

Technische Universität Ilmenau
Fakultät für Maschinenbau
Fachgebiet für Biomechatronik
Max-Planck-Ring 12
98693 Ilmenau



Diplomarbeit:

**Kontrollstrategien für den Gangartwechsel zwischen Gehen
und Laufen am Beispiel des Masse-Feder Templates**

12. Oktober 2005

Bearbeiter: Elmar Dittrich

Betreuer: Dr. A. Seyfarth

verantw. Hochschullehrer: Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. med. H. Witte

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Zielstellung	3
1.3. Übersicht	4
2. Stand der Forschung	5
2.1. Komplexe vs. einfache Modelle	5
2.2. Die Entstehung des Masse-Feder Modells	6
2.3. Biologischer Ursprung der Nachgiebigkeit im Bein	6
2.4. Bestimmung der Beinsteifigkeit im Experiment	7
2.5. Dimensionslose Analyse	11
2.6. Laufroboter auf Basis des Masse-Feder Modells	14
2.7. Gangartwechsel aus Sicht der experimentellen Biomechanik	16
2.8. Gangartwechsel in der Robotik	18
3. Das Masse-Feder Modell für Laufen	19
3.1. Mechanisches Modell und Bewegungsgleichungen	20
3.2. Modellstruktur in Matlab/Simulink	21
3.2.1. Modulare Struktur	23
3.2.2. Abbruchkriterien und Schrittzähler	24
3.2.3. Integrationsalgorithmus und Genauigkeit	24
3.3. Systemtheoretische Vorbetrachtungen	27
3.3.1. Fixpunkte	28
3.3.2. Stabilität	28
3.3.3. Grenzyklen	28
3.3.4. Poincaré Maps	28

3.3.5.	Hybride Systeme	29
3.4.	Stabilität und Robustheit des Masse-Feder Modells	30
3.4.1.	Apex-Return Map	30
3.4.1.1.	Einzugsbereich	32
3.4.1.2.	Attraktivität des Fixpunktes	33
3.4.2.	Schrittplot vs. Apex-Return Map im Laufmodell	33
3.4.3.	Alpha-k Stabilität bei konstanter Energie	34
3.4.4.	Energie-Alpha Abhängigkeit bei konstanter Beinsteifigkeit	35
3.4.5.	Energie-Steifigkeits-Verhalten bei konstantem Landewinkel	36
3.4.6.	Gesamter Stabilitätsbereich beim Rennen mit konstantem Landewinkel	37
3.4.7.	Robustheit und Attraktivität	37
3.5.	Bodenreaktionskräfte und Schwerpunktenergie	38
3.6.	Kinematische Flugphasenkontrolle des Landewinkels	39
3.7.	Nichtlineare Federcharakteristik	43
3.8.	Robustheit gegenüber Bodenunebenheiten	45
3.9.	Phasenwechsler für zweibeiniges Laufen	48
4.	Ein Modell für Gehen mit elastischen Beinen	49
4.1.	Bodenreaktionskräfte und Schwerpunktsbewegung	49
4.2.	Randbedingungen im Modell	51
4.3.	Stabilität und Parameterabhängigkeiten	52
4.3.1.	Robustheit im Steifigkeits-Winkel Raum	53
4.3.2.	Modellverhalten bei Energieänderung	53
4.4.	Kinematische Schwungbeinkontrolle beim Gehen	54
4.4.1.	Apexkontrolle	54
4.4.2.	Das „felgenlose nachgiebige Rad“	55
4.5.	Stabilisierung über Steifigkeitsänderung in der Standphase	57
4.6.	Diskussion	57
5.	Gangartwechsel am vereinigten Gesamtmodell	61
5.1.	Allgemeine Kontrollstrategien am Modell	61
5.2.	Gangartwechsel mit Energieänderung	63
5.2.1.	Vom Gehen ins Rennen mit konstantem Landewinkel und Beinsteifigkeit	64
5.2.2.	Vom Rennen ins Gehen mit konstantem Beinwinkel und Steifigkeit	67

5.2.3. Gangartwechsel induziert durch Änderung der Gravitation	67
5.2.4. Geschwindigkeitserhöhung und automatischer Gangartwechsel . . .	68
5.3. Wechsel zwischen Gehen und Rennen bei konstanter Energie	69
6. Zusammenfassung und Schlussfolgerung	71
6.1. Ergebnisse	71
6.2. Schlussfolgerungen und Ausblick	74
A. Simulink: Einbeiniges Rennmodell	86
A.1. Gesamtmodell	86
A.2. Untersystem zur Integration der Bodenreaktionskräfte	87
A.3. Flugphasenblock	87
A.4. Kraftberechnung in der Standphase	88
A.5. Kinematische Schwungphasenkontrolle	88
B. Simulink: Zweibeiniges Modell	89
B.1. Gesamtmodell	89
B.2. Beinphasenwechsler	90

Abbildungsverzeichnis

2.1. Feder-Masse Modell in der Standphase und die geometrischen Größen zur Bestimmung der maximalen Beinkompression Δl_{max} nach MCMAHON und CHENG (1990).	8
3.1. Das zweidimensionale Masse-Feder Modell. Mehrere Beine werden als alternierendes, masseloses Federbein mit Ruhelänge L_0 und Beinsteifigkeit k dargestellt. Die Masse des Körpers ist im Körperschwerpunkt auf eine Punktmasse m reduziert. Gestartet wird im höchsten Punkt der Flugparabel (Apex). Ein Schritt ist definiert als die Bewegung von $y_{i_{apex}}$ zu $y_{i+1_{apex}}$. Das körperfeste Koordinatensystem gilt für eine Standphase und die darauf folgende Flugphase.	20
3.2. Kräftediagramm im Masse-Feder Modell. In der Flugphase (a) wirkt nur die Gravitationskraft als eingeprägte Kraft. Der Fußpunkt berechnet sich nach $x_F = x + l_0 \cos \alpha_0$ und $y_F = y - l_0 \sin \alpha_0$. In der Standphase (b) wirkt zusätzlich noch die Federkraft mit $F_F = -k(l_0 - l)$ entgegen der Bewegungsrichtung	22
3.3. Modulare Modellstruktur in Matlab/Simulink. Der Aufbau entspricht der mathematischen Bewegungsgleichung. Die Kräfte werden entsprechend Flug- oder Standphase berechnet und zwei mal integriert. Die Zustände für einen Phasenwechsel werden innerhalb der beiden Hauptblöcke überwacht und mit einem RS-Flip-Flop umgeschaltet.	23
3.4. Zum Vergleich die Performance zwei Integratoren mit fester Schrittweite bei gleichen Modellparametern. <code>ode5</code> (links) entspricht dem <code>ode45</code> und <code>ode4</code> (rechts) ist eine Runge-Kutta Algorithmus.	25

- 3.5. Vergleich zwischen ode113 und ode45-solvern in Matlab/Simulink hinsichtlich Genauigkeit und Rechenzeit. Die Werte der y-Achsen beziehen sich jeweils auf einen Schritt im Modell. Die linke Seite zeigt die Ergebnisse für ode113 mit verschiedenen maximalen Schrittweiten. Die rechte Spalte (b) entsprechend für ode45. In der selben Zeile sind jeweils gleiche maximale Schrittweiten dargestellt. Es wurden 100 Schritte bei einer Systemenergie von 1774 J simuliert. Gewählt wurde der ode113 mit maximaler Schrittweite von 10^{-2} und einer Fehlertoleranz von 10^{-12} 26
- 3.6. Apex Return Map des Masse Feder Modells. Die Gerade kennzeichnet den Zusammenhang $y_{i+1} = y_i$ der mögliche Fixpunkte (FP) identifiziert. Wenn der Anstieg im Fixpunkt im Bereich $[-1, 1]$ liegt, handelt es sich um einen stabilen Fixpunkt (SFP). Die linke Abbildung (a) zeigt eine Abbildung für drei verschiedene Anstellwinkel. Obwohl der Verlauf für $\alpha_0 = 78^\circ$ einen Fixpunkt besitzt, ist dieser nicht stabil. Die untere Grenze des stabilen Einzugsbereich für die Funktion von $\alpha_0 = 72^\circ$ bildet die Landehöhe, die obere Grenze ist durch den instabilen Fixpunkt festgelegt. In (b) sieht man die Schrittfunktion und wie der Anfangszustand in den stabiler Fixpunkt läuft oder sich aufschwingt. 32
- 3.7. Apex-Return Map mit den selben Parametern wie in Abbildung 3.6. Der Anstellwinkel ist um 1° flacher angestellt, so dass das Modell immer langsamer wird und nach 15 Schritten stehen bleibt (a). In Teilabbildung (b) ist eine Ausschnitt aus dem Phasenportrait dargestellt. Vom Startpunkt aus linksdrehend schwingen sich die Systemzustände auf (instabil). 34
- 3.8. Stabiles Gebiet für verschiedene Landewinkel und Steifigkeiten bei konstanter Energie. Abbildung (a) mit fester Apexhöhe $y_0 = 1 \text{ m}$. Es existiert die scharfe Fallkante. Abbildung (b) mit variabler Apexhöhe. Das stabile Gebiet ist gleich, die scharfe Fallkante verschwindet bei dreifacher Rechenzeit. 35
- 3.9. Stabiles Gebiet bei unterschiedlicher Anfangsenergie. Abbildung (a) zeigt die Abhängigkeit von verschiedenen Landewinkeln bei konstanter Beinsteifigkeit. In Abbildung (b) wird die Beinsteifigkeit bei gleichbleibendem Anstellwinkel variiert. Es zeigt sich jeweils eine minimale Energie, die einer Renngeschwindigkeit von ca. 3,7 m/s entspricht. 37

3.10. Stabiler Bereich für den gesamten Parameterraum für Rennen mit fixem Landewinkel. Die minimal erreichbare Energie für selbststabiles Verhalten entspricht einer Geschwindigkeit von $v_x = 3,7 m/s$ (a).	38
3.11. Stärke der Attraktivität im $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Gebiet. Die Parameterkombinationen mit hoher Attraktivität (geringer Anstieg im Fixpunkt) liegen in der Mitte des J-förmigen Gebietes.	39
3.12. Vergleich der Bodenreaktionskräfte aus Experiment (a) und Simulation (b) bei einer Geschwindigkeit von $v_x = 5 m/s$. Die beiden oberen Abbildungen zeigen die Bodenreaktionskräfte. Daten sind mit Tiefpassfilter geglättet. Darunter sind vorwärtskinetische Energie E_{horiz} und vertikale potentielle und kinetische Energie E_{vert} des Körperschwerpunktes aufgetragen (siehe MCMAHON 1984).	40
3.13. Apex-Return Map im Masse-Feder Modell mit kinematischer Beinkontrolle. Teilabbildung (a) zeigt einen höheren stabilen Einzugsbereich gegenüber Abbildung 3.6 bei gleicher Energie. In (b) liegt die Energie unter der minimalen Energie bei festem Landewinkel im Bereich von c.a. 1 m/s Vorwärtsgeschwindigkeit. Je geringer die Fortbewegungsgeschwindigkeit, desto höher ω	41
3.14. Kinematische Flugphasenkontrolle über lineare Beinwinkelfunktion und ihren Einfluss auf die Robustheit des Systems. Beide Abbildungen zeigen ein größeres stabiles Gebiet gegenüber dem Modell mit festem Anstellwinkel (Abbildung 3.8 und 3.9).	42
3.15. Der gesamte Parameterraum mit kinematischer Beinkontrolle mit konstanter Winkelgeschwindigkeit $\omega = 50 \frac{deg}{s}$. Man erkennt gegenüber Abbildung 3.10, dass sich die $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Robustheit (horizontale Schnittebenen) stark vergrößert und dass die minimale Systemenergie bedeutend gesenkt werden konnte.	43
3.16. Innerhalb eines Schrittes regelt die optimale Kontrolle die gewünschte Apexhöhe (hier 2 m) ein. Es entsteht ein superstabiler Attraktor (b). Im Vergleich ein normal-stabiler Attraktor bei konstantem Landewinkel (a).	44

3.17. Energieverteilung durch die optimale Kontrolle. Für eine dimensionslose Kontrollhöhe von $y = 1,5$ ergibt sich eine Geschwindigkeit von $v_x = 3,9 \frac{m}{s}$ bei einer bestimmten Systemenergie. Es ist zu erkennen, wie das Modell bei maximaler Anfangshöhe aus dem Stand ($v_x = 0 \frac{m}{s}$) innerhalb von vier Schritten auf die Endgeschwindigkeit beschleunigt. Beim Start aus minimaler Landehöhe konvergiert das Modell innerhalb eines Schrittes gegen die Kontrollhöhe. 45

3.18. Stabiler Bereich bei konstanter Energie im Steifigkeits-Winkel Gebiet. Auf den y-Achsen sind Steifigkeitsfaktoren aufgetragen. Diese korrespondieren nur im linearen Fall (b) zur aktuellen Federsteifigkeit bei beliebiger Bein-kompression (vgl. Abb. 3.8). In (a) und (b) folgt die Beinkraft folgender Gleichung $F_L = \hat{k}(l_0 - l)^\nu$. Bei degressiver Kennlinie ($\nu = 0,5$) zeigt sich eine hohe Robustheit, die mit niedrigerem ν weiter zunimmt (a). Bei $\nu > 1$ verringert sich das Gebiet stark. 46

3.19. Apex-Return Map (a) und Energieplot (b) für degressives Beinverhalten. Der stabile Einzugsbereich ΔY ist größer als beim Modell mit linearer Steifigkeit (vgl. Abb. 3.6). Im Energieplot (b) ist ein ausgeprägtes stabiles Gebiet unterhalb der minimalen Energie für lineare Federn zu erkennen. 46

3.20. Stabiler Einzugsbereich und Robustheit gegenüber Störungen. Die Systemenergie wurde variiert (x-Achse) und über eine Apex-Return Map der Einzugsbereich bestimmt. Die dunkle Linie im trapezförmigen Bereich kennzeichnet den stationären Zustand des Systems. Die dimensionslose Starthöhe entspricht einer Änderung der dimensionslosen potentiellen Energie durch Bodenunebenheiten. Der Bereich der Einzelschrittstörungen setzt eine kontinuierlichen Änderung des Bodens nach jedem Schritt voraus. In diesem Fall können Störungen bis zu ca. 60 cm ausgeregelt werden. Das kleine Quadrat in der rechten unteren Ecke zeigt bezieht sich auf die Robustheit im stationären Zustand. Die ist in diesem Fall viel geringer (ca. 7 cm). 47

4.1. Bodenreaktionskräfte und mechanische Energie des Körperschwerpunktes beim Gehen. Betrachtet wird die Standphase eines Beines von Bodenkontakt bis zum Beginn der Schwungphase bei einer Geschwindigkeit von c. a. 1,2 m/s. Man erkennt die große Ähnlichkeit des qualitativen Verlaufes zwischen Experiment (a) und Modell (b). 50

4.2. Schwerpunktsbewegung beim Gehen. Die experimentellen Werte wurden durch zweifache Integration gemessener Bodenreaktionskräfte bestimmt. Die graue Linie zeigt den Verlauf nach dem inversen Pendelmodell mit starren Beinen.	51
4.3. Zustandsraum im Poincaré-Map. Die Randbedingungen der Standphase am Beispiel des rechten Beins (RB) ergeben sich nach folgendem Zusammenhang: mit $x_{rel} = x - x_{FP}$ ergibt sich ein Wertebereich von $-l_0 \cos \alpha_0 \leq x_{rel} \leq l_0 \cos \alpha_0$ und für y ein Bereich von $l_0 \sin \alpha_0 \leq y \leq \sqrt{l_0^2 - x_{rel}^2}$. Um im Bodenkontakt zu bleiben, muss allerdings weiter $l_0^2 = x_{rel}^2 + y^2$ erfüllt sein.	52
4.4. Stabiles Gebiet für verschiedene Landewinkel α_0 und Federsteifigkeiten \tilde{k} für das Gehen. Der Verlauf zeigt ähnliche Abhängigkeiten wie im Rennmodell (vgl. Abb. 3.8).	54
4.5. Robustheit des Gehmodells auf Energieänderungen. Bei konstanter Steifigkeit muss sich die Schrittlänge bei zunehmender Energie vergrößern (entspricht einem kleinerem Landewinkel). Die Vorwärtsgeschwindigkeit verringert sich bei den drei- und viergipfeligen Mustern (a). Bei konstanter Schrittlänge muss sich die Beinsteifigkeit vergrößern, um höhere Geschwindigkeiten zu erreichen (b) Die viergipfeligen Muster liegen nicht mehr im Bereich von $\alpha_0 = 72^\circ$. Die Tendenz entspricht dem Rennmodell (vgl. Abb. 3.9).	55
4.6. Schrittplot für verschiedene Beinsteifigkeiten und Zwischenbeinwinkel θ . Ein großer Offsetwinkel entspricht einem kleinen Landewinkel α_0 im ursprünglichen Modell. Deshalb zeigt sich reziprokes Verhalten im Vergleich zu Abbildung 4.4. Es konnte kein Nachweis für stabiles Verhalten erbracht werden. Deshalb werden Regionen in denen das Modell 100 Schritte absolviert hat, als pseudostabil („P“-stabil) bezeichnet (in Anlehnung an HACKERT, 2003).	56
4.7. Stabiler Einzugsbereich des Gehmodells bei unterschiedlichen Kontrollstrategien. Alle Abbildungen bei gleicher Systemenergie $\tilde{E} = 1,04$. Kinetische Kontrollen (obere Zeile) mit der selben Beinsteifigkeit $\tilde{k}=16,5$ und alle außer $\alpha(t)$ mit konstantem Landewinkel $\alpha_0 = 72^\circ$	58

4.8.	Stabile Bereiche des gesamten Parameterraumes für Gehen und Rennen mit konstantem Landewinkel. Die dimensionsbehafteten Größen beziehen sich auf anthropometrische Größenordnungen: $m=80\text{ kg}$, $l_0 = 1\text{ m}$, $g = 9,81\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$. Die Energielücke kann durch eine kinematische Beinkontrolle in der Flugphase des Rennens geschlossen werden. Der Pfeil veranschaulicht das Konzept eines Gangartwechsels zwischen Gehen und Rennen. Abbildung mit Genehmigung entnommen aus GEYER et al. (in Vorbereitung) und leicht modifiziert.	60
5.1.	Allgemeine Konzepte für einen Gangartwechsel am Masse-Feder Modell zwischen Gehen und Rennen. Eine Energieänderung ΔE kann direkt über Änderung der Systemenergie oder über Änderung der Steifigkeit während der Standphase herbeigeführt werden. Ein Gangartwechsel ohne Energieänderung kann nur über den Anstellwinkel α_0 erfolgen. Zu beachten ist die vertikale Lage der Fixpunkte für stabile Fortbewegung. Gehen ist nur im Bereich $y < l_0$ möglich, wobei Rennen (z.B. mit optimaler Kontrolle) auch für Fixpunkte unterhalb l_0 stabilisiert werden kann.	62
5.2.	Kontrollstrategien für den Gangartwechsel vom Gehen ins Rennen mit konstantem Landewinkel α_0 . Energiezufuhr erfolgt durch äußeren Kraftstoß F_{imp} aus der Richtung ϕ auf die Masse (a) oder über Federruhelängenänderung Δl_0 (ausgehend von $l_0 = 1\text{ m}$) in Abhängigkeit vom Beinwinkel ψ (b). Beide Strategien erhöhen die Systemenergie von $\tilde{E} = 1,08$ auf Bereiche um $\tilde{E} = 2,5$	65
5.3.	Stabile Einzugsgebiete für Gehen und Rennen bei gleicher Beinsteifigkeit. Die horizontale Lage der Gebiete zeigt, dass nur durch unterschiedliche Beinkinematik, beide Gangarten im gleichen Energiebereich möglich sind. Weiterhin ist zu erkennen, das Rennen unterhalb der Beinlänge l_0 gestartet werden kann (vgl. Abb. 5.1). So überlappen sich beide Gebiete zusätzlich bei gleichen Apexhöhen. (Der Gehbereich unterteilt sich in Lösungen mit „M“-förmigen Bodenreaktionskräften (Hauptgebiet) und dreigipfelige Muster bei niedrigen Energien).	70

Tabellenverzeichnis

2.1. Verschiedene dimensionslose Beinsteifigkeiten aus der Literatur. Die Abweichungen sind das Resultat unterschiedlicher Mess- und Berechnungsmethoden.	10
5.1. Ausgewählte Kontrollstrategien im erweiterten Parameterraum des Masse-Feder Modells. Es werden vier grundlegende Verfahren vorgeschlagen, um vom Gehen (G) zum Rennen (R) und wieder zurück zu gelangen.	63

1. Einleitung

1.1. Motivation

Die anthropomorphe, bipede Robotik stößt trotz aller technologischen Innovationen aus Fernost schon seit einigen Jahren an ihre Grenzen. Obwohl die Roboter in Gestalt und zunehmend auch in Mimik und Gestik ihren natürlichen Vorbildern immer ähnlicher werden, ist dies hinsichtlich der Lokomotion nicht zu behaupten. Es wird versucht mit immer leistungsdichteren Aktuatoren größere Momente zu erzeugen und diese über immer komplexere Sensorik und Informationsverarbeitung zu regeln. Medien- und öffentlichkeitswirksame Präsentationen sollen mit menschenähnlichen Verhaltensmustern über die begrenzten Fortbewegungsmöglichkeiten hinwegtäuschen. Die heute existierenden humanoiden Roboter sind ein Resultat der Hochtechnologisierung existierender Systeme. Dabei werden meist steife Antriebe mit starren Konstruktionen kombiniert und die Gelenktrajektorien geregelt. In einzelnen Vertretern sind nachgiebige Strukturen zu finden, die Konstruktion und Antriebe vor starken Stößen schützen soll (HIRAI *et al.*, 1998). Die Kontrolle und Trajektorienplanung erfordert hohen Rechenaufwand, der keine schnelle dynamische Fortbewegung erlaubt. Diese Konzepte beherrschen größtenteils die aktuelle bipede Robotik (eine Auswahl: NISHIWAKI *et al.*, 2000; GIENGER *et al.*, 2001; SAKAGAMI *et al.*, 2002; ISHIDA, 2004; KANEKO *et al.*, 2004).

Einen anderen Ansatz verfolgen die seit Mitte der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts untersuchten biologisch inspirierten Laufmaschinen, die sich die intrinsischen Eigenschaften ihrer nachgiebigen Konstruktion zu nutze machen (RAIBERT, 1986; ZEG-LIN und BROWN, 1998; BUEHLER *et al.*, 1998; SATO und BUEHLER, 2004; KIM *et al.*, 2004). Dies hat den Vorteil, dass durch die federartige Bein konstruktion, die hohe Bewegungsenergie beim Rennen in der Standphase zwischengespeichert werden kann und dass durch die kinematische Entkopplung zwischen Ursache (Motor) und Wirkung (Fortbewegung) globale Kontrollansätze gewählt werden müssen. Stabile Fortbewegung wird durch dynamische Kontrolle (Moment/Kraft, Energie) der gesamten Struktur erzielt, welches

den Rechenaufwand gegenüber eine kinematischen Trajektorienplanung erheblich verringert. Dieses Konzept wurde aber noch nicht für langsame Gangarten untersucht. Wenn es möglich wäre diesen biologisch motivierten Ansatz auch in gehende Systeme zu integrieren, würde dies einen großen Einfluss auf das gesamte Gebiet der Gehrobotik haben. Denn zur gesellschaftlichen Akzeptanz gehören nicht nur die Mimikry menschlichen Verhaltens, sondern auch die Vielseitigkeit und Robustheit des biologischen Vorbilds, hinsichtlich der Fortbewegung, anzunähern. Ein Beinroboter der die zwei grundlegenden Gangarten, kombiniert mit einfacher Steuerung und hoher Zuverlässigkeit, miteinander vereint, ist ein Schritt in diese Richtung.

Eine Schnittstelle zwischen den Gangarten kann auch im Bereich der Rehabilitation und der experimentellen Biomechanik zu besserem Verständnis der menschlichen Fortbewegung verhelfen. Es existiert zum Beispiel noch keine Beinprothese, mit der sicheres Gehen und Laufen möglich ist. Obwohl seit mittlerweile fast zwei Jahrhunderten in der Biomechanik, mit Hilfe von bildgebenden kinematischen Verfahren und dynamischen Kraftmesseinrichtungen, fast jede Art von beobachtbaren Daten erhoben wurde, stehen die grundlegenden Theorien zur Beinlokomotion noch aus.

Eine mögliche Methode in der Wissenschaft zur Untersuchung von bestimmten Problemen ist die Modellierung. Dabei ist großer Wert auf *einfache* Modelle zu legen, die durch ihren kleinen Parameterraum das Verständnis erst ermöglichen und zur Theoriebildung beitragen. Erst wenn auf dieser abstrakten Ebene eine bestimmte Fragestellung erklärt werden kann, ist es sinnvoll die Komplexität zu erhöhen (FULL und KODITSCHKE, 1999). Bei diesen so genannten *Template*-Modellen, haben sich für Gehen und Laufen zwei unterschiedliche Ansätze herauskristallisiert. Während die Standphase beim Gehen mit einem unachgiebigen inversen Pendel verglichen wird, kann Rennen in der Bodenkontaktphase annähernd als ein Masse-Feder System angesehen werden (siehe Kapitel 2.2). Um Kontrollansätze für den Gangartwechsel zu finden, ist es aber notwendig ein gemeinsames Modell für beide Gangarten zu verwenden.

In dieser Arbeit wird ein solches konzeptionelles Modell untersucht, welches anhand seiner dynamischen Eigenschaften (Bodenreaktionskräfte und Schwerpunktsbewegung) beide Gangarten repräsentiert. Zusätzlich zeigt die intrinsische Stabilität des nichtlinearen Systems einen möglichen Kontrollansatz für pedale Lokomotion. Es muss darauf hingewiesen werden, dass diese vereinfachte Herangehensweise keine vollständige Erklärung des biologischen Pendantes bietet, sondern nur als gut Annäherung des komplexen Problems der Beinlokomotion gesehen werden kann. So ist die Dynamik des Körper-

stamms auf den Schwerpunkt reduziert und morphologische Eigenschaften, in Form von mehrgelenkigen Extremitäten, werden auf ein Segment reduziert.

1.2. Zielstellung

Ziel dieser Arbeit ist es, existierende Template-Modelle für Gehen und Laufen in Matlab®/Simulink¹ zu implementieren und mögliche mechanische Kontrollansätze zu validieren. Dazu wird das existierende „einbeinige“ Masse-Feder Modell um einen Phasenwechsler erweitert, welcher zweibeiniges Rennen ermöglicht. Auf der Basis dieses erweiterten Modells, wird die Stabilität des nichtlinearen Systems, hinsichtlich der Modellparametern und des Verhaltens gegenüber externen Störungen untersucht. Zum Verständnis wird ein kurzer Einblick in die Untersuchung und Darstellung nichtlinearer Systeme gegeben. Da aus vorhergehenden Untersuchungen (SEYFARTH *et al.*, 2002) bekannt ist, dass stabile Lösungen existieren, werden diese für einen ausgewählten Parametersatz hinsichtlich ihrer Attraktivität und des stabilen Einzugsbereiches (Robustheit) analysiert. Als optimale Lösung für eine Kombination von Modellparametern ist eine großer Einzugsbereich mit hoher Attraktivität zu sehen. Das bedeutet in der Praxis, dass das System auch bei relativ starken Störungen, so schnell wie möglich in seinen stabilen Fixpunkt zurückkehrt. Als Möglichkeit zur Stabilisierung solcher Fixpunkte in der Standphase wird die lineare Federkennlinie im Masse-Feder Modell um degressive und progressive Kraft-Weg-Verläufe erweitert und die Auswirkung auf das Systemverhalten untersucht. Zusätzlich kann eine kinematische Kontrolle in der Flugphase eingeführt werden. Es soll gezeigt werden, wie sich eine solche Kontrolle auf das stabile Verhalten auswirkt.

Durch gezieltes Verändern der Modellparameter ist es möglich, mit dem Modell für das Laufen, die Schwerpunktsbewegung und die typischen Kraftmuster für Gehen zu erzeugen (GEYER, 2005). Dieser Parameterraum wird wieder hinsichtlich stabiler Fortbewegungsmuster untersucht und die Übertragbarkeit der Kontrollansätze des Rennens auf das Gehmodell geprüft.

Aufgrund der Eigenschaft des Modells, beide Gangarten in einer Struktur zu vereinen, können erstmalig Gangartwechsel auf der Basis eines Template-Modells untersucht werden. Ausgehend von Studien aus der experimentellen Biomechanik werden Hypothesen aufgestellt und diese am existierende Modell getestet.

¹The MathWorks Inc. 1984-2005

1.3. Übersicht

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in sechs Hauptkapitel. Nach der Einleitung wird in Kapitel 2 ein Einblick in den Stand der aktuellen Forschung hinsichtlich biomechanischer Untersuchungen und existierenden Laufroboter auf der Basis des Masse-Feder Modells gegeben. Hinsichtlich der experimentellen Validierung solcher Modelle, wird auf biomechanische Bestimmungsmethoden der Beinsteifigkeit eingegangen. Im Anschluss werden einige Ergebnisse experimenteller Untersuchungen und erste Resultate aus der Robotik zum Gangartwechsel vorgestellt.

In Kapitel 3 werden, beginnend beim einbeinigen Masse-Feder Modell und fortführend bis zum Gehmodell (Kapitel 4), die Modelle hinsichtlich Stabilität und Robustheit gegenüber Parameteränderungen untersucht.

Erste Theorien und Umsetzungen verschiedener Ideen zum Gangartwechsel sind in Kapitel 5 zu finden.

Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst und sich ergebende Fragestellungen diskutiert.

2. Stand der Forschung

2.1. Komplexe vs. einfache Modelle

Modellierung bietet einen geeigneten Ansatz zur Untersuchung von Systemen und Prozessen. Grundlage aller Modelle ist ein Problem oder eine Hypothese, meist verknüpft mit einer direkten Fragestellung. Grundlegend mündet fast jedes Modell in einer mathematischen Beschreibung des Systems. Mathematische Modelle sind deshalb von Haus aus interdisziplinär, da sie es ermöglichen Daten aus den unterschiedlichsten Bereichen in einer einheitlichen Beschreibungsweise zu präsentieren.

Komplexe Modelle: Die extreme Leistungssteigerung in der Computertechnik der letzten Jahrzehnte hat die Anzahl der komplexen Modelle wachsen lassen. Erst dadurch war es möglich, vielschichtige Probleme, wie z.B. Klima- und Wettermodelle, in ihrer Gesamtheit zu betrachten. Die Erhöhung der Variablenzahl erlaubt Aussagen über viele Teilaspekte eines Systems. Gleichzeitig geht aber der Zusammenhang zwischen den Modellparametern für den Programmierer verloren und er ist auf heuristische Methoden oder evolutionäre Optimierungsverfahren angewiesen. Die meisten komplexen Modelle in der Biomechanik (HATZE, 1980; HEINZE, 2002) sind ein Versuch, das biologische Pendant so genau wie möglich zu repräsentieren. Leider ist der Erkenntnisgewinn solcher Modelle meist sehr gering, da sich hochkomplexes Gesamtverhalten nicht oder nur eingeschränkt erschließt.

Einfache Modelle: Einfache Modelle kennzeichnen sich dadurch aus, dass sie wenig Variablen haben, schnell aufzustellen sind und wenig Rechenzeit kosten. Man kann sich einen Überblick über *alle* Lösungen verschaffen. Um solche Modelle aufzubauen, ist die Abstraktion hinsichtlich einer bestimmten Fragestellung notwendig. Dabei kann der Grad der Abstraktion schon im Voraus über die Qualität des Modells entscheiden. Es wird daher bei der Entwicklung solcher Systeme ein gewisses Grundverständnis schon

vorausgesetzt. Wenn sie eine Aussage liefern, ist der Erkenntnisgewinn meist viel größer als bei komplexen Modellen. Zusätzlich sind sie für andere Wissenschaftler leicht überprüfbar und nachvollziehbar (EBENHÖH, 2004).

2.2. Die Entstehung des Masse-Feder Modells

Die ersten experimentell bestätigten Beobachtungen der Neuzeit, die dem Masse-Feder Modell zu Grunde liegen, stammen von CAVAGNA *et al.* (1964). Sie fanden, dass die metabolische Energie, die beim Rennen verbraucht wird, viel geringer ist als die mechanische Arbeit, was auf einen Mechanismus zur Energiespeicherung hinweist. Gleichzeitig konnte beobachtet werden, dass potentielle und kinetische Energie des Körperschwerpunktes phasengleich wechseln, was mit einem springenden Ball verglichen werden kann (siehe auch Abbildung 3.12).

Die erste Beschreibung als linearer Masse-Feder-Schwinger geht auf MCMAHON *et al.* (1987) zurück. Dieses Modell war auf vertikale Oszillationen beschränkt, konnte aber die sinusförmigen Bodenreaktionskräfte zeigen. Zusätzliche Fortbewegung in der Ebene wurde durch die fast zeitgleichen Publikationen von BLICKHAN (1989) und MCMAHON und CHENG (1990) eingeführt. Dabei dreht sich im Stand die Masse um den Fußpunkt der Feder und geht in die Flugphase über, wenn die Feder zur Ruhelänge zurückkehrt. Auch dieses Modell wurde auf verschiedenste Tier- und Gangarten angewendet (BLICKHAN und FULL, 1993).

Das Masse-Feder Modell dient bis heute als Grundlage verschiedenster experimenteller Untersuchungen (FARLEY und GONZALEZ, 1996; FARLEY und FERRIS, 1998; FERRIS *et al.*, 1998; ARAMPATZIS *et al.*, 1999; GÜNTHER und BLICKHAN, 2002), Modellierungen (SCHMITT *et al.*, 2002; SEYFARTH *et al.*, 2000, 2002, 2003; GHIGLIAZZA *et al.*, 2003), bis hin zu physischen Implementierungen in Laufrobotern (RAIBERT, 1986; ZEGLIN und BROWN, 1998; AHMADI und BUEHLER, 1999; HURST *et al.*, 2004; SATO und BUEHLER, 2004), oder als Kontrollansatz für polypede Roboter (SARANLI und KODITSCHKE, 2003).

2.3. Biologischer Ursprung der Nachgiebigkeit im Bein

Die Feder im Masse-Feder Modell repräsentiert hauptsächlich die globalen Eigenschaften des Muskelskellettsystems der Beine. Experimentelle Untersuchungen vom Känguru bis

hin zum Menschen ergeben einen Bereich von 40-70 % zwischengespeicherter Energie innerhalb eines Schrittes beim Rennen (KRAM und DAWSON, 1998). Aber was sind die physiologischen Ursachen dieses federartigen Verhaltens im Bein?

Nachgiebige Strukturen sind überall in biologischen Systemen zu finden. So liegt selbst das Elastizitätsmodul des Knochens (17 GPa) etwas über dem von Holz (10-15 GPa) und ist somit fast viermal niedriger als das von Aluminium (am häufigsten verwendetes Material für die Konstruktion in der Robotik). Am günstigsten im Hinblick auf das Energiespeichervermögen ist ein Material mit hoher Festigkeit und geringem Elastizitätsmodul. Dem entspricht das Kollagen, welches den Hauptbestandteil der Sehnen und Bänder darstellt. Mit einem E-Modul von nur 2 GPa bei einer Zugfestigkeit von 100 MPa¹ können die Sehnen als bedeutender Faktor für die Energiespeicherung im Bein gesehen werden (ALEXANDER und BENNET CLARK, 1977). So besitzen Pferde, im Vergleich zur Länge ihrer Muskeln, sehr lange Sehnen, die für Energiespeicherung von bis zu 40 % der mechanischen Energie eines Schrittes verantwortlich sind (BIEWENER, 1998). Dabei ist zu bemerken, dass nicht allein den Sehnen energiespeichernde Eigenschaften zugeschrieben werden können. Dieses Thema ist Gegenstand intensiver Forschung. So konnten selbst auf molekularer Ebene im Muskel Titin-Strukturen identifiziert werden, die zur Zwischenspeicherung von Energie herangezogen werden (WITTE *et al.*, 1994; LABEIT und KOLMERER, 1995).

2.4. Bestimmung der Beinsteifigkeit im Experiment

Die Stärken des Masse-Feder Modells liegen in der adäquaten Beschreibung der elastischen Energiezwischenspeicherung und der Bodenreaktionskräfte beim Rennen. Um Modellparameter zu erhalten, die in der Größenordnung biologischer System liegen, muss unter anderem auch eine Abschätzung der globalen Beinsteifigkeit vorgenommen werden.

In technischen Systemen wird die Federsteifigkeit k mit $k = \frac{dF}{dl}$ angegeben. Der Kurvenverlauf über $F(l)$ beschreibt die Federcharakteristik. Federn können eine lineare, progressive oder degressive Kennlinie aufweisen. Bei einem linearen Kurvenverlauf spricht man von einer Federkonstante $k = \frac{\Delta F}{\Delta l}$. Um aus experimentellen Daten eine Abschätzung der Federkennlinie vornehmen zu können, müssen Kraft- und Längenverlauf bekannt sein.

¹Quelle: <http://ttb.eng.wayne.edu/~grimm/BME5370/LectureIndex.html>

Bestimmung der momentanen Beinlänge Nach der Struktur des Masse-Feder Modells entspricht die repräsentative Beinlänge beim Menschen dem Abstand vom Kraftangriffspunkt auf der Kraftmessplatte bis zum Körperschwerpunkt in der Sagittalebene. Während der Fortbewegung ändert der Kraftangriffspunkt seine Position aufgrund der Abrolligenschaften des Fußes. Der Körperschwerpunkt beim stehenden Menschen liegt etwa auf Höhe des 5. Lendenwirbels um ca. 5 cm nach ventral verschoben in der Sagittalebene. Die dynamische Position des Körperschwerpunktes verändert sich im Raum aufgrund der Beinverkürzungen und der Armbewegungen ständig.

Für die Bestimmung der Beinlänge haben sich mehrere Verfahren etabliert, wobei die Berechnungen nach McMAHON und CHENG (1990) den Großteil der Literatur dominiert (für Quellen siehe ARAMPATZIS *et al.*, 1999). Die maximale Beinkompression wird bei bekannter Beinruhelänge L_0 über folgenden geometrischen Zusammenhang bestimmt (siehe auch Abbildung 2.1):

$$\Delta L_{max} = \Delta y_{max} + L_0(1 - \cos \theta). \quad (2.1)$$

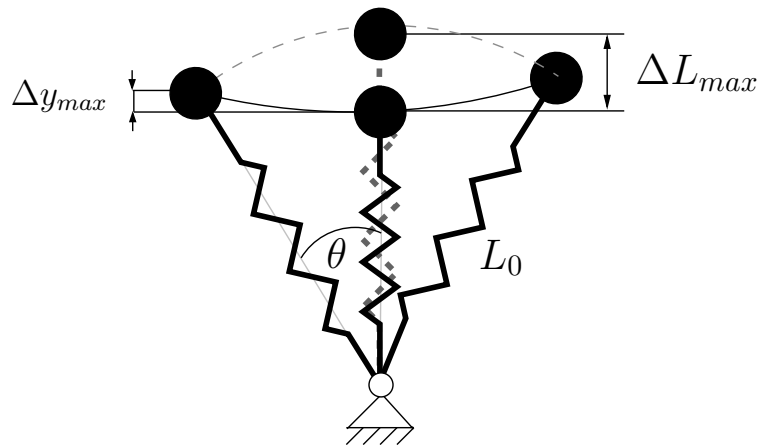


Abbildung 2.1.: Feder-Masse Modell in der Standphase und die geometrischen Größen zur Bestimmung der maximalen Beinkompression Δl_{max} nach McMAHON und CHENG (1990).

Die vertikale Exkursion des Körperschwerpunktes Δy_{max} erhält man über zweifache Integration der vertikalen Beschleunigungen. Der Winkel θ kann einerseits aus kinematischen Messungen oder über die durchschnittliche Geschwindigkeit v_x und Kontaktzeit t_k im Stand nach $\theta = \sin^{-1}(v_x t_k / 2L_0)$ bestimmt werden. Die Beinruhelänge L_0 entspricht dem kinematisch gemessenem Abstand zwischen Fuß und Hüftmarker.

ARAMPATZIS *et al.* vergleichen in ihrer Studie das Verfahren nach McMAHON und CHENG mit eigenen Messungen. Die Abschätzung der Lage des Körperschwerpunktes gelingt aus den kinematischen Beschleunigungsdaten von 15 Körpersegmenten und durch Anwendung dieser Daten auf ein zweidimensionales Körpermodell von ARAMPATZIS *et al.*. Die berechneten Steifigkeitswerte liegen über denen von McMahon und zeigen eine stärkere Geschwindigkeitsabhängigkeit der Beinsteifigkeit.

Die Untersuchungen von GÜNTHER und BLICKHAN (2002) bestätigen die Annahme eines linearen Kraft-Längen Verlaufs. Der lineare Korrelationskoeffizient liegt bei 0.96. Dabei wurden drei verschiedenen Verfahren zur Berechnung der Beinsteifigkeit herangezogen. Der Linearität des Beinverhaltens konnte über eine lineare Kraft-Längen-Approximation (Methode der kleinsten Quadrate) der gesamten Standphase nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis unterstützt das Konzept einer Federkonstante, berechnet aus maximaler Kraft und maximaler Beinkompression (abgeschätzt über Fußmarker und Schwerpunktsintegration). Quantitativ liegen sie etwas unter denen von ARAMPATZIS *et al.* (1999). Die Abschätzung der Beinkompression ausschließlich über kinematische Messungen, unterschätzt die Beinverkürzung, so dass sie zu leicht höheren Steifigkeitswerten führt.

Berechnung der Beinsteifigkeit Wenn man von symmetrischen Kontakten während der Standphase ausgeht, d. h. die vertikale Kraft ist am größten, wenn der horizontale Anteil der Bodenreaktionskräfte verschwindet, befindet man sich in der Mitte der Standphase (engl: midstance). In diesem Punkt erfährt das Bein seine höchste Kompression. Nimmt man einen linearen Kennlinienverlauf an, ist es möglich die Federkonstante in diesem Punkt nach folgender Formel zu berechnen:

$$k_{leg} = \frac{F_{max}}{\Delta l_{max}} \Big|_{midstance} . \quad (2.2)$$

Tabelle 2.1 enthält Beinsteifigkeiten, die nach verschiedenen Verfahren gemessen wurden.

Diskussion Das Konzept der Beinsteifigkeit ist nur im Zusammenhang mit dem Masse-Feder Modell zu sehen, da die Berechnungen auf dieser Modellstruktur basieren. Die Methode nach McMAHON und CHENG führt generell zu geringeren Steifigkeitswerten, welche keine Veränderung bei unterschiedlichen Fortbewegungsgeschwindigkeiten zeigen. Laut ARAMPATZIS *et al.* führt die theoretische Berechnung der Beinlänge, die von symmetrischen Kontakten und einem konstanten Fußkontaktpunkt ausgeht, zu Überschätzung der Beinkompression und somit zu geringeren Steifigkeiten. Das von ihnen

Jahr	$\hat{k} = \frac{k_{leg} l_0}{mg}$	Berechnung	Quelle	Nebenbedingungen
2002	49	ΔL_{max} über rein kinematische Daten (Fuß- und Hüftmarker)	GÜNTHER und BLICKHAN, 2002	$v_x \simeq 4,8 \frac{m}{s}$ $\alpha_0 = 70^\circ$
2002	37	<ol style="list-style-type: none"> 1. ΔL_{max} ermittelt über Integration und kinematischer Fußpunktbestimmung. 2. lineare Regressionsanalyse über eine Standphase 	GÜNTHER und BLICKHAN, 2002	$v_x \simeq 4,8 \frac{m}{s}$ $\alpha_0 = 70^\circ$
1999	31–45	Abstand zwischen COM ³ (über Menschmodell) und COP ⁴	ARAMPATZIS <i>et al.</i> , 1999	$(2,6 \leq v_x \leq 6,6) \frac{m}{s}$
1990	20–28	ΔL_{max} über Integration der Kraftdaten und Beinwinkel über Vorwärtsgeschwindigkeit	MCMAHON und CHENG, 1990	keine Angaben

Tabelle 2.1.: Verschiedene dimensionslose Beinsteifigkeiten aus der Literatur. Die Abweichungen sind das Resultat unterschiedlicher Mess- und Berechnungsmethoden.

vorgeschlagene Verfahren zur Bestimmung des Körperschwerpunktes anhand eines Segmentmodells, kann als sehr gute Abschätzung gesehen werden, da es versucht, die starken räumlichen Fluktuationen des Körperschwerpunktes einzubeziehen. Da es zur Zeit noch keine experimentellen Methoden gibt, die den Körperschwerpunkt direkt messen, ist man wieder auf Modelle angewiesen, die auch nur eine Abstraktion der Wirklichkeit darstellen. Die durchschnittlichen Werte von GÜNTHER und BLICKHAN liegen im Bereich von ARAMPATZIS *et al.*.

³COM: Center of Mass (engl. Körperschwerpunkt)

⁴COP: Center of Pressure (engl:Druckzentrum, entspr. Kraftangriffspunkt auf der Kraftmessplatte)

2.5. Dimensionslose Analyse

Auf dem Gebiet der Thermo- und Fluidodynamik sind dimensionslose Kennzahlen stark verbreitet. Die REYNOLDSzahl ist eine dimensionslose Kennzahl aus der Hydrodynamik. Ihr Hauptanwendungsgebiet liegt in strömungstechnischen Untersuchungen an einem geometrisch ähnlichem, aber stark verkleinertem Modell. Aufgrund der Ähnlichkeitstheorie kann bei gleicher REYNOLDSzahl auf dynamisch gleiches Verhalten geschlossen werden, und Ergebnisse des Modells über einfache Skalierungen in den realen Prototypen umgerechnet werden. Die Luftwiderstandszahl c_w und die MACH-Zahl sind weitere Beispiele für dimensionslose Ausdrücke. Sie erlauben dynamisch gleichwertiges Verhalten an unterschiedlichen Geometrien zu untersuchen.

In der Messtechnik hat es sich allgemein durchgesetzt, Messgrößen in Diagrammen zu normieren, so dass sich die Einheiten herauskürzen. Auch dies ist eine Form der dimensionslosen Darstellung.

Mechanischen Modellen liegen die NEWTONSCHEN Axiome zu Grunde, welche nur die drei Basisdimensionen Zeit, Masse und Länge beinhalten. So setzt sich zum Beispiel die Einheit „Newton“ aus den eben genannten Dimensionen über $1N = 1 \frac{kgm}{s^2}$ zusammen. Um in einem Modell unabhängige Modellparameter zu identifizieren, kann eine Dimensionsanalyse durchgeführt werden. Die Dimensionsanalyse führt auf die unabhängigen Parametergruppen bzw. dimensionslosen Gleichungen.

Aus der experimentellen Biomechanik erschließt sich ein weiterer Grund für die dimensionslose Analyse. Es ist nicht möglich, die absolute Schrittlänge eines Pferdes mit der einer Maus zu vergleichen. Normiert man die gemessene Größe aber auf die Beinlänge, erhält man einen dimensionslosen Wert, der sich gut mit anderen Experimenten vergleichen lässt. Ähnlich verhält es sich mit der FROUDE⁵-Number (Fr), die einer Darstellung der Zentrifugalkraft normiert auf die Gewichtskraft entspricht und als $Fr = \frac{v^2}{lg}$ definiert ist. Ursprünglich entstanden in der Fluidodynamik, wurde sie von ALEXANDER und JAYES (1983) in die Biomechanik der Lokomotion eingeführt. ALEXANDER und JAYES stellten die Hypothese auf, dass sich zu Land fortbewegende Lebewesen verschiedener Größe und Gewicht in dynamisch gleicher Art fortbewegen, wenn die FROUDE-Number identisch ist. Zum Beispiel sollten die Bodenreaktionskräfte normiert auf das Körpergewicht bei gleicher FROUDE-Number identisch sein. Es hat sich gezeigt, dass die FROUDE-Number nur bedingt geeignet ist, um dynamische Ähnlichkeiten zwischen allen Spezies zu be-

⁵William Froude, englischer Schiffbauingenieur.

schreiben. So konnten DONELAN und KRAM (1997) zeigen, dass unter verschiedenen reduzierten Gravitationswerten (über Entlastungsmechanismus simuliert) bei gleicher FROUDE-Zahl die Bodenreaktionskräfte in Umgebungen kleiner Gravitation nicht übereinstimmen. Dennoch, stellt die Froude-Number ein starkes Werkzeug dar, um pedale Lokomotion, unabhängig von Gewicht oder Größe des Probanden, in Zusammenhang zu setzen.

Inspiziert durch das inverse Pendelmodell für das Gehen wurde versucht mit Hilfe der FROUDE-Number die Gangartwechselgeschwindigkeit vorherzusagen. Da für die maximale Geschwindigkeit auf der Kreisbahn (inverses Pendel) die Zentrifugalkraft gleich der Gewichtskraft ist und das Verhältnis dieser beiden Kräfte genau die Froude-Number ergibt, wurde eine Geschwindigkeit von $Fr=1$ als Übergangsgeschwindigkeit vorhergesagt. Experimente zeigen, dass die meisten Landtiere bei tatsächlich annähernder konstanter FROUDE-Zahl wechseln, jedoch nicht bei $Fr=1$, sondern schon bei $Fr \simeq 0,5$ (u. a. THORSTENSSON und ROBERTHSON, 1987).

Am Beispiel des Masse-Feder Modells

Die Parameter des zweidimensionalen Masse-Feder Modells (siehe auch Abb. 3.1 und Gl. 3.1,3.2) sind folgende: Masse (m), Gravitation (g), Federsteifigkeit (k), Federruהלänge (l_0), Anstellwinkel (α_0), und die Anfangsbedingungen bestehend aus (\dot{x}, \dot{y}, x, y) . Eine allgemeine Strategie zur dimensionslosen Analyse enthält Buckingham's π -Theorem (BUCKINGHAM, 1914). Dabei können i Variablen als i - j dimensionslose Gruppen (π -Gruppen) ausgedrückt werden, wobei j die Anzahl der Basisdimensionen (z. B. Zeit, Masse, Länge) repräsentiert. Die Basisdimensionen müssen über entsprechende Modellvariablen ausgedrückt werden. Es sei angemerkt, dass es selbst bei einem einfachen Modell viele richtige Kombinationen gibt, diese Basisdimensionen zu wählen⁶.

Bezogen auf das Masse-Feder Modell kann folgende dimensionslose Analyse durchgeführt werden. Die Anzahl der 8 freien Variablen i kann durch die Wahl von Zeit $T = \sqrt{\frac{l_0}{g}}$, Masse $M=m$ und Länge $L = l_0$ auf $8 - 3 = 5$ verbleibende dimensionslose Parameter reduziert werden. Jetzt müssen für die fünf verbleibenden π -Gruppen die dimensionslosen Größen berechnet werden. Eine π -Gruppe besteht jeweils aus den drei Referenzvariablen und einer der verbleibenden Parameter. Für die Federsteifigkeit k ergibt sich eine π -

⁶In BLICKHAN (1989) wird die Zeit T über die Masse m und die Federsteifigkeit k mit $T = \sqrt{\frac{m}{k}}$ ausgedrückt.

Gruppe zu $\pi_1 = (m^a l_0^b \sqrt{\frac{l_0}{g}}^c) \cdot k$. Über die Dimensionen ausgedrückt bedeutet das

$$M^0 L^0 T^0 = M^a L^b T^c M^1 T^{-2}$$

und nach den Exponenten aufgelöst $a = -1, b = 0, c = 2$. Setzt man diese in die Gleichung für π_1 ein erhält man folgende dimensionslose Steifigkeit

$$\pi_1 = M^{-1} T^2 k = m^{-1} \frac{l_0}{g} k = \frac{k l_0}{m g}.$$

Das Verfahren kann analog für alle anderen π -Gruppen durchgeführt werden und ergibt dabei folgende dimensionslose Größen⁷: $\tilde{y} = \frac{y}{l_0}, \tilde{x} = \frac{x}{l_0}, \tilde{x}' = \sqrt{Fr} = \frac{\dot{x}}{\sqrt{l_0 g}}, \tilde{x}' = \frac{\dot{y}}{\sqrt{l_0 g}}$.

Abhängig von der Fragestellung und dem konservativen Charakter des Modells, können weitere Vereinfachungen erfolgen. Da zur Untersuchung periodischen Verhaltens als Startposition die maximale Flughöhe (Apex) bei $\dot{y} = 0$ festgelegt wird, reduzieren sich die Anfangsbedingungen um einen Parameter. Durch den konservativen Charakter des Modells kann eine weitere dimensionslose Größe über die dimensionslose Gesamtenergie des Systems ausgedrückt werden. Für das Rennmodell ergibt sich die Beziehung für die Gesamtenergie in der Flugphase zu $E = \frac{m}{2} \dot{x}^2 + mgy$. Um einen Ausdruck für die dimensionslose Energie zu erhalten, wendet man entweder Buckingham's π -Theorem an oder man dividiert beide Seiten der Gleichung mit l_0 und bringt m und g auf die linke Seite. Es ergibt sich folgender dimensionsloser Ausdruck:

$$\tilde{E} = \frac{E}{mgl_0} = \frac{\tilde{x}'^2}{2} + \tilde{y}.$$

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden Stabilitätsuntersuchungen durchgeführt, die nur $\tilde{k}, \tilde{E}, \alpha_0$ berücksichtigen. Diese drei Werte können als Modellparameter bezeichnet werden, da sie sich innerhalb der Simulation nicht ändern. Das heißt nicht, dass sich zwei Modelle mit der selben Energie auch dynamisch ähnlich verhalten, da es zu einer Systemenergie verschiedene Kombinationen von Anfangsbedingungen gibt. Ist man am möglichen stabilen Verhalten interessiert, werden die Anfangsbedingungen durch das Erreichen eines Fixpunktes einbezogen. Wie man aber spätestens bei der Untersuchung zum Gangartwechsel (Kapitel 5) sehen wird, spielen die Anfangsbedingungen eine bedeutende Rolle, um stabiles Wechseln zu erzielen.

⁷Im weiteren Verlauf des Dokumentes gekennzeichnet durch eine Tilde ($\tilde{}$) über dem Parameter.

2.6. Laufroboter auf Basis des Masse-Feder Modells

Einer der ersten, der dynamische Kontrollstrategien an Beinrobotern erforschte, waren Raibert und seine Kollegen in den USA am MIT LegLab. Dort wurden ab den 80iger Jahren verschiedene Hüpfroboter entwickelt, die aufgrund ihrer Morphologie und ihrer einfachen Kontrolle einen starken Bezug zum Masse-Feder Modell aufweisen. Die Modelle unterscheiden sich zwar hinsichtlich der Beinanzahl (1,2-4 Beine) und ihrer räumlichen Bewegungsfreiheit, aber jedes der Beine besteht hauptsächlich aus zwei Antriebsmechanismen: einem pneumatischen Zylinder für die teleskopartigen Beine und einem Antrieb im Hüftgelenk, der die Orientierung zwischen der Körperbasis und dem Bein einstellt. Die Pneumatik erzeugt einerseits eine passives nichtlineares Federverhalten, andererseits ermöglicht sie, in Kombination mit einem Druckschalter im Fuß, eine aktive Beinkraftzeugung. Die Steuerung des Roboters ist in drei unabhängige Regelkreise aufgeteilt, welche unabhängig von der Beinanzahl bestehen bleibt:

- Regelung einer konstanten Hüpfhöhe (Apexhöhe) durch die passive Beinfeder und aktive Schubregelung in der Standphase,
- Einstellen der Vorwärtsgeschwindigkeit über die Orientierung des Beines (Landewinkel) in der Flugphase und
- Lageregelung der Hüfte in der Standphase, um den Körper in aufrechter Position zu halten.

Diese einfache Kontrolle ist auch die Basis für mehrbeinige Systeme, bis hin zu dreidimensionalen einbeinigen Hüpfrobotern, welche ihre Lageinformationen über Gyroskope beziehen. Durch den pneumatischen Antrieb waren alle Konstruktionen auf künstliche Laborumgebung beschränkt (RAIBERT, 1986).

Martin Buehler und seine Kollegen des Ambulatory Robotic Lab, der McGill Universität in Montreal, Kanada waren inspiriert von den Experimenten Raibert's, erweiterten das Konzept der passiven Dynamik⁸ des nachgiebigen Beines auf einen planaren Roboter ARL, um stabile und energieeffiziente Kontrollstrategien zu untersuchen. Um autonome Energieversorgung zu integrieren, wurde die Pneumatik durch eine technische Feder und ein Spindelgetriebe im prismatischen Gelenk des Beines ersetzt. Die Kontrolle des

⁸Steht für die natürliche, passive Reaktion eines mechanischen Systems auf bestimmte Anfangsbedingungen. In der Robotik bekannt geworden durch die „Passive Walkers“ (MCGEER, 1990)

Hüftwinkels erfolgt über ein Seilzuggetriebe und ein zusätzliches Lineargetriebe. Um die Energieeffizienz zu steigern, waren zwei grundlegende Verbesserungen notwendig. Erstens wurde die erforderliche Schubkraft in der Standphase nicht mehr als Sprungfunktion, wie in Raibert's Pneumatikantrieb, erzeugt, sondern über die gesamte Standphase verteilt (GREGORIO *et al.*, 1997). Zweitens konnte der Energieverbrauch des Hüftmotors stark reduziert werden, indem eine Feder in den Seilzug integriert wurde (AHMADI und BUEHLER, 1997, 1999).

Größte Ähnlichkeit mit dem theoretischen Masse-Feder Modell zeigt der planare Hüpfroboter von ZEGLIN und BROWN (1998). Die bogenförmige Bein konstruktion besteht aus Fiberglasmaterial und macht nur c. a. 1% des Körpergewichtes aus, welches das masselose Bein im Modell gut approximiert. Die Orientierung des Körpers im Bezug zum Bein erfolgt passiv, da der Motor während der Standphase über einen Kupplungsmechanismus vom Standbein entkoppelt wird und der Körperschwerpunkt zur besseren Stabilität unterhalb des Hüftgelenks liegt. Die Schubkraft zur Höhenkontrolle in der Standphase wird über das, in der Flugphase vorgespannte Fiberglasbein erzeugt, indem kurz vor dem Übergang in die Flugphase, der Spannmechanismus gelockert wird. Die Kontrolle erfolgt über eine untergeordnete Regelung des Beinwinkels und der Vorspannung der Beinfeder und einer übergeordneten Schrittweitensteuerung zur aktiven Hindernisvermeidung.

Der aktuellste physikalische Prototyp des Masse-Feder Modells, der nicht nur konstruktive Ähnlichkeiten aufweist, sondern erstmalig das Konzept der Selbststabilität des Modells verfolgt, stammt von SATO und BUEHLER (2004). Dabei handelt es sich um einen planaren Roboter mit Hüftservo und einer prismatischen Bein mit rein passiver Federaktuation. Stabile Fortbewegung wurde über eine kinematische Kontrolle des Landewinkels im Flug und über eine Geschwindigkeitskontrolle während der Standphase erzeugt. Experimente zeigen periodische Fortbewegung in Abhängigkeit von bestimmten Anfangsbedingungen.

Im Gegensatz zu den bisherigen Robotern, implementierten HYON *et al.* (2004) einen nichtlinearen Regler, der auf reale Interaktion des physikalischen Modells (Stoßkräfte, träge Beine) mit der Umgebung zugeschnitten ist. In der Simulation (HYON und EMURA, 2002) konnte eine Regelung der Systemenergie periodische Bewegung, vergleichbar mit konservativen Systemen, erzeugen. Das System findet damit eigene Trajektorien, die mit Hilfe eines lokalen Feedback-Controllers stabilisiert werden. Diese Strategie wurde erfolgreich auf ein-, zwei- und vierbeinigen Konstruktionen angewandt, wobei aus der

vorliegenden Literatur keine experimentellen Daten entnommen werden konnten (HYON *et al.*, 2004; HYON und EMURA, 2004).

2.7. Gangartwechsel aus Sicht der experimentellen Biomechanik

Der Gangartwechsel aus Sicht der Biomechanik ist Gegenstand intensiver experimenteller Untersuchungen. (eine gute Übersicht über die Forschung am Menschen geben HANNA *et al.*, 2000; RAYNOR *et al.*, 2002). Ziel dieser Untersuchungen ist es, bestimmte Auslöser oder Determinanten zur Beschreibung des Gangartwechsels zu finden. Dieses Kapitel soll einen kurzen Einblick in existierenden Theorien geben, ohne die Vollständigkeit aller Konzepte zu verfolgen.

Um einen Wechsel zwischen zwei Zuständen zu identifizieren, muss eine Definition des jeweiligen Zustandes vorliegen. Eine verbreitete Klassifizierung beinhaltet das Konzept des duty factors (DF). Dabei wird der zeitliche Anteil der Standphase eines Beines, mit der Zeitdauer eines Doppelschrittes ins Verhältnis gesetzt. Ein $DF < 0,5$ bedeutet, dass für einen Moment kein Fuß den Boden berührt. Dies ist eine verbreitete Charakterisierung für Rennen (entspricht auch dem KO-Kriterium bei Geherwettkämpfen). Gangarten mit einem DF größer als 0,5 werden als Gehen charakterisiert.

Eine Definition der beiden Gangarten anhand der Bodenreaktionskräfte und der mechanischen Schwerpunktsenergie kann zur sicheren Unterscheidung herangezogen werden. Charakteristisch für Gehen sind dabei die zweigipfeligen Kraftmuster der vertikalen Bodenreaktionskräfte und die daraus resultierende Trajektorie des Körperschwerpunktes, die in der Hälfte der Einzelbeinstandphase die höchste Position erreicht. Beim Rennen erfährt das Bein in der Mitte der Standphase seine maximale Beinkompression und zeigt damit einen inphasigen Wechsel zwischen potentieller und kinetischer Schwerpunktsenergie. Beim Gehen erfolgt dieser Verlauf um 180° phasenverschoben (MCMAHON, 1984).

Der Mensch nutzt zur Fortbewegung mit niedrigen Geschwindigkeiten das Gehen. Bei kontinuierlich aufgezwungener Geschwindigkeitserhöhung (Laufband), wechselt er innerhalb eines Schrittes vom Gehen ins Rennen bei einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von c.a. 2 m/s. Dieser Wert variiert in der Literatur aufgrund der unterschiedlichen Messmethoden. Grundsätzlich ist zu sagen, dass diese Geschwindigkeit konzeptioneller Natur ist, da in der realen Lokomotion der Gangartwechsel eher bewusst erfolgt

und mit einem Geschwindigkeitssprung einhergeht. Dennoch erlaubt diese bevorzugte Gangartwechselgeschwindigkeit, Hypothesen über verschiedene Auslöser dieses Wechsels aufzustellen.

Erste Experimente untersuchten den Zusammenhang zwischen metabolischer Energie der Fortbewegung und des Gangartwechsels (MARGARIA, 1938; HOYT und TAYLOR, 1981; HEGLUND und TAYLOR, 1988). So scheint es aber unwahrscheinlich, dass eine sensorische Rückkopplung über den momentanen Energieverbrauch existiert, um bei Überschreiten einer Schwelle spontan die Gangart zu wechseln. Die Stärke dieser Ergebnisse liegt vielmehr in der Begründung für die Existenz verschiedener Gangarten, aber weniger für den Wechsel (SAIBENE und MINETTI, 2003).

Im Zusammenhang mit dem Masse-Feder Modell sind eher mechanische Auslöser von Interesse. Experimentelle Untersuchungen widmeten sich kinetischen Faktoren (Bodenreaktionskräfte), die zum Beispiel in Zusammenhang mit erhöhter mechanischer Beanspruchung des Körpers in der Umgebung der Gangartwechselgeschwindigkeit (FARLEY und TAYLOR, 1991; HRELJAC, 1993) gesehen werden können. Kinematische Auslöser waren Gegenstand der Untersuchungen von MINETTI *et al.* 1994; HRELJAC 1995. Sie fanden, dass eine kritische Winkelgeschwindigkeit des Fußgelenks (bzw. ein kritischer Zwischenbeinwinkel, MINETTI *et al.*) beim Übergang vom Gehen ins Rennen auf Normalwerte zurückkehrte. Diese überzeugende Beobachtung kann leider nur den Wechsel vom Gehen zum Rennen beschreiben, da beim Rückwechsel vom Rennen zum Gehen der Wert weiter steigt und nicht auf vorheriges Niveau zurückkehrt (KRAM *et al.*, 1997).

Weitere Experimente beinhalteten Messungen der wahrgenommenen Anstrengung (NOBLE *et al.*, 1973), welche häufig mit der Muskelaktivierung verglichen wird (PRILUTSKY und GREGOR, 2001), bis hin zur Bestimmung psychischer Faktoren, wie gemessene Aufmerksamkeit und Konzentration des Probanden (ABERNETHY *et al.*, 2002). Interpretationsmöglichkeiten des Gangartwechsels mit systemtheoretischen und synergetischen Ansätzen untersuchten DIEDRICH und WARREN JR., 1995; KELSO, 1999.

Trotz der Vielzahl unterschiedlichster Ansätze, konnte bis heute kein alleiniger Faktor identifiziert werden, welcher einen Gangartwechsel beschreibt. Das deutet darauf hin, dass ein System beim Gangartwechsel eine fundamentale Änderung erfährt, in die nicht nur ein spezielles Signal involviert ist, sondern die ein Zusammenspiel verschiedenster Faktoren bedeutet und mit der die Änderung der kompletten Körperdynamik einhergeht.

2.8. Gangartwechsel in der Robotik

Gehende und rennende Zweibeinsysteme wurden erst in den letzten Jahren stärker untersucht. So existieren zwar einige Roboter, die Gehen und Rennen innerhalb einer Morphologie zeigen können (CHEVALLEREAU *et al.*, 2003; NAGASAKI *et al.*, 2003; KWON und PARK, 2003; NAGASAKA *et al.*, 2004), dabei erfolgt die Regelung meist nach klassischen Stabilitätskriterien (zero moment point) und Rennen wird über rein kinematische Kontrolle der Gelenkwinkel gesteuert.

Erstmalig und bisher einzigartig untersuchte HODGINS (1991) an den Hüpfrobotern von Raibert (vgl. Abschnitt 2.6) den Gangartwechsel an einem planaren, zweibeinigen Roboter. Die Autorin konnte zeigen, dass Gehen und Rennen mit ein und derselben Kontrolle möglich ist, mit dem Unterschied, dass während der Standphase im Gehen keine signifikante Beincompression zugelassen wurde (inverses Pendelmodell) und damit geringere vertikale Auslenkungen zu beobachten sind. So demonstrieren diese Experimente auch keine signifikante Geschwindigkeitsänderung beim Gangartwechsel (von c.a. 0,7 m/s auf 1 m/s vom Gehen ins Rennen), sondern der Hauptunterschied liegt dabei in der vertikalen Auslenkung des Körpers. Der Wechsel vom Gehen zum Rennen kann durch eine aktive Schubkraft der teleskopartigen Beine eingeleitet werden. Der Rückwechsel erfolgt über aktive Beinverkürzung in der Mitte der Standphase. Aufgrund der federartigen Beine, entspricht dies einer Verkürzung der Federruhelänge und somit einer Energiereduktion. Weiterhin war zu beobachten, dass der Wechsel vom Rennen ins Gehen nicht die gleiche Zuverlässigkeit zeigte, wie vom Gehen ins Rennen.

Diese Untersuchungen können als gute Vorlage für das Masse-Feder Modell gesehen werden, da morphologische Ähnlichkeiten mit dem Modell sehr groß sind.

3. Das Masse-Feder Modell für Laufen

Eine mögliche Fragestellung für das hier vorgestellte Modell wäre:

„Welche Rolle spielt nachgiebiges Beinverhalten für pedale Lokomotion und zeigt es Ansätze für mögliche Kontrollstrategien auf?“

Dabei werden in Anlehnung an die Ideen von (BLICKHAN, 1989; MCMAHON und CHENG, 1990; SEYFARTH *et al.*, 2002) folgende Vereinfachungen angestellt (siehe dazu auch Abbildung 3.1):

- Die Bewegung erfolgt ausschließlich in der Sagittalebene, da in dieser Ebene die Hauptrichtung der Fortbewegung ist.
- Die gesamte Masse des Körpers (inkl. Gliedmaßen) wird im Körperschwerpunkt konzentriert als Punktmasse angenommen. Es wirken also keine Trägheitsmomente auf den Körper, die Änderung des Drehimpulses ist null.
- Das Beinverhalten wird als translatorische, masselose Feder vereinfacht. Diese Feder repräsentiert das globale Verhalten der Unterextremitäten im Stand (siehe Abschnitt 2.4).
- Es handelt sich um ein konservatives System, welches nur durch die dimensionslose Energie, die dimensionslose Steifigkeit und den Landewinkel parametrisch beeinflusst wird. Es wird keine externe Energie zugeführt und es tritt keine Dissipation auf.
- Das Gesamtmodell besteht aus zwei ereignisdiskreten Untermodellen, die Flug- und Standphase repräsentieren.

3.1. Mechanisches Modell und Bewegungsgleichungen

Aus den oben genannten Eigenschaften ergibt sich folgendes mechanisches Modell (Abbildung 3.1). Als Bezugskoordinatensystem wurden kartesische Koordinaten gewählt. Die Bewegung erfolgt in der Ebene und die Position kann vollständig durch zwei Koordinaten beschrieben werden. Als verallgemeinerte Koordinaten werden $\mathbf{q} = [x, y]^T$ gewählt.

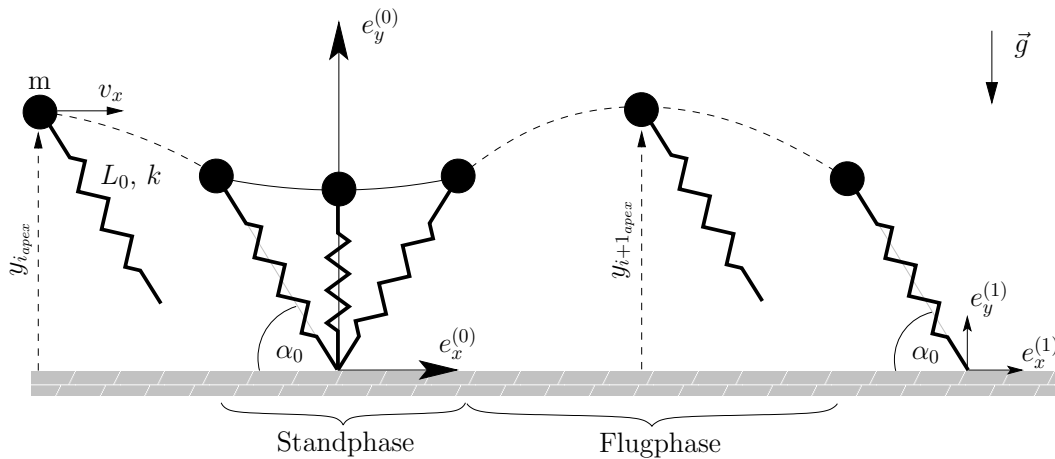


Abbildung 3.1.: Das zweidimensionale Masse-Feder Modell. Mehrere Beine werden als alternierendes, masseloses Federbein mit Ruhelänge L_0 und Beinsteifigkeit k dargestellt. Die Masse des Körpers ist im Körperschwerpunkt auf eine Punktmasse m reduziert. Gestartet wird im höchsten Punkt der Flugparabel (Apex). Ein Schritt ist definiert als die Bewegung von $y_{i_{apex}}$ zu $y_{i+1_{apex}}$. Das körperfeste Koordinatensystem gilt für eine Standphase und die darauf folgende Flugphase.

Flugphase

In der Flugphase wirkt auf den Massepunkt nur die Gravitation als äußere Kraft (Abbildung 3.2). Die Bewegungsgleichung entspricht der ballistischen Trajektorie beim reibungsfreien Flug. Man erhält die Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= 0, \\ m\ddot{y} &= -mg. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Standphase

Während der Standphase bildet das Modell ein nachgiebiges, inverses, mathematisches Pendel. Zusätzlich zur Gravitation wirkt die Federkraft in Beinrichtung. Durch die veränderliche Pendellänge entsteht ein gekoppeltes nichtlineares Gleichungssystem. Nach NEWTON-EULER folgen mit Kräftegleichgewicht am freigeschnittenen Körper (siehe Abbildung 3.2):

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= k \cdot (l_0 - l) \cdot \cos \alpha \\ m\ddot{y} &= k \cdot (l_0 - l) \cdot \sin \alpha - mg \end{aligned} \quad (3.2)$$

und den kinematischen Zwangsbedingungen $\cos \alpha = \frac{x}{l}$, $\sin \alpha = \frac{y}{l}$ und $l = \sqrt{x^2 + y^2}$, die Bewegungsgleichungen für die verallgemeinerten Koordinaten:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= kx \left(\frac{l_0}{\sqrt{x^2 + y^2}} - 1 \right) \\ m\ddot{y} &= ky \left(\frac{l_0}{\sqrt{x^2 + y^2}} - 1 \right) - mg. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Der Wechsel zwischen den beiden Phasen genügt folgenden Bedingungen:

Umschalten in die Standphase für einen festen Landewinkel α_0

$$y \leq l_0 \sin \alpha_0, \quad \dot{y} < 0 \quad (3.4)$$

und Ende der Standphase und Wechseln in die Flugphase bei

$$l > l_0. \quad (3.5)$$

3.2. Modellstruktur in Matlab/Simulink

Obwohl mittlerweile eine Näherungslösung für die nichtlineare Bewegungsgleichung existiert (GEYER *et al.*, 2003), erfolgt in dieser Arbeit die Lösung des Problems mit Hilfe numerischer Simulation mit dem Programmpaket Matlab®, in der Version 7.0.4 (R14) SP2 der Firma Mathworks Inc. Das Modell wird innerhalb der grafischen Programmieroberfläche Simulink implementiert, da die Geschwindigkeit der Simulation gegenüber den

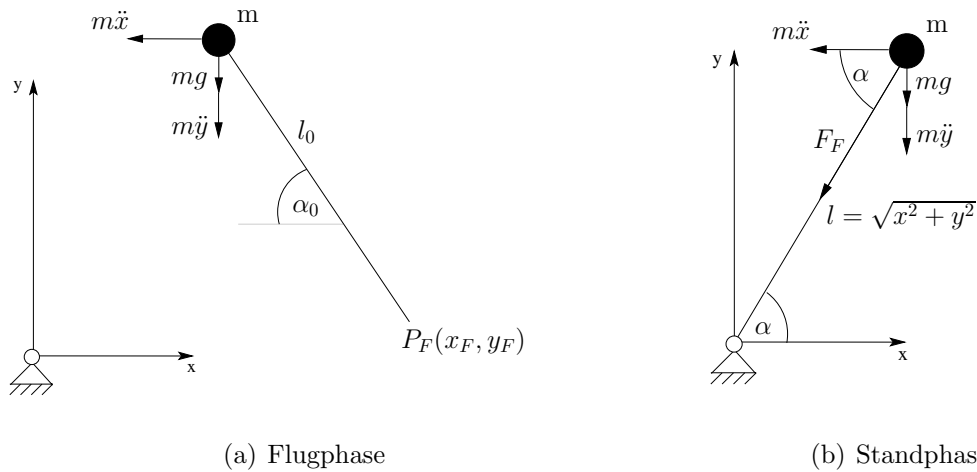


Abbildung 3.2.: Kräfte- und Beschleunigungsdiagramm im Masse-Feder Modell. In der Flugphase (a) wirkt nur die Gravitationskraft als eingepreiste Kraft. Der Fußpunkt berechnet sich nach $x_F = x + l_0 \cos \alpha_0$ und $y_F = y - l_0 \sin \alpha_0$. In der Standphase (b) wirkt zusätzlich noch die Federkraft mit $F_F = -k(l_0 - l)$ entgegen der Bewegungsrichtung.

Matlab-Funktionen viel höher ist und Änderungen im Modell flexibler umgesetzt werden können.

Ein kritischer Punkt in der Modellierung ist das Umschalten zwischen den zwei Phasen des Modells. Diese Unstetigkeiten im Ablauf stellen hohe Anforderungen an die Genauigkeit der numerischen Lösungsverfahren und zeichnen sich andererseits verantwortlich für das globale Verhalten des konservativen Systems (siehe Abschnitt 3.3). In Simulink kann für bestimmte Blöcke die Option `zero-crossing detection` ausgewählt werden. Wenn diese Option gesetzt ist, überprüft Simulink nach jedem Zeitschritt den Funktionswert auf Vorzeichenwechsel. Wenn ein Nulldurchgang detektiert wird, versucht Simulink durch Interpolation den exakten Zeitpunkt zu bestimmen. Danach werden zusätzliche Berechnungen vor und nach dem Zeitpunkt durchgeführt. Im vorliegenden Modell wird das Umschalten mit Hilfe des `hit-crossing` Blocks realisiert. Dieser hat für den erstmöglichen Zeitpunkt des Auftretens eines bestimmten Ereignisses am Ausgang einen Dirac-Impuls anliegen. Der wiederum steuert einen RS-Flip-Flop, welcher abwechselnd zwischen Flug- und Standphase umschaltet (siehe Abbildung 3.3). Durch den zusätzlichen invertierten Ausgang des Flip-Flops können beide Phasen nie gleichzeitig aktiv sein. Aus Gleichung 3.4 folgt für den Wechsel zur Standphase der erste Zeitpunkt der Erfüllung der Ungleichung $y - l_0 \sin \alpha_0 \leq 0$, wobei die linke Seite der Gleichung der y -Koordinate des Fußpunktes entspricht, der während der Flugphase berechnet wird und

in der Standphase das neue Interiakkoordinatensystem $(KS)_0$ stellt. Der Übergang in die Flugphase erfolgt, wenn die Feder über ihre Ruhelänge hinaus gestreckt wird nach Gleichung 3.5 bei $l_0 - l < 0$.

3.2.1. Modulare Struktur

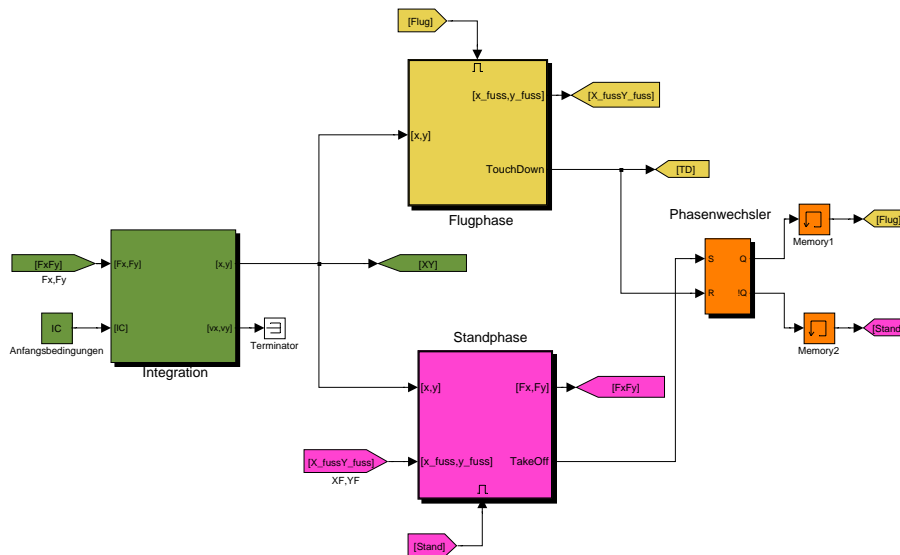


Abbildung 3.3.: Modulare Modellstruktur in Matlab/Simulink. Der Aufbau entspricht der mathematischen Bewegungsgleichung. Die Kräfte werden entsprechend Flug- oder Standphase berechnet und zwei mal integriert. Die Zustände für einen Phasenwechsel werden innerhalb der beiden Hauptblöcke überwacht und mit einem RS-Flip-Flop umgeschaltet.

Die modulare Struktur repräsentiert die mathematische Beschreibung der Bewegungsgleichungen des Modells. Die Topologie in Simulink besteht aus drei Hauptblöcken. Das Untersystem **Integration** enthält die linke Seite aller Bewegungsgleichungen und für die vertikale Komponente zusätzlich den Anteil der Gravitation g . Im Standphasenblock werden die Bodenreaktionskräfte entsprechend der rechten Seite der Bewegungsgleichungen berechnet. Parallel dazu wird kontinuierlich die Federlänge überwacht, um das Ende der Kontaktphase zu detektieren. In der Flugphase wirken keine Reaktionskräfte, deshalb beschränkt sich dieser Block auf die Berechnung des Fußpunktes für die nächste Standphase und die Überwachung der Landung. Im Anhang findet man die ausführliche Struktur der einzelnen Untersysteme.

3.2.2. Abbruchkriterien und Schrittzähler

Folgende Ereignisse führen zum Abbruch der Simulation:

1. Das Modell bewegt sich entgegen der Fortbewegungsrichtung ($x(t-1) > x(t)$) oder
2. die Punktmasse kommt in Kontakt mit dem Boden ($y \leq 0$).

Im „einbeinigen“ Masse-Feder Modell entspricht ein Schritt dem Erreichen der nächstfolgenden Apex-Position. Im Hinblick auf folgende Erweiterungen im Modell, kann auch der Bodenkontakt als Trigger für den Schrittzähler dienen. Nach zwei Schritten ist ein voller Bewegungszyklus erreicht, d.h. das gestartete Bein befindet sich wieder in der Ausgangslage.

3.2.3. Integrationsalgorithmus und Genauigkeit

Numerische Integrationsalgorithmen müssen einen Konsens zwischen ausreichender Genauigkeit und Rechenzeit bilden. Als einfacher Vertreter kann das Euler-Verfahren gesehen werden. Es basiert auf einer Approximation des Kurvenverlaufs an diskreten Stützstellen Δt . Um die theoretische Genauigkeit zu erhöhen, werden ausreichend kleine Schrittweiten gewählt. Dies hat in der Praxis zwei Grenzen: für annähernd konstante Kurvenverläufe führt das Verfahren der festen Schrittweite zu sehr großem rechentechnischen Overhead. Deshalb empfiehlt sich ein Verfahren mit variabler Schrittweite, welches abhängig vom aktuellen Anstieg der Funktion die Schrittweite automatisch anpasst. Die heutige Rechentechnik erlaubt theoretisch sehr kleine Schrittweiten, aber desto kleiner die Schrittweite, umso mehr numerische Berechnungen müssen durchgeführt werden, bei denen sich durch die begrenzte Genauigkeit der Computerarithmetik¹ Rundungsfehler aufsammeln. Für kontinuierliche Modelle mit variabler Schrittweite bieten sich zwei Integrationsalgorithmen an.

¹Der minimale Abstand zwischen zwei Zahlen im *double*-Format entspricht $2^{-52} \simeq 10^{-16}$ multipliziert mit der Zahl selbst. Die absolute Genauigkeit hängt also von der Größe des Zahlenwertes ab.

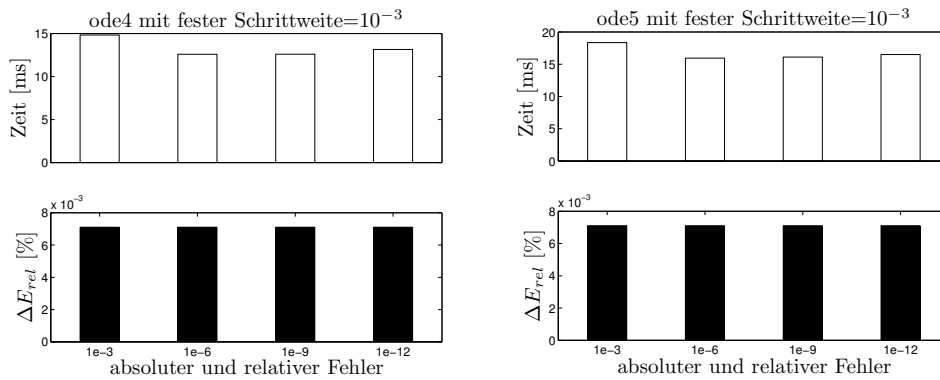


Abbildung 3.4.: Zum Vergleich die Performance zwei Integratoren mit fester Schrittweite bei gleichen Modellparametern. `ode5` (links) entspricht dem `ode45` und `ode4` (rechts) ist eine Runge-Kutta Algorithmus.

Der `ode45` basiert auf dem expliziten Runge-Kutta Verfahren. Bei der Methode von Runge-Kutta handelt es sich um ein Einschrittverfahren, d.h. es werden zur Berechnung des folgenden Funktionswertes nur Werte aus dem vorhergehenden Intervall benötigt. Das Runge-Kutta Verfahren 4. Ordnung berechnet in jedem Zeitschritt vier Gleichungen. Die schnelle Konvergenz des Integrationsfehlers gegen null wird durch höhere Rechenzeit und Rundungsfehler erkauft.

Der `ode113` ist ein Mehrschrittverfahren nach Adams-Bashforth-Moulton (ABM). Dieser Algorithmus benötigt Werte mehrerer vorhergehender Stützstellen. Deshalb muss dieser Integrator am Anfang mit Hilfe eines Einschrittverfahrens (Euler) gestartet werden. Diese Methode kann für bestimmte Probleme effizienter sein als der `ode45`. Das Startproblem des `ode113` führt beim vorliegenden Modell zu folgender Beobachtung: Wenn man mit einer Anfangshöhe startet, die genau der Landhöhe entspricht, kommt das Modell auch bei sehr kleiner maximaler Schrittweite mit dem `ode113` nicht in den Stand. Der `ode45` berechnet diese Grenzsituation „korrekt“.

Zur Wahl einer der beiden Integratoren wurde ein Test hinsichtlich Genauigkeit und Rechenzeit unternommen. Die Genauigkeit ist aufgrund der konservativen Eigenschaften des Modells sehr gut zu nachprüfbar. Dazu wurde an einem festen Parametersatz die Änderung der Energie aufgrund der numerischen Abweichungen analysiert. Zusätzlich wurde die Zeit gemessen, die für die Berechnung benötigt wurde. Abbildung 3.5 zeigt den Vergleich zwischen `ode45` und `ode113` hinsichtlich der maximalen Genauigkeit, repräsentiert durch den Wert der maximalen Schrittweite und verschiedener Fehlertoleranzen. Dabei ist zu erkennen, dass der `ode113` im allgemeinen eine höhere Genauigkeit bei ge-

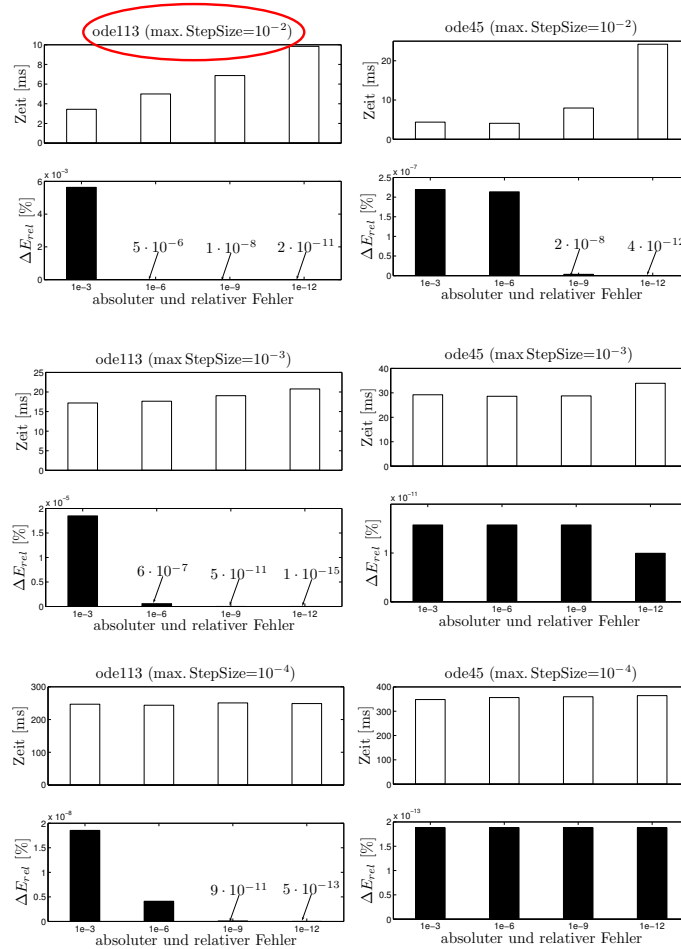


Abbildung 3.5.: Vergleich zwischen ode113 und ode45-solvern in Matlab/Simulink hinsichtlich Genauigkeit und Rechenzeit. Die Werte der y-Achsen beziehen sich jeweils auf einen Schritt im Modell. Die linke Seite zeigt die Ergebnisse für ode113 mit verschiedenen maximalen Schrittweiten. Die rechte Spalte (b) entsprechend für ode45. In der selben Zeile sind jeweils gleiche maximale Schrittweiten dargestellt. Es wurden 100 Schritte bei einer Systemenergie von 1774 J simuliert. Gewählt wurde der ode113 mit maximaler Schrittweite von 10^{-2} und einer Fehlertoleranz von 10^{-12} .

ringerer Rechenzeit als der ode45 bietet. Eine Verringerung der Schrittweite von 10^{-3} auf 10^{-4} bringt zwar eine Genauigkeitserhöhung von durchschnittlich 10^{-11} auf 10^{-12} aber auch eine Verzehnfachung der Rechenzeit. Eine Schrittweitenverringerung hat auf die Energiefluktuation beim ode113, bei Fehlertoleranzen im Bereich von 10^{-12} fast keine Auswirkung. Es erhöht sich ausschließlich die Rechenzeit. Da selbst bei einer maximalen Schrittweite von 10^{-2} und geringer Fehlertoleranz die relativen Energieabweichungen im Bereich von 10^{-12} % der Gesamtenergie liegen, kann folgender Kompromiss hinsichtlich der schnelleren Simulationszeit gefunden werden:

`ode113` mit einer maximalen Schrittweite von 10^{-2} und einer Fehlertoleranz (absolut und relativ) von 10^{-12} .

Ein Integrationsverfahren mit fester Schrittweite (Runge-Kutta, repräsentiert in Matlab durch `ode4`) zeigt eine schlechte Performance hinsichtlich der vorliegenden Modellcharakteristik. Abbildung 3.4 veranschaulicht den Genauigkeit, Zeit-Zusammenhang bei zwei Lösungsverfahren mit fester Schrittweite.

3.3. Systemtheoretische Vorbetrachtungen

Dynamische Systeme beschreiben Vorgänge und ihren zeitlichen Verlauf. Die mathematische Beschreibung dieser Veränderung kann mit einem Differentialgleichungssystem (analog, kontinuierlich) oder über Differenzgleichungen (diskret) erfolgen. Dabei kann jedes System n -ter Ordnung in n Systeme 1. Ordnung überführt werden. Bewegungsgleichungen in der Mechanik repräsentieren im Normalfall (schwingfähig, zeitinvariant) Systeme zweiter Ordnung. Der mechanische Freiheitsgrad f führt zu $2f$ Differentialgleichungen erster Ordnung. Zum Beispiel ist die Lage eines Pendels mit fester Pendellänge mit mechanischem Freiheitsgrad 1 durch genau zwei Zustände, den Winkel und die Winkelgeschwindigkeit definiert.

Im planaren Masse-Feder Modell mit mechanischem Freiheitsgrad 2 repräsentieren vier Zustände das System zu jedem Zeitpunkt mit dem Zustandsvektor $\mathbf{z} = [x, \dot{x}, y, \dot{y}]^T$ und der Systembeschreibung im Zustandsraum

$$\dot{\mathbf{z}} = \frac{d\mathbf{z}}{dt} = \mathbf{F}(\mathbf{z}).$$

Der Zustandsvektor spannt den vierdimensionalen Phasenraum auf. In diesem ist jeder Zustand des Systems durch einen Punkt repräsentiert. Die Änderungen der Zustände über die Zeit erzeugen Trajektorien im Phasenraum (vgl. Abb. 3.6.b) die sich nicht schneiden dürfen (Eindeutigkeitstheorem). Aus dem Phasenportrait eines Systems können wichtige Aussagen über das Verhalten des Modells getroffen werden. Interessant sind dabei folgende Eigenschaften:

- Fixpunkte
- Stabilität

- Chaos.

3.3.1. Fixpunkte

Fixpunkte \mathbf{z}^* sind die Punkte im Phasenraum, in denen sich die Zustände nicht mehr ändern, d.h. für die gilt $\mathbf{F}(\mathbf{z}^*) = \mathbf{0}$. Fixpunkte können *stabil* (Attraktoren, Grenzzyklen, Senken) oder *instabil* (Sattelpunkte, Quellen) sein.

3.3.2. Stabilität

Wenn alle Trajektorien, die in einer ausreichend kleinen Umgebung ϵ um den Fixpunkt \mathbf{x}^* starten für $t \rightarrow \infty$ innerhalb dieser Umgebung bleiben, ist der Fixpunkt LYAPUNOV stabil. Wenn zusätzlich alle Auslenkungen (Störungen) um den Fixpunkt für $t \rightarrow \infty$ verschwinden und die Trajektorie wieder in den Fixpunkt zurückkehrt, ist dieser *asymptotisch* stabil. In konservativen kontinuierlichen Systemen (ungedämpftes Pendel) findet man nur Lyapunovstabilität, d.h. bei einer kleinen Auslenkung um den Fixpunkt verbleibt das Pendel auf einer neuen Trajektorie, kehrt aber nie in den Fixpunkt zurück. Es entstehen geschlossene Orbits oder neutral stabile Fixpunkte.

3.3.3. Grenzzyklen

Grenzzyklen kennzeichnen ein spezielles Systemverhalten im ($n \geq 2$)-dimensionalen Phasenraum. Es liegt eine geschlossene Trajektorie vor, in die alle benachbarten Kurven münden (Senke, anziehender Grenzzyklus) oder von der alle weiteren Verläufe ausgehen (Quelle, instabiler Grenzzyklus). Stabile Grenzzyklen modellieren nichtlineare Systeme, die ohne Fremderregung oszillieren. Beispiele aus der Biologie sind der Herzschlag, der Tagesrhythmus des menschlichen Temperaturverlaufes und die Hormonausschüttung. Wenn das System leicht gestört wird, geht es wieder auf seine Standardkreisbahn zurück (STROGATZ, 1994).

3.3.4. Poincaré Maps

Ist man an einer Langzeitaussage über das Systemverhalten interessiert, kann man das n -dimensionale kontinuierliche System in ein System von $(n-1)$ -dimensionalen Differenzgleichungen überführen. Diese iterative Abbildungsvorschrift geht zurück auf die Idee

von Henri Poincaré. Ihm zufolge kann man eine Fläche S im Phasenraum finden, die von allen Trajektorien in mehreren Umläufen senkrecht geschnitten wird. Betrachtet man die Durchstoßpunkte der Trajektorie für jeden Umlauf k erhält man eine diskrete Abbildung der Form

$$\mathbf{z}_{k+1} = \mathbf{P}(\mathbf{z}_k).$$

Für einen Fixpunkt der Poincaré-Abbildung gilt: $\mathbf{x}_{k+1}^* = \mathbf{x}_k^*$. Das bedeutet, dass eine Trajektorie, die am Fixpunkt \mathbf{x}_k^* startet, nach einem Umlauf wieder zum gleichen Punkt zurückkehrt. Es entstehen geschlossene Orbits im $(n+1)$ -dimensionalen Phasenraum. Die Untersuchung eines nichtlinearen Systems mit Hilfe solcher Abbildungsvorschriften hat den Vorteil, das man zur numerischen Berechnung der Abbildungsfunktion \mathbf{P} nur einen Iterationsschritt benötigt, welches die Rechenzeit verkürzt und die Genauigkeit hinsichtlich der Integration erhöht.

Um Aussagen über die Stabilität von Fixpunkten des Poincaré-Map abzuleiten, entwickelt man die Abbildungsfunktion \mathbf{P} in eine Taylorreihe. Asymptotisch stabiles Verhalten liegt dann vor, wenn die Eigenwerte λ der Jacobimatrix $J = \left. \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}^*}$ folgender Bedingung genügen (für den Beweis siehe ARGYRIS, 1995):

$$|\lambda| < 1.$$

3.3.5. Hybride Systeme

Kontinuierliche konservative Systeme können niemals asymptotisch stabil sein, insbesondere gibt es keine Punktattraktoren, keine Grenzzyklen und keine seltsamen Attraktoren².

Dennoch zeigt das vorliegende Masse-Feder Modell stabiles Verhalten, obwohl es rein konservativen Charakter besitzt (siehe Kapitel 3.4). Dies ist mit der hybriden Struktur des Gesamtmodells zu erklären. Durch den Wechsel zwischen Flug- und Standphase müssen die Modellgleichungen immer gewechselt werden, d.h. das System ist zwar durch kontinuierliche Differentialgleichungen beschreibbar, wechselt aber an diskreten Ereignissen seinen Charakter. Dieser strukturellen Besonderheit ist das stabile Verhalten des Gesamtmodells zu verdanken. Mehr zu hybriden Systemen im Allgemeinen findet man

²Argyris, J.; Die Erforschung des Chaos: eine Einführung für Physiker, Ingenieure und Naturwissenschaftler, Wiesbaden, Vieweg 1994.

in GUCKENHEIMER und JOHNSON (1995); YE *et al.* (1998) und mit Anwendungen in der Robotik bei CHEVALLEREAU *et al.* (2005); GRIZZLE *et al.* (2001).

3.4. Stabilität und Robustheit des Masse-Feder Modells

Stabilität ist ein wichtiges Kriterium für Systeme in der Technik und in den Naturwissenschaften. Ein technisches System funktioniert nur, wenn der Regler im stabilen Bereich arbeitet. Gerade Fortbewegung in der Natur verlangt nach einem großen stabilen Bereich, um auf unbekanntes Gelände reagieren zu können. Seit der Existenz der ersten Laufmaschinen, versucht man solches Verhalten mit Hilfe der statischen Stabilität zu erzielen. Die Grundidee besteht darin, dass solange die senkrechte Projektion des Körperschwerpunktes auf den Boden in der von den Füßen aufgespannten Fläche liegt, sich das mechanische System in einer stabilen Konfiguration befindet. Dieses Konzept gilt aber nur für den Stand oder sehr geringe Geschwindigkeiten. Will man einen Roboter zum Laufen bringen, müssen andere Mechanismen greifen. Ein solcher Ansatz ist die dynamische Stabilität, die die Dynamik der Bewegung mit einbezieht (siehe Raibert-Regelung aus Kapitel 2.6). Sieht man zusätzlich noch von externer Energiezufuhr ab, erhält man eine Form der passiven *Selbststabilität*. Dieses Verhalten unterstützt das Konzept der intrinsischen Stabilität, die in der Mechanik steckt, und welche als im Hintergrund arbeitende Kontrollstrategie für das Laufen gesehen werden kann.

Wenn in dieser Arbeit von *Robustheit* die Rede ist, ist damit die Fähigkeit des Systems gemeint, auf Änderungen der Modellparameter mit gleichbleibend stabilem Verhalten zu reagieren.

Das Masse-Feder Modell hat drei unabhängige Parameter, die das gesamte Verhalten beschreiben. Das sind die dimensionslose Energie \tilde{E} , der Landewinkel α_0 und die dimensionslose Steifigkeit \tilde{k} . In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Fragen an das Modell gestellt und die Parameterabhängigkeiten untersucht.³

3.4.1. Apex-Return Map

Aufgrund des kleinen Parameterraumes ist es möglich, den gesamten Bereich nach stabilen Lösungen systematisch zu untersuchen. Mit Hilfe eines Poincaré Maps (siehe Ab-

³Alle Darstellungen mit dimensionslosen Parametern können nach den Zusammenhängen aus Kapitel 2.5 in dimensionsbehaftete Größen jederzeit umgerechnet werden. So z.B. wurden für die vorliegende Arbeit folgende Basisgrößen gewählt: $m = 80 \text{ kg}$, $g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$, $l_0 = 1 \text{ m}$.

schnitt 3.3.4) werden potentielle Fixpunkte identifiziert. Dazu wird der vierdimensionale Zustandsvektor systematisch reduziert. Als erstes kann die absolute horizontale Position x vernachlässigt werden, solange x_{k+1} des nächsten Schrittes größer als x_k des aktuellen Schrittes ist (siehe Abbruchbedingungen). Entscheidend für periodisches Verhalten ist die vertikale Position y . Wenn man im höchsten Punkt (Apex) in der Flugphase startet, sollte die folgende vertikale Apexposition des nächsten Schrittes mit der Startposition übereinstimmen. Im Apex ist die vertikale Geschwindigkeit $\dot{y} = 0$. Das heißt, der Zustandsvektor, der das System im Apex beschreibt hat folgende Form:

$$\mathbf{z}_{\text{Apex}} = [\dot{x}, y]^T.$$

Weiterhin kann \dot{x} über die Energie E nach folgender Formel berechnet werden:

$$\dot{x} = \sqrt{2\left(\frac{E}{m} - gy\right)}.$$

Der Definitionsbereich von y wird begrenzt durch die minimale Landehöhe bei einem bestimmten Winkel α_0 durch $y_{\min} \geq l_0 \sin \alpha_0$ und durch die maximale Höhe, bei der die Gesamtenergie komplett in der vertikalen potentiellen Energie enthalten ist (Wurzelausdruck wird Null), mit $y_{\max} \leq \frac{E}{mg}$.

Ein Maß für eine mögliche Anfangsenergie errechnet sich aus der horizontalen Anfangsgeschwindigkeit, z.B. $\dot{x} = 5 \frac{m}{s}$ und einer Starthöhe von $y = 1 m$, was eine approximierte Beinlänge darstellt, nach folgender Formel für die Gesamtenergie im Apex: $E = \frac{m}{2}\dot{x}^2 + mgy$. Bei einem Körpergewicht von 80 kg entspricht das einer Anfangsenergie von 1784,8 J. Da das experimentelle Vorgehen zur Bestimmung der Beinsteifigkeit stark variiert (siehe Abschnitt 2.4), können Bereiche in kN/m von $10 \leq k \leq 40$ zur Orientierung angegeben werden. In BLICKHAN (1989) wird eine maximale Steifigkeit bei gestrecktem Knie abgeschätzt, die nur die maximale Spannung in der Achillessehne betrachtet. Es ergibt sich eine maximale absolute Steifigkeit von 100 kN/m. Für eine erste Parameterabschätzung wurde eine dimensionslose Beinsteifigkeit von $\tilde{k} = 38$ ausgewählt, was bei einem Körpergewicht von 80 kg und einer Beinruhelänge von 1 m einem absoluten Wert von $k = 30$ kN/m entspricht.

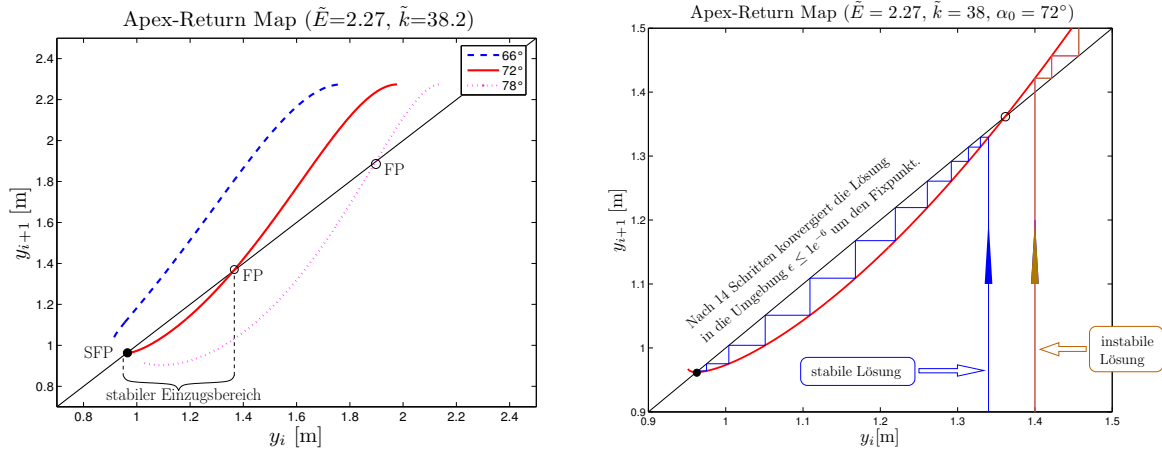


Abbildung 3.6.: Apex Return Map des Masse Feder Modells. Die Gerade kennzeichnet den Zusammenhang $y_{i+1} = y_i$ der mögliche Fixpunkte (FP) identifiziert. Wenn der Anstieg im Fixpunkt im Bereich $[-1, 1]$ liegt, handelt es sich um einen stabilen Fixpunkt (SFP). Die linke Abbildung (a) zeigt eine Abbildung für drei verschiedene Anstellwinkel. Obwohl der Verlauf für $\alpha_0 = 78^\circ$ einen Fixpunkt besitzt, ist dieser nicht stabil. Die untere Grenze des stabilen Einzugsbereich für die Funktion von $\alpha_0 = 72^\circ$ bildet die Landehöhe, die obere Grenze ist durch den instabilen Fixpunkt festgelegt. In (b) sieht man die Schrittfunktion und wie der Anfangszustand in den stabiler Fixpunkt läuft oder sich aufschwingt.

Abbildung 3.6 zeigt den Verlauf der Schrittfunktion für drei verschiedene Landewinkel $\alpha_0 = 66^\circ, 72^\circ, 78^\circ$. Die Schnittpunkte mit der Geraden bei $\alpha_0 = 72^\circ, 78^\circ$ kennzeichnen die Fixpunkte des Systems. Der Anstieg entspricht im eindimensionalen Fall dem Eigenwert der Jacobimatrix, welcher laut Abschnitt 3.3.4 zwischen -1 und 1 liegen muss. Für einen Landewinkel von 72° erhält man stabiles Systemverhalten.

3.4.1.1. Einzugsbereich

Aus einem Poincaré-Map kann man noch mehr Informationen als „stabil/nicht stabil“ entnehmen. Wenn ein stabiler Fixpunkt vorliegt, ist es von Interesse zu wissen, wie groß das Einzugsgebiet um diesen Fixpunkt ist. Das heißt, mit welcher gestörten Anfangshöhe konvergiert das Modell nach einer endlichen Schrittzahl in die Umgebung des Fixpunktes. Abbildung 3.6.b zeigt den Verlauf eines im Einzugsbereich gestarteten Startwertes in den stabilen Zustand. Das Einzugsgebiet um den stabilen Fixpunkt wird nach unten von der minimalen Landehöhe und für y -Werte oberhalb des stabilen Fixpunktes vom Sattelpunkt (oder maximale Apexhöhe) bestimmt. Für das Beispiel in Abbildung 3.6 ergibt sich ein globaler Einzugsbereich von 41 cm.

3.4.1.2. Attraktivität des Fixpunktes

Unter der Attraktivität versteht man die Geschwindigkeit, mit der ein Anfangszustand innerhalb des stabilen Einzugsbereiches in den Fixpunkt konvergiert. Ein Maß für die Attraktivität ist der Betrag des Anstiegs im Fixpunkt. Umso kleiner dieser Wert ist, desto schneller wird die Störung ausgeregelt. Ein Anstieg von null entspricht einem *superstabilen* Fixpunkt, bei dem jeder Wert im stabilen Einzugsbereich, nach einem Schritt im Poincaré-Map den stabilen Zustand erreicht.

3.4.2. Schrittplot vs. Apex-Return Map im Laufmodell

Aus der mathematischen Untersuchung des Apex-Return Map, kann ein eher biologisches Maß für Stabilität abgeleitet werden. Lokomotion kann als erfolgreich angesehen werden, wenn eine bestimmte Anzahl von Schritten, bei gleichzeitigem Raumgewinn, ohne Hinfallen absolviert werden können. Dazu untersucht man gezielt instabile Lösungen im Poincaré-Map. Wie in Abbildung 3.7 zu sehen, läuft der Anfangszustand vom Fixpunkt weg. Wenn die Apexhöhe zu groß wird, ist die Vorwärtsgeschwindigkeit bei konstanter Energie sehr gering. Das System schafft noch eine gewisse Anzahl von Schritten, bis es immer höher springt und an Vorwärtsgeschwindigkeit verliert, um nach 15 Schritten abzubrechen. Wenn man diesen Wert mit einem Sicherheitsfaktor von 3 multipliziert, erhält man eine Schrittzahl von 50. Mit dieser Information kann eine grobe Abschätzung für biologisch stabiles Verhalten, mit Hilfe einer *Schrittkartierung* durchgeführt werden. In der vorliegenden Arbeit wird der Parameterraum mit diesem Verfahren exploriert.

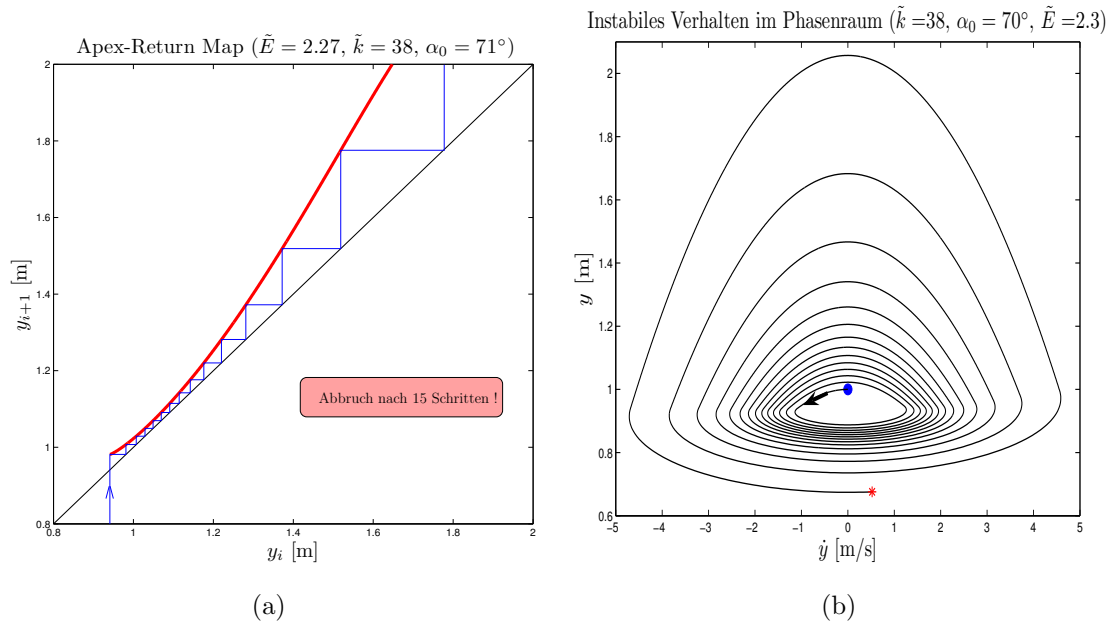


Abbildung 3.7.: Apex-Return Map mit den selben Parametern wie in Abbildung 3.6. Der Anstellwinkel ist um 1° flacher angestellt, so dass das Modell immer langsamer wird und nach 15 Schritten stehen bleibt (a). In Teilabbildung (b) ist eine Ausschnitt aus dem Phasenportrait dargestellt. Vom Startpunkt aus linksdrehend schwingen sich die Systemzustände auf (instabil).

3.4.3. Alpha–k Stabilität bei konstanter Energie

Wie in Abbildung 3.8 zu erkennen ist, ergibt sich bei konstanter Energie ein relative schmales Gebiet von Parametern, die zu stabilem Laufen führen, was eine ziemlich genaue Abstimmung der Parameter \tilde{k} und α_0 erfordert. Das sich bei größerem Landewinkel eine höhere Beinsteifigkeit einstellt, ergibt sich schon aus dem geometrischen Zusammenhang nach Gleichung 2.1. Demzufolge entspricht ein wachsendes α_0 einem kleineren θ und damit einer geringeren Beinkompression, welches bei gleicher Kraft zu wachsender Beinsteifigkeit führt. Eine empirische Abhängigkeit für die stabile J-förmige Region kann nach SEYFARTH *et al.* (2002) beschrieben werden mit:

$$\tilde{k} = \frac{1}{1 - \sin \alpha_0} \cdot konst.$$

Die rechte Grenze des stabilen Gebietes ist sehr scharf, das heißt, dass Parameterkombinationen, die über diese Grenze hinausgehen, zu sofortigem Abbruch der Simulation führen, da die Apexhöhe des nächsten Schrittes nicht ausreicht den Fußpunkt über die

Nulllinie zu heben. Im linksliegenden Bereich schafft das Modell noch eine gewisse Zahl von Bewegungszyklen, bis die Vorwärtsenergie verschwindet. Das Modell bleibt „stehen“.

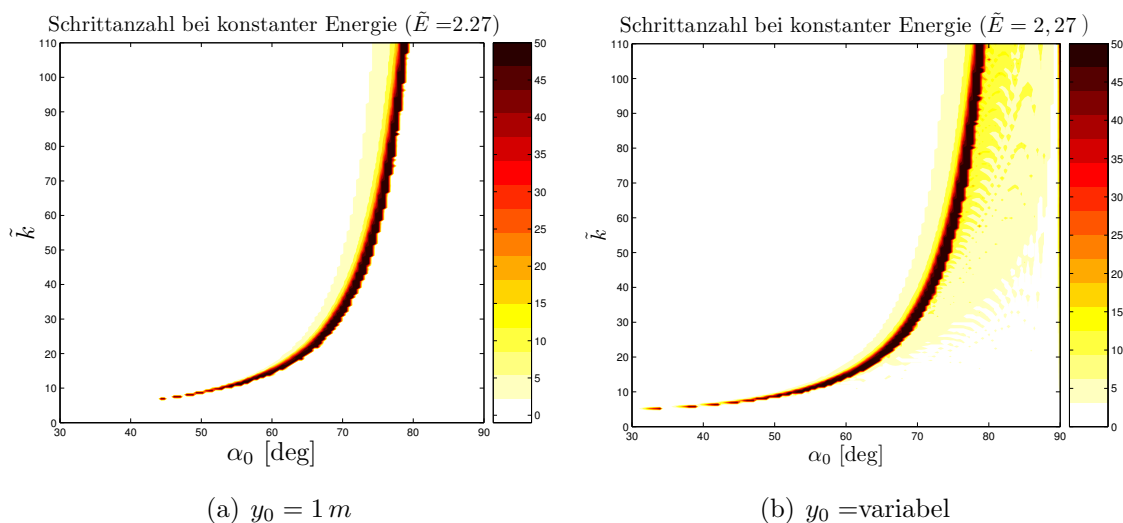


Abbildung 3.8.: Stabiles Gebiet für verschiedene Landewinkel und Steifigkeiten bei konstanter Energie. Abbildung (a) mit fester Apexhöhe $y_0 = 1\text{ m}$. Es existiert die scharfe Fallkante. Abbildung (b) mit variabler Apexhöhe. Das stabile Gebiet ist gleich, die scharfe Fallkante verschwindet bei dreifacher Rechenzeit.

Abbildung 3.8 zeigt den k - α -Zusammenhang bei konstanter Energie. Obwohl beide Grafiken kaum Unterschiede aufweisen, ist der eine (a) im Drittel der Zeit des anderen (b) entstanden. Das ist das Resultat des großen Einzugsbereich beim Rennen. In Abbildung 3.8(a) wurde jedes k - α -Paar mit konstanten Anfangsbedingungen ($\tilde{x}' = 1,59$, $\tilde{y} = 1$) für die entsprechende Systemenergie von $\tilde{E} = 2,27$ untersucht. Für Abb. 3.8(b) wurde die Anfangshöhe \tilde{y} variiert (50 Werte) und die Geschwindigkeit entsprechend der Bedingung für konstante Energie angepasst. Die starke Ähnlichkeit der beiden Darstellungen zeigt, dass die Apexhöhe von $y=1\text{ m}$ für alle Lösungen bei dieser Energie im Einzugsbereich für stabile Lösungen liegt. Das führt zu einer extremen Verringerung der Rechenzeit bei annähernd gleicher Genauigkeit.

3.4.4. Energie–Alpha Abhängigkeit bei konstanter Beinsteifigkeit

Wenn man die Beinsteifigkeit konstant hält und dabei die Energie und den Landewinkel variiert, ergibt sich ein stabiler Bereich nach Abbildung 3.9 (a). Es sind über einen Energiebereich von $1,6 \leq \tilde{E}$ (entspricht $v_x = 3,7\text{ m/s}$) stabile Lösungen vorhanden. Energien

über $\tilde{E} = 6$ entsprechen einer Fortbewegungsgeschwindigkeit von über 10 m/s und sind deshalb nicht im physiologisch sinnvollen Bereich. Die minimale Energiegrenze stimmt mit experimentellen Daten nicht überein. In Kapitel 3.6 und 3.7 werden Strategien vorgestellt, mit der auch geringe Vorwärtsgeschwindigkeiten erreichbar sind.

Andere Aussagen aus Abbildung 3.9 stimmen gut mit experimentellen Beobachtungen überein. So zeigt sich bei den Untersuchungen von FARLEY und GONZALEZ (1996) eine Unabhängigkeit der Beinsteifigkeit gegenüber der Vorwärtsgeschwindigkeit. Laut den Ergebnissen im $\tilde{E} - \alpha_0$ -Gebiet (vgl. Abb. 3.9.a) muss bei Erhöhung der Energie (respektive Vorwärtsgeschwindigkeit), der Anstellwinkel verkleinert werden. Dies wird beim Rennen im unteren Geschwindigkeitsbereich über eine Vergrößerung der Schrittlänge erzielt. WEYAND *et al.* (2000) fanden heraus, dass bei Geschwindigkeiten über 6 m/s eine weitere Geschwindigkeitserhöhung hauptsächlich über eine Erhöhung der Schrittfrequenz erfolgt. Dieser Geschwindigkeitswert stimmt gut mit der von ARAMPATZIS *et al.* (1999) gefundenen Grenze für konstante Beinsteifigkeit überein. Bei höheren Energien ändert sich im zunehmenden Maße die Schrittfrequenz und die Beinsteifigkeit nimmt zu (FARLEY und GONZALEZ, 1996).

Weiterhin erkennt man eine höhere Robustheit gegenüber Änderungen im Landewinkel bei höheren Energien.

3.4.5. Energie–Steifigkeits-Verhalten bei konstantem Landewinkel

Mit zunehmender Energie muss, bei konstantem Beinwinkel, die Beinsteifigkeit erhöht werden um stabiles Laufen zu ermöglichen (vgl. Abb. 3.9.b). Im Gegensatz zu dem vorhergehenden Abschnitt, hat dieses Verhalten nur bedingt biologische Relevanz. Da der Mensch bei der Fortbewegung seinen Landewinkel ständig der Geschwindigkeit über unterschiedliche Schrittlänge anpasst, wurden noch keine experimentellen Daten mit konstanter Schrittlänge erhoben. Dies bedeutet einen zu starken Eingriff in das natürliche Laufverhalten. Eine mögliche Interpretation können die Untersuchungen von FARLEY und GONZALEZ (1996) liefern, welche eine Zunahme der Beinsteifigkeit bei höheren Schrittfrequenzen zeigen. Die Erhöhung der Schrittfrequenz wäre eine logische Konsequenz der Geschwindigkeitserhöhung bei konstantem Beinwinkel.

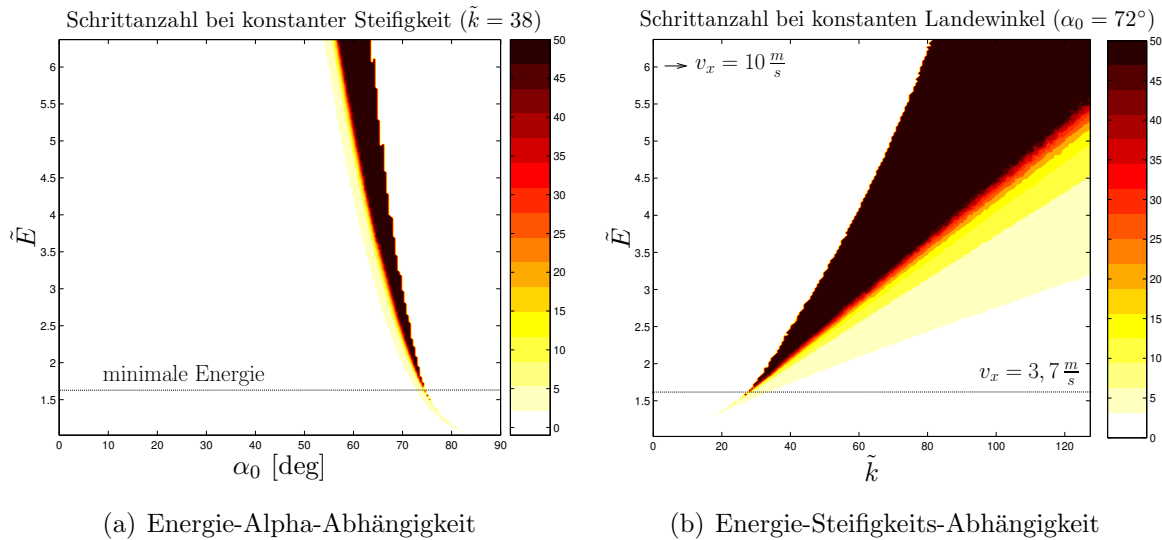


Abbildung 3.9.: Stabiles Gebiet bei unterschiedlicher Anfangsenergie. Abbildung (a) zeigt die Abhängigkeit von verschiedenen Landewinkeln bei konstanter Beinsteifigkeit. In Abbildung (b) wird die Beinsteifigkeit bei gleichbleibendem Anstellwinkel variiert. Es zeigt sich jeweils eine minimale Energie, die einer Renngeschwindigkeit von ca. $3,7 \text{ m/s}$ entspricht.

3.4.6. Gesamter Stabilitätsbereich beim Rennen mit konstantem Landewinkel

Abbildung 3.10 zeigt die Gesamtabhängigkeit der drei Modellparameter untereinander. Es wird ersichtlich, dass selbststabiles Rennen mit konstantem Beinwinkel α_0 , bei einer Vorwärtsgeschwindigkeit von $v_x = 3,7 \text{ m/s}$ noch möglich ist. Dabei ist keine maximale Energiegrenze zu beobachten, da theoretisch beliebig hohe Steifigkeiten gewählt werden können.

3.4.7. Robustheit und Attraktivität

Bevorzugte Parameterabstimmungen für ein biologisches oder technisches System sind solche mit starker Attraktivität zum stabilen Zustand. Daher wurde die schon bekannte $\alpha_0 - \tilde{k}$ - Abhängigkeit (vgl. Abb. 3.8) mit Hilfe eines Apex-Return Maps für verschiedene Landewinkel und Beinsteifigkeiten auf die Stärke der Attraktivität untersucht. Das die Größe des Gebietes, hervorgehend aus dem Poincaré-Map, mit dem Schrittplot übereinstimmt, bedeutet dass das 50-Schritt-Maß alle stabilen Lösungen enthält. Dieses Ergebnis

Stabiler Bereich im gesamten Parameterraum (Beinkontrolle $\alpha_0 = konst$)

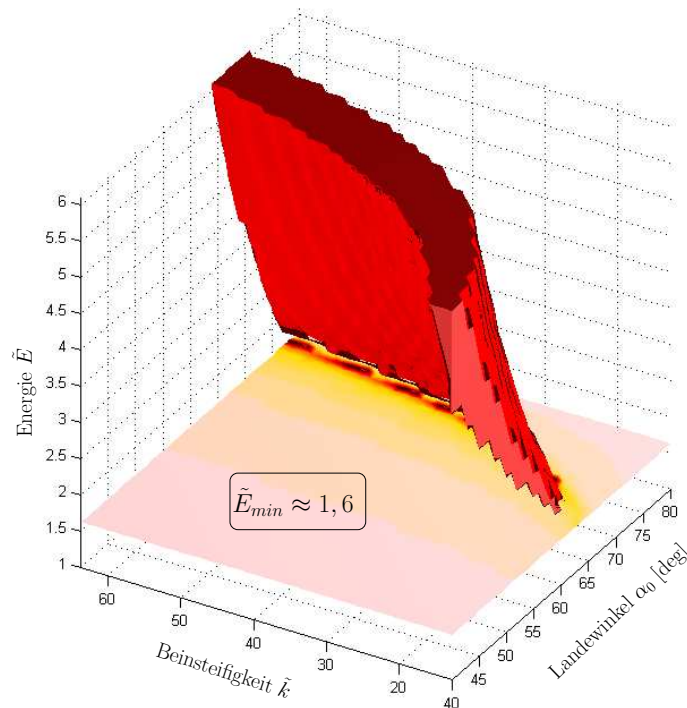


Abbildung 3.10.: Stabiler Bereich für den gesamten Parameterraum für Rennen mit fixem Landewinkel. Die minimal erreichbare Energie für selbststabiles Verhalten entspricht einer Geschwindigkeit von $v_x = 3,7 \text{ m/s}$ (a).

unterstützt die mögliche Vereinfachung des Stabilitätsbegriffes auf ein biologisches Maß einer Schrittzahl. Hinsichtlich einer hohen Attraktivität ist es von Vorteil, sich in der Mitte des $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Gebietes zu bewegen (vgl. Abb. 3.11). Indes besteht keine Relevanz einer solchen Feineinstellung in der Natur, da es bedeuten würde, den Landewinkel mit einer Genauigkeit kleiner ein Grad einzustellen.

3.5. Bodenreaktionskräfte und Schwerpunktennergie

Die von CAVAGNA *et al.* (1977) aufgestellten Beobachtungen über den gleichphasigen Wechsel von kinetischer Vorwärtsenergie und potentieller Energie des Körperschwerpunktes, führten zu der Modellvorstellung eines nachgiebigen, energiespeichernden Beinverhaltens. Daher zeigt sich bei der einfachsten Umsetzung dieser Idee im Masse-Feder

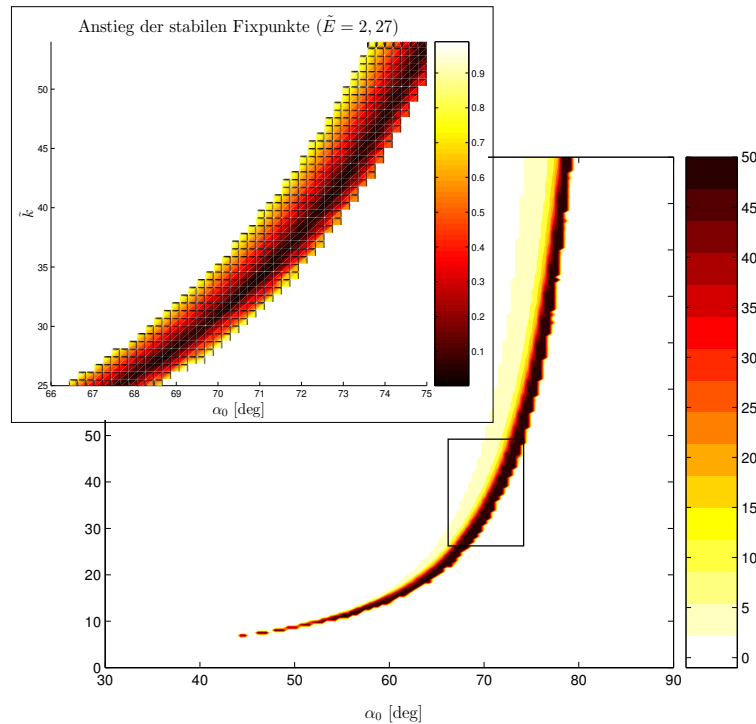
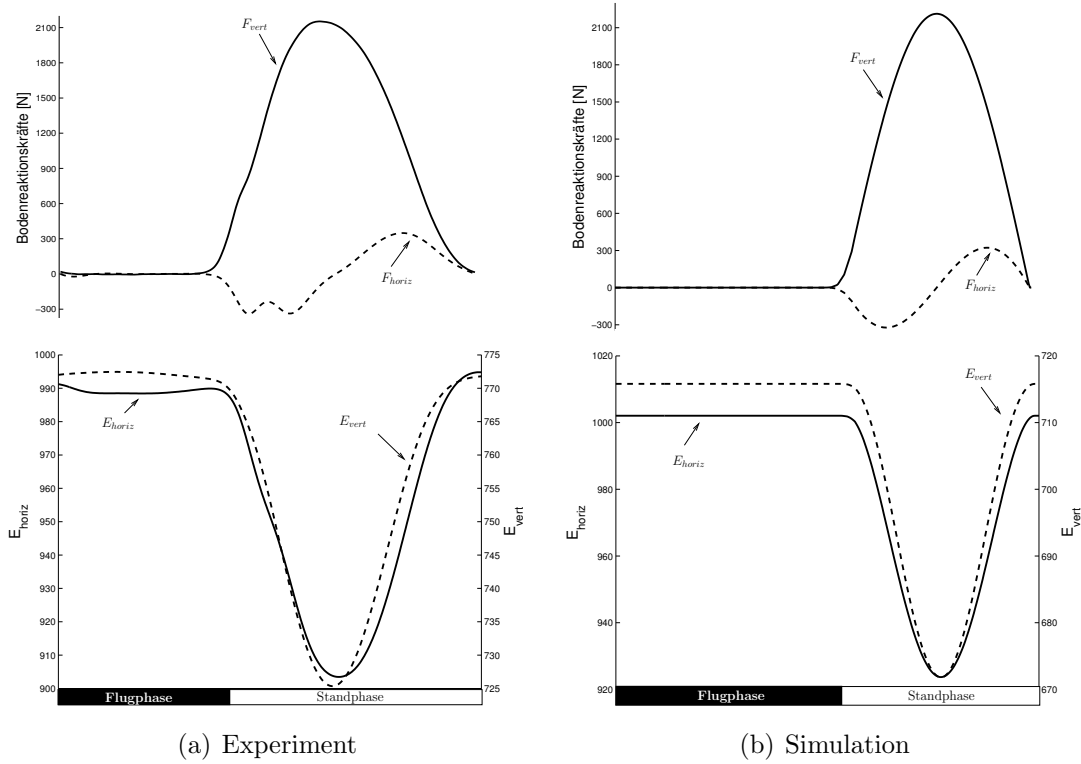


Abbildung 3.11.: Stärke der Attraktivität im α_0 - \tilde{k} -Gebiet. Die Parameterkombinationen mit hoher Attraktivität (geringer Anstieg im Fixpunkt) liegen in der Mitte des J-förmigen Gebietes.

Modell eine sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten. In Abbildung 3.12 ist eine Gegenüberstellung gemessener und simulierter Daten, bei einer Geschwindigkeit von 5 m/s dargestellt. Es sind qualitativ starke Gemeinsamkeiten zu erkennen. Aber selbst quantitativ stimmen die Modellvorhersagen gut mit den Experimenten überein.

3.6. Kinematische Flugphasenkontrolle des Landewinkels

Alle Untersuchungen ab Kapitel 3.4 basieren auf dem Kontrollkonzept des konstanten Landewinkels α_0 . Die Abstimmung auf eine bestimmte Beinsteifigkeit bei einer bestimmten Energie muss jedoch ziemlich genau erfolgen. SEYFARTH *et al.* (2003) beschreibt, wie ein veränderlicher Anstellwinkel die Robustheit stark erhöht und die minimale Energie (siehe Abbildung 3.9) in biologisch relevante Bereiche senkt. Die vorgeschlagene Kontrolle setzt im Apex an und verändert den Beinwinkel über eine vorgegebene Winkelge-



(a) Experiment

(b) Simulation

Abbildung 3.12.: Vergleich der Bodenreaktionskräfte aus Experiment (a) und Simulation (b) bei einer Geschwindigkeit von $v_x = 5 \text{ m/s}$. Die beiden oberen Abbildungen zeigen die Bodenreaktionskräfte. Daten sind mit Tiefpassfilter geglättet. Darunter sind vorwärtskinetische Energie E_{horiz} und vertikale potentielle und kinetische Energie E_{vert} des Körperschwerpunktes aufgetragen (siehe MCMAHON 1984).

schwindigkeit nach einem linearen Zusammenhang der Form:

$$\alpha_0 = \omega(t - t_{apex}) + \alpha_R. \quad (3.6)$$

Hier entspricht ω einer konstanten Winkelgeschwindigkeit und α_R dem Anfangswert des Beinwinkels zum Zeitpunkt $t \leq t_{apex}$. Sobald die Masse den Apex erreicht hat, erhöht sich der Beinwinkel mit zunehmender Flugzeit. Daraus folgt, je größer die Apexhöhe, desto steiler der Anstellwinkel. Diese Kontrollstrategie erfolgt ohne genaue Rückkopplung des aktuellen Winkelwertes. Als sensorische Information genügt der Zeitpunkt für $\dot{y} = 0$.

Abbildung 3.13 zeigt den Apex-Return Map für zwei unterschiedliche Winkelgeschwindigkeiten ω . Man erkennt, dass besonders für hohe Geschwindigkeiten, eine geringe Re-

traktionsgeschwindigkeit ω und für geringe Geschwindigkeiten ein eher hohe Retraktionsgeschwindigkeit ω von Vorteil ist.

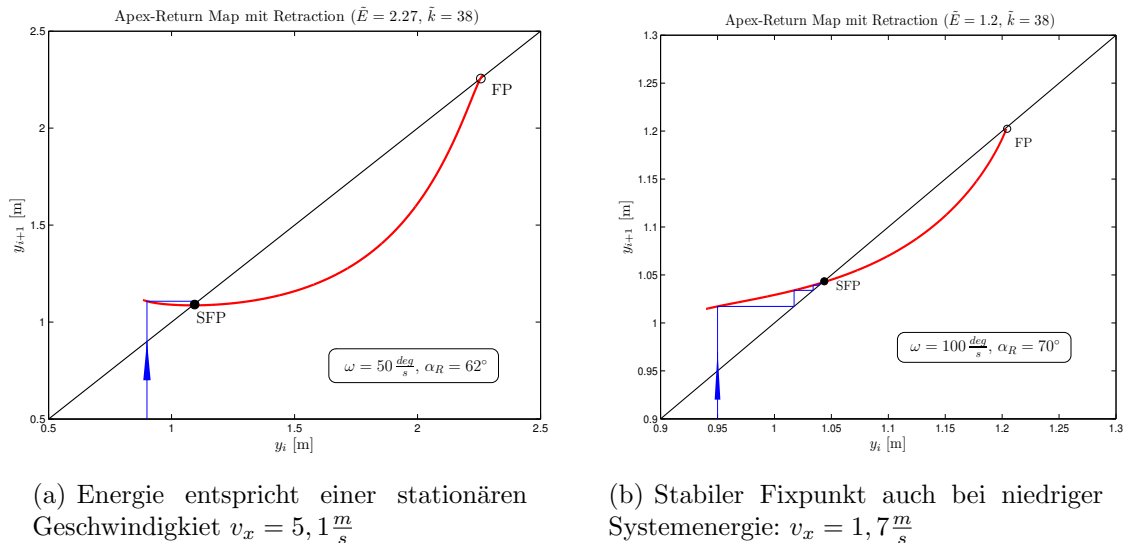
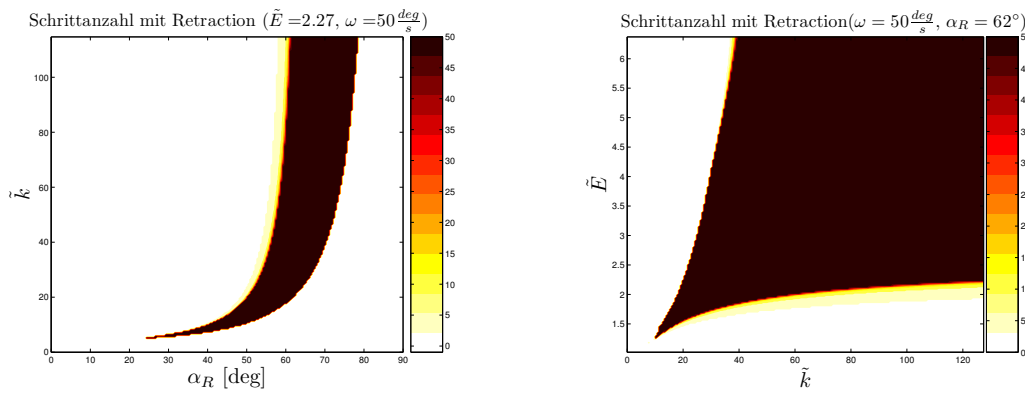


Abbildung 3.13.: Apex-Return Map im Masse-Feder Modell mit kinematischer Beinkontrolle. Teilabbildung (a) zeigt einen höheren stabilen Einzugsbereich gegenüber Abbildung 3.6 bei gleicher Energie. In (b) liegt die Energie unter der minimalen Energie bei festem Landewinkel im Bereich von c.a. 1 m/s Vorwärtsgeschwindigkeit. Je geringer die Fortbewegungsgeschwindigkeit, desto höher ω .

Mit dieser Kontrolle ist theoretisch jeder beliebige Landewinkel erreichbar. Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15 zeigen den Einfluss einer kinematischen Kontrolle mit konstanter Winkelgeschwindigkeit auf die Robustheit des Systems. Man sieht eine enorme Vergrößerung des Gebietes gegenüber dem System mit festem Anstellwinkel. Der lineare Winkelverlauf beschränkt aber die Vielfalt. Es stellt sich die Frage nach einer optimalen Kontrolle für den Anstellwinkel.

Optimale Kontrolle der Flugphase

Wie bei SEYFARTH und GEYER (2002) dargestellt, kann bei hoher Winkelauflösung zu einer bestimmten Kontrollhöhe y_{kont} eine Schar von α -Werten berechnet werden, die alle Anfangshöhen innerhalb eines Schrittes auf die gewünschte Kontrollhöhe projiziert. Zu dieser Kontrollhöhe kann über die Weg-Zeit-Abhängigkeit im freien Fall ein Zusammenhang zwischen Zeit t und Winkel α hergestellt werden. Dies erlaubt ohne Kenntnis über



(a) $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Abhängigkeit bei konstanter Energie

(b) $\tilde{E} - \tilde{k}$ -Abhängigkeit

Abbildung 3.14.: Kinematische Flugphasenkontrolle über lineare Beinwinkelfunktion und ihren Einfluss auf die Robustheit des Systems. Beide Abbildungen zeigen ein größeres stabiles Gebiet gegenüber dem Modell mit festem Anstellwinkel (Abbildung 3.8 und 3.9).

die aktuelle Apexhöhe, eine Konvergenz in den festgelegten Fixpunkt (entspricht der Kontrollhöhe) innerhalb weniger Schritte. Abbildung 3.16 (b) zeigt, wie sich nach einem Schritt (ein Umlauf im Phasenportrait) sofort die gewünschte Apexhöhe einstellt. Dieser optimale kinematische Winkelverlauf in der Flugphase könnte als gefittete Funktion in geschlossener Form oder als Look-Up-Table in einem Mikrocontroller hinterlegt werden und so einfache federartig rennende Roboterkonstruktionen steuern.

Durch die einstellbare Kontrollhöhe, kann die Energieverteilung zwischen kinetischer und potentieller Energie beliebig eingestellt werden. So ergibt sich bei einer konstanten Systemenergie für jede Kontrollhöhe eine entsprechende Vorwärtsgeschwindigkeit, die sich nach einigen Schritten (maximal vier) einstellt. Abbildung 3.17 zeigt den Verlauf der vertikalen Schwingung beim Start aus extremen Anfangsbedingungen.

Stabiler Bereich mit kinematischer Beinkontrolle $\alpha(t)$

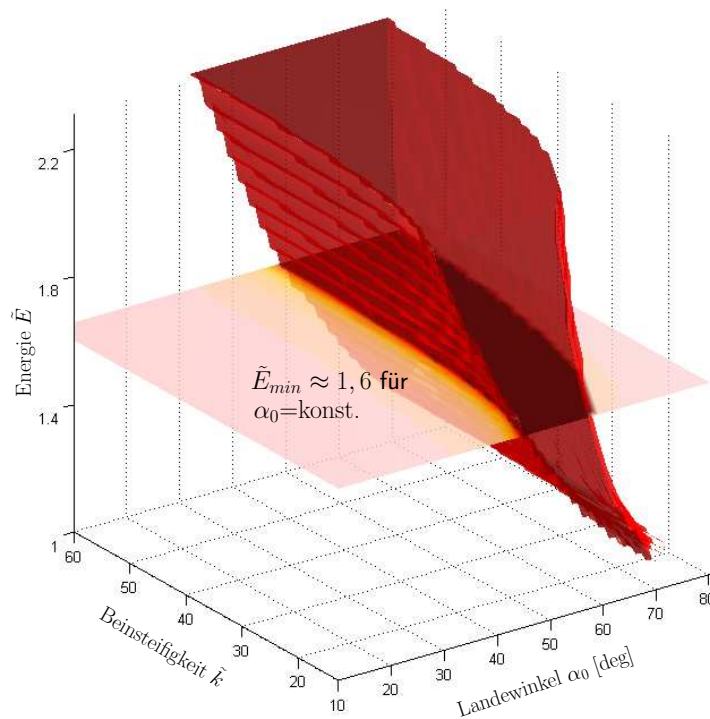


Abbildung 3.15.: Der gesamte Parameterraum mit kinematischer Beinkontrolle mit konstanter Winkelgeschwindigkeit $\omega = 50 \frac{\text{deg}}{\text{s}}$. Man erkennt gegenüber Abbildung 3.10, dass sich die $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Robustheit (horizontale Schnittebenen) stark vergrößert und dass die minimale Systemenergie bedeutend gesenkt werden konnte.

In der Biologie kann zwar ein ähnliches Verhalten, welches einem aktiven Zurückziehen des Schwungbeins kurz vor der Landung entspricht, beobachtet werden (GRAY, 1968; HERR *et al.*, 2002; MUYBRIDGE, 1955) aber es gibt keinen Beweis für eine Kontrolle, die im Apex ihren Ursprung hat. Denn das würde bedeuten, dass ein Beschleunigungssignal aus dem Vestibulum ein aktives Bein zurückziehen starten müsste. Dennoch könnte die konzeptionelle Stärke dieser Kontrolle (besonders der Kontrolle $\alpha(t)$) in der Robotik ihren Nutzen finden.

3.7. Nichtlineare Federcharakteristik

Hinsichtlich einer möglichen Kontrollstrategie für die Standphase wurde das Verhalten des Masse-Feder Modells bei nichtlinearer Federcharakteristik untersucht. Dabei zeigt

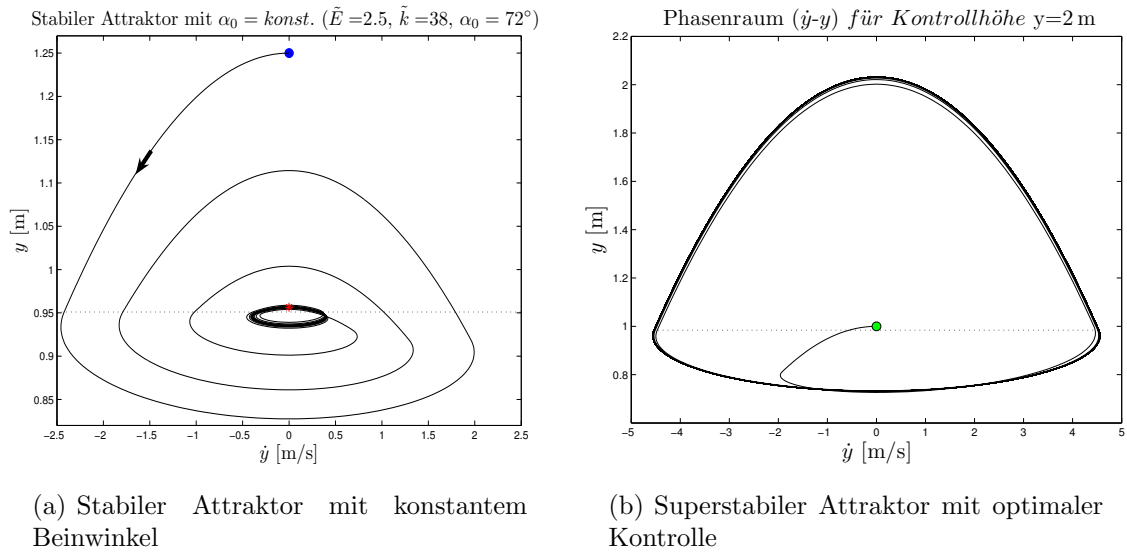


Abbildung 3.16.: Innerhalb eines Schrittes regelt die optimale Kontrolle die gewünschte Apexhöhe (hier 2 m) ein. Es entsteht ein superstabiler Attraktor (b). Im Vergleich ein normalstabiler Attraktor bei konstantem Landewinkel (a).

sich (Abb. 3.18 und Abb. 3.19), dass eine degressive Nichtlinearität die Robustheit im $k - \alpha$ -Gebiet erhöht und die minimale Energie in physiologisch relevante Bereiche senkt. Es stellt sich heraus, dass je kleiner der Nichtlinearitätsexponent ν ist desto geringere Energien können beim Rennen erreicht werden. Anhand dieser Ergebnisse, stellt nicht-lineares Federverhalten eine Kontrollstrategie dar, die ähnlich der kinematischen Beinkontrolle (vgl. Abschn. 3.6), die Robustheit und Stabilität des Systems erhöht. Da kein biologischer Hinweis bezüglich nichtlinearem globalem Beinverhalten existiert, liegt die Vermutung nahe, dass eine Beinwinkelkontrolle energetisch günstiger zu erzielen ist und sich evolutiv durchgesetzt haben könnte. Eine weitere Erklärung könnte die Segmentierung des Beines liefern. Experimente (GÜNTHER und BLICKHAN, 2002) und Simulationen (SEYFARTH *et al.*, 2000, 2001) lassen auf eine höhere interne Stabilität segmentierter Beine bei progressivem Verhalten schließen ($\nu > 1,5$). Dagegen zeigen die Ergebnisse im Masse-Feder Modell hohe Stabilität bei degressiver Kennlinie. Aufgrund dieser gegensätzlichen Anforderungen, kann die globale Linearität des Beinverhaltens als Kompromiss aus beiden Ansprüchen entstanden sein.

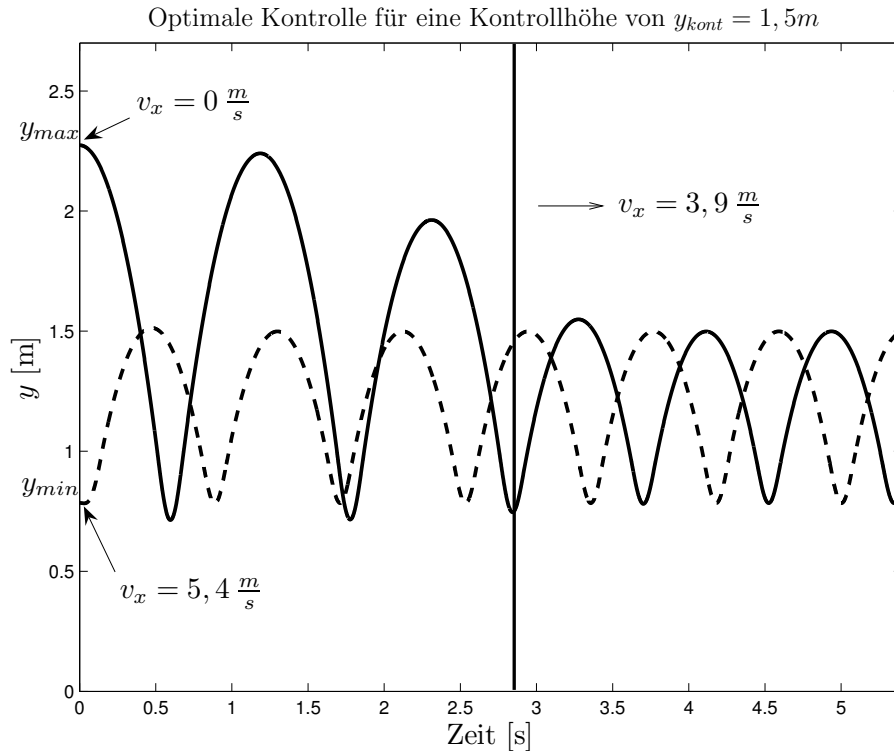


Abbildung 3.17.: Energieverteilung durch die optimale Kontrolle. Für eine dimensionslose Kontrollhöhe von $y = 1,5$ ergibt sich eine Geschwindigkeit von $v_x = 3,9 \frac{m}{s}$ bei einer bestimmten Systemenergie. Es ist zu erkennen, wie das Modell bei maximaler Anfangshöhe aus dem Stand ($v_x = 0 \frac{m}{s}$) innerhalb von vier Schritten auf die Endgeschwindigkeit beschleunigt. Beim Start aus minimaler Landehöhe konvergiert das Modell innerhalb eines Schrittes gegen die Kontrollhöhe.

3.8. Robustheit gegenüber Bodenunebenheiten

Um ein Maß für die Robustheit gegenüber Bodenstörungen abzuleiten, wurde der stabile Einzugsbereich des Systems für die konstanten Modellparameter α_0 und \tilde{k} bezüglich energetischer Störungen⁴ untersucht. Abbildung 3.20 zeigt den Verlauf des Einzugsgebietes. Als erstes erkennt man höhere Robustheit bei hohen Energien, respektive Vorwärtsgeschwindigkeiten. Weiterhin lässt sich sehen, dass zwar Störungen, die nach jedem Schritt auftreten bis zu einer Höhe von ca. 60 cm vom System ausgeglichen werden können, aber sobald das System in den Fixpunkt läuft (dunkle Linie), ist die Störanfälligkeit sehr gering (bestenfalls ca 7 cm).

⁴Eine konkave Bodenunebenheit (Loch) entspricht $+\Delta E_{pot}$. Eine Schwellen dementsprechend $-\Delta E_{pot}$.

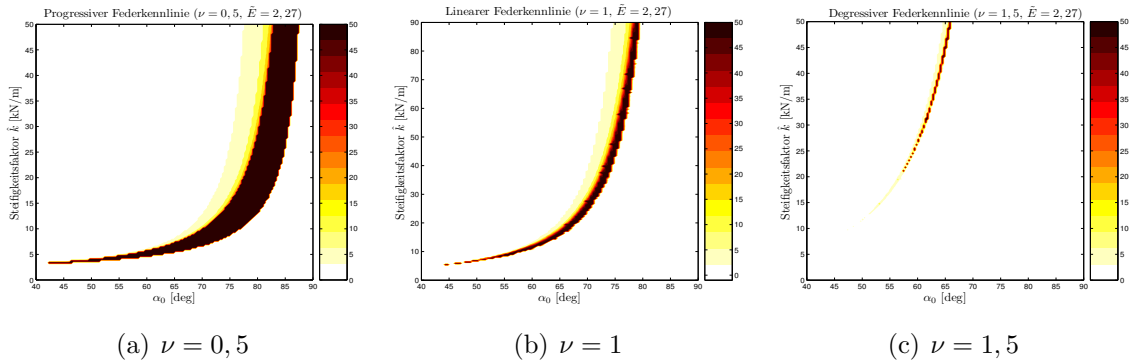


Abbildung 3.18.: Stabiler Bereich bei konstanter Energie im Steifigkeits-Winkel Gebiet. Auf den y-Achsen sind Steifigkeitsfaktoren aufgetragen. Diese korrespondieren nur im linearen Fall (b) zur aktuellen Federsteifigkeit bei beliebiger Beincompression (vgl. Abb. 3.8). In (a) und (b) folgt die Beinkraft folgender Gleichung $F_L = \hat{k}(l_0 - l)^\nu$. Bei degressiver Kennlinie ($\nu = 0,5$) zeigt sich eine hohe Robustheit, die mit niedrigerem ν weiter zunimmt (a). Bei $\nu > 1$ verringert sich das Gebiet stark.

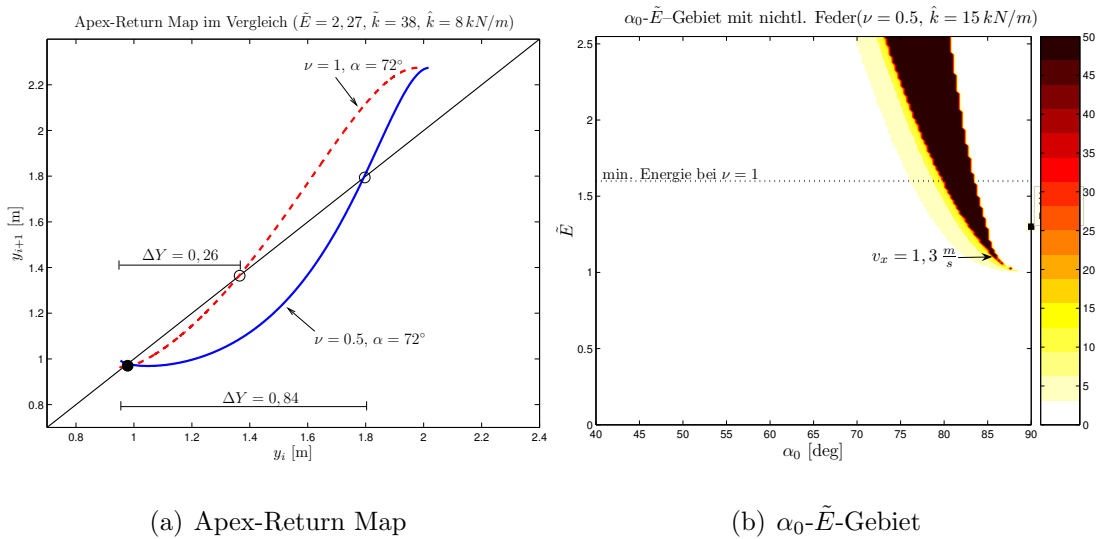


Abbildung 3.19.: Apex-Return Map (a) und Energieplot (b) für degressives Beinverhalten. Der stabile Einzugsbereich ΔY ist größer als beim Modell mit linearer Steifigkeit (vgl. Abb. 3.6). Im Energieplot (b) ist ein ausgeprägtes stabiles Gebiet unterhalb der minimalen Energie für lineare Federn zu erkennen.

Mit einer kinematischen Beinkontrolle können beide Arten von Störungen viel besser ausgeglichen werden.

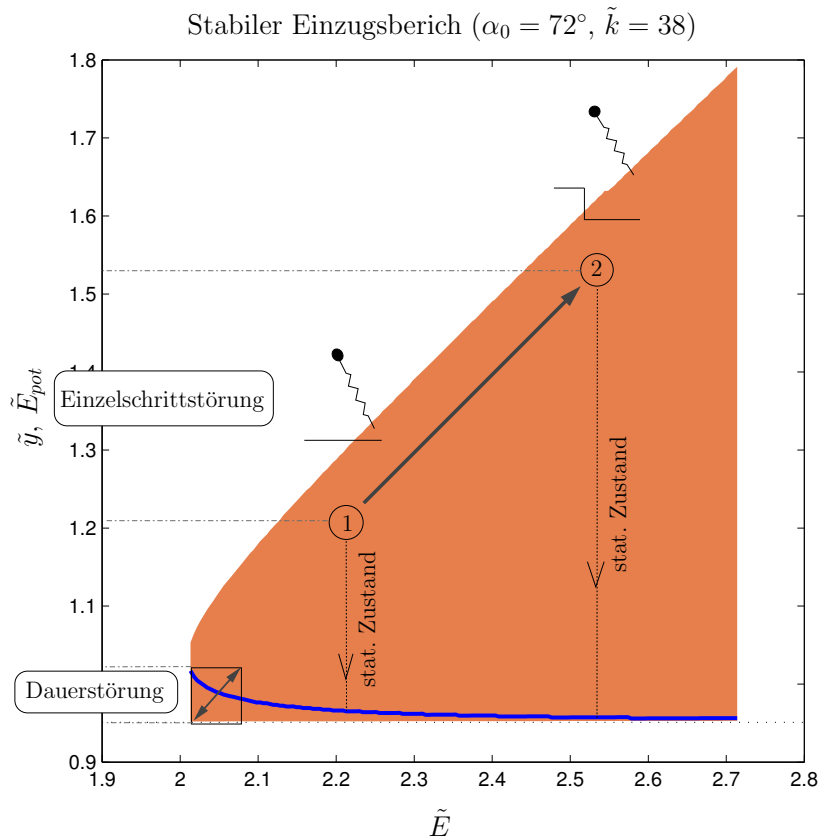


Abbildung 3.20.: Stabiler Einzugsbereich und Robustheit gegenüber Störungen. Die Systemenergie wurde variiert (x-Achse) und über eine Apex-Return Map der Einzugsbereich bestimmt. Die dunkle Linie im trapezförmigen Bereich kennzeichnet den stationären Zustand des Systems. Die dimensionslose Starthöhe entspricht einer Änderung der dimensionslosen potentiellen Energie durch Bodenunebenheiten. Der Bereich der Einzelschrittstörungen setzt eine kontinuierlichen Änderung des Bodens nach jedem Schritt voraus. In diesem Fall können Störungen bis zu ca. 60 cm ausgeglet werden. Das kleine Quadrat in der rechten unteren Ecke zeigt bezieht sich auf die Robustheit im stationären Zustand. Die ist in diesem Fall viel geringer (ca. 7 cm).

Dies lässt folgende Interpretation zu. Bei einem schnell rennenden Roboter wäre der Rechenaufwand für Sensorrückkopplungen viel zu hoch. Weiterhin müsste die Informationsverarbeitung auf die hohe Dynamik angepasst werden. Würde man die Mechanik aber auf nachgiebiges Beinverhalten auslegen, könnte man besonders bei hohen Geschwindigkeiten von der Selbststabilität profitieren. Weiterhin lässt die große Robustheit gegenüber Einzelschrittstörungen vermuten, dass ein hüpfender Roboter, welcher sich im stabilen Einzugsbereich aber *nicht* im stationären Zustand befindet, besser auf Störungen reagieren kann als ein eingeschwungenes Modell.

3.9. Phasenwechsler für zweibeiniges Laufen

Um zweibeiniges Laufen zu simulieren, wird das einbeinige Masse-Feder Modell um eine zusätzliche Beinfeder erweitert, die aber auf die selbe Masse wirkt. Jetzt zeigt sich der Vorteil der modularen Modellstruktur in Simulink (siehe Abschnitt 3.2.1). Nur durch die mathematische Abbildung der Bewegungsgleichungen und damit der Trennung von Integration und Kraftberechnung ist es möglich, durch einfache Addition der Bodenreaktionskräfte beider Beine, die Bewegung eines Schwerpunktes zu berechnen. Der Ausgang des Integrations-Blockes (Schwerpunktbewegung) wird auf beide „Beine“ aufgeteilt.

Um einen alternierenden Beinkontakt während des Laufens zu erhalten, muss ein Phasenwechsler implementiert werden. Dazu wird das Konzept des RS-Flip-Flops, welches schon zur lokalen Beinverschaltung verwendet wurde, auf globaler Ebene eingesetzt. Als Sensorsignal aktiviert der Kontakt des jeweiligen Beines, die folgende Landung im anderen Bein. Welches Bein nach der ersten Flugphase in den Kontakt kommen darf, wird über die Ausgangsvorbelegung im Flip-Flop entschieden.

Der Schrittzähler wird um die Kontaktinformationen des zweiten Beins erweitert, da die Ermittlung mit Hilfe des Apex-Events beim Gehmodell zu falschen Aussagen führen kann.

Es ist besonders darauf hinzuweisen, dass man durch die modulare Struktur des Modells nicht nur auf zwei Beine beschränkt ist, sondern eine beliebige Anzahl von Beinen integrieren könnte. Obwohl für alle Gangarten, in denen der Körper einer Flugphase ausgesetzt ist, das einbeinige Masse-Feder Modell auch mehrbeinige Lebewesen gut beschreiben kann (BLICKHAN und FULL, 1993), besteht die Annahme, dass es für Gangarten mit ständigem Bodenkontakt wie Schritt oder Pass nur möglich ist, mit mehreren unabhängigen Beinen zu agieren.

4. Ein Modell für Gehen mit elastischen Beinen

Existierende Templatemodelle für das Gehen basieren auf dem Prinzip des inversen Pendels, welche die Beine als starre Elemente beschreiben, die über einen festen Fußpunkt mit einer Masse verbunden sind. Obwohl diese Modelle die experimentell beobachteten Energiefluktuationen zwischen potentieller und kinetischer Energie des Körperschwerpunktes bestätigen, liefern sie keine korrekten Aussagen hinsichtlich der Bodenreaktionskräfte und der tatsächlichen Schwerpunktsbewegung (FULL und KODITSCHKE, 1999; LEE und FARLEY, 1998). Aufgrund der festen Beinlänge zeigt keines dieser Modelle eine Doppelstandphase. Stabiles Verhalten konnte nur erzeugt werden, wenn das Standbein sofort abhebt, sobald das andere Bein in Kontakt mit dem Boden kommt (GARCIA *et al.*, 1998).

Basierend auf dem zweibeinigen Masse-Feder Template für das Rennen (siehe vorheriges Kapitel), konnte GEYER (2005) zeigen, dass bei entsprechender Parameterabstimmung selbststabile Fortbewegung mit den typischen „M“-förmigen Kraftmustern und einer Doppelstandphase beider Beine zu erzielen ist. Dieses Kapitel soll die Möglichkeiten, aber auch die Grenzen des Masse-Feder Modells zur Beschreibung des Gehens aufzeigen, um auf das Problem des Gangartwechsels hinzuweisen.

4.1. Bodenreaktionskräfte und Schwerpunktsbewegung

Beim Gehen unterscheiden sich die vertikalen Bodenreaktionskräfte gegenüber dem Rennen eines Beines durch das Vorhandensein zweier Maxima, statt nur eines Maximas beim Rennen. Nach dem ersten Maximalwert in der Kraftkurve des Standbeines geht das andere Bein in die Schwungphase. Während der vertikale Kraftverlauf des Standbeines sein Minimum erreicht, befindet sich der Körper in der höchsten vertikalen Position (Apex, $\dot{y} = 0$). Im zweiten Kraftpeak kommt das kontralaterale Bein wieder in den Kontakt und

es folgt die Doppelstützphase. Die horizontalen Kräfte sind ähnlich denen des Rennens, wobei beim Gehen in der Einzelstandphase (entspricht dem Minimum der vertikalen Kraft) eine leichte Anstiegsänderung zu verzeichnen ist (Abbildung 4.1 oberer Teil).

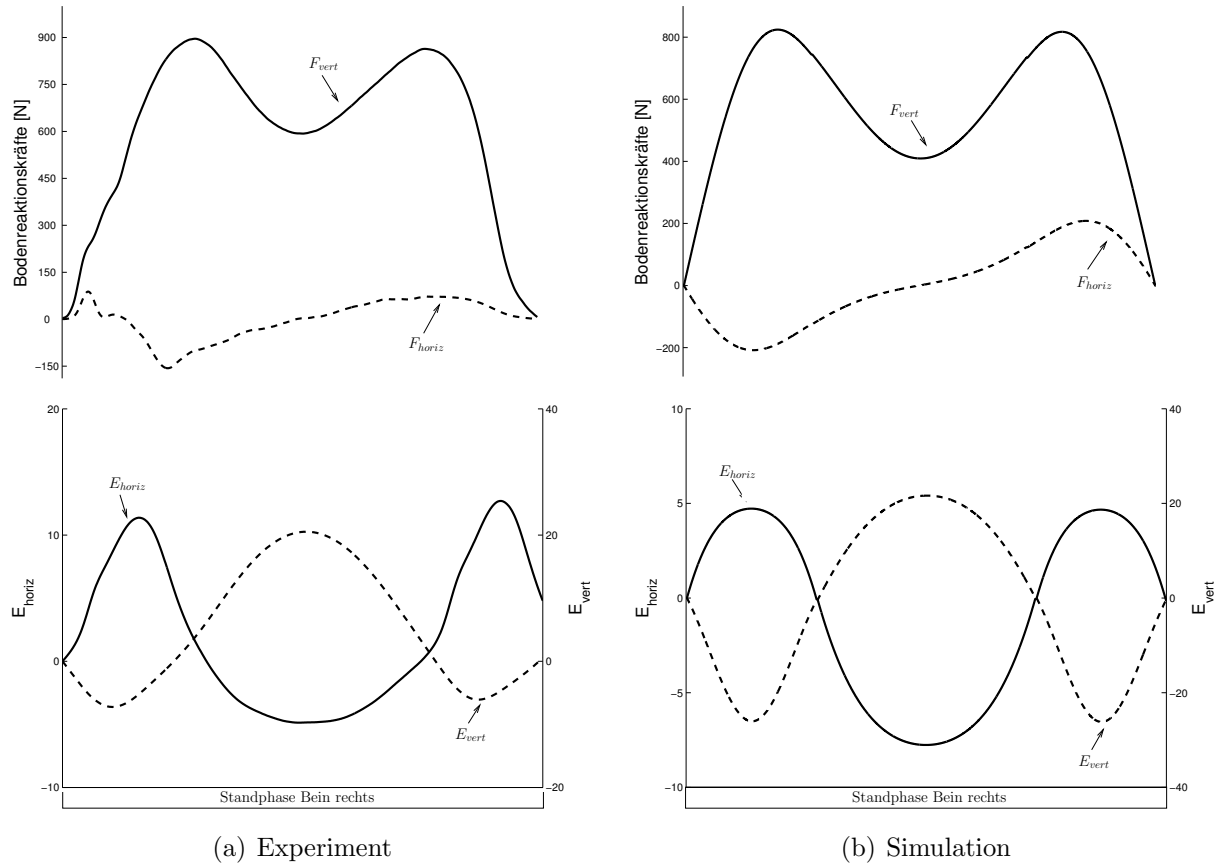


Abbildung 4.1.: Bodenreaktionskräfte und mechanische Energie des Körperschwerpunktes beim Gehen. Betrachtet wird die Standphase eines Beines von Bodenkontakt bis zum Beginn der Schwungphase bei einer Geschwindigkeit von c. a. 1,2 m/s. Man erkennt die große Ähnlichkeit des qualitativen Verlaufes zwischen Experiment (a) und Modell (b).

Aufgrund der Beobachtungen von CAVAGNA *et al.* (1977), dass durch das abwechselnde Ansteigen und Abfallen von potentieller und kinetischer Energie ein Energieaustausch stattfindet, der den Anteil an externer Energie beim Menschen auf nur 30 % sinken lässt (ähnlich der elastischen Energiezwischenspeicherung beim Rennen), erhielt das inverse Pendelmodell seine konzeptionelle Stärke. Beim inversen Pendel wird die kinetische Anfangsenergie am Beginn der Standphase durch das Aufrichten in potentielle Energie und nach Durchschreiten des höchsten Punktes wieder in Vorwärtsenergie umgewandelt. Ab-

bildung 4.1 zeigt, dass dieses Konzept auch beim Gehen mit elastischen Beinen bestehen bleibt.

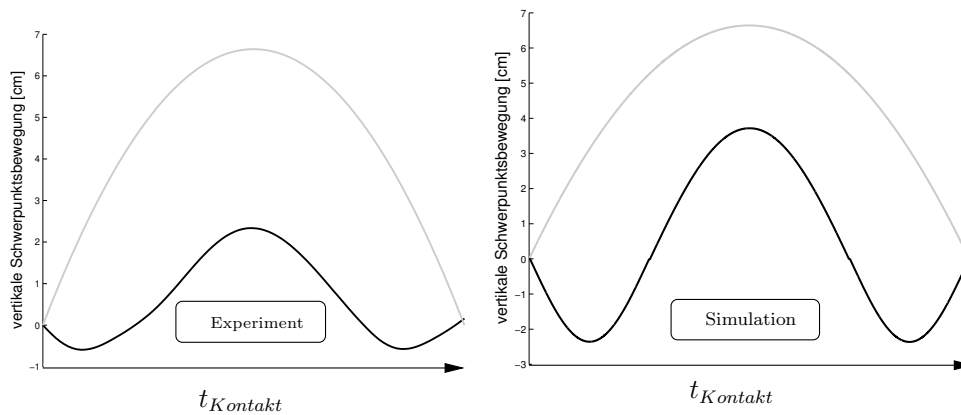


Abbildung 4.2.: Schwerpunktsbewegung beim Gehen. Die experimentellen Werte wurden durch zweifache Integration gemessener Bodenreaktionskräfte bestimmt. Die graue Linie zeigt den Verlauf nach dem inversen Pendelmodell mit starren Beinen.

Aus den richtigen Bodenreaktionskräften lässt sich auch auf eine korrekte Schwerpunktsbewegung schließen (Abb. 4.2).

4.2. Randbedingungen im Modell

Die Topologie des Simulink-Modells entspricht genau der des zweibeinigen Rennmodells (siehe Kapitel 3.9). Da beim Gehen mindestens ein Bein immer Kontakt mit dem Boden haben muss (bekannt auch als allgemeines Kriterium bei Geher-Wettkämpfen), ist im Flug-Standphasen-Flip-Flop eines Beines das Flag für „Standphase“ zu setzen. Dementsprechend ist weiterhin zu beachten, dass am Anfang im Beinphasenwechsler das andere Bein für die kommende Standphase aktiviert wird.

Die Abbruchkriterien (vgl. Abschnitt 3.2.2) müssen um die Information der Gesamtbodenreaktionskraft erweitert werden, um die Simulation zu beenden, wenn das Modell den Bodenkontakt verliert.

4.3. Stabilität und Parameterabhängigkeiten

Hervorgehend aus den Beobachtungen am Masse-Feder Modell beim Rennen, welches für entsprechende Parameterabstimmungen von E , α_0 , \tilde{k} asymptotische Stabilität zeigt, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit für ähnliches Verhalten beim Gehen. In GEYER (2005) findet man den mathematischen (numerischen) Beweis für das konservative Gehmodell. Dabei wurde mit Hilfe eines Poincaré-Maps der Phasenraum im Apex (entspricht $\dot{y} = 0$ in der Einzelstandphase) untersucht. Der vierdimensionale Zustandsvektor (x, y, \dot{x}, \dot{y}) kann aber nur auf zwei Dimensionen reduziert werden, da durch den Bodenkontakt in der Standphase, im Gegensatz zum Rennmodell, der x-Wert nicht vernachlässigt werden darf. Die Standphase eines Beines ist den Randbedingungen nach Abbildung 4.3 unterworfen. Das bedeutet, dass gegenüber dem Rennen, beim Gehen eine Information (x_{rel}) dazukommt, welche über potentielle Stabilität des Parametersatzes \tilde{E} , α_0 , \tilde{k} entscheidet. Die Systemenergie verteilt sich nicht nur in potentielle und kinetische Energie des Massepunktes, sondern zusätzlich noch in potentielle Federenergie, repräsentiert durch eine Federkompression über $l = \sqrt{x_{rel}^2 + y^2}$.

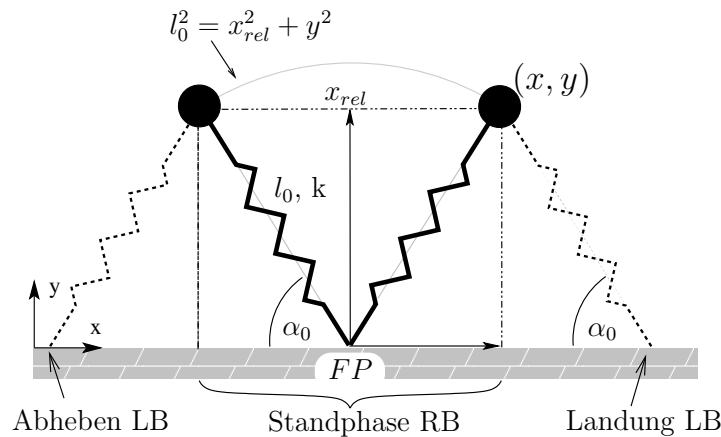


Abbildung 4.3.: Zustandsraum im Poincaré-Map. Die Randbedingungen der Standphase am Beispiel des rechten Beins (RB) ergeben sich nach folgendem Zusammenhang: mit $x_{rel} = x - x_{FP}$ ergibt sich ein Wertebereich von $-l_0 \cos \alpha_0 \leq x_{rel} \leq l_0 \cos \alpha_0$ und für y ein Bereich von $l_0 \sin \alpha_0 \leq y \leq \sqrt{l_0^2 - x_{rel}^2}$. Um im Bodenkontakt zu bleiben, muss allerdings weiter $l_0^2 = x_{rel}^2 + y^2$ erfüllt sein.

4.3.1. Robustheit im Steifigkeits-Winkel Raum

Ähnlich den Untersuchungen am Rennmodell wurde die $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Abhängigkeit bei konstanter Energie untersucht. Mit Hilfe von Daten aus GEYER (2005) konnte ein Energiebereich gefunden werden, der stabiles Gehen ermöglicht. Dieses Gebiet liegt im Bereich um $\tilde{E} = 1$.

Zur Vereinfachung wurde im ersten Durchlauf der Wert für $x_{rel} = 0$ gesetzt und eine konstante Anfangshöhe festgelegt. Dieses Verfahren führte zu kleinen, zerclusterten Gebieten. Eine zusätzliche Variation von y und x_{rel} mit einer Auflösung von 20×50 brachte bessere Ergebnisse. Dies lässt auf ein kleines stabiles Einzugsgebiet schließen. Entsprechend liegt das Maß für stabiles Gehen (100 Schritte) in der Schrittkartierung höher als beim Rennen (50 Schritte). Die hohe Schrittzahl folgt aus einer deutlich geringeren Attraktivität stabiler Lösungen: Es dauert beim Gehen eher 50 Schritte, bis der stationäre Zustand erreicht ist. Im Rennmodell dagegen, konnte nach 5-7 Schritten eine Konvergenz um den Fixpunkt hergestellt werden. Wie zu vermuten, zeigte sich eine ähnliche $\alpha_0 - \tilde{k}$ -Abhängigkeit wie beim Rennen (Abb. 4.4) aber mit einem breiteren Gebiet im Bereich flacher Landewinkel und geringer Beinsteifigkeiten.

4.3.2. Modellverhalten bei Energieänderung

Für die Kombinationen von α_0 und \tilde{k} mit verschiedenen Systemenergien wurden mit Absicht die selben Konstanten ($\alpha_0 = 72^\circ$ und $\tilde{k} = 38$) wie bei der Untersuchung des Rennens verwendet. Dies soll die Hypothese untermauern, dass sich beide Gangarten im Modell hauptsächlich durch ihre Gesamtenergie unterscheiden.

Bei Änderung der Systemenergie zeigen sich trotz zusätzlicher $y - x_{rel}$ -Variation stark abgegrenzte stabile Bereiche (Abb. 4.5). Bei der Überprüfung einzelner Lösungen, fällt bei geringen Energien (respektive geringe Geschwindigkeiten) eine oszillierende vertikale Bewegung in der Standphase auf, die zu mehrgipfeligen (größer als zwei) vertikalen Kraftmustern führen. GEYER (2005) schließt nicht aus, dass ähnliche Muster auch experimentell zu beobachten sein könnten. Tatsächlich konnten ähnliche Beobachtungen in eigenen Versuchen bei langsamer Gehgeschwindigkeit von ca. 0,8 m/s aufgestellt werden. Das Minimum der vertikalen Bodenreaktionskraft eines Beines verschwindet fast vollständig und der Verlauf geht in eine Plateau über, welches von Oszillationen geringer Amplitude überlagert ist.

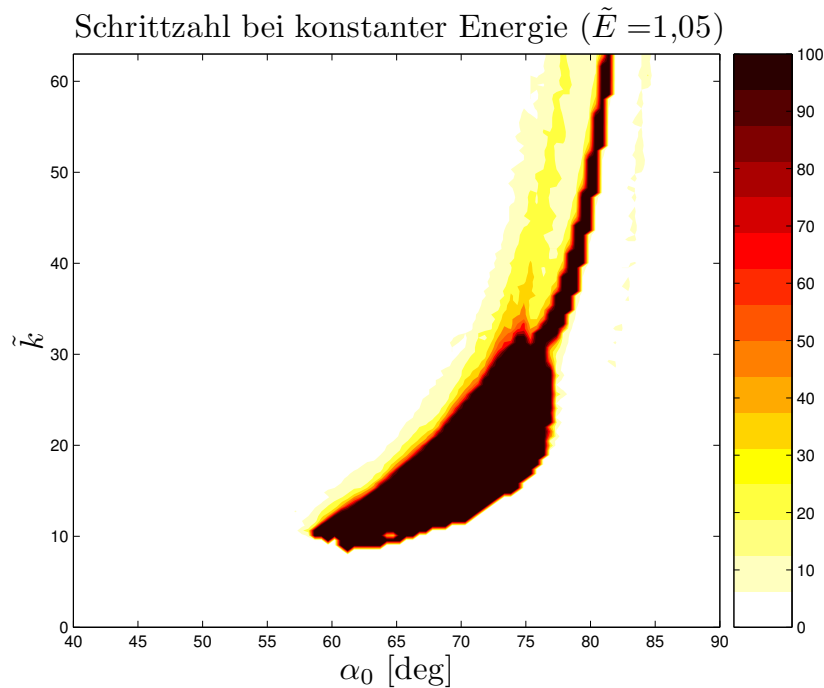


Abbildung 4.4.: Stabiles Gebiet für verschiedene Landewinkel α_0 und Federsteifigkeiten \tilde{k} für das Gehen. Der Verlauf zeigt ähnliche Abhängigkeiten wie im Rennmodell (vgl. Abb. 3.8).

4.4. Kinematische Schwungbeinkontrolle beim Gehen

Aufgrund der topologischen Ähnlichkeiten zwischen dem Geh- und dem Rennmodell liegt es nahe, eine ähnliche Beinwinkelkontrolle in der Schwungphase wie beim Rennen zu implementieren.

4.4.1. Apexkontrolle

Es soll überprüft werden, ob die Ergebnisse aus Abschnitt 3.6 auch auf das Gehmodell übertragen werden können. Erste Versuche, eine Abstimmung zwischen dem Startwinkel α_R und der Winkelgeschwindigkeit ω zu finden, zeigen bei hohen Energien keine direkte Verbesserung. Zur Überprüfung dieser Beobachtungen, wurde für einen konstanten Satz von Modellparametern (\tilde{E} , α_0 , \tilde{k}) der stabile Einzugsbereich für \tilde{y} und \tilde{x}_{rel} untersucht (Abb. 4.7). Das Gebiet wird deutlich um niedrige Apexhöhen y erweitert.

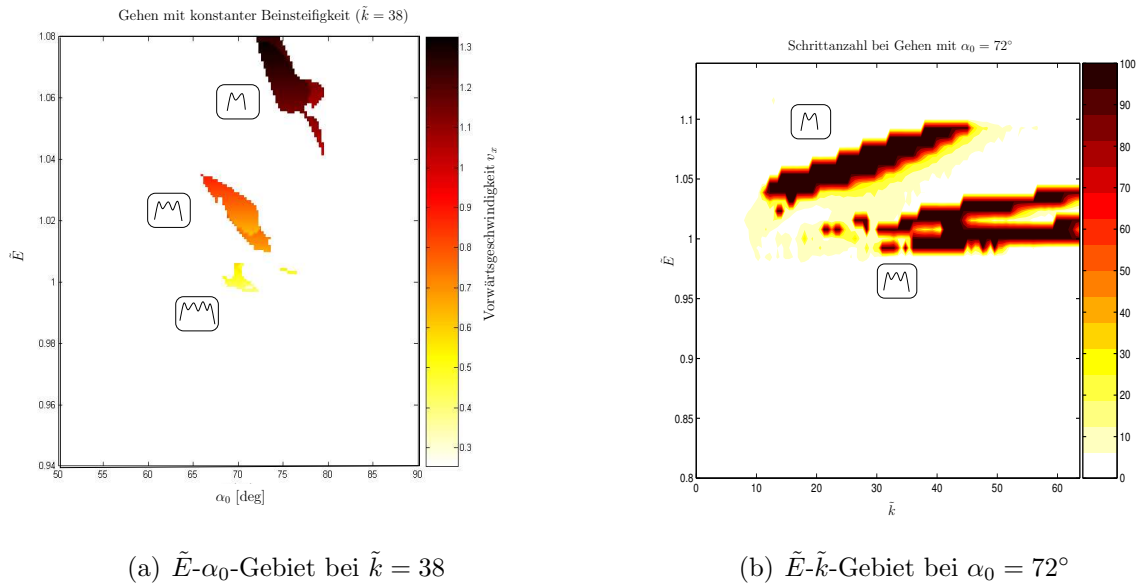


Abbildung 4.5.: Robustheit des Gehmodells auf Energieänderungen. Bei konstanter Steifigkeit muss sich die Schrittlänge bei zunehmender Energie vergrößern (entspricht einem kleinerem Landewinkel). Die Vorwärtsgeschwindigkeit verringert sich bei den drei- und viergipfeligen Mustern (a). Bei konstanter Schrittlänge muss sich die Beinsteifigkeit vergrößern, um höhere Geschwindigkeiten zu erreichen (b) Die viergipfeligen Muster liegen nicht mehr im Bereich von $\alpha_0 = 72^\circ$. Die Tendenz entspricht dem Rennmodell (vgl. Abb. 3.9).

Dagegen konnte trotz unterschiedlicher Apexwinkel α_R und Winkelgeschwindigkeiten ω , keine Verbesserung hinsichtlich der Robustheit im Modellparametergebiet festgestellt werden.

4.4.2. Das „felgenlose nachgiebige Rad“

Eine Form der Schwungbeinkontrolle, bei der die beiden Beine in der Einzelbeinstandphase einen konstanten Winkel zueinander einnehmen, ähnlich wie die Speichen eines Fahrrads, soll für das Gehmodell getestet werden. Es entfällt zwar damit der Landewinkel als Modellparameter, welcher aber durch einen neuen Winkel θ ersetzt wird, der den Winkel zwischen den Beinfedern beschreibt. Umso kleiner θ , umso mehr nähert sich das „M“-förmige Kraftmuster der Bodenreaktionskräfte des Gehens dem Rennmuster an. Es ist sogar möglich, periodische Fortbewegung mit Einzel- und Doppelstandphase zu erzielen, die als vertikale Kraft den typischen Einzelpeak des Rennens zeigt.

Diese Kontrolle wurde schon an einem Doppelfeder-Masse Modell für eine spezielle Gangart (half-bound) des Pfeifhasen (*Ochotona princeps*) verwendet (HACKERT, 2003). Da das Modell von HACKERT eine Flugphase beider Beine voraussetzt, ähnelt sie nur vom Prinzip der hier vorgestellten Modellierung.

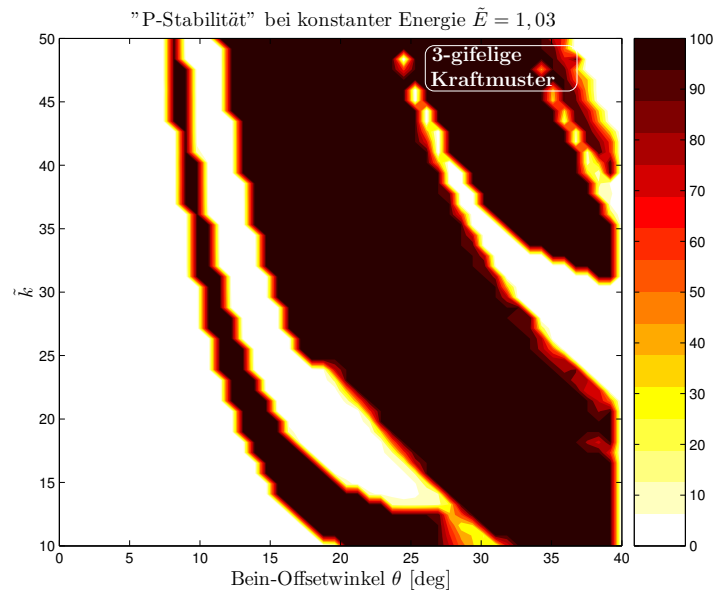


Abbildung 4.6.: Schrittplot für verschiedene Beinsteifigkeiten und Zwischenbeinwinkel θ . Ein großer Offsetwinkel entspricht einem kleinen Landewinkel α_0 im ursprünglichen Modell. Deshalb zeigt sich reziprokes Verhalten im Vergleich zu Abbildung 4.4. Es konnte kein Nachweis für stabiles Verhalten erbracht werden. Deshalb werden Regionen in denen das Modell 100 Schritte absolviert hat, als pseudostabil („P“-stabil) bezeichnet (in Anlehnung an HACKERT, 2003).

Aufgrund der Beobachtung das einzelne Lösungen aus Abbildung 4.6 nach 120 Schritten zum Abbruch führten und die Bodenreaktionskräfte keine regelmäßigen Muster aufweisen, kann angenommen werden, dass keine Stabilität im mathematischen Sinne vorliegt. Auch konnte hinsichtlich der maximalen Geschwindigkeit des Gehmodells mit konstantem Landewinkel keine Verbesserung beobachtet werden.

4.5. Stabilisierung über Steifigkeitsänderung in der Standphase

Nichtlineare Federn in den Beinen haben sich trotz fehlender biologischer Motivation, als funktionierende Kontrollstrategie zur Erhöhung der Selbststabilität im Masse-Feder Rennmodell behauptet (vgl. Abschnitt 3.7). Für das Rennen erwies sich eine Nichtlinearität von $\nu < 1$ für langsame Geschwindigkeiten von Vorteil. Dagegen zeigen im Gehmodell nur progressive Federkennlinien stabile Lösungen. Dabei kann der stabile Einzugsbereich nur geringfügig vergrößert werden (Abb. 4.7). So verschiebt eine progressive Federkennlinie die Apexhöhe des Einzugsbereiches in Richtung der maximalen Federlänge.

Progressives Federverhalten im Gehmodell hat den Vorteil, dass bei der Landung des Schwungbeines eine geringere Reaktionskraft auf die Masse wirkt. Bei zunehmender Kompression ändert sich die Federcharakteristik hin zu höheren differentiellen Steifigkeiten, so dass genug Kraft aufgebaut werden kann um den Schwerpunkt in den folgenden Apex zu heben.

4.6. Diskussion

Das zweibeinige Masse-Feder Modell beschreibt das Gehen als bisher einzig existierendes Modell auf Templatebasis. Es zeigt die experimentell identifizierten Bodenreaktionskräfte und entsprechende Bewegung des Schwerpunktes. Weiterhin konnten asymptotisch stabile Gebiete identifiziert werden. Das Verhalten hinsichtlich Parameteränderungen (Robustheit) wurde vom Rennmodell geerbt (GEYER, 2005). Änderungen der Systemenergie können vom Gehmodell dagegen nur zu geringem Anteil toleriert werden. So deckt der Bereich¹ für Gehen gerade mal 7% des Geschwindigkeitsgebietes von 0 bis 10 m/s ab. Beim Rennen werden 65% des Geschwindigkeitsbereiches genutzt.

Dies lässt auf einen kleinen stabilen Einzugsbereich schließen. Wie man aus Abbildung 4.7 entnehmen kann, ist die Abstimmung hinsichtlich der Anfangsbedingungen von großer Wichtigkeit. Im Gegensatz zum Rennmodell muss hier die Systemenergie auf die Anfangsgeschwindigkeit ($\dot{x} \equiv E_{kin}$), die Starthöhe ($y \equiv E_{pot}$) und die Federkompression ($(y, x_{rel}) \equiv E_{feder}$) aufgeteilt werden.

¹Der Bereich bezieht sich auf die Gebiete zweigipfelter Kraftmuster.

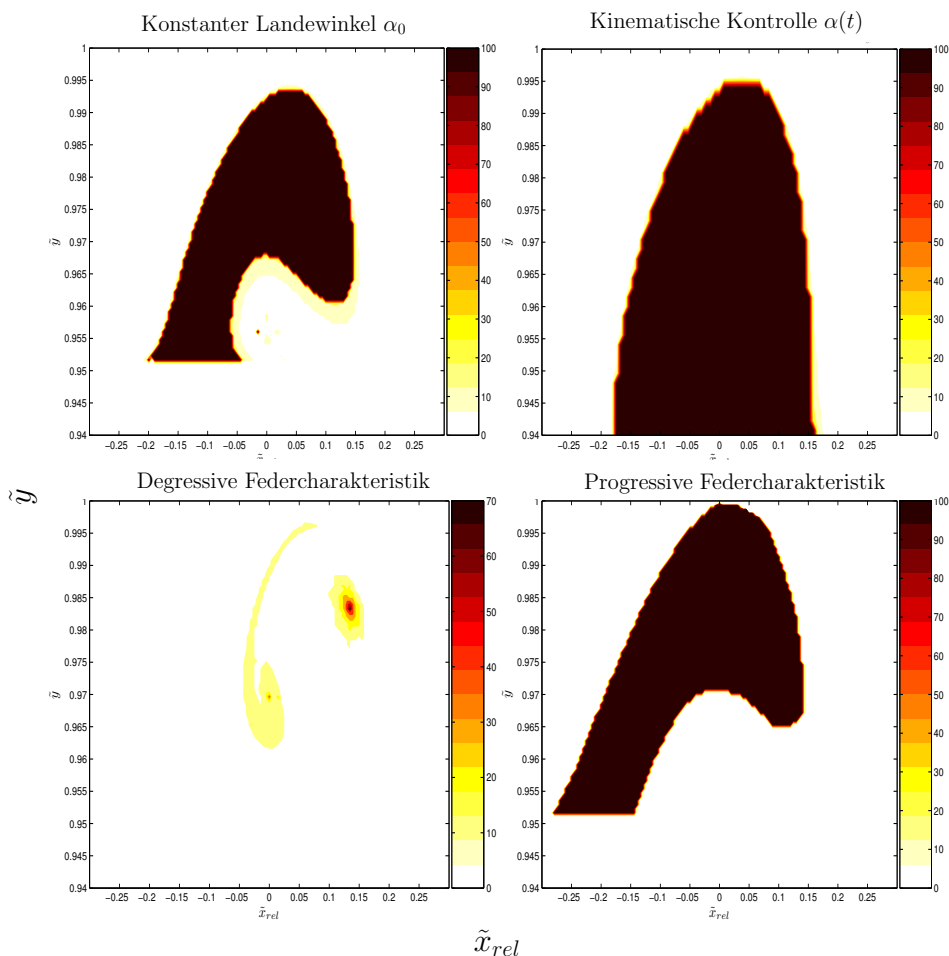


Abbildung 4.7.: Stabiler Einzugsbereich des Gehmodells bei unterschiedlichen Kontrollstrategien. Alle Abbildungen bei gleicher Systemenergie $\tilde{E} = 1,04$. Kinematische Kontrollen (obere Zeile) mit der selben Beinsteifigkeit $\tilde{k}=16,5$ und alle außer $\alpha(t)$ mit konstantem Landewinkel $\alpha_0 = 72^\circ$.

Der Vergleich der simulierten Ergebnisse mit biologischen Daten kann zur Zeit nur vereinzelt erfolgen, da aufgrund der Aktualität dieses neuen Templates, noch keine Veröffentlichungen mit expliziten Werten für Steifigkeit und Anstellwinkel beim Gehen existieren. Erste Daten findet man in GEYER (2005); LIPFERT (2005). Diese zeigen teilweise (besonders bei hohen Energien) konträres Verhalten zum Modell. So ist in Abbildung 4.8 zu erkennen, dass sich im Modell, analog dem Rennmodell, bei hohen Energien gleichzeitig hohe Steifigkeiten und Landewinkel einstellen. Experimentelle Daten belegen reziprokes Verhalten (GEYER, 2005). Zusätzlich ist die maximale Geschwindigkeit von $v_x = 1,5 m/s$, bei der selbststabiles Gehen erkennbar ist, um mehr als die Hälfte

entfernt von gemessenen Gehgeschwindigkeiten. Das lässt darauf schließen, dass bei hohen Geschwindigkeiten nicht das mechanische System allein für Stabilität sorgen kann, sondern zusätzlich anderer Kontrollen greifen müssen. Weiterhin lassen die Kraft-Weg-Verläufe der Beinkompression bei hohen Energien auf dämpfendes Verhalten schließen (GEYER, 2005).

Die geringe Maximalgeschwindigkeit im Modell ist möglicherweise durch eine spezielle Schwungbeinbewegung erklärbar. So konnte zwar in Abbildung 4.7 gezeigt werden, dass eine Retraktion des Schwungbeines oder eine nichtlineare Beinfeder den stabilen Einzugsbereich erhöht, aber für hohe Geschwindigkeiten nur geringe Vorteile bringt. Obwohl die Schwungphase des Beines häufig mit der passiven Pendelbewegung verglichen wird (MOCHON und MCMAHON, 1980; LEE und MANSOUR, 1984), ist keines der Modell in der Lage, die exakte Kinematik und Dauer der Schwungphase vorauszusagen (SELLES *et al.*, 2001). Es ist anzunehmen, dass gerade für höhere Gehgeschwindigkeiten eine aktive Beinkontrolle notwendig ist. Als Erweiterungen für eine kinematische Schwungbeinkontrolle könnten folgende Strategien am Modell untersucht werden:

- Protraktion statt Retraktion des Schwungbeines
- Start der Beinkontrolle über Bodenkontakt-Trigger oder senkrecht Standbein ($x_{rel} = 0$)
- CPG²-Kontrolle mit adaptiven Oszillatoren

Die Segmentierung des menschlichen Beines scheint für die Stabilität und besonders für hohe Gehgeschwindigkeiten von enormer Bedeutung. Das lineare einsegmentige Masse-Feder Modell kann aber zeigen, dass der zweite Peak im Kraftmuster der vertikalen Bodenreaktionskräfte nicht allein von der Plantarflexion des Sprunggelenks kurz vor der Schwungphase, sondern hauptsächlich durch nachgiebiges Beinverhalten realisiert werden kann. Die Grenzen der translatorischen Beinbeschreibung liegen in der Verteilung der Systemenergie in vorwärtskinetische und vertikale potentielle Energie. In der Natur weicht der inphasige Verlauf zwischen diesen beiden Energien, mit zunehmender Geschwindigkeit, immer mehr von 180° ab (CAVAGNA *et al.*, 1977). Das Gehmodell kann diese nicht zeigen, und wird somit eine höhere Gesamtenergie immer zu gleichen Teilen in kinetischen und potentielle Energie umwandeln. Das Modell hebt ab.

²CPG: Central Pattern Generator (engl. Mustergeneratoren)

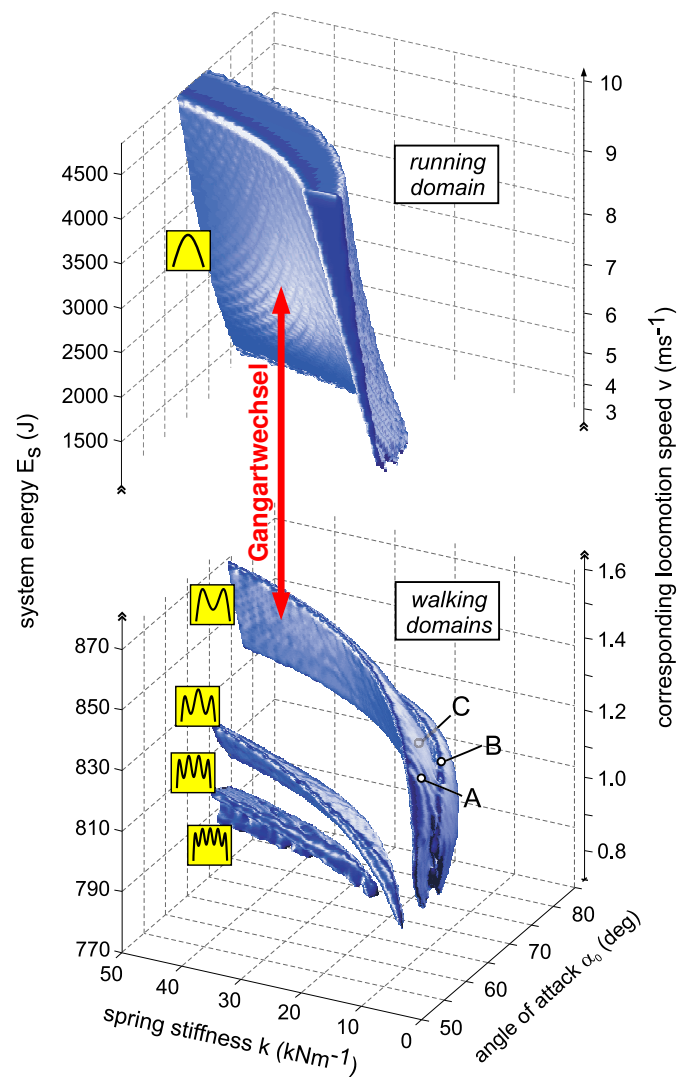


Abbildung 4.8.: Stabile Bereiche des gesamten Parameterraumes für Gehen und Rennen mit konstantem Landewinkel. Die dimensionsbehafteten Größen beziehen sich auf anthropometrische Größenordnungen: $m=80$ kg, $l_0 = 1$ m, $g = 9,81 \frac{m}{s^2}$. Die Energielücke kann durch eine kinematische Beinkontrolle in der Flugphase des Rennens geschlossen werden. Der Pfeil veranschaulicht das Konzept eines Gangartwechsels zwischen Gehen und Rennen. Abbildung mit Genehmigung entnommen aus GEYER et al. (in Vorbereitung) und leicht modifiziert.

5. Gangartwechsel am vereinigten Gesamtmodell

Das Masse-Feder Modell hat sich seit mehr als 10 Jahren als Template-Modell für das Laufen bewährt. Erweitert um eine zusätzliche Feder ist es gelungen, auch Gehen zu modellieren. Hinsichtlich der Selbststabilität und Robustheit gegenüber Parameteränderungen zeigt sich, dass sich die beiden Gangarten Gehen und Rennen nur bezüglich ihrer Energieniveaus unterscheiden (vgl. Abbildung 4.8). Dabei beginnt der Bereich für Rennen mit konstantem Landewinkel ab der doppelten maximalen Energie des Gehens. Es ist aber möglich, durch eine geeignete Kontrolle des Landewinkels in der Flugphase die Systemenergie für das Rennen auf Werte fürs Gehen zu senken (vgl. Abschnitt 3.6).

Diese Voraussetzungen ermöglichen erstmalig die Untersuchung des Gangartwechsels an einem Modell. Die Herausforderung besteht darin, inspiriert durch experimentelle Untersuchungen (Abschnitt 2.7), mögliche Kontrollstrategien zu identifizieren. Aufgrund der einfachen Struktur des Modells kann dies nur durch Abstraktion der experimentellen Ergebnisse hinsichtlich der Modellparameter erfolgen.

Im Folgenden werden zuerst mögliche Strategien identifiziert und am Beispiel von zwei Konzepten die Machbarkeit im Modell untersucht.

5.1. Allgemeine Kontrollstrategien am Modell

Allgemein können zwei Hauptstrategien für einen Gangartwechsel identifiziert werden. Dynamische Parameter wie \tilde{E} , \tilde{k} greifen direkt am dynamischen Verhalten an und gehen mit einer Energieänderung einher. Der einzige nicht-dynamische Parameter¹ im Modell

¹Als Konsequenz der Änderung des Winkel, kann die Steifigkeit im Flug geändert werden, um im stabilen Bereich zu bleiben, ohne die Gesamtenergie zu ändern.

ist der Anstellwinkel α_0 . Eine Änderung wirkt sich zwar auch indirekt auf das dynamische Verhalten² aus, ohne aber die Gesamtenergie des Systems zu ändern (vgl. Abbildung 5.1)

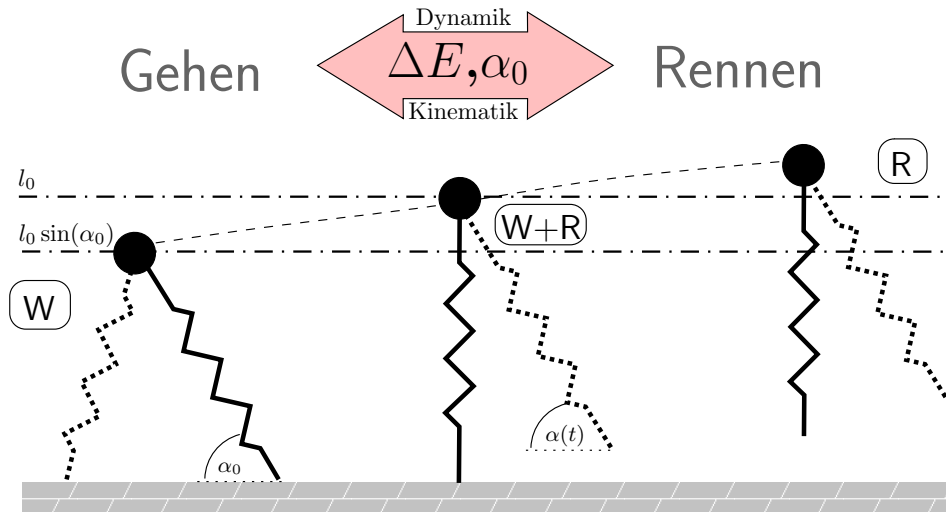


Abbildung 5.1.: Allgemeine Konzepte für einen Gangartwechsel am Masse-Feder Modell zwischen Gehen und Rennen. Eine Energieänderung ΔE kann direkt über Änderung der Systemenergie oder über Änderung der Steifigkeit während der Standphase herbeigeführt werden. Ein Gangartwechsel ohne Energieänderung kann nur über den Anstellwinkel α_0 erfolgen. Zu beachten ist die vertikale Lage der Fixpunkte für stabile Fortbewegung. Gehen ist nur im Bereich $y < l_0$ möglich, wobei Rennen (z.B. mit optimaler Kontrolle) auch für Fixpunkte unterhalb l_0 stabilisiert werden kann.

Die in Abschnitt 2.5 eingeführten dimensionslosen Modellparameter \tilde{E} , α_0 , \tilde{k} , können nicht mehr als alleinige Variablen angesehen werden, um einen Gangartwechsel im Modell herbeizuführen. Abbildung 4.8 lässt vermuten, dass ein Wechsel zwischen den stabilen Gebieten aus einer einfachen Änderung der Systemenergie folgt. Die Schwierigkeit besteht darin, in den stabilen Einzugsbereich der jeweiligen Parameterkombination zu gelangen. Das gleiche gilt für einen kinematischen Kontrollansatz bei konstanter Systemenergie. Ein solcher Wechsel ist nur möglich, wenn der Energiebereich des Rennens, mit Hilfe der Beinkontrolle $\alpha(t)$, auf das Gebiet des Gehens erweitert wird.

Durch biologische Untersuchungen zum Gangartwechsel (vgl. Abschnitt 2.7) und durch erste Versuche mit pedalen Robotern (vgl. Abschnitt Robotik) wurden drei grundlegende Strategien ausgewählt. Tabelle 5.1 zeigt die theoretischen Konzepte, welche in den fol-

²Kann auch als Hybriditätsparameter bezeichnet werden, da er den diskreten Wechsel der Zustandsgleichungen für Flug und Stand beeinflusst.

	$\tilde{E} = konst.$	$\tilde{E} \neq konst.$	Motivation
1	Ändern der Beinkontrolle $\alpha(t)$ G→R: $\alpha_R \uparrow$ und/oder $\omega \uparrow$ R→G: $\alpha_R \downarrow$ und/oder $\omega \downarrow$		LEE und FARLEY, 1998
2	Ändern der Federsteifigkeit k in der Flugphase G→R: $k \uparrow$ R→G: $k \downarrow$		
3		ΔE in Standphase über Federsteifigkeit k , Federruhelänge l_0 G→R: $k \uparrow$ und/oder $l_0 \uparrow$ R→G: $k \downarrow$ und/oder $l_0 \downarrow$	HODGINS, 1991
4		ΔE in Flugphase über Gravitation g , Masse m , Boden ³ y_B G→R: $k \uparrow$ und/oder $l_0 \uparrow$ und/oder $y_B \downarrow$ R→G: $k \downarrow$ und/oder $l_0 \downarrow$ und/oder $y_B \uparrow$	KRAM <i>et al.</i> , 1997

Tabelle 5.1.: Ausgewählte Kontrollstrategien im erweiterten Parameterraum des Masse-Feder Modells. Es werden vier grundlegende Verfahren vorgeschlagen, um vom Gehen (G) zum Rennen (R) und wieder zurück zu gelangen.

genden Abschnitten auf ihre Eignung zum Gangartwechsel in beide Richtungen (Gehen -> Rennen, Rennen-> Gehen) untersucht werden.

Weiterer Bestandteil der Überlegungen ist das Problem, wie die Änderung der Parameter erfolgen soll. Das bezieht sich auf den Beginn und das Ende des Übergangs. Hier gilt es zu untersuchen, ob diese Auslöser an einen bestimmten Zeitpunkt oder Systemzustand gebunden sein müssen.

5.2. Gangartwechsel mit Energieänderung

Grundsätzlich geht in der Natur ein Wechsel zwischen den Gangarten mit einer Änderung der mechanischen Gesamtenergie einher. Diese Änderung der Bewegungsenergie verteilt sich dabei in Richtung der vorwärtskinetischen Energie, d. h. man bewegt sich schneller vorwärts beim Rennen und langsamer beim Gehen⁴.

³Der Boden bezieht sich auf die vertikale Position des Bezugskoordinatensystems.

⁴Dies umfasst natürlich beobachtete Gangartwechsel, die nicht in irgend einer Form künstlich aufgezungen werden (künstlich, zum Beispiel Dressurreiten bei Pferden).

5.2.1. Vom Gehen ins Rennen mit konstantem Landewinkel und Beinsteifigkeit

Nach Abbildung 4.8 entspräche einem Wechsel vom Gehen ins Rennen einer Energiezufuhr ΔE , um aus den unteren Bereichen (800-870 J) in das Gebiet für stabiles Rennen (ab ca. 1300 J) zu gelangen. Obwohl beim Rennen das Einzugsgebiet stabiler Lösungen im Vergleich zum Gehen relativ groß ist, muss die Energieänderung gerichtet erfolgen, um die benötigten Vorwärtsgeschwindigkeit zu erhalten. So erkennt man aus Abb. 3.20, dass bei Energieänderung, sich die potentielle Energie im stationären Zustand (dunkle Linie) nur geringfügig ändert, Das heißt, der Großteil der Systemenergie muss in kinetische Energie transferiert werden.

Energieänderung durch Kraftimpuls

Die einfachste Strategie zur Erhöhung der Systemenergie besteht darin, einen Kraftstoß auf den Massepunkt wirken zu lassen. Wie sich herausstellte, führt es nicht zum Erfolg den Kraftimpuls in Richtung der Beinachse wirken zu lassen. Aufgrund der relative steilen Winkelbereich beim Gehen wird dabei zuviel vertikale potentielle Energie aufgebaut. Das Modell erhält nicht genügend Vorwärtsgeschwindigkeit.

Daher sind verschiedene Kraftangriffsrichtungen zu untersuchen, die über den Winkel ϕ zwischen Kraftvektor und der Horizontalen definiert sind. Der Kraftimpuls beginnt mit der Einzelstandphase eines Beines und wirkt solange auf das Modell, bis das entsprechende Bein den Bodenkontakt verliert. Eine numerische Untersuchung des Zusammenhangs zwischen dem Kraftimpuls F_{imp} und dem Richtungswinkel ϕ brachte folgendes Ergebnis (Abb. 5.2.a). Es ist zu erkennen, dass bei positiven Winkeln ϕ der Kraftimpuls mit steilerem Winkel zunimmt. Dieser Verlauf erklärt sich über den Zusammenhang zwischen dem Kraftimpuls und der daraus hervorgehenden Energieänderung. Umso länger die Kraft auf das System wirkt, desto mehr Energie wird zugeführt. Da bei steilen Angriffswinkeln ϕ das Modell den Boden schneller verlässt als bei niedrigen Winkeln, muss der Kraftimpuls erhöht werden, um die notwendige Energie aufzubauen. Die obere Winkelgrenze liegt bei ca. 47° . Für steilere Winkel wird zuviel potentielle Energie aufgebaut. Bei einem Richtungswinkel von $\phi = 0^\circ$ wirkt die Kraft nur in der Horizontalen (positive x-Richtung). Einen interessanten Verlauf zeigt der Bereich negativer Winkel. So gibt es für einen konstanten Winkel von $\phi = -17^\circ$ eine Minimalkraft von $F_{imp} = 1,6 kN$,

aber scheinbar keine maximale Obergrenze⁵. Für diesen Winkelbereich ϕ_{opt} , der mit dem konstanten Beinwinkel α_0 über $\phi_{opt} \approx \alpha_0 - 90^\circ$ in Zusammenhang steht, kann ein beliebiger Kraftimpuls gewählt werden. Für negative Winkel wird das Modell in Richtung des Bodens beschleunigt bis das kontralaterale Bein aufsetzt und durch die Erhöhung der vertikalen Steifigkeit abhebt und ins Rennen übergeht.

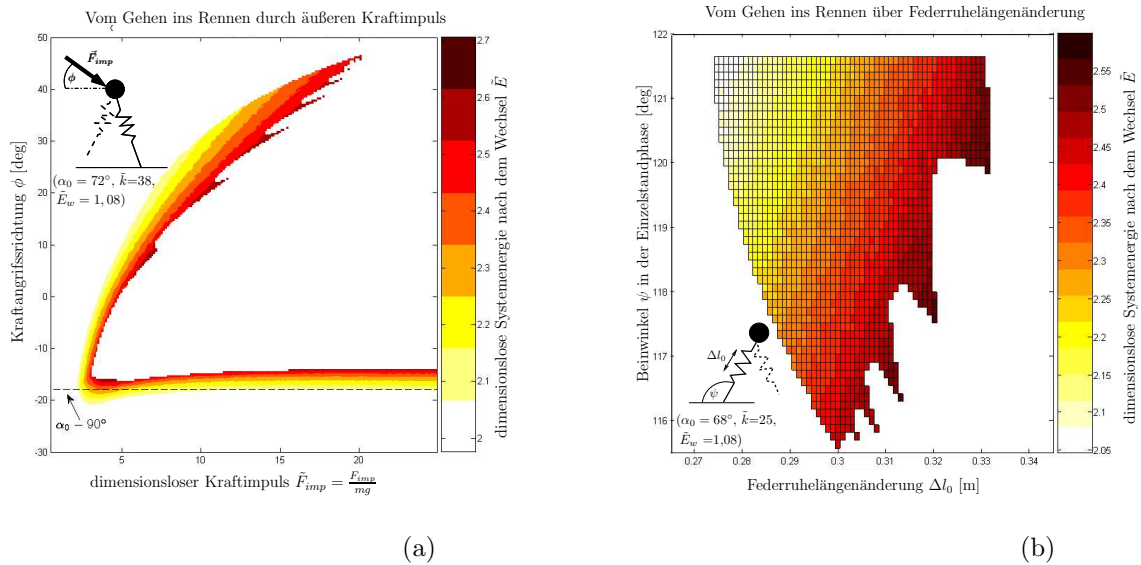


Abbildung 5.2.: Kontrollstrategien für den Gangartwechsel vom Gehen ins Rennen mit konstantem Landewinkel α_0 . Energiezufuhr erfolgt durch äußeren Kraftstoß F_{imp} aus der Richtung ϕ auf die Masse (a) oder über Federruhelängenänderung Δl_0 (ausgehend von $l_0 = 1m$) in Abhängigkeit vom Beinwinkel ψ (b). Beide Strategien erhöhen die Systemenergie von $\tilde{E} = 1,08$ auf Bereiche um $\tilde{E} = 2, 5$.

Energiezufuhr durch Federruhelängenänderung

Eine Änderung der Systemenergie durch einen Modellparameter ist über die Ruhelängenänderung Δl_0 der Beinfeder möglich. Durch Vergrößerung von l_0 zu einem bestimmten Zeitpunkt verschiebt sich die Beinkraft linear auf der Federkennlinie um Δl_0 . Dieses Prinzip wurde bereits von HODGINS (1991) zum Gangartwechsel verwendet. Wie bereits erläutert, führt es zu keinem Erfolg, die Beinkraft während des normalen Gangzyklus zu verändern. Der Grund dafür ist, dass die Orientierung des Beinwinkels ψ in der Standphase zur falschen Energieverteilung führt.

⁵Es wurde bis zur vierfachen Kraft kein Abbruch des Gebietes gefunden.

Deshalb wird der Schrittwinkel des Standbeines dadurch erweitert, indem das Schwungbein einen „Ausfallschritt“ simuliert. Es ergibt sich für symmetrische Lösungen⁶ ein Winkelbereich für $\alpha_0 \leq \psi \leq 180^\circ - \alpha_0$. Eine ähnliche Strategie ist beim Menschen zu beobachten, wenn aus langsamer Gehgeschwindigkeit ins schnelle Rennen gewechselt wird. Dabei lehnt sich der Oberkörper leicht nach vorn, das Schwungbein wird weiter ausgestellt und es folgt eine beschleunigte Plantarflexion des Fußgelenks (HRELJAC, 1995). Dies wird als mechanische Energiezufuhr in der Beinachse im Masse-Feder Modell simuliert.

Es ergeben sich zwei Parameter, die den Gangartwechsel vom Gehen ins Rennen beschreiben. Abhängig vom Beinwinkel ψ in der Einzelbeinstandphase wird eine Federlängenänderung Δl_0 zugeschaltet. Am Absprungwinkel ψ_{max} ist der Bereich von Δl_0 am größten, da kurz vorm Übergang in die Flugphase, die Feder eine geringe Kompression aufweist und eine große Längenänderung notwendig ist um die entsprechende Energie zu erzeugen.

Diskussion

Es konnte gezeigt werden, dass der Wechsel vom Gehen zum Rennen mit konstantem Landewinkel nur über Änderung der Energie möglich ist.

Trotz des relativ großen Einzugsbereiches (vgl. Abb. 3.20) ist es nicht möglich, mit konstantem Landewinkel während des normalen Gehzykluses, durch Änderung der Beinkraft in stabiles Rennen zu gelangen, da zu wenig kinetische Energie aufgebaut wird. Mit Hilfe eines Tricks, der durch Beobachtungen beim Menschen motiviert ist, kann über Änderung der Federruhelänge in Abhängigkeit vom Standbeinwinkel ein erfolgreicher Wechsel erzielt werden.

Durch die gezielte und richtungsabhängige Energiezufuhr, ist die Existenz eines Anfangszeitpunktes von $\Delta E+$ notwendig. So wird der Anfangszeitpunkt bei der Federruhelängenänderung zwar direkt vom Beinwinkel bestimmt, aber es folgt eine stufenförmige Änderung der Kraft (oder Federruhelänge), die während der gesamten Standphase wirkt. Diese Art der sprungförmigen Kraftänderung ist in der Natur und in der Technik nicht möglich. Es muss angemerkt werden, dass eine derartig hohe Energiezufuhr, wie sie zum Rennen mit konstantem Beinwinkel notwendig ist, in der Natur nicht beobachtet werden kann. Bei dem Roboter nach HODGINS (1991) erhöht sich die Geschwindigkeit vom Gehen zum Rennen nur minimal von ca. 0,75 m/s auf 1 m/s.

⁶Zu nicht symmetrischen Lösungen, siehe GEYER (2005).

5.2.2. Vom Rennen ins Gehen mit konstantem Beinwinkel und Steifigkeit

Der Wechsel vom Rennen ins Gehen muss durch Herausnahme von Energie aus dem System erfolgen. Es ist aber nicht ausreichend ein stabiles Energieniveau zu erreichen, vielmehr muss das stabile Einzugsgebiet für diese Parameterkombination getroffen werden. Wie Abbildung 5.3 demonstriert, ist der Bereich für Gehen viel kleiner als der für Rennen. Weiterhin ist zu klären wie lang eine dissipative Kontrolle auf das System wirken muss, um in dieses Gebiet zu gelangen. Die einfachste Strategie, ohne sensorische Rückkopplung des aktuellen Systemzustands, ist eine zeitabhängige Dämpfung.

Es wurden verschiedene Reibungsfunktionen in die Beinachse implementiert, die über die zeitliche Änderung der Beinlängenkompression $\frac{dl}{dt}$ eine Gegenkraft $F_D = -\mu \frac{dl}{dt}$ in Beinrichtung wirken lassen. Die Simulation über verschiedene Dämpfungswerte μ und Dauer der Dämpfung t zeigt vereinzelte Lösungen, die aber alle ein dreigipfeliges Gehmuster zur Folge haben. Diese Kontrollstrategie ist nicht in der Lage, den Einzugsbereich für Gehen im höheren Energiebereich für die normalen „M“-förmigen Bodenreaktionskräfte zu treffen.

5.2.3. Gangartwechsel induziert durch Änderung der Gravitation

Die FROUDE-Zahl wird oft im Zusammenhang mit dem Gangartwechsel erwähnt. Eine der drei Größen, die die FROUDE-Zahl bestimmen ist die Gravitation. Wenn man der Hypothese folgt, dass der Gangartwechsel bei einer konstanten Froude-Number von ca. 0,5 stattfindet, müsste es möglich sein, durch Änderung der Gravitation einen Gangartwechsel zu initiieren. KRAM *et al.* (1997) habe Experimente mit verringerter Gravitation mit Hilfe eines Entlastungssystems durchgeführt. Außer bei geringen Werten der Erdanziehungskraft im Bereich von 10% des Normalwertes stimmen die Experimente gut mit der Hypothese einer konstanten FROUDE-Zahl beim Gangartwechsel überein.

Das Masse-Feder Modell für Gehen ist nicht in der Lage, Geschwindigkeiten im Bereich des natürlichen Überganges vom Gehen zum Rennen zu beschreiben. Daher wird der Gangartwechsel bei niedrigen Geschwindigkeiten durch Änderung der Gravitation induziert. Eine solche Änderung beeinflusst die Systemenergie über den Anteil der potentiellen Energie. Dieser neue Bereich liegt zwar nicht im stabilen Gebiet für Rennen mit konstantem Landewinkel, aber mit Hilfe der kinematischen Beinkontrolle ist es möglich, diesen Bereich für Rennen zu stabilisieren.

Für den Wechsel vom Gehen zum Rennen wurde eine Gehkonfiguration ($k = 13 \text{ kN/m}$, $\alpha_R = 68^\circ$, $\omega = 100^\circ$, $v_x = 1 \text{ m/s}$, $y = 0,97 \text{ m}$) gefunden, die auch mit der kinematischen Beinkontrolle stabil läuft.

Der Wechsel vom Gehen ins Rennen geht einher mit einer Verringerung der Gravitation. Der Bereich, indem das Modell erfolgreich die Gangarten wechselt, beginnt ab einer Gravitation von $0,5\mathbf{g}$ ⁷. An diesem Wert wechselt das Modell innerhalb weniger Schritte. Ab ca. $0,2\mathbf{g}$ erfolgt ein sofortiger Gangartwechsel vom Gehen ins Rennen. Dieser Wert entspricht einer FROUDE-Zahl von $Fr = 0,51$. Die gute Annäherung dieses Werte an die gemessenen FROUDE-Zahl von $0,5$ spricht für die Stärke des Gehmodells. So würde das inverse Pendelmodell erst bei einer Froude-Number von 1 wechseln. Zusätzlich ist anzumerken, dass für diese Richtung des Gangartwechsels am Modell *kein* bestimmter Zeitpunkt notwendig ist, um erfolgreich zu wechseln. Das Problem des Auslösers ist für den Wechsel vom Gehen zum Rennen über Änderung der Gravitation nicht von Bedeutung.

Um vom Rennen ins Gehen zu gelangen, wird die Gravitation wieder auf $1\mathbf{g}$ erhöht. Trotz des vermutlich größeren stabilen Einzugsgebietes für Gehen mit kinematischer Beinkontrolle (vgl. Abb. 4.7) ist der Wechsel in diese Richtung nicht unabhängig vom Auslösezeitpunkt. So zeigt sich, dass eine Änderung der Gravitation während der Standphase beim Rennen in Abhängigkeit von der aktuellen Beinkompression zum Erfolg führt. Zusätzlich darf dieser Auslöser erst *nach der maximalen Beinkompression* erfolgen. Die Zuschaltung von $1\mathbf{g}$ erhöht die Gewichtskraft und verhindert das Abheben des Fußpunktes. Das Modell bleibt im Kontakt und geht in den Apex der Standphase beim Gehen.

5.2.4. Geschwindigkeitserhöhung und automatischer Gangartwechsel

Laut Tabelle 5.1 besteht eine weitere Möglichkeit für einen Gangartwechsel mit Änderung der Systemenergie darin, durch Störungen des Bodenniveaus die potentielle Energie der Punktmasse zu ändern. Besonders erwähnenswert ist dabei eine Bodenänderung in Form einer Neigung. So wechselt das Modell automatisch vom Gehen ins Rennen und beschleunigt dabei von c. a. 1 m/s Anfangsgeschwindigkeit im Gehen bis ins Rennen mit $4,5 \text{ m/s}$, bei konstanter Steifigkeits-Winkel Konfiguration.

⁷Vielfaches der normalen Erdgravitation $g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$.

Ein Rückwechsel vom Rennen ins Gehen durch Simulation einer Steigung konnte nicht erreicht werden.

5.3. Wechsel zwischen Gehen und Rennen bei konstanter Energie

Untersuchungen am Modell ergaben Lösungen, bei denen Gehen und Rennen bei gleicher Systemenergie und gleicher Beinsteifigkeit vorhanden sind (Abb. 5.3). Es zeigt sich, dass diese nicht nur hinsichtlich eines Energiebandes, sondern auch von gleicher Starthöhe möglich sind. Das legt die Vermutung nahe, dass ohne Änderung der Systemenergie nur unterschiedliche Anstellwinkel ein Wechsel zwischen den Gangarten möglich sein muss.

LEE und FARLEY (1998) konnten zeigen, dass der Landewinkel eine wichtige Rolle im Gangartwechsel spielt, indem er sich bei gleicher Geschwindigkeit beim Wechsel vom Gehen zum Rennen vergrößert. Diese Beobachtung konnte am Masse-Feder Modell simuliert werden, indem der Anstellwinkel durch Aufschalten einer Retraktion des Schwungbeines mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω vergrößert wurde. Beim Übergang verringert sich der zweite Peak in den vertikalen Bodenreaktionskräften, bis er ganz verschwindet und sich das eingipfelige Rennmuster zeigt. Einen interessanten Verlauf zeigen die horizontalen Bodenreaktionskräfte, die aufgrund des steileren Landewinkels beim Rennen eine geringere Amplitude aufweisen als die Gehkräfte. Dies lässt vermuten, dass Rennen bei schlechten Bodenkontaktverhältnissen stabiler ist als Gehen bei der selben Geschwindigkeit.

Ein Rückwechsel durch Abschalten der kinematischen Kontrolle oder durch Verringerung der Rückziehggeschwindigkeit konnte nicht gezeigt werden, obwohl im Modell beide Gangarten bei gleicher Systemenergie und Beinsteifigkeit existieren. Die Schwierigkeit besteht darin, die große vertikale Oszillation beim Rennen bei gleicher Geschwindigkeit wieder in Vorwärtsenergie umzuwandeln (entspricht einer horizontalen Verschiebung vom Renn- ins Gehgebiet in Abb. 5.3). Diese Energiewandlung wäre auch für höhere Geschwindigkeiten im Gehmodell notwendig (vgl. Diskussion in Kapitel Gehen). Es kann daher angenommen werden, dass mit der vorliegenden Modellstruktur kein Rückwechsel bei konstanter Energie möglich ist.

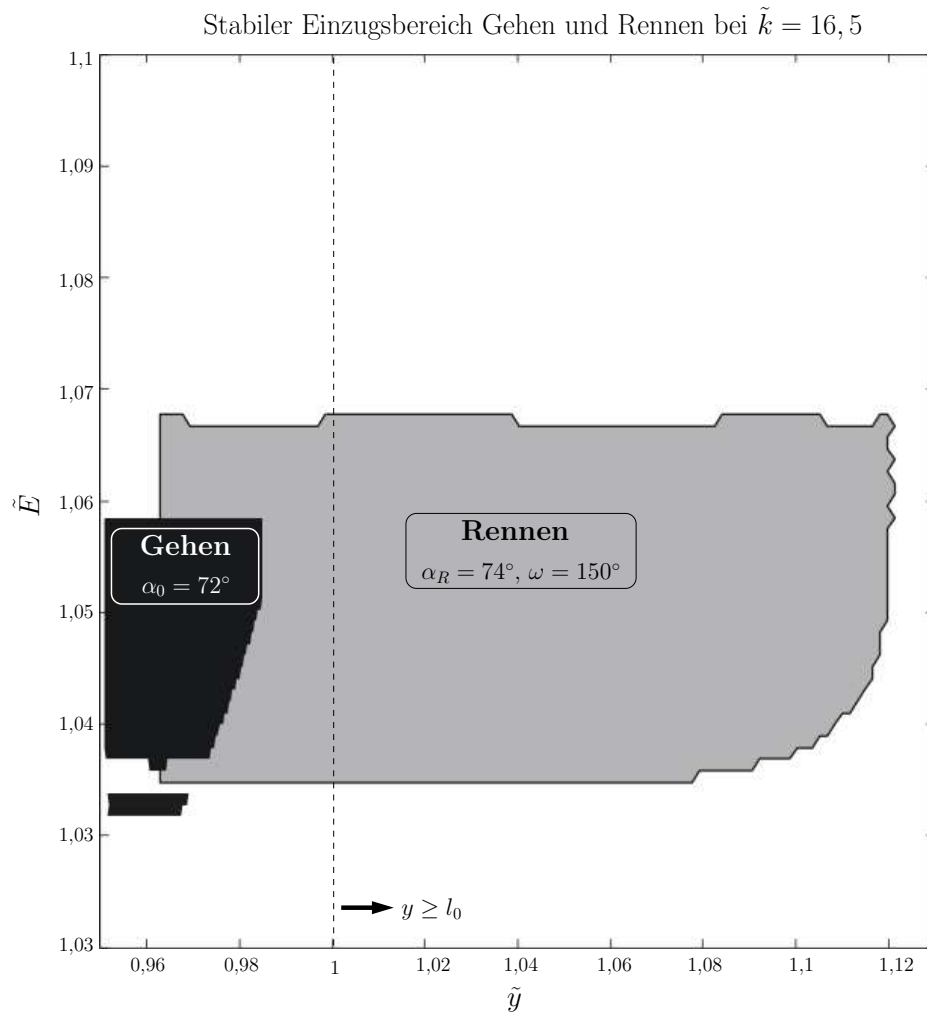


Abbildung 5.3.: Stabile Einzugsgebiete für Gehen und Rennen bei gleicher Beinsteifigkeit. Die horizontale Lage der Gebiete zeigt, dass nur durch unterschiedliche Bein kinematik, beide Gangarten im gleichen Energiebereich möglich sind. Weiterhin ist zu erkennen, dass Rennen unterhalb der Beinlänge l_0 gestartet werden kann (vgl. Abb. 5.1). So überlappen sich beide Gebiete zusätzlich bei gleichen Apexhöhen. (Der Gehbereich unterteilt sich in Lösungen mit „M“-förmigen Bodenreaktionskräften (Hauptgebiet) und dreieckige Muster bei niedrigen Energien).

6. Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Einfache Modelle für die Fortbewegung in der Natur bieten die Möglichkeit, Grundprinzipien zu erkennen und somit allgemeine Rahmenbedingungen für technische Systeme festzulegen. Obwohl keine Detailkriterien ableitbar sind, bieten diese Art von Modellen einen vollständigen Überblick über die grundlegenden parametrischen Zusammenhänge. Das Masse-Feder Modell als Template-Modell zur Beschreibung von Lokomotion hat sich hier für viele Fragestellungen als geeignetes Gerüst erwiesen, um unabhängig von der speziellen Morphologie des biologischen Systems Beinlokomotion innerhalb der mechanischen Grundstruktur zu erklären. Zusätzlich zur Beschreibung der energieeffizienten Zwischenspeicherung von Bewegungsenergie in der Mechanik des Systems, bietet ein nachgiebiges Beinverhalten intrinsische Kontrollstrategien an, um die Stabilität der Fortbewegung zu erhöhen. Diese Arbeit zeigt, inwieweit eine „intelligente“ Mechanik, ohne sensorische Informationen über die aktuelle Störung mit einfachen Steuerungsansätzen robuste Beinlokomotion erzeugen kann. In der vorliegenden Arbeit wurden die Ergebnisse von SEYFARTH *et al.* (2002); SEYFARTH und GEYER (2002); SEYFARTH *et al.* (2003); GEYER (2005) repliziert und um neue Ansätze erweitert, und erstmalig mögliche Gangartwechsel zwischen Gehen und Rennen innerhalb des Masse-Feder Modells untersucht.

6.1. Ergebnisse

Der Energieaustausch und die Bodenreaktionskräfte können mit dem zweidimensionalen Masse-Feder Modell erklärt werden. Erweitert man dieses Modell um die Flugphase, ist periodische Fortbewegung in der Ebene zu beobachten. Obwohl es sich um ein konservatives System handelt, konnte asymptotische Stabilität nachgewiesen werden. Weiterhin wurde die Robustheit gegenüber Parameteränderungen untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass bei konstanter Energie eine genaue Abstimmung zwischen Landewinkel

und Beinsteifigkeit erfolgen muss. Mit dieser einfachen Positionierung des Beinwinkels in der Flugphase ist nicht der gesamte Energiebereich für natürliches Laufen abzudecken (SEYFARTH *et al.*, 2002). Durch das Einführen einer zeitabhängigen Beinkontrolle während der Flugphase kann die Stabilität und Robustheit des Modells stark verbessert werden (SEYFARTH und GEYER, 2002; SEYFARTH *et al.*, 2003). Zusätzlich zu dieser Flugphasenkontrolle wurde eine Strategie für die Standphase untersucht, die nichtlineare Beinfedern verwendet. Dabei zeigte sich, dass eine degressive Federcharakteristik die Robustheit bei konstanter Energie stark erhöht und den Energiebereich für stabiles Rennen in physiologisch relevante Bereiche senkt. Zwar ist dieses Verhalten beim Menschen nicht zu beobachten, es könnte aber in Verbindung mit einer Flugphasenkontrolle die Performance von Laufrobotern maximieren.

Untersuchungen der Attraktivität hin zu stabilen Lösungen bei konstanter Energie schränken die Abstimmung zwischen Steifigkeit und Landewinkel noch weiter ein. Es konnte gezeigt werden, dass die höchste Attraktivität des Systems (Konvergenz zum stabilen Fixpunkt) in der Mitte des „J“-förmigen Parametergebietes liegt (vgl. Abb. 3.11). Das würde bedeuten, den Landewinkel mit einer Genauigkeit kleiner 1° oder die Beinsteifigkeit im 1 kN/m-Bereich einzustellen, was in der Natur keine Erklärung findet.

Erweiterung des einbeinigen Modells um eine zweite masselose Beinfeder zeigt bei bestimmten Parameterkombinationen Gehen mit korrekter Schwerpunktdynamik (GEYER, 2005). Dies kann als bisher einzig existierendes Gehmodell auf Template-Basis gesehen werden, welches die natürlichen Bodenreaktionskräfte und Schwerpunktdynamik zeigt und sich dabei asymptotisch stabil verhält. Andererseits stimmt das Modell hinsichtlich der Abstimmung von Landewinkel, Steifigkeit und Energie nur für einen geringen Bereich mit experimentellen Daten überein. Um dies zu verbessern, wurde dieselbe Beinkontrolle in der Flugphase getestet wie beim Rennen. Zwar vergrößert sich leicht das stabile Einzugsgebiet mit dieser Kontrolle, aber eine Erhöhung der Robustheit gegenüber Parameteränderungen konnte nicht beobachtet werden. Es sei angemerkt, dass die Abstimmung der Winkelgeschwindigkeit ω und des Startwinkels α_R für die Beinkontrolle mit viel höherer Präzision als im Rennmodell erfolgen muss. Einführung einer nichtlinearen Federcharakteristik ergab nur bei progressiver Kennlinie stabile Lösungen. Dieses konträre Verhalten zum Rennmodell könnte als Erklärung dienen, dass auch die übernommene Schwungphasenkontrolle keine bedeutenden Verbesserungen zeigt.

Die maximale Energie des Modells, die den Geschwindigkeitsbereich für Gehen in der Natur nur zur Hälfte repräsentiert, konnte nicht erweitert werden. Erste Experimente

zur Untersuchung der Beinsteifigkeit beim Gehen dokumentieren eine Zunahme dämpfenden Verhaltens der Beine bei hohen Geschwindigkeiten. Das könnte bedeuten, dass reines elastisches Beinverhalten nur bei geringen Fortbewegungsgeschwindigkeiten für passive Stabilität sorgt und dass bei höheren Energien andere Kontrollmechanismen greifen müssen (GEYER, 2005). Ein weiterer Grund könnte die fehlende Segmentierung sein, da gerade beim Gehen die Abstimmung zwischen Knie- und Sprunggelenk über zweigelenkige Muskeln von großer Wichtigkeit zu sein scheint (SEYFARTH *et al.*, 2005).

Das „nachgiebige, felgenlose Rad“, mit konstantem Beinzwischenwinkel θ ersetzt den Landewinkel im Modell durch eine direkte Kopplung des Schwungbeines an das Standbein. Dieses Konzept ist inspiriert von McGeer's „passiv walkern“ und von den Untersuchungen in HACKERT (2003) zu einer typischen Gangart mit gekoppelten Vorderbeinen bei Pfeifhasen (*Ochotona princeps*). Ein Schrittplot über 100 Schritte bei konstanter Energie weist einen enormen Zuwachs erfolgreicher Versuche gegenüber dem Originalmodell auf. Es besteht aber die Vermutung, dass keine mathematische Stabilität nachweisbar ist, da die Bodenreaktionskräfte keine periodischen Muster aufweisen und einzelne Parameterkombinationen nach 120 Schritten zum Abbruch führten.

Für den Gangartwechsel können zwei Hauptstrategien identifiziert werden. Beim Wechsel durch Änderung der Systemenergie geht zwar der konservative Charakter des Modells verloren, aber es kann einerseits durch richtungsabhängige Energiezufuhr der Wechsel vom Gehen zum Rennen und andererseits durch eine zeitabhängige Dämpfung der Rückwechsel in die energetisch niedrigere Gangart ausgelöst werden. Es hat sich die Vermutung bestätigt, dass der Wechsel in die weniger stabile Gangart (Gehen) eine genauere Abstimmung bedarf, als der Übergang zum Rennen. Bei letzterem konnte durch Aufschalten eines gerichteten äußeren Kraftimpulses oder durch Änderung der Federruהלänge, in Abhängigkeit vom Beinwinkel in der Standphase, ein Übergang vom niedrigen in den hohen Energiebereich gezeigt werden (vgl. Abb. 4.8). Für den Rückwechsel wurde eine zeitabhängige Dämpfung eingeführt, die aber nur ins Gehen bei geringen Energien, respektive dreigipfeliger Kraftmuster führt. Eine weitere Möglichkeit zur Auslösung eines spontanen Wechsels vom Gehen ins Rennen besteht darin, die Gravitation zu verringern. Diese Strategie ändert in direkter Weise die FROUDE-Zahl (vgl. Kapitel 2.5). Dabei zeigt sich, dass bei schrittweiser Reduktion der Gravitation (entspricht einer Erhöhung der FROUDE-Zahl (Fr) bei konstanter Geschwindigkeit), das Modell bei $Fr=0,51$ innerhalb eines Schrittes automatisch ins stabile Rennen übergeht. Dieses Ergebniss stimmt gut mit dem experimentell beobachteten Wert von $Fr=0,5$ (u. a. THORSTENSON und ROBERTHSON 1987) überein. Das spricht für die Überlegenheit des Modells mit

nachgiebigen Beinen gegenüber dem inversen Pendelmodell, wo ein theoretischer Gangartwechsel vom Gehen ins Rennen erst bei $Fr=1$ erfolgt. Ein Übergang vom Rennen zum Gehen, welcher bei konstantem Beinwinkel nur schwer und nur in dreigipfelige Muster zu erreichen war, ist durch Umschalten auf den Ausgangswert der Gravitation während der Standphase in einem relativ großen Gebiet möglich. Ein rein kinematisch induzierter Gangartwechsel kann nur durch Änderung des Landewinkels erfolgen. So ist es möglich vom Gehen nur durch steileres Anstellen des Landewinkels, in stabiles Rennen zu wechseln. Für den Rückwechsel müsste die Apexhöhe unter die Beinlänge gesenkt werden. Dies konnte leider nicht modelltechnisch realisiert werden und es ist zu vermuten, dass dies mit den existierenden Kontrollstrategien nicht möglich sein wird.

6.2. Schlussfolgerungen und Ausblick

Bei der hier vorliegenden mathematischen Betrachtungsweise stellt sich die Frage, inwieweit dieser stark vereinfachte Ansatz zur Beschreibung von Beinlokomotion überhaupt in die Praxis übertragen werden kann. Obwohl alle bisher erfolgreichen Rennroboter (vgl. Kapitel 2.6) vom Masse-Feder Modell beeinflusst wurden, sind die Modellannahmen doch sehr idealisiert. So kann der Mechanismus der elastischen Energiespeicherung zwar dazu beitragen, effiziente Roboter (AHMADI und BUEHLER, 1999) und energie-zwischenspeichernde Prothesenfüße (*C-Walk*® 1C40 von Otto Bock HealthCare GmbH oder die *Flexfoot*®-Reihe von Ossur hf.) zu entwerfen, aber in der Natur existieren keine konservativen Systeme. Andererseits kann ein Nachweis über Stabilität eines konservativen hybriden Systems vermuten lassen, dass die Einführung einer Dämpfung das Systemverhalten zwar verändert, aber die grundlegende Charakteristik bestehen bleibt. So liegt es in der Natur der Systemtheorie, dass es immer leichter ist dissipative Systeme zu stabilisieren. Daraus folgt direkt die Fragestellung, warum das Masse-Feder Modell trotz seines konservativen Charakters asymptotisch stabiles Verhalten zeigt. Dies ist hauptsächlich auf den hybriden Charakter des Systems zurückzuführen (vgl. Abschnitt 3.3.5). Da Beinlokomotion immer einen diskreten Wechsel zwischen verschiedenen Phasen beinhaltet, ist es von Interesse zu untersuchen, in welchem Maße solche Zustandswechsel von der Sensorik des Menschen aufgenommen und wie sie verarbeitet werden (in lokalen Reflexschleifen oder über das zentrale Nervensystem). Mit diesem Wissen könnte man einfache Kontaktschalter in den Füßen von Beinrobotern nutzen, um stabile Fortbewegung zu erhalten.

Der auf einen Massepunkt reduzierte Körperstamm im Masse-Feder Modell kann nur schwer in praktische Anwendungen übertragen werden. Deshalb benötigen die Mehrzahl der artverwandten Roboter eine aktive Lageregelung des trägen Körpers in der Standphase. Eng mit diesem Problem ist sowohl die gesamte Stabilitätskontrolle des Oberkörpers beim Menschen, als auch die bei humanoiden Robotern verbunden. Dazu kann das Masse-Feder Modell keinerlei Aussage liefern. Dies bleibt ein nicht zu unterschätzendes Problem, wenn man die Beinlokomotion in Verbindung mit der gesamten Körperstruktur betrachtet.

Die Beinfeder im Masse-Feder Modell charakterisiert das gesamte dynamische Verhalten des Modells. Sie repräsentiert ein globales, nachgiebiges Beinverhalten, welches sich nicht nur durch Energieeffizienz, sondern auch in Kombination mit einem bestimmten Beinwinkel durch sein selbststabiles Verhalten auszeichnet. Im Maschinenbau werden solche nachgiebigen Mechanismen zwar vermehrt eingesetzt, aber häufig nur zum Schutz oder zur Dämpfung technischer Systeme. Das Masse-Feder Modell und die existierenden Roboter mit nachgiebigen Beinen zeigen aber, dass eine bewusste Integration solcher Konzepte in die Mechanik das Systemverhalten verbessert. Dabei ist es meist nicht mehr möglich einzelnen Gelenke kinematisch zu steuern. Aber gerade indem man der passiven Dynamik (vgl. Kapitel 2.6) solcher Strukturen folgt, kann man vom Gesamtverhalten profitieren. Die Nachgiebigkeit wirkt nicht nur als eine Art Filter, welches den Informationsfluss aus der Umgebung ins System reduziert, sondern es können auch umgekehrt durch einfache aktive Antriebe, welche über Federn verschiedene Gelenke ankoppeln, komplexe Bewegungen ohne sensorische Rückkopplung erzeugt werden. So funktioniert ein erster Prototyp eines Gehroboters am Lauflabor der Universität Jena nach einem ähnlichen Prinzip, indem das dreisegmentige Bein über mehrgelenkige Federn nur durch einen einfachen Hüftmotor angetrieben wird (IDA, 2005).

Obwohl keine direkten Kontrollstrategien zum Gangartwechsel vorgeschlagen werden können, ist es ersichtlich, dass eine mögliche technische Anwendung in der Robotik oder Rehabilitation, die Gehen und Rennen mit ein und derselben Konstruktion zeigen soll, auf nachgiebige Strukturen in den Beinen aufbauen muss. Für Rennen ist dies bereits bekannt (Karbonfüße für unterschenkelamputierte Sprinter) und mit dem Masse-Feder Gehmodell und ersten Roboterprototypen kann gezeigt werden, dass auch Gehen mit nachgiebigen Beinen möglich ist.

Obwohl die einfachen Modelle aus dieser Arbeit nicht annähernd die Komplexität des menschlichen Bewegungsapparates widerspiegeln, können die aus ihnen abgeleiteten Prin-

zipien nachgiebiger Beinlokomotion als bionische Inspirationsquelle für den Ingenieur dienen.

Literaturverzeichnis

- ABERNETHY, B., A. HANNA, und A. PLOOY, 2002 The attentional demands of preferred and non-preferred gait patterns. *Gait and Posture* 15(3): 256–265.
- AHMADI, M. und M. BUEHLER, 1997 Stable control of a simulated one-legged running robot with hip and leg compliance. *Robotics and Automation, IEEE Transactions on* 13(1): 96–104.
- AHMADI, M. und M. BUEHLER, 1999 ARL monopod II running robot: control and energetics. *Proceedings - IEEE International Conference on Robotics and Automation* 3: 1689–1694.
- ALEXANDER, R. und H. BENNET CLARK, 1977 Storage of elastic strain energy in muscle and other tissues. *Nature* 265(5590): 114–117.
- ALEXANDER, R. und A. JAYES, 1983 A dynamic similarity hypothesis for the gaits of quadrupedal mammals. *J. Zool.* 201: 135–152.
- ARAMPATZIS, A., G.-P. BRUGGEMANN, und V. METZLER, 1999, December) The effect of speed on leg stiffness and joint kinetics in human running. *Journal of Biomechanics* 32(12): 1349–1353.
- ARGYRIS, JOHN H. ; FAUST, G. . H. M., 1995 *Die Erforschung des Chaos: Eine Einführung für Physiker, Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Braunschweig [u.a.] : Vieweg.
- BIEWENER, A., 1998 Muscle-tendon stresses and elastic energy storage during locomotion in the horse. *Comparative Biochemistry and Physiology - B Biochemistry and Molecular Biology* 120(1): 73–87.

- BLICKHAN, R., 1989 The spring-mass model for running and hopping. *Journal of Biomechanics* 22(11-12): 1217–1227.
- BLICKHAN, R. und R. J. FULL, 1993 Similarity im multilegged locomotion bouncing like a monopode. *Journal of Comparative Physiology A-Sensory Neural and Behavior* 173(5): 509–517.
- BUCKINGHAM, E., 1914 On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.* 4: 345–376.
- BUEHLER, M., R. BATTAGLIA, A. COCOSCO, G. HAWKER, J. SARKIS, und K. YAMAZAKI, 1998 SCOUT: a simple quadruped that walks, climbs, and runs. Volume 2, pp. 1707–1712 vol.2.
- CAVAGNA, G., N. HEGLUND, und C. TAYLOR, 1977 Mechanical work in terrestrial locomotion: two basic mechanisms for minimizing energy expenditure. *American Journal of Physiology - Regulatory Integrative and Comparative Physiology* 2(3): –.
- CAVAGNA, G. A., F. P. SAIBENE, und R. MARGARIA, 1964, (March) Mechanical work in running. *J Appl Physiol* 19(2): 249–256.
- CHEVALLEREAU, C., G. ABBA, Y. Aoustin, F. PLESTAN, E. WESTERVELT, C. CANUDAS-DE-WIT, und J. GRIZZLE, 2003 RABBIT: a testbed for advanced control theory. *Control Systems Magazine, IEEE* 23(5): 57–79.
- CHEVALLEREAU, C., E. WESTERVELT, und J. GRIZZLE, 2005 Asymptotically stable running for a five-link, four-actuator, planar bipedal robot. *International Journal of Robotics Research* 24(6): 431–464.
- DIEDRICH, F. und W. WARREN JR., 1995 Why change gaits? Dynamics of the walk-run transition. *Journal of Experimental Psychology: Human Perception and Performance* 21(1): 183–202.
- DONELAN, J. und R. KRAM, 1997 The effect of reduced gravity on the kinematics of human walking: A test of the dynamic similarity hypothesis for locomotion. *Journal of Experimental Biology* 200(24): 3193–3201.
- EBENHÖH, W., 2004 Einführung in die mathematische Modellierung 1. www.icbm.de/mathmod/pages/lectures/mm/Inhalt.pdf.

- FARLEY, C. und D. FERRIS, 1998 Biomechanics of Walking and Running: Center of Mass Movements to Muscle Action. *Exercise and Sport Sciences Reviews* **26**: 253–285.
- FARLEY, C. und O. GONZALEZ, 1996 Leg stiffness and stride frequency in human running. *Journal of Biomechanics* **29**: 181–186.
- FARLEY, C. und C. TAYLOR, 1991 A mechanical trigger for the trot-gallop transition in horses. *Science* *253*(5017): 306–308.
- FERRIS, D., M. LOUIE, und C. FARLEY, 1998 Running in the real world: Adjusting leg stiffness for different surfaces. *Proceedings of the Royal Society of London - Biological Sciences* *265*(1400): 989–994.
- FULL, R. und D. KODITSCHKEK, 1999 Templates and anchors: Neuromechanical hypotheses of legged locomotion on land. *Journal of Experimental Biology* *202*(23): 3325–3332.
- GARCIA, M., A. CHATTERJEE, A. RUINA, und M. COLEMAN, 1998 The simplest walking model: Stability, complexity, and scaling. *Journal of Biomechanical Engineering* *120*(2): 281–286.
- GEYER, H., 2005 Simple models of legged locomotion based on compliant limb behavior / Grundmodelle pedaler Lokomotion basierend auf nachgiebigem Beinverhalten. Ph. D. thesis, Univeristät Jena.
- GEYER, H., A. SEYFARTH, und R. BLICKHAN, 2003 Positive force feedback in bouncing gaits? *Proceedings of the Royal Society of London - Biological Sciences* *270*(1529): 2173–2183.
- GHIGLIAZZA, R., R. ALTENDORFER, D. KODITSCHKEK, und P. HOLMES, 2003 A simply stabilized running model. *SIAM Journal on Applied Dynamical Systems* *2*(2): –.
- GIENGER, M., K. LOFFLER, und F. PFEIFFER, 2001 Towards the design of a biped jogging robot. Volume 4, pp. 4140–4145 vol.4.
- GRAY, J., 1968 *Animal Locomotion*: –.
- GREGORIO, P., M. AHMADI, und M. BUEHLER, 1997 Design, control, and energetics of an electrically actuated legged. *Systems, Man and Cybernetics, Part B, IEEE Transactions on* *27*(4): 626–634.

- GRIZZLE, J. W., G. ABBA, und F. PLESTAN, 2001 Asymptotically stable walking for biped robots: Analysis via systems with impulse effects. *IEEE Transactions on Automatic Control* **46**(1): 51–64.
- GUCKENHEIMER, J. und S. JOHNSON, 1995 Planar hybrid systems. *Hybrid systems II* **999**: 202–225.
- GÜNTHER, M. und R. BLICKHAN, 2002 Joint stiffness of the ankle and the knee in running. *Journal of Biomechanics* **35**(11): 1459–1474.
- HACKERT, R., 2003 Dynamics of pikas’ half-bound: spine flexion contributes to dynamic stability. Ph. D. thesis, University Jena.
- HANNA, A., B. ABERNETHY, R. NEAL, und R. BURGESS-LIMERICK, 2000 Triggers for the transition between human walking and running. *Energetics of Human Activity*: 124–164.
- HATZE, H., 1980 Neuromusculoskeletal control systems modeling—A critical survey of recent developments. *Automatic Control, IEEE Transactions on* **25**(3): 375–385.
- HEGLUND, N. und C. TAYLOR, 1988 Speed, stride frequency and energy cost per stride: how do they change with body size and gait? *Journal of Experimental Biology* **138**: 301–318.
- HEINZE, A., 2002 Dreidimensionale biomechanische Modellierung und die Entwicklung eines Reglers zur Simulation zweibeinigen Gehens. Ph. D. thesis, Eberhard-Karls-Universität Tübingen.
- HERR, H., G. HUANG, und T. MCMAHON, 2002 A model of scale effects in mammalian quadrupedal running. *Journal of Experimental Biology* **205**(7): 959–967.
- HIRAI, K., M. HIROSE, Y. HAIKAWA, und T. TAKENAKA, 1998 Development of Honda humanoid robot. Volume 2, pp. 1321–1326.
- HODGINS, J. K., 1991 Biped gait transitions. *Proceedings - IEEE International Conference on Robotics and Automation* **3**: 2092–2097.
- HOYT, D. und C. TAYLOR, 1981 Gait and the energetics of locomotion in horses. *Nature* **292**(5820): 239–240.

- HRELJAC, A., 1993 Preferred and energetically optimal gait transition speeds in human locomotion. *Medicine and Science in Sports and Exercise* 25(10): 1158–1162.
- HRELJAC, A., 1995 Determinants of the gait transition speed during human locomotion: Kinematic factors. *Journal of Biomechanics* 28(6): 669–677.
- HURST, J., J. CHESTNUTT, und A. RIZZI, 2004 An actuator with physically variable stiffness for highly dynamic legged locomotion. *Proceedings - IEEE International Conference on Robotics and Automation 2004* (5): 4662–4667.
- HYON, S.-H. und T. EMURA, 2002 Quasi-periodic gaits of passive one-legged hopper. Volume 3, pp. 2625–2630.
- HYON, S.-H. und T. EMURA, 2004 Energy-preserving control of a passive one-legged running robot. *Advanced Robotics* 18(4): 357–381.
- HYON, S.-H., X. JIANG, T. EMURA, und T. UETA, 2004 Passive running of planar 1/2/4-legged robots. Volume 4, pp. 3532–3539.
- IIDA, F., 2005 Cheap design approach to adaptive behavior: walking and sensing through body dynamics. Ilmenau, pp. 26–30.
- ISHIDA, T., 2004 Development of a small biped entertainment robot QRIO. pp. 23–28.
- KANEKO, K., F. KANEHIRO, S. KAJITA, H. HIRUKAKA, T. KAWASAKI, M. HIRATA, K. AKACHI, und T. ISOZUMI, 2004 Humanoid robot HRP-2. Volume 2004, pp. 1083–1090.
- KELSO, J., 1999 *Dynamic Patterns: the self-organization of brain and behavior*. A Bradford Book, The MIT Press Cambridge.
- KIM, S., J. CLARK, und M. CUTKOSKY, 2004 iSprawl: Autonomy, and the effects of power transmission. Madrid, Spain.
- KRAM, R. und T. DAWSON, 1998 Energetics and biomechanics of locomotion by red kangaroos (*Macropus rufus*). *Comparative Biochemistry and Physiology - B Biochemistry and Molecular Biology* 120(1): 41–49.
- KRAM, R., A. DOMINGO, und D. FERRIS, 1997 Effect of reduced gravity on the preferred walk-run transition speed. *Journal of Experimental Biology* 200(4): 821–826.

- KWON, O. und J. PARK, 2003 Gait transitions for walking and running of biped robots. *Proceedings - IEEE International Conference on Robotics and Automation* **1**: 1350–1355.
- LABEIT, S. und B. KOLMERER, 1995 Titins: Giant proteins in charge of muscle ultrastructure and elasticity. *Science* *270*(5234): 293–296.
- LEE, C. und C. FARLEY, 1998 Determinants of the center of mass trajectory in human walking and running. *Journal of Experimental Biology* *201*(21): 2935–2944.
- LEE, W. und J. MANSOUR, 1984 Linear approximations for swing leg motion during gait. *Journal of Biomechanical Engineering* *106*(2): 137–143.
- LIPFERT, S. SEYFARTH, A., 2005 Leg stiffness in walking and running. In *ISB XXth Congress - ASB 29th Annual Meeting, Cleveland, Ohio*.
- MARGARIA, R., 1938 Sulla fisiologia e specialmente sul consumo energetico della marcia e della corsa a varia velocità ed inclinazione del terreno. *Atti Acc Naz Lincei* **7**: 299–368.
- MCGEER, T., 1990 Passive dynamic walking. *International Journal of Robotics Research* *9*(2): 62–82.
- MCMAHON, T. und G. CHENG, 1990 The mechanics of running: How does stiffness couple with speed? *Journal of Biomechanics* *23*(SUPPL. 1): 65–78.
- MCMAHON, T., G. VALIANT, und E. FREDERICK, 1987 Groucho running. *Journal of Applied Physiology* *62*(6): 2326–2337.
- MCMAHON, T. A., 1984 *Muscles, Reflexes, and Locomotion*. Princeton University Press.
- MINETTI, A., L. ARDIGO, und F. SAIBENE, 1994 The transition between walking and running in humans: Metabolic and mechanical aspects at different gradients. *Acta Physiologica Scandinavica* *150*(3): 315–323.
- MOCHON, S. und T. MCMAHON, 1980 Ballistic walking. *Journal of Biomechanics* *13*(1): 49–57.
- MUYBRIDGE, E., 1955 *The Human Figure in Motion*: –.

- NAGASAKA, K., Y. KUROKI, S. SUZUKI, Y. ITOH, und J. YAMAGUCHI, 2004 Integrated motion control for walking, jumping and running on a small bipedal entertainment robot. Volume 2004, pp. 3189–3194.
- NAGASAKI, T., S. KAJITA, K. YOKOI, K. KANEKO, und K. TANIE, 2003 Running pattern generation and its evaluation using a realistic humanoid model. Volume 1, pp. 1336–1342 vol.1.
- NISHIWAKI, K., T. SUGIHARA, S. KAGAMI, F. KANEHIRO, M. INABA, und H. INOUE, 2000 Design and development of research platform for perception-action integration in humanoid robot: H6. Proc. Int. Conference on Intelligent Robots and Systems: 1559–1564. H6.
- NOBLE, B., K. METZ, und K. PANDOLF, 1973 Perceived exertion during walking and running: II. *Medicine and Science in Sports and Exercise* 5(2): 116–120.
- PRILUTSKY, B. und R. GREGOR, 2001 Swing- and support-related muscle actions differentially trigger human walk-run and run-walk transitions. *Journal of Experimental Biology* 204(13): 2277–2287.
- RAIBERT, M. H., 1986 *Legged robots that balance*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- RAYNOR, A., A. RAYNOR, C. YI, B. ABERNETHY, und Q. JONG, 2002 Are transitions in human gait determined by mechanical, kinetic or energetic factors? *Human Movement Science* 21(5-6): 785–805.
- SAIBENE, F. und A. MINETTI, 2003 Biomechanical and physiological aspects of legged locomotion in humans. *European Journal of Applied Physiology* 88(4-5): 297–316.
- SAKAGAMI, Y., R. WATANABE, C. AOYAMA, S. MATSUNAGA, N. HIGAKI, und K. FUJIMURA, 2002 The intelligent ASIMO: System overview and integration. Volume 3, pp. 2478–2483.
- SARANLI, U. und D. KODITSCHKEK, 2003 Template based control of hexapedal running. Volume 1, pp. 1374–1379 vol.1.
- SATO, A. und M. BUEHLER, 2004 A planar hopping robot with one actuator: design, simulation, and experimental results. Volume 4, pp. 3540–3545 vol.4.

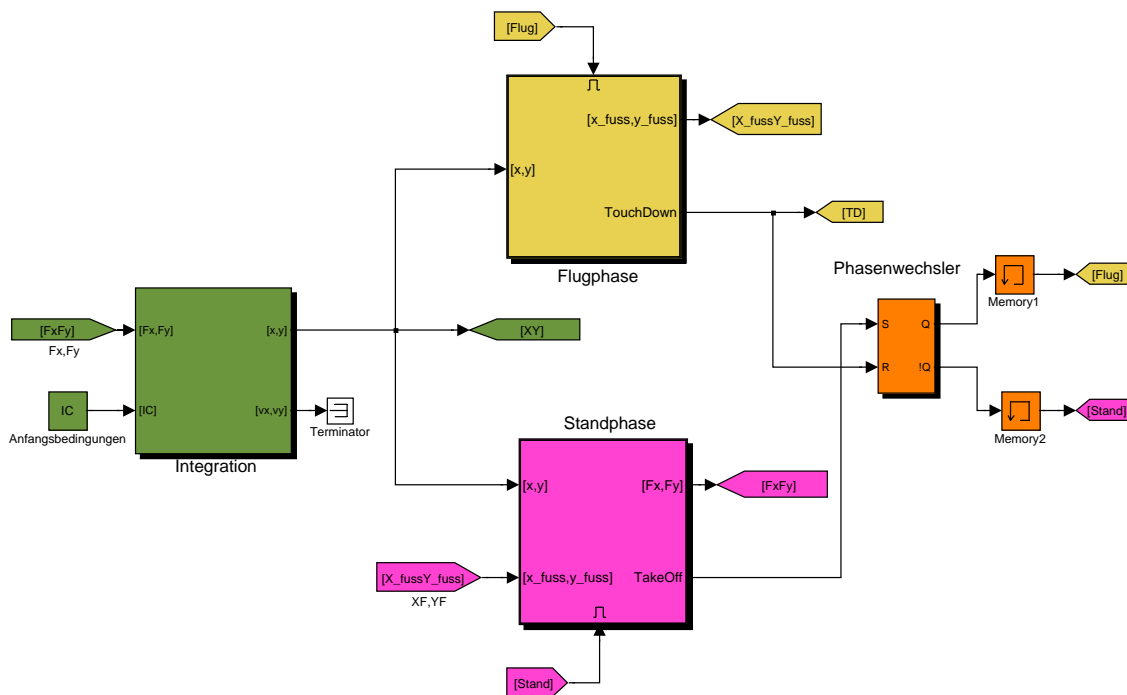
- SCHMITT, J., R. RAZO, P. HOLMES, M. GARCIA, und R. FULL, 2002 Dynamics and stability of legged locomotion in the horizontal plane: A test case using insects. *Biological Cybernetics* 86(5): 343–353.
- SELLES, R., J. BUSSMANN, R. WAGENAAR, und H. STAM, 2001 Comparing predictive validity of four ballistic swing phase models of human walking. *Journal of Biomechanics* 34(9): 1171–1177.
- SEYFARTH, A., R. BLICKHAN, und J. VAN LEEUWEN, 2000 Optimum take-off techniques and muscle design for long jump. *Journal of Experimental Biology* 203(4): 741–750.
- SEYFARTH, A. und H. GEYER, 2002 Natural control of spring-like running - Optimized self-stabilization. *Proceedings of the Fifth International Conference on Climbing and Walking Robots (CLAWAR 2002)*: 81–85.
- SEYFARTH, A., H. GEYER, M. GÜNTHER, und R. BLICKHAN, 2002 A movement criterion for running. *Journal of biomechanics* 35(5): 649–655.
- SEYFARTH, A., H. GEYER, und H. HERR, 2003 Swing-leg retraction: A simple control model for stable running. *Journal of Experimental Biology* 206(15): 2547–2555.
- SEYFARTH, A., H. GEYER, S. LIPFERT, J. RUMMEL, Y. MINEKAWA, und F. IIDA, 2005 Running and walking with compliant legs. In *Fast motions in biomechanics and robotics-optimization and feedback control*, Heidelberg, pp. 1–16.
- SEYFARTH, A., M. GÜNTHER, und R. BLICKHAN, 2001 Stable operation of an elastic three-segment leg. *Biological Cybernetics* 84(5): 365–382.
- STROGATZ, S. H., 1994 *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. Addison-Wesley.
- THORSTENSSON, A. und H. ROBERTHSON, 1987 Adaptations to changing speed in human locomotion: Speed of transition between walking and running. *Acta Physiologica Scandinavica* 131(2): 211–214.
- WEYAND, P., D. STERNLIGHT, M. BELLIZZI, und S. WRIGHT, 2000 Faster top running speeds are achieved with greater ground forces not more rapid leg movements. *Journal of Applied Physiology* 89(5): 1991–1999.

- WITTE, H., J. RAO, C. LESCH, S. RECKNAGEL, und H. PREUSCHOFT, 1994 Titin: A key towards an understanding of the elastic mechanisms in animal locomotion. In *Proc. 29th EMC. Cell Motil Cell Res*, Volume 16/4, pp. 10–14.
- YE, H., A. MICHEL, und L. HOU, 1998 Stability theory for hybrid dynamical systems. *IEEE Transactions on Automatic Control* 43(4): 461–474.
- ZEGLIN, G. und B. BROWN, 1998 Control of a bow leg hopping robot. Volume 1, pp. 793–798.

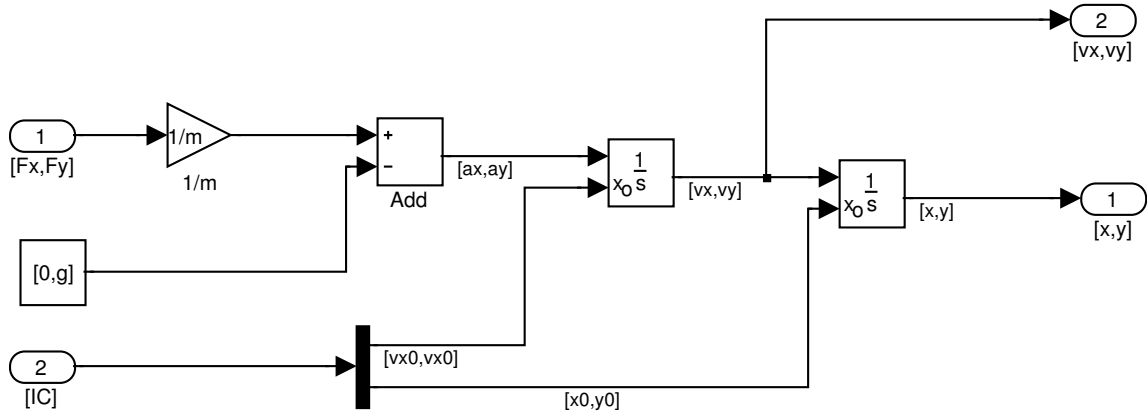
A. Simulink: Einbeiniges Rennmodell

Alle Matlab/Simulink Programmdateien befinden sich auf der beigelegten CD-Rom. Für interessierte Leser ist im folgenden Anhang die Programmstruktur der Simulinkmodelle inklusive der wichtigsten Untersysteme zu finden.

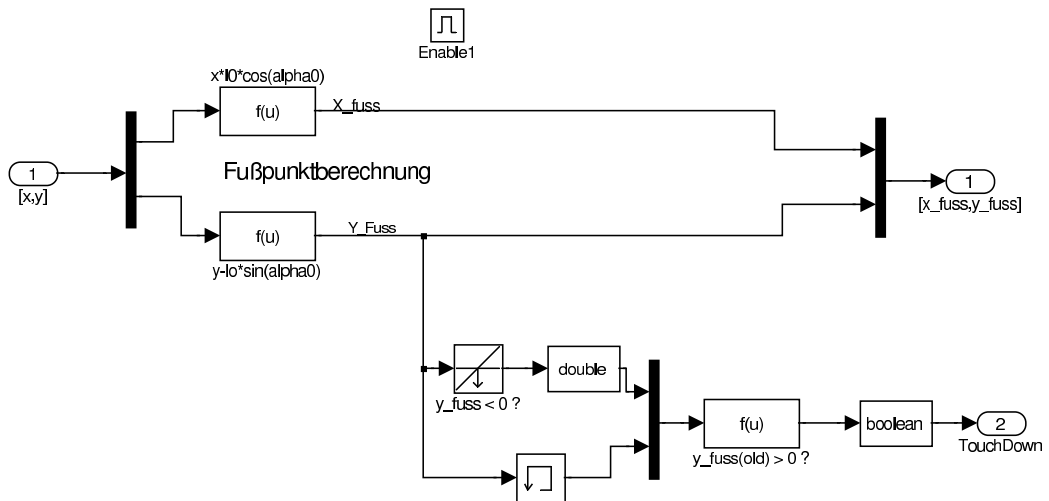
A.1. Gesamtmodell



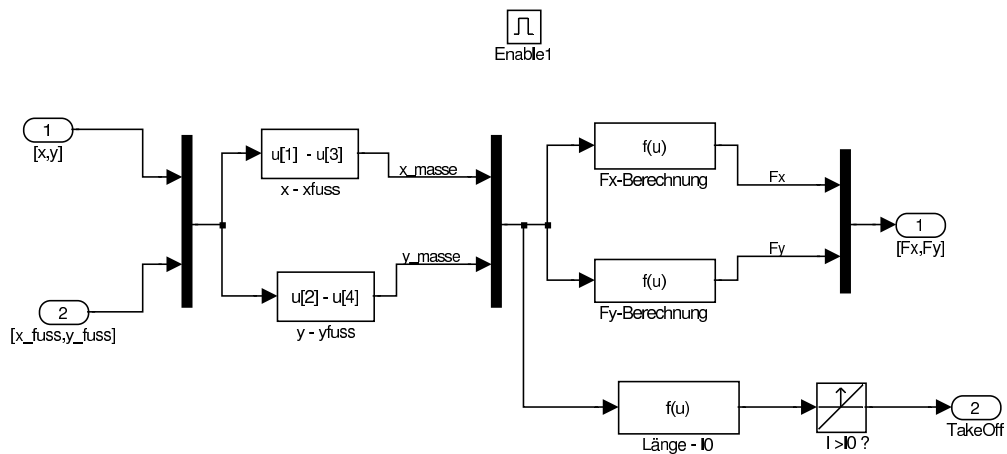
A.2. Untersystem zur Integration der Bodenreaktionskräfte



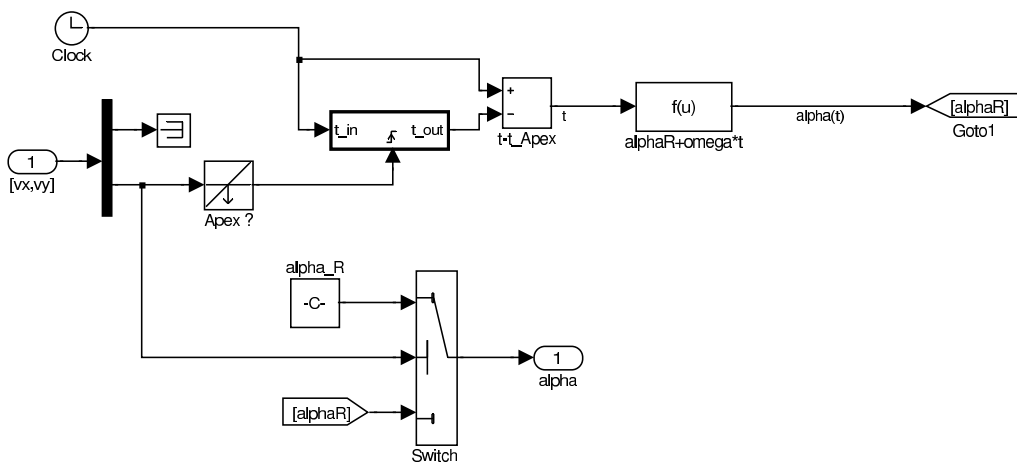
A.3. Flugphasenblock



A.4. Kraftberechnung in der Standphase

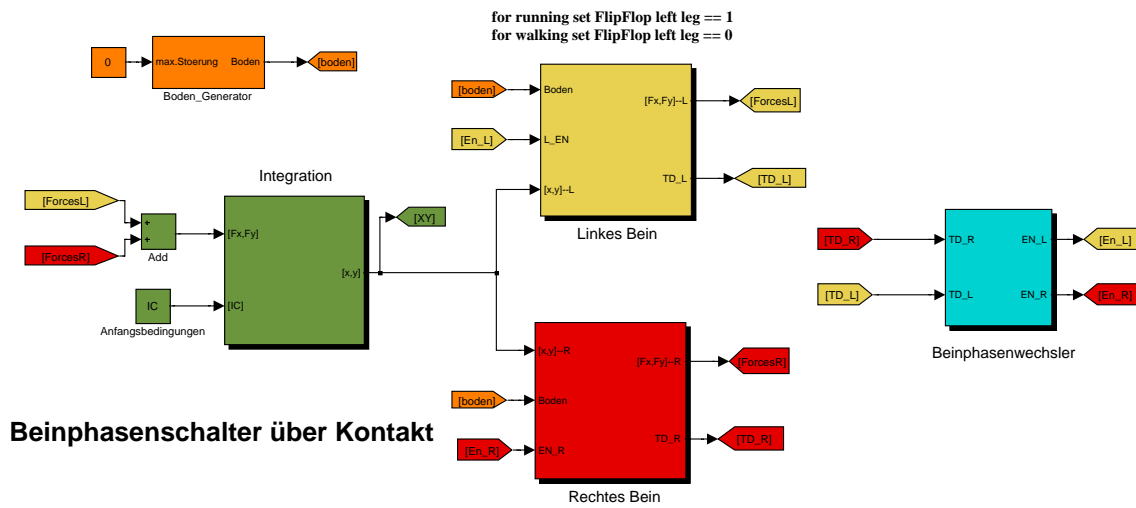


A.5. Kinematische Schwungphasenkontrolle

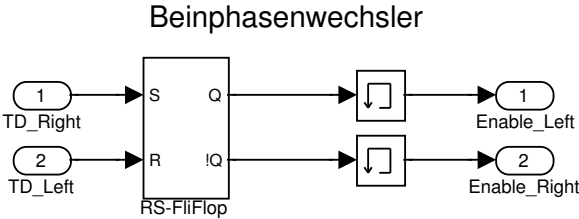


B. Simulink: Zweibeiniges Modell

B.1. Gesamtmodell



B.2. Beinphasenwechsler



Versicherung der selbstständigen Anfertigung

Die vorliegende Arbeit wurde von mir selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen angefertigt. Die Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise im Rahmen einer anderen Prüfung noch nicht vorgelegt worden.

Ilmenau, den 12. Oktober 2005

Elmar Dittrich

Thesen zur Diplomarbeit

1. Einfache Modelle haben den Vorteil das meist der gesamte Parameterraum zu überblicken ist, verlangen aber im Gegensatz zu komplexen Modellen ein starke Abstraktion des realen Systems.
2. Die Bestimmung der Beinsteifigkeit im Experiment variiert stark in Abhängigkeit von den Methoden zur Messung der Beinkompression.
3. Laufroboter mit integrierten Beinfedern erlauben energieeffiziente und dynamische Fortbewegung.
4. Die Genauigkeit der Lösungsalgorithmen für Differentialgleichungen in Matlab/Simulink für das konservative Masse-Feder Modell wird größtenteils durch die Fehlertoleranz bestimmt.
5. Trotz seines konservativen Charakters zeigt das hybride nichtlineare Masse-Feder Modell asymptotisch stabiles Verhalten.
6. Die genaue Abstimmung zwischen Beinsteifigkeit und konstantem Landewinkel ist eine Voraussetzung für stabile Fortbewegung im Modell.
7. Eine kinematische Schwungbeinkontrolle und degressives Federverhalten in der Standphase erhöhen die Robustheit des Systems.
8. Im stationären Zustand haben Bodenunebenheiten bis zu 7% keinen Einfluss auf die Stabilität der Fortbewegung.
9. Das zweibeinige Masse-Feder Modell kann Gehen mit korrekten Bodenreaktionskräften und Schwerpunktdynamik beschreiben.
10. Das stabile Einzugsgebiet im Gehmodell ist geringer als beim Rennmodell.

11. Der Wechsel vom Gehen zum Rennen im Masse-Feder Modell kann durch Energiezufuhr ausgelöst werden.
12. Bei Verringerung der Gravitation als Parameter wechselt das Modell spontan vom Gehen ins Rennen.
13. Es existieren Gebiete im Parameterraum, wo bei gleicher Energie und Beinsteifigkeit, beide Gangarten existieren.
14. Eine technische Konstruktion, die biologisches Gehen und Rennen zeigen soll, muss nachgiebige Beine im funktionellen Sinne verwenden.