



Klassische und Relativistische Mechanik

Physik, Wirtschaftsphysik und Lehramt Physik

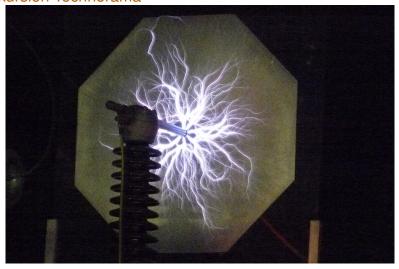
Othmar Marti | 16. 01. 2008 | Institut für Experimentelle Physik

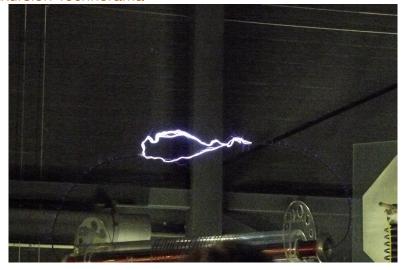




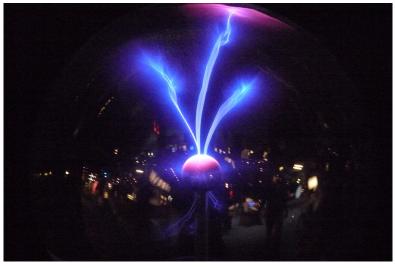






















Wirkt ein konstantes äusseres *Drehmoment T* so gilt

$$T = \dot{L} = I \dot{\omega}$$

oder

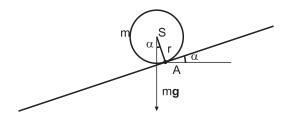
$$\dot{\omega} = \frac{1}{I}T$$

$$\omega = \frac{1}{I}Tt$$

und

$$\phi = \frac{1}{2} \frac{1}{I} Tt^2$$

Rollender Zylinder



Rollender Zylinder

Rollender Zylinder

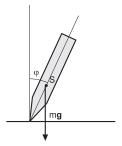
A ist die momentane Drehachse des Zylinders (Warum ist die Drehachse die Auflagelinie?). Nach dem Satz von Steiner ist $I = I_s + mr^2$

Also ist
$$T = m | \mathbf{r} \times \mathbf{g} | = mgr \sin \alpha = (I_s + mr^2) \dot{\omega}$$

$$a = \ddot{s} = r\dot{\omega} = r\frac{mgr\sin\alpha}{I_s + mr^2} = \frac{1}{1 + \frac{I_s}{mr^2}}g\sin\alpha$$

Massivzylinder
$$I_S = \frac{1}{2}mr^2$$
 $a = \frac{2}{3}g\sin\alpha$
Hohlzylinder $I_S = mr^2$ $a = \frac{1}{2}g\sin\alpha$
Kugel $I_S = \frac{2}{5}mr^2$ $a = \frac{5}{7}g\sin\alpha$
Rutschender Körper $a = g\sin\alpha$

Kippen eines starren Körpers



Kippen eines starren Körpers

Kippen eines starren Körpers

Hier ist für kleine Auslenkungen $T \propto \varphi$ und nicht bei beim *Pendel T* $\propto -\varphi$. Die Drehmomentengleichung lautet

$$T = D\varphi = I\ddot{\varphi}$$

Sie hat die Lösungen

$$\varphi = \varphi_0 \mathbf{e}^{\omega t} + \tilde{\varphi} \mathbf{e}^{-\omega t}$$

mit $\omega = \sqrt{\frac{D}{I}}$.

Wenn zu Beginn der Bewegung $\dot{\varphi} = 0$ ist (Anfangsbedingung) ist die Lösung

$$\varphi(t) = \frac{1}{2}\varphi_0\left(e^{\omega t} + e^{-\omega t}\right) = \varphi_0 \cosh \omega t$$

Seite 19

Kippender Kamin

Beispiel: Kippender Kamin

Das *Trägheitsmoment* eines Kamins, der um seinen Fuss rotiert, ist

$$I=\frac{1}{3}m\ell^2$$

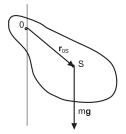
Dann ist die Drehmomentengleichung

$$T = m \cdot g \cdot \frac{\ell}{2} \sin \varphi \sim \frac{1}{2} mg\ell \varphi = D\varphi$$

Daraus folgt für den Betrag der Drehfreguenz

$$\omega = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}mg\ell}{\frac{1}{3}m\ell^2}} = \sqrt{\frac{3}{2}\frac{g}{\ell}}$$

Physikalisches Pendel



Physikalisches Pendel

Seite 21

Physikalisches Pendel

Die Drehmomentengleichung für das physikalische Pendel lautet

$$T_{\it axial} = -\left| {m r_{\it 0S}} imes m{m g}
ight| = -m g r_{\it 0S} \sin arphi$$

Der *Drehimpuls* ist

$$L_{p} = I\omega = \left(I_{s} + mr_{0s}^{2}\right)\omega$$

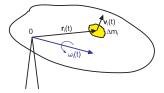
Mit $T_{avial} = I\dot{\omega}$ wird

$$-\sin\varphi \textit{r}_{0S}\textit{m}g = \left(\textit{I}_{s} + \textit{m}\textit{r}_{0S}^{2}\right)\dot{\omega} = \left(\textit{I}_{s} + \textit{m}\textit{r}_{0S}^{2}\right)\ddot{\varphi}$$

Kreisel

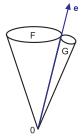
Definition: Ein Kreisel ist ein starrer Körper, dessen Bewegung durch einen Fixpunkt festgelegt ist.

Kreisel



Kreisel

Kreisel



Polkegel

Seite 25

Trägheitstensor

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$$

Für ein Massenelement dm gilt

$$d\mathbf{L} = \mathbf{r} \times (dm\mathbf{v})$$

Mit $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ wird

$$dL = r \times (\omega \times r) dm$$

= $(r \cdot r) \omega dm - (r \cdot \omega) r dm$

Also wird

$$\mathbf{L} = \omega \int \mathbf{r}^2 d\mathbf{m} - \int \mathbf{r} \left(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\omega} \right) d\mathbf{m}$$

Trägheitstensor

Wir setzen
$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$
 und betrachten die x-Komponente:

$$L_{x} = \omega_{x} \int \mathbf{r}^{2} dm - \int x (x\omega_{x} + y\omega_{y} + z\omega_{z}) dm$$
$$= \omega_{x} \int (x^{2} + y^{2} + z^{2} - x^{2}) dm - \omega_{y} \int xydm - \omega_{z} \int xzdm$$

also ist $I_{xx} = \int (y^2 + z^2) dm$ und $I_{xy} = -\int xydm$ und $I_{xz} = -\int xzdm$, wie behauptet.

Die Grösse $-I_{xy} = \int xydm$ heisst Deviationsmoment.

Trägheitstensor

$$L_{x} = I_{xx}\omega_{x} + I_{xy}\omega_{y} + I_{xz}\omega_{z}$$

$$L_{y} = I_{yx}\omega_{x} + I_{yy}\omega_{y} + I_{yz}\omega_{z}$$

$$L_{z} = I_{zx}\omega_{x} + I_{zy}\omega_{y} + I_{zz}\omega_{z}$$

oder

$$\boldsymbol{L} = \stackrel{\longleftrightarrow}{I}_0 \boldsymbol{\omega}$$

oder $\mathbf{L}_i = I_{ij}\omega_j$. \overrightarrow{I}_0 heisst der Trägheitstensor des Kreisels (des starren Rotators) bezüglich dem Fixpunkt 0. Die Komponenten von \overrightarrow{I}_0 sind

$$I_{xx} = \int (y^2 + z^2) dm$$
 $I_{yy} = \int (x^2 + z^2) dm$ $I_{zz} = \int (x^2 + y^2) dm$
 $I_{xy} = -\int xydm$ $I_{xz} = -\int xzdm$ $I_{yz} = -\int yzdm$

Eigenschaften des Trägheitstensors

Koordinatensystems

Die Spur von \overrightarrow{I}_0 ändert sich nicht bei einer Drehung des

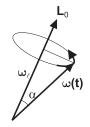
$$spur\left(\overrightarrow{I_0}\right) = I_{xx} + I_{yy} + I_{zz} = 2\int \left(x^2 + y^2 + z^2\right) dm = 2\int r^2 dm$$

Weiter gilt

$$I_{xx}+I_{yy}-I_{zz}=2\int z^2dm\geq 0$$

und zyklisch.

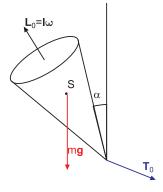
Definition: Ein Kreisel heisst kräftefrei, wenn T_0 bezüglich des Fixpunktes 0 verschwindet.



Kräftefreier Kreisel

Bei einem reibungsfreien Kreisel ist sowohl seine kinetische Energie wie auch der Betrag seines Drehimpulses erhalten. Die Winkelgeschwindigkeit ω bestimmt zusammen mit dem Trägheitstensor beide Grössen. Im Hauptachsensystem folgt aus der Erhaltung der kinetischen Energie, dass ω sich auf dem Poinsot-Ellipsoid P bewegen muss. Die Erhaltung des Drehimpuls-Quadrates L_0^2 bedingt, dass im Hauptachsensystem ω sich auf dem Drallellipsoid D befinden muss. Die möglichen Bahnkurven sind also die Schnittmenge von P und D.

Präzession



Präzedierender Kreisel