m_i \dot{\mathbf{r}}_i' = 0, \quad \sum_i m_i \ddot{\mathbf{r}}_i' = 0$$

などの関係と重心の運動方程式を用いて、整理すると、

$$\frac{dL_z}{dt} = \sum_i \left(x_G Y_i - y_G X_i + m_i \left(x_i' \ddot{y}_i' - y_i' \ddot{x}_i' \right) \right)$$

これが、 N_z に等しいので、整理すると、

$$\sum_i m_i \left(x_i' \ddot{y}_i' - y_i' \ddot{x}_i' \right) = \sum_i x_i' Y_i - y_i' X_i$$

ここで、

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_i x_i' m_i \dot{y}_i' - y_i' m_i \dot{x}_i' \right) = \sum_i m_i (x_i' \ddot{y}_i' - y_i' \ddot{x}_i')$$

なので、

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_i x_i' m_i \dot{y}_i' - y_i' m_i \dot{x}_i' \right) = \sum_i x_i' Y_i - y_i' X_i$$

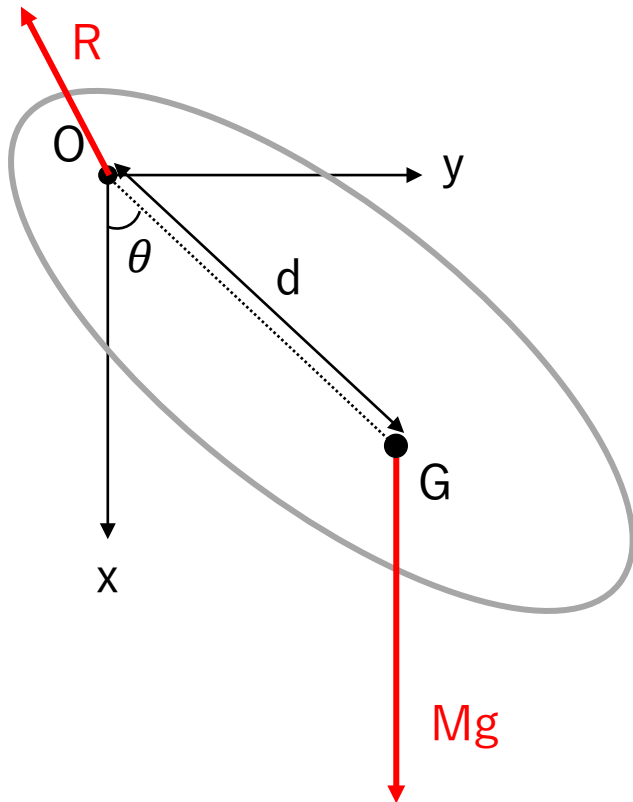
円筒座標系であらわして、整理すると、

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_i m_i \rho_i^2 \right) \omega = \sum_i x_i' Y_i - y_i' X_i$$

$$\Leftrightarrow I_0 \frac{d\omega}{dt} = N' \quad (\text{重心の周りの力のモーメントの和})$$

剛体の平面運動は、重心の平面運動（自由度 2）と、重心を固定軸とする回転運動（自由度 1）により、記述される。

剛体振り子



解き方①：

点 O の周りの回転運動を考える。

解き方②：

重心 G の運動とそのまわりの
回転運動を考える。

解き方①：点Oの周りの回転運動

$$I\ddot{\theta} = -Mgd \sin \theta$$

微小振動を仮定すると、 $\sin \theta \cong \theta$ であり、

$$I\ddot{\theta} = -Mgd\theta \quad (\text{単振動})$$

$$\omega = \sqrt{\frac{Mgd}{I}} \text{ とおくと、}$$

$\theta = A \sin(\omega t + \alpha)$ が一般解であり、

$$\text{振動の周期} T \text{ は、 } T = \frac{2\pi}{\omega}$$

解き方②：重心Gの運動とその周りの回転運動

重心の運動方程式

$$M\ddot{x}_G = Mg + R_x \quad M\ddot{y}_G = R_y$$

重心の周りの回転運動を考える。

力のモーメントの和 N' は、

$$N' = -d \cos \theta R_y + d \sin \theta R_x \quad \text{となる。}$$

$$R_x = M(\ddot{x}_G - g) \quad R_y = M\ddot{y}_G \quad \text{より、}$$

$$N' = Md\{(\ddot{x}_G - g) \sin \theta - \ddot{y}_G \cos \theta\}$$

$x_G = d \cos \theta$ から、 \ddot{x}_G 、 \ddot{y}_G を計算して整理すると、
 $y_G = d \sin \theta$

