



EUROPASKOLAN STRÄNGNÄS

GYMNASIEARBETE

# Dubbelpendeln och kaosteori

*Oscar Landberg  
KFSCI23b*

Handledare:

Erik Waltersson

Första utkast inlämnad: 2026-01-27

## **Sammanfattning**

Here is my Triangle.

# Innehåll

<b>Inledning</b>	<b>2</b>
1.1 Introduktion och bakgrund . . . . .	2
1.2 Syfte och frågeställning . . . . .	3
<b>Teoretisk genomgång</b>	<b>4</b>
2.1 Kaosteori . . . . .	4
2.2 Lagrange-mekanik . . . . .	4
2.2.1 Principen om minsta verkan . . . . .	4
2.3 Dubbelpendeln . . . . .	5
2.3.1 Härledning av dubbelpendels rörelseekvationer . . . . .	6
2.4 Numerisk metod för att lösa differentialekvationer . . . . .	9
2.4.1 Behandling av dubbelpendelns rörelseekvationer för att möjliggöra RK4-metoden . . . . .	9
2.4.2 Allmänna definitionen av RK4-metoden . . . . .	9
<b>Metod/Numerisk simulering</b>	<b>10</b>
3.1 Behandling av rörelseekvationerna inför simulering . . . . .	10
<b>Appendix</b>	<b>I</b>
A - Härledning av Euler-Lagrange ekvationen (2.3) . . . . .	I

# Inledning

## 1.1 Introduktion och bakgrund

Pendeln är något som alltid har fascinerat mänskligheten genom tiderna. