

Kapitel 1

Modellbildung für den Würfel auf einer Ecke

Das nächste Ziel besteht darin, ein Regelungskonzept zu entwickeln, welches das Balancieren des Würfels auf einer Ecke ermöglicht. Hierfür werden drei Motoren verwendet, wodurch das gesamte System über sechs Freiheitsgrade verfügt. Der erste Schritt besteht in dem Entwurf eines mechanischen Modells, welches zu einer Zustandsraumdarstellung führt, die als Grundlage für den Reglerentwurf verwendet wird. Zu Beginn dieses Kapitels werden die Systemparameter vorgestellt, deren Bestimmung diskutiert, und erste Annahmen getroffen, um die weitere Modellbildung zu vereinfachen. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit der Untersuchung der Kinematik. Hierbei werden zunächst die nötigen Bezugssysteme und generalisierten Koordinaten definiert, welche anschließend für die Bestimmung der generalisierten und partiellen Geschwindigkeiten benötigt werden. Der nächste Abschnitt widmet sich der Kinetik, unter welcher sowohl die wirkenden Drehmomente als auch die Trägheitsmomente der Körper zu subsumieren sind. Daraus werden die generalisierten Kräfte und Trägheitskräfte ermittelt, welche nach Kanes Gleichungen zu den Bewegungsgleichungen führen. Diese werden anschließend in eine Zustandsraumdarstellung überführt.

1.1 Systemparameter

Zunächst werden die Parameter des mechanischen Systems vorgestellt, welches sich aus drei Schwungmassen und dem Würfelförper zusammensetzt. Unter dem Würfelförper ist das Würfelgehäuse inklusive der montierten Motoren, Sensoren und Elektrik zu verstehen und wird mit K bezeichnet. Für die Herleitung der Bewegungsgleichungen gilt die Annahme, dass der Würfelfkörper nicht translativ bewegt wird, sondern lediglich um den Punkt O rotiert, bei dem es sich um die Ecke handelt, auf welcher der Würfel balanciert. Des Weiteren beschreiben alle Ortsvektoren den Vektor von O zu dem jeweiligen Zielpunkt. Die drei Schwungmassen R_i sind mit jeweils einem rotatorischem Freiheitsgrad auf den Motorwellen gelagert. Die Position der Lagerung wird mit M_i bezeichnet und fällt auf Grund des symmetrischen Aufbaus der Schwungmassen mit deren Schwerpunkt zusammen. Die Massen

$$m_R = 0,155 \text{ kg} \quad (1.1)$$

und Trägheitstensoren $\mathbf{I}^{Ri/Mi}$ der Schwungmassen werden mit Hilfe der CAD-Anwendung ermittelt. Letztere werden dabei aus der Perspektive des körperfesten Bezugssystem K relativ zu den Punkten M_i bestimmt. Für den Trägheitstensor der Schwungmasse R_1 ergibt sich der Wert

$$\mathbf{I}^{R1/M1} = \begin{bmatrix} 3,358 \cdot 10^{-4} & 2,641 \cdot 10^{-11} & 0 \\ 2,651 \cdot 10^{-11} & 1,961 \cdot 10^{-4} & 4,527 \cdot 10^{-9} \\ 0 & 4,527 \cdot 10^{-9} & 1,691 \cdot 10^{-4} \end{bmatrix} \text{ kg} \cdot \text{m}^2. \quad (1.2)$$

Hieran zeigt sich, dass die Vektorbasis des Bezugssystem K nahezu den Haupträgheitsachsen der Schwungmasse entspricht, da die Deviationsmomente um die Größenordnung 10^5 unterhalb der Haupträgheitsmomente liegen. Aus diesem Grund wird die folgende Untersuchung unter der Annahme durchgeführt, dass die Deviationsmomente vernachlässigt werden können und somit gilt

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^{R1/M1} &\equiv \begin{bmatrix} I_{11}^{R1} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R1} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3,358 \cdot 10^{-4} & 0 & 0 \\ 0 & 1,961 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 0 & 0 & 1,691 \cdot 10^{-4} \end{bmatrix} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \\ \mathbf{I}^{R2/M2} &\equiv \begin{bmatrix} I_{11}^{R2} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R2} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1,691 \cdot 10^{-4} & 0 & 0 \\ 0 & 3,358 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 0 & 0 & 1,961 \cdot 10^{-4} \end{bmatrix} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \\ \mathbf{I}^{R3/M3} &\equiv \begin{bmatrix} I_{11}^{R3} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R3} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1,961 \cdot 10^{-4} & 0 & 0 \\ 0 & 1,691 \cdot 10^{-4} & 0 \\ 0 & 0 & 3,358 \cdot 10^{-4} \end{bmatrix} \text{ kg} \cdot \text{m}^2. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Für die Masse des Würfelförpers m_K und des Gesamtsystems m ergibt sich

$$m_K = 1,07 \text{ kg} \quad m = m_K + 3 \cdot m_R = 1,532 \text{ kg}. \quad (1.4)$$

Bei der Berechnung des Trägheitstensors $\mathbf{I}^{GH/0}$ des Würfelförpers um den Punkt O wird der Einfluss der Schwungmassen nicht beachtet. Dies erfolgt bei der Berechnung der Trägheits-

momente in den folgenden Abschnitten. Somit ergibt sich für den Trägheitstensor

$$\begin{aligned}
 \mathbf{I}^{GH/O} &= \begin{bmatrix} I_{11}^{GH} & I_{12}^{GH} & I_{13}^{GH} \\ I_{21}^{GH} & I_{22}^{GH} & I_{23}^{GH} \\ I_{31}^{GH} & I_{32}^{GH} & I_{33}^{GH} \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} 1,520 \cdot 10^{-2} & -5,201 \cdot 10^{-3} & 5,375 \cdot 10^{-3} \\ -5,201 \cdot 10^{-3} & 1,52 \cdot 10^{-2} & 5,225 \cdot 10^{-3} \\ 5,375 \cdot 10^{-3} & 5,225 \cdot 10^{-3} & 1,542 \cdot 10^{-2} \end{bmatrix} \text{ kg} \cdot \text{m}^2.
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

Der Ortsvektor \mathbf{c} des Schwerpunkts des Gesamtsystems wird ebenfalls numerisch ermittelt. Da sich die Komponenten des Ortsvektors \mathbf{c} lediglich um 10^{-1} mm unterscheiden, werden diese als identisch betrachtet.

$$\mathbf{c} = \begin{matrix} K \\ \begin{pmatrix} -6,61 \\ -6,60 \\ -6,57 \end{pmatrix} \end{matrix} \text{ cm} \approx \begin{matrix} K \\ \begin{pmatrix} l_C \\ l_C \\ l_C \end{pmatrix} \end{matrix} \quad | \quad l_C = 6,6 \text{ cm} \tag{1.6}$$

Des Weiteren entsteht durch die Bewegung der Schwungmassen ein Reibmoment, welches als proportional zu den Winkelgeschwindigkeiten der Schwungmassen modelliert wird. Für den Proportionalitätsfaktor C_ψ wurde experimentell der Wert

$$C_\psi = 3,1176 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \tag{1.7}$$

ermittelt.

1.2 Untersuchung der Kinematik

Der erste Schritt in der Modellbildung besteht in der Definition der Bezugssysteme, die zur Beschreibung der Systembewegung dienen. Der Ausgangspunkt ist das Inertialsystem A , welches durch die drei Einheitsvektoren \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 und \mathbf{a}_3 definiert wird. Das Würfelgehäuse verfügt über drei rotatorische Freiheitsgrade, welche durch die Winkel φ_1 , φ_2 und φ_3 beschrieben werden. Durch die Rotation des Würfels um den Winkel φ_1 in Richtung des Vektors \mathbf{a}_1 ent-

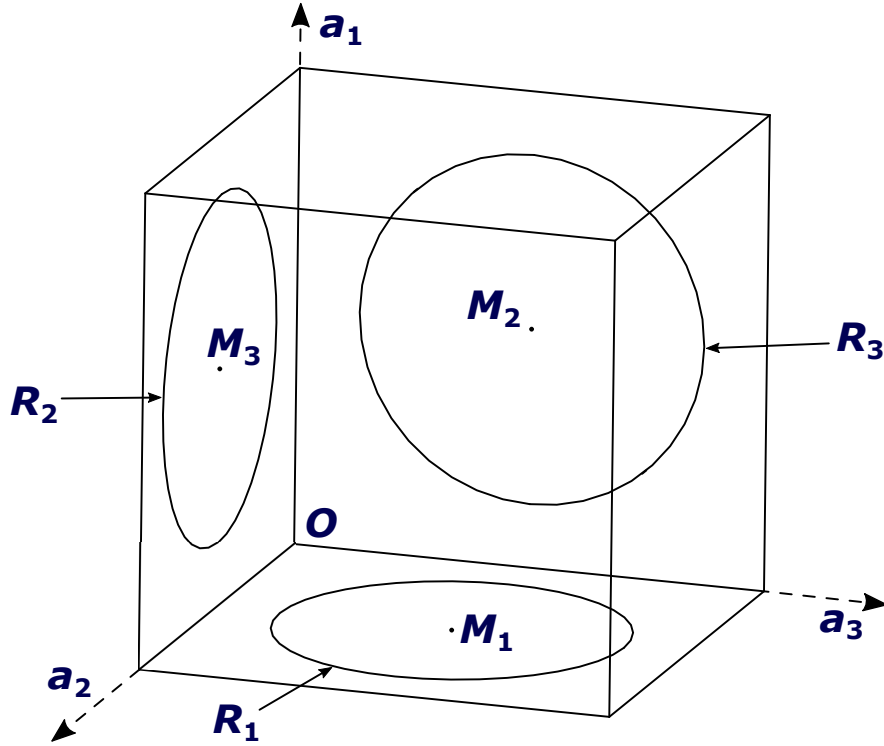


Abbildung 1.1: Mechanische Skizze des Würfels

steht das Hilfsbezugssystem B , welches durch die Einheitsvektoren \mathbf{b}_1 , \mathbf{b}_2 und \mathbf{b}_3 definiert wird. Für die Abbildungsmatrix gilt

$${}^A\mathbf{P}^B = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{\varphi_1} & s_{\varphi_1} \\ 0 & -s_{\varphi_1} & c_{\varphi_1} \end{bmatrix}. \quad (1.8)$$

Die Rotation um den Winkel φ_2 in Richtung des Vektors \mathbf{b}_2 führt zu dem zweiten Hilfsbezugssystem C mit den drei Einheitsvektoren \mathbf{c}_1 , \mathbf{c}_2 und \mathbf{c}_3 sowie zu der Projektionsmatrix

$${}^B\mathbf{P}^C = \begin{bmatrix} c_{\varphi_2} & 0 & -s_{\varphi_2} \\ 0 & 1 & 0 \\ s_{\varphi_2} & 0 & c_{\varphi_2} \end{bmatrix}. \quad (1.9)$$

Die letzte Rotation des Würfels in Richtung des Vektors \mathbf{c}_3 um den Winkel φ_3 führt zu dem, durch die drei Vektoren \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 und \mathbf{k}_3 definierten, Bezugssystem K . Für die Abbildungsmatrix

gilt

$${}^C \mathbf{P}^K = \begin{bmatrix} c_{\varphi_3} & s_{\varphi_3} & 0 \\ -s_{\varphi_3} & c_{\varphi_3} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.10)$$

Hier sei angemerkt, dass es sich bei den Bezugssystemen B und C um theoretische Konstrukte handelt, für die kein physisches Gegenstück existiert. Sie werden lediglich als Hilfsmittel zur Beschreibung des Systems verwendet [?, S. 24 ff.].

Durch die Rotation der Schwungmassen besitzt das System drei weitere Freiheitsgrade, welche von den Winkeln ψ_1 , ψ_2 und ψ_3 beschrieben werden. Somit entstehen drei entsprechende Bezugssysteme, deren Vektorbasen jeweils an den Schwungmassen fixiert sind. Allerdings spielen diese keine weitere Rolle, da es sich bei den Winkeln ψ_i um zyklische Koordinaten handelt. Das heißt, dass der Impuls des Systems nicht von der Ausrichtung der Schwungmassen beeinflusst wird. Lediglich die Winkelgeschwindigkeiten $\dot{\psi}_i$ wirken auf Grund der Reibung auf das System.

Die Position und Ausrichtung des Systems wird von den sechs Winkeln φ_i und ψ_i vollständig beschrieben, weshalb diese als generalisierte Koordinaten

$$q_i \equiv \varphi_i \quad q_j \equiv \psi_j \quad (i = 1, 2, 3, j = 4, 5, 6) \quad (1.11)$$

definiert werden. Mit Hilfe der Bezugssysteme und generalisierten Koordinaten können nun die Winkelgeschwindigkeit des Würfels ${}^A \boldsymbol{\omega}^K$ und der Schwungmassen ${}^A \boldsymbol{\omega}^{R_i}$ bestimmt werden, welche sich aus der Addition der relativen Rotationsgeschwindigkeiten der Bezugssysteme zueinander ergeben [?, S. 24].

$$\begin{aligned} {}^A \boldsymbol{\omega}^K &= {}^A \boldsymbol{\omega}^B + {}^B \boldsymbol{\omega}^C + {}^C \boldsymbol{\omega}^K = \begin{pmatrix} \dot{\varphi}_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\varphi}_2 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\varphi}_3 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} \\ \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_3} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \\ \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Die Winkelgeschwindigkeiten der Schwungmassen ${}^K \boldsymbol{\omega}^{R_i}$ relativ zu dem Würfel entsprechen der ersten Ableitung der Winkel ψ_i . Mit Hilfe des Additionstheorems für Winkelgeschwindigkeiten kann daraus auch die absolute Winkelgeschwindigkeit der Schwungmassen

$${}^K \boldsymbol{\omega}^{R_1} = \begin{pmatrix} \dot{\psi}_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad {}^K \boldsymbol{\omega}^{R_2} = \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{\psi}_2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad {}^K \boldsymbol{\omega}^{R_3} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\psi}_3 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

$${}^A \boldsymbol{\omega}^{R_i} = {}^A \boldsymbol{\omega}^K + {}^K \boldsymbol{\omega}^{R_i} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.14)$$

berechnet werden. Im nächsten Schritt werden die absoluten Geschwindigkeiten der Teilsysteme in Komponenten zerlegt, welche sich aus den generalisierten Geschwindigkeiten u_i und partiellen Geschwindigkeiten ${}^A \boldsymbol{\omega}_i^j$ zusammensetzen. Hierfür müssen zunächst die generalisier-

ten Geschwindigkeiten u_i definiert werden. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Definition der generalisierten Geschwindigkeiten die Form der resultierenden Bewegungsgleichungen stark beeinflusst. Das letztendliche Ziel bei der Wahl der generalisierten Geschwindigkeiten ist es möglichst einfache Bewegungsgleichungen zu erhalten. Dies wird erreicht, indem die generalisierten Geschwindigkeiten so gewählt werden, dass sich die Geschwindigkeiten der Körper im Intertialsystem auf möglichst einfache Terme reduzieren lassen [?]. Nach diesem Ansatz werden die generalisierten Geschwindigkeiten

$$\begin{aligned}
u_1 &= \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} \\
u_2 &= \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_3} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \\
u_3 &= \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_2} \\
u_4 &= \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} + \dot{\psi}_1 \\
u_5 &= \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_3} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} + \dot{\psi}_2 \\
u_6 &= \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_2} + \dot{\psi}_3
\end{aligned} \tag{1.15}$$

gewählt. Mit diesen Definitionen können die Winkelgeschwindigkeiten der Körper in A in die Form

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}, {}^A\boldsymbol{\omega}^{R1} = \begin{pmatrix} u_4 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}, {}^A\boldsymbol{\omega}^{R2} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_5 \\ u_3 \end{pmatrix}, {}^A\boldsymbol{\omega}^{R3} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_6 \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

gebracht werden. Die Einführung der generalisierten Geschwindigkeiten führt einerseits zu einem einfachen Ausdruck der absoluten Winkelgeschwindigkeiten aus Perspektive des körperfesten Bezugssystem K , andererseits können dadurch auch die partiellen Geschwindigkeiten ${}^A\boldsymbol{\omega}_i^j$ in einfachen Termen ausgedrückt werden. Für diese gilt

$${}^A\boldsymbol{\omega}^K = u_1 \cdot \mathbf{k}_1 + u_2 \cdot \mathbf{k}_2 + u_3 \cdot \mathbf{k}_3 \rightarrow {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = \mathbf{k}_3 \tag{1.17}$$

$$\begin{aligned}
{}^A\boldsymbol{\omega}_4^K &= 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = 0 \\
{}^A\boldsymbol{\omega}^{R1} &= u_4 \cdot \mathbf{k}_1 + u_2 \cdot \mathbf{k}_2 + u_3 \cdot \mathbf{k}_3 \rightarrow {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = \mathbf{k}_3 \\
{}^A\boldsymbol{\omega}_4^K &= \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = 0
\end{aligned} \tag{1.18}$$

$$\begin{aligned}
{}^A\boldsymbol{\omega}^{R2} &= u_1 \cdot \mathbf{k}_1 + u_5 \cdot \mathbf{k}_2 + u_3 \cdot \mathbf{k}_3 \rightarrow {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = \mathbf{k}_3 \\
{}^A\boldsymbol{\omega}_4^K &= 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = 0
\end{aligned} \tag{1.19}$$

$$\begin{aligned}
{}^A\boldsymbol{\omega}^{R3} &= u_1 \cdot \mathbf{k}_1 + u_2 \cdot \mathbf{k}_2 + u_6 \cdot \mathbf{k}_3 \rightarrow {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K = \mathbf{k}_1, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K = \mathbf{k}_2, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K = 0 \\
{}^A\boldsymbol{\omega}_4^K &= 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K = 0, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K = \mathbf{k}_3.
\end{aligned} \tag{1.20}$$

Die Bedeutung der generalisierten und partiellen Geschwindigkeiten kann als eine Unterteilung der Bewegung in Betrag und Richtung interpretiert werden. Die generalisierten Geschwindigkeiten geben als skalare Größen den Betrag der Geschwindigkeit wieder, wobei die entsprechenden partiellen Geschwindigkeiten die Bewegungsrichtung darstellen.

1.3 Untersuchung der Kinetik

Der nächste Schritt besteht darin die Kräfte zu modellieren, welche auf den Würfelförper und die drei Schwungmassen wirken. Aus diesen lassen sich mit Hilfe der partiellen Geschwindigkeiten die generalisierten aktiven Kräfte F_i ermitteln. Zunächst sollen die resultierenden Drehmomente $\mathbf{T}^{Ri/Mi}$ der Schwungmassen R_i um ihren jeweiligen Drehpunkt M_i bestimmt werden. Diese ergeben sich aus der Summe der Drehmomente $\mathbf{T}_M^{Ri/Mi}$, welche die antreibenden Motoren verursachen, und der verzögernden Reibmomente $\mathbf{T}_R^{Ri/Mi}$

$$\mathbf{T}^{R1/M1} = \mathbf{T}_M^{R1/M1} + \mathbf{T}_R^{R1/M1} = \begin{pmatrix} T_{M1} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -C_\psi \cdot (u_4 - u_1) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

$$\mathbf{T}^{R2/M2} = \mathbf{T}_M^{R2/M2} + \mathbf{T}_R^{R2/M2} = \begin{pmatrix} 0 \\ T_{M2} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -C_\psi \cdot (u_5 - u_2) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

$$\mathbf{T}^{R3/M3} = \mathbf{T}_M^{R3/M3} + \mathbf{T}_R^{R3/M3} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ T_{M3} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -C_\psi \cdot (u_6 - u_3) \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

Der Würfelförper wird einerseits durch das Gravitationsmoment $\mathbf{T}_G^{K/O}$ und die resultierenden Momente der Schwungmassen $\mathbf{T}^{Ri/Mi}$, welche in umgekehrter Richtung auf den Würfel wirken, beeinflusst. Das Gravitationsmoment hängt von der Gewichtskraft \mathbf{G} und der Position des Schwerpunktes \mathbf{c} ab.

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_G^{K/O} = \mathbf{c} \times \mathbf{G} &= \begin{pmatrix} l_C \\ l_C \\ l_C \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -m \cdot g \cdot c_{\varphi_2} \cdot c_{\varphi_3} \\ -m \cdot g \cdot c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \\ -m \cdot g \cdot s_{\varphi_2} \end{pmatrix} \\ &= -m \cdot l_C \cdot g \begin{pmatrix} s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} s_{\varphi_3} \\ -s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} \\ -c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} - c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Somit folgt für das resultierende Drehmoment

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{K/O} &= \mathbf{T}_G^{K/O} - \mathbf{T}^{R1/M1} - \mathbf{T}^{R2/M2} - \mathbf{T}^{R3/M3} \\ &= -m \cdot l_C \cdot g \begin{pmatrix} s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} s_{\varphi_3} \\ -s_{\varphi_2} + c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} \\ -c_{\varphi_2} c_{\varphi_3} - c_{\varphi_2} \cdot s_{\varphi_3} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} T_{M1} - C_\psi(u_4 - u_1) \\ T_{M2} - C_\psi(u_5 - u_2) \\ T_{M3} - C_\psi(u_6 - u_3) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Im nächsten Schritt können die generalisierten aktiven Kräfte berechnet werden, welche der Summe der inneren Produkte der resultierenden Drehmomente und der partiellen Geschwindigkeit der Körper entsprechen. Wenn die partiellen Geschwindigkeiten als die Bewegungsrichtungen der Körper betrachtet werden, so stellt die Skalarmultiplikation der partiellen Geschwindigkeit und des resultierenden Drehmoments dessen Abbildung in die Bewegungs-

richtung dar. Folglich handelt es sich bei den generalisierten aktiven Kräften um skalare Größen, welche den Einfluss der wirkenden Drehmomente in Richtung der Freiheitsgrade wiedergeben.

$$F_1 = \langle A\boldsymbol{\omega}_1^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle A\boldsymbol{\omega}_1^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle \quad (1.26)$$

$$= m \cdot l_C \cdot g(-s_{\varphi_2} - c_{\varphi_2}s_{\varphi_3}) - T_{M1} + C_\psi(u_4 - u_1)$$

$$F_2 = \langle A\boldsymbol{\omega}_2^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle A\boldsymbol{\omega}_2^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle \quad (1.27)$$

$$= m \cdot l_C \cdot g(s_{\varphi_2} - c_{\varphi_2}c_{\varphi_3}) - T_{M2} + C_\psi(u_5 - u_2)$$

$$F_3 = \langle A\boldsymbol{\omega}_3^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle A\boldsymbol{\omega}_3^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle \quad (1.28)$$

$$= m \cdot l_C \cdot g(c_{\varphi_2}c_{\varphi_3} + c_{\varphi_2}s_{\varphi_3}) - T_{M3} + C_\psi(u_6 - u_3)$$

$$F_4 = \langle A\boldsymbol{\omega}_4^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle A\boldsymbol{\omega}_4^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = T_{M1} - C_\psi(u_4 - u_1) \quad (1.29)$$

$$F_5 = \langle A\boldsymbol{\omega}_5^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle A\boldsymbol{\omega}_5^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = T_{M2} - C_\psi(u_5 - u_2) \quad (1.30)$$

$$F_6 = \langle A\boldsymbol{\omega}_6^K, \mathbf{T}^{K/O} \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle A\boldsymbol{\omega}_6^{Ri}, \mathbf{T}^{Ri/Mi} \rangle = T_{M3} - C_\psi(u_6 - u_3) \quad (1.31)$$

Neben den aktiven Kräften müssen auch die generalisierten Trägheitskräfte F_i^* ermittelt werden um die Bewegungsgleichungen zu bestimmen, wofür zunächst die Trägheitsmomente \mathbf{T}_* ermittelt werden. Nach [?, S. 124 ff.] gilt für die Trägheitsmomente der Zusammenhang

$$\mathbf{T}_* = -\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{I} - \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\omega}), \quad (1.32)$$

wobei $\boldsymbol{\alpha}$ und $\boldsymbol{\omega}$ die Winkelbeschleunigung bzw. -geschwindigkeit des Körpers und \mathbf{I} dessen Trägheitstensor bezeichnet. Die Winkelgeschwindigkeiten der Körper sind bereits bekannt, die Winkelbeschleunigung ergeben sich durch die Ableitung der Winkelgeschwindigkeiten relativ zu dem Intertialsystem A .

$${}^A\boldsymbol{\alpha}^K = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^K, {}^A\boldsymbol{\alpha}^{R1} = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^{R1}, {}^A\boldsymbol{\alpha}^{R2} = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^{R2}, {}^A\boldsymbol{\alpha}^{R3} = \frac{{}^Ad}{{}^Adt} {}^A\boldsymbol{\omega}^{R3} \quad (1.33)$$

Zunächst sollen die Trägheitsmomente $\mathbf{T}_*^{Ri/Mi}$ der Schwungmassen bestimmt werden, deren Trägheitstensoren $\mathbf{I}^{Ri/Mi}$ im Bezug auf die Drehpunkte M_i , wie in Abschnitt (4.1) erläutert, mit Hilfe einer CAD-Anwendung ermittelt wurden.

$$\mathbf{I}^{Ri/Mi} = \begin{pmatrix} I_{11}^{Ri} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{Ri} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{Ri} \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$\mathbf{T}_*^{Ri/Mi} = -{}^A\boldsymbol{\alpha}^{Ri} \cdot \mathbf{I}^{Ri/Mi} - {}^A\boldsymbol{\omega}^{Ri} \times (\mathbf{I}^{Ri/Mi} \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}^{Ri}) \quad (1.35)$$

Der Trägheitstensor $\mathbf{I}^{K/O}$ des Würfelkörpers um den Punkt O setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Auf der einen Seite wird er durch den Trägheitstensor $\mathbf{I}^{GH/O}$ des Gehäuses um den Punkt O beeinflusst, welcher die Trägheitseigenschaften des Würfels beschreibt, ohne dabei die Schwungmassen zu berücksichtigen. Auf der anderen Seite beeinflussen die Schwungmassen das Trägheitsmoment des Würfelkörpers. Um diesen Einfluss nachzuvollziehen, wird die Bewegung der Schwungmassen in zwei Komponenten zerlegt. Zum einen rotieren die Schwungmassen R_i um die Punkte M_i , welche die Schwerpunkte der Schwungmassen bilden. Zum anderen bewegen sich die Schwerpunkte M_i um den Punkt O und sind bei der Betrachtung der Trägheitseigenschaften dem Würfelkörper zuzuordnen, da die Schwerpunkte der Schwungmassen auf dem Würfelkörper fixiert sind. Im Modell werden die Schwerpunkte als Punktmassen mit der Masse m_R behandelt. Diese Interpretation entspricht der Aussage des Steiner'schen Satzes. Somit ist der Trägheitstensor $\mathbf{I}^{K/O}$ gleich der Summe von $\mathbf{I}^{GH/O}$ und den Trägheitstensoren der drei Massepunkte M_i mit der Masse m_R um O , wobei \mathbf{r}_i den Ortsvektor des Punktes M_i beschreibt.

$$\mathbf{I}^{K/O} = \mathbf{I}^{GH/O} + \sum_{i=1}^3 m_R (\langle \mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i \rangle - \mathbf{r}_i \otimes \mathbf{r}_i) \quad (1.36)$$

$$\mathbf{T}_*^{K/O} = -{}^A\boldsymbol{\alpha}^K \cdot \mathbf{I}^{K/O} - {}^A\boldsymbol{\omega}^K \times (\mathbf{I}^{K/O} \cdot {}^A\boldsymbol{\omega}^K) \quad (1.37)$$

Prinzipiell können nun die generalisierten Trägheitskräfte F_i^* durch die Skalarmultiplikation mit den partiellen Geschwindigkeiten berechnet werden. Allerdings handelt es sich bei den Trägheitsmomenten um nichtlineare Terme. Diese führen einerseits auf schwer nachzuvollziehende Bewegungsgleichungen, andererseits werden für die Transformation in eine Zustandsraumdarstellung lineare Differentialgleichungen benötigt. In diesem Fall kann eine vorzeitige Linearisierung durchgeführt werden [?, S. 171 ff.]. Das heißt anstatt die vollständigen, nicht linearen Bewegungsgleichungen zu bestimmen und anschließend zu linearisieren, werden bereits die generalisierten Geschwindigkeiten $\hat{\boldsymbol{\omega}}$ sowie die resultierenden Dreh- und Trägheitsmomente \hat{F}_i und \hat{F}_i^* linearisiert und daraus die linearen Bewegungsgleichungen bestimmt. Hierfür muss zunächst der Arbeitspunkt des Systems festgelegt werden, welcher der Position auf einer Ecke entspricht. Die Winkel φ_i müssen folglich so gewählt werden, dass der Ortsvektor des Schwerpunktes \mathbf{c} aus der Perspektive des Inertialsystems lediglich eine Komponente in Richtung des Vektors \mathbf{a}_1 besitzt.

$${}^A \begin{pmatrix} |\mathbf{c}| \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \stackrel{!}{=} {}^K \mathbf{P}^A \cdot {}^K \begin{pmatrix} l_C \\ l_C \\ l_C \end{pmatrix} \rightarrow \varphi_{10} = 0, \quad \varphi_{20} = -2 \cdot \text{atan}(\sqrt{2} - \sqrt{3}), \quad \varphi_{30} = \frac{-\pi}{4} \quad (1.38)$$

$$\hat{\varphi}_i = \varphi_{i0} + \bar{\varphi}_i \quad (1.39)$$

In dem Gleichgewichtspunkt verschwinden die Winkelgeschwindigkeiten des Systems, weshalb für die generalisierten Geschwindigkeiten im Arbeitspunkt $u_{i0} = 0$

$$\hat{u}_1 = \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \quad (1.40)$$

$$\hat{u}_2 = \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \quad (1.41)$$

$$\hat{u}_3 = \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \quad (1.42)$$

$$\hat{u}_4 = \dot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} + \dot{\psi}_1 \quad (1.43)$$

$$\hat{u}_5 = \dot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \dot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} + \dot{\psi}_2 \quad (1.44)$$

$$\hat{u}_6 = \dot{\varphi}_3 + \dot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} + \dot{\psi}_3 \quad (1.45)$$

$${}^A\hat{\omega}^K = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix}, \quad {}^A\hat{\omega}^{R1} = \begin{pmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix}, \quad {}^A\hat{\omega}^{R2} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix}, \quad {}^A\hat{\omega}^{R3} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

gilt. Insbesondere die Winkelbeschleunigungen werden durch die linearisierten Winkelgeschwindigkeiten stark vereinfacht.

$${}^A\hat{\alpha}^K = {}^A ddt {}^A\hat{\omega}^K = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

$${}^A\hat{\alpha}^{R1} = \frac{{}^A d}{dt} {}^A\hat{\omega}^{R1} = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} + \ddot{\psi}_1 \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

$${}^A\hat{\alpha}^{R2} = \frac{{}^A d}{dt} {}^A\hat{\omega}^{R2} = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} + \ddot{\psi}_2 \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_3 \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

$${}^A\hat{\alpha}^K = \frac{{}^A d}{dt} {}^A\hat{\omega}^K = \begin{pmatrix} \ddot{\varphi}_2 \cdot s_{\varphi_{30}} + \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} c_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_2 \cdot c_{\varphi_{30}} - \ddot{\varphi}_1 \cdot c_{\varphi_{20}} s_{\varphi_{30}} \\ \ddot{\varphi}_3 + \ddot{\varphi}_1 \cdot s_{\varphi_{20}} + \ddot{\psi}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

Somit können nun die linearisierten Trägheitsmomente berechnet werden, wobei der zweite Term auf Grund der Linearisierung entfällt.

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{R1/M1} = - {}^A\hat{\alpha}^{R1} \cdot \mathbf{I}^{R1/M1} = \begin{pmatrix} -\hat{u}_4 \cdot I_{11}^{R1} \\ -\hat{u}_2 \cdot I_{22}^{R1} \\ -\hat{u}_3 \cdot I_{33}^{R3} \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{R2/M2} = - {}^A\hat{\alpha}^{R2} \cdot \mathbf{I}^{R2/M2} = \begin{pmatrix} -\hat{u}_1 \cdot I_{11}^{R2} \\ -\hat{u}_5 \cdot I_{22}^{R2} \\ -\hat{u}_3 \cdot I_{33}^{R2} \end{pmatrix} \quad (1.52)$$

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{R3/M3} = - {}^A\hat{\boldsymbol{\alpha}}^{R3} \cdot \mathbf{I}^{R3/M3} = - \begin{pmatrix} -\hat{u}_1 \cdot I_{11}^{R3} \\ -\hat{u}_2 \cdot I_{22}^{R3} \\ -\hat{u}_6 \cdot I_{33}^{R3} \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

Bei der Berechnung des Trägheitsmomentes $\hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}$ muss beachtet werden, dass die Deviationsmomente des Tensors $\mathbf{I}^{K/O}$ nicht verschwinden, woraus ein komplexerer Ausdruck für das Trägheitsmoment resultiert.