$$N' = -Mgd \sin \theta - Md^2\ddot{\theta}$$

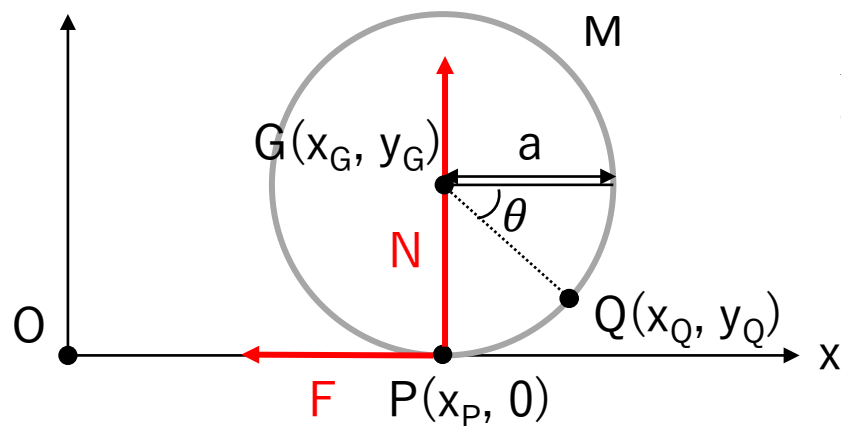
したがって、

$$I_0\ddot{\theta} = -Mgd \sin \theta - Md^2\ddot{\theta}$$

$I = I_0 + Md^2$ であるので、

$I\ddot{\theta} = -Md^2\ddot{\theta}$ となり、同じ式が得られる。

あらい水平面上の円筒の運動



方針：
重心 G の運動とそのまわりの
回転運動を考える。

$$x_Q = x_G + a \cos \theta$$

$$y_Q = a - a \sin \theta$$

$$\dot{x}_Q = \dot{x}_G - a\dot{\theta} \sin \theta \quad \dot{x}_P = \dot{x}_G - a\dot{\theta}$$

$$\dot{y}_Q = -a\dot{\theta} \cos \theta$$

重心の運動方程式は、

$$M\ddot{x}_G = -F \qquad M\ddot{y}_G = N - Mg = 0$$

$$\Leftrightarrow N = Mg$$

点Pが滑っているとき、 $F = \mu N = \mu Mg$

したがって、 $\ddot{x}_G = -\mu g$

つまり、重心の運動は等加速度運動。

重心のまわりの回転の運動方程式は、

$$I_0 \ddot{\theta} = aF$$

$$\ddot{\theta} = \frac{a\mu Mg}{I_0}$$

つまり、回転運動は等角加速度運動。

初期条件として、 $t=0$ の時に、

$$x_G = 0 \quad \theta = 0$$

$$\dot{x}_G = v_0 \quad \dot{\theta} = \omega_0$$

のとき、点Pが停止する時刻 t を求めよ。

取り扱ったトピックス

講義	§	タイトル	タイトル	トピックス	チェック
第9回	6	質点系の力学	3	角運動量とその保存則	
第9回				角運動量の微分は力のモーメント	
第9回				全角運動量の微分は力のモーメントの和	
第9回				質点系に対するつり合いの条件	
第10回			4	二体問題	
第10回				換算質量・相対位置ベクトルによる運動方程式の記述	
第10回				中心力の性質1（角運動量保存則）	
第10回				中心力の性質2（運動は一つの平面上に限定される）	
第10回				中心力の性質3（保存力）	
第10回				中心力の性質4（面積速度一定）	
第10回				極座標による表現	
第11回				力学的エネルギー保存則の極座標による記述	
第11回			5	惑星の運動	
第11回				ケプラーの第一法則（楕円軌道）	
第11回				ケプラーの第二法則（面積速度一定）	
第11回				ケプラーの第三法則（公転周期）	
第12回	7	剛体の力学	1	剛体の静力学	
第12回			2	固定軸を持つ剛体の力学	
第13回			3	慣性モーメント	
第13回			4	剛体の力学的エネルギー	
第13回				重力ポテンシャル	
第13回				運動エネルギー	
第14回			5	剛体の平面運動	