$$\hat{\mathbf{T}}_*^{K/O} = - {}^A\hat{\boldsymbol{\alpha}}^K \cdot \mathbf{I}^{K/O} = - \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \cdot I_{11}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{21}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{31}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{12}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{22}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{32}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{13}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{23}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{33}^K \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

Nun lassen sich mithilfe der partiellen Geschwindigkeiten, welche durch die Linearisierung nicht beeinflusst werden, die generalisierten Trägheitskräfte \hat{F}_i^* berechnen.

$$\hat{F}_1^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_1^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_1^{Ri} \rangle \quad (1.55)$$

$$= -\hat{u}_1(I_{11}^K + I_{11}^{R2} + I_{11}^{R3}) - \hat{u}_2 \cdot I_{21}^K - \hat{u}_3 \cdot I_{31}^K$$

$$\hat{F}_2^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_2^{Ri} \rangle \quad (1.56)$$

$$= -\hat{u}_1 \cdot I_{12}^K - \hat{u}_2(I_{22}^K + I_{22}^{R1} + I_{22}^{R3}) - \hat{u}_3 \cdot I_{32}^K$$

$$\hat{F}_3^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_3^{Ri} \rangle \quad (1.57)$$

$$= -\hat{u}_1 \cdot I_{13}^K - \hat{u}_2 \cdot I_{23}^K - \hat{u}_3(I_{33}^K + I_{33}^{R1} + I_{33}^{R2})$$

$$\hat{F}_4^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_4^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_4^{Ri} \rangle - \hat{u}_4 \cdot I_{11}^{R1} \quad (1.58)$$

$$\hat{F}_5^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_5^{Ri} \rangle = -\hat{u}_5 \cdot I_{22}^{R2} \quad (1.59)$$

$$\hat{F}_6^* = \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{K/O}, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^K \rangle + \sum_{i=1}^3 \langle \hat{\mathbf{T}}_*^{Ri/Mi}, {}^A\boldsymbol{\omega}_6^{Ri} \rangle = -\hat{u}_6 \cdot I_{33}^{R3} \quad (1.60)$$

Zuletzt müssen die generalisierten aktiven Kräfte linearisiert werden, um mithilfe von Kanes Gleichungen die Bewegungsgleichungen zu ermitteln. Hierbei wird lediglich das Gravitationsmoment $\mathbf{T}_G^{K/O}$ linearisiert, da die restlichen Momente bereits in linearer Form vorliegen.

$$\hat{\mathbf{T}}_G^{K/O} = \Delta \mathbf{T}_G \cdot \bar{\boldsymbol{\varphi}} \quad (1.61)$$

$$\Delta \mathbf{T}_G = -m \cdot g \cdot l_C \cdot \begin{bmatrix} 0 & c_{\varphi 20} - s_{\varphi 20} c_{\varphi 30} & c_{\varphi 20} c_{\varphi 30} \\ 0 & -c_{\varphi 20} - s_{\varphi 20} c_{\varphi 30} & -c_{\varphi 20} s_{\varphi 30} \\ 0 & s_{\varphi 20} s_{\varphi 30} + s_{\varphi 20} c_{\varphi 30} & c_{\varphi 20} s_{\varphi 30} - c_{\varphi 20} c_{\varphi 30} \end{bmatrix}, \quad \bar{\boldsymbol{\varphi}} = \begin{bmatrix} \bar{\varphi}_1 \\ \bar{\varphi}_2 \\ \bar{\varphi}_3 \end{bmatrix}$$

$$\hat{F}_1 = \langle \hat{\mathbf{T}}^{K/O}, \mathbf{k}_1 \rangle \quad \hat{F}_4 = T_{M1} - C_\psi(\hat{u}_4 - \hat{u}_1) \quad (1.62)$$

$$\hat{F}_2 = \langle \hat{\mathbf{T}}^{K/O}, \mathbf{k}_2 \rangle \quad \hat{F}_5 = T_{M2} - C_\psi(\hat{u}_5 - \hat{u}_2) \quad (1.63)$$

$$\hat{F}_3 = \langle \hat{\mathbf{T}}^{K/O}, \mathbf{k}_3 \rangle \quad \hat{F}_6 = T_{M3} - C_\psi(\hat{u}_6 - \hat{u}_3) \quad (1.64)$$

An dieser Stelle können nun prinzipiell nach Kanes Gleichung

$$F_i + F_i^* = 0 \quad (1.65)$$

die Bewegungsgleichungen bestimmt werden. Allerdings wird in diesem Fall eine vektorielle Vorgehensweise gewählt, welche einen eleganten Weg zur gewünschten Zustandsraumdarstellung darstellt. Zunächst werden die folgenden Definition getroffen.

$$\mathbf{u}_K \equiv \begin{bmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{bmatrix} \quad \mathbf{u}_R \equiv \begin{bmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_6 \end{bmatrix} \quad (1.66)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_K^* &\equiv \begin{bmatrix} -F_1^* \\ -F_2^* \\ -F_3^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}_1(I_{11}^K + I_{11}^{R2} + I_{11}^{R3}) + \hat{u}_2 \cdot I_{21}^K + \hat{u}_3 \cdot I_{31}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{12}^K + \hat{u}_2(I_{22}^K + I_{22}^{R1} + I_{22}^{R3}) + \hat{u}_3 \cdot I_{13}^K \\ \hat{u}_1 \cdot I_{13}^K + \hat{u}_2 \cdot I_{23}^K + \hat{u}_3(I_{33}^K + I_{33}^{R1} + I_{33}^{R2}) \end{bmatrix} \\ &= \underbrace{\begin{bmatrix} I_{11}^K + I_{11}^{R1} + I_{11}^{R2} & I_{21}^K & I_{31}^K \\ I_{12}^K & I_{22}^K + I_{22}^{R1} + I_{22}^{R3} & I_{32}^K \\ I_{13}^K & I_{23}^K & I_{33}^K + I_{33}^{R1} + I_{33}^{R2} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{I}_K} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{u}_2 \\ \hat{u}_3 \end{bmatrix}}_{\equiv \dot{\mathbf{u}}_K} \end{aligned} \quad (1.67)$$

$$\mathbf{F}_R^* \equiv \begin{bmatrix} -F_4^* \\ -F_5^* \\ -F_6^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}_4 \cdot I_{11}^{R1} \\ \hat{u}_5 \cdot I_{22}^{R2} \\ \hat{u}_6 \cdot I_{33}^{R3} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} I_{11}^{R1} & 0 & 0 \\ 0 & I_{22}^{R2} & 0 \\ 0 & 0 & I_{33}^{R3} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{I}_R} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \hat{u}_4 \\ \hat{u}_5 \\ \hat{u}_6 \end{bmatrix}}_{\equiv \dot{\mathbf{u}}_R} \quad (1.68)$$

$$\mathbf{F}_K \equiv \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{bmatrix} = \Delta \mathbf{T}_G \cdot \bar{\boldsymbol{\varphi}} + C_\psi \cdot \begin{bmatrix} \hat{u}_4 - \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 - \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 - \hat{u}_3 \end{bmatrix} - \underbrace{\begin{bmatrix} T_{M1} \\ T_{M2} \\ T_{M3} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{T}_M} \quad (1.69)$$

$$= \Delta \mathbf{T}_G \cdot \bar{\boldsymbol{\varphi}} + C_\psi \cdot \mathbf{u}_R - C_\psi \cdot \mathbf{u}_K - \mathbf{T}_M$$

$$\mathbf{F}_R \equiv \begin{bmatrix} F_4 \\ F_5 \\ F_6 \end{bmatrix} = \sum_{i=1}^3 {}^K \mathbf{T}^{Ri/Mi} = \begin{bmatrix} T_{M1} \\ T_{M2} \\ T_{M3} \end{bmatrix} - C_\psi \cdot \begin{bmatrix} \hat{u}_4 - \hat{u}_1 \\ \hat{u}_5 - \hat{u}_2 \\ \hat{u}_6 - \hat{u}_3 \end{bmatrix} \quad (1.70)$$

Nach Kanes Gleichung gilt $F_i = -F_i^*$, woraus sowohl $\mathbf{F}_K = \mathbf{F}_K^*$ als auch $\mathbf{F}_R = \mathbf{F}_R^*$ folgt. Daraus resultieren die Gleichungen

$$\dot{\mathbf{u}}_K = \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{F}_K^* = \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{F}_K \quad (1.71)$$

$$= \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \Delta \mathbf{G} \cdot \bar{\boldsymbol{\varphi}} - C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{u}_K + C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{u}_R - \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \mathbf{T}_M$$

$$\dot{\mathbf{u}}_R = \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{F}_R^* = \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{F}_K = C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{u}_K - C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{u}_R + \mathbf{I}_R^{-1} \cdot \mathbf{T}_M. \quad (1.72)$$

Wenn nun ein Zustandsvektor $\mathbf{x} \equiv [\bar{\varphi} \quad \mathbf{u}_K \quad \mathbf{u}_R]^T$ und ein Eingangsvektor $\mathbf{u} \equiv \mathbf{T}_M$ definiert werden, geben die obigen Gleichungen bereits zwei Drittel der gesuchten Zustandsraumdarstellung wieder. Der letzte Teil ergibt sich durch die Ableitung des Winkelvektors $\bar{\varphi}$. Hierfür wird die Definition der generalisierten Geschwindigkeiten \mathbf{u}_K nach den Winkeln $\bar{\varphi}$ aufgelöst.

$$\dot{\bar{\varphi}} = \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{c_{\varphi 30}}{c_{\varphi 20}} & \frac{-s_{\varphi 30}}{c_{\varphi 20}} & 0 \\ s_{\varphi 30} & c_{\varphi 30} & 0 \\ \frac{-s_{\varphi 20} c_{\varphi 30}}{c_{\varphi 20}} & \frac{s_{\varphi 20} s_{\varphi 30}}{c_{\varphi 20}} & 1 \end{bmatrix}}_{\equiv \Delta \Phi} \cdot \mathbf{u}_K \quad (1.73)$$

Nun können die Gleichungen (4.73), (4.71) und (4.72) zu einer Zustandsraumdarstellung zusammengeführt werden.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \dot{\bar{\varphi}} \\ \dot{\mathbf{u}}_K \\ \dot{\mathbf{u}}_R \end{bmatrix}}_{\equiv \dot{\mathbf{x}}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0^{3 \times 3} & \Delta \Phi & 0^{3 \times 3} \\ \mathbf{I}_K^{-1} \cdot \Delta \mathbf{T}_G & -C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} & C_\psi \cdot \mathbf{I}_K^{-1} \\ 0^{3 \times 3} & C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} & -C_\psi \cdot \mathbf{I}_R^{-1} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{A}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} \bar{\varphi} \\ \mathbf{u}_K \\ \mathbf{u}_R \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{x}} + \underbrace{\begin{bmatrix} 0^{3 \times 3} \\ -\mathbf{I}_K^{-1} \\ \mathbf{I}_R^{-1} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{B}} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} T_{M1} \\ T_{M2} \\ T_{M3} \end{bmatrix}}_{\equiv \mathbf{u}} \quad (1.74)$$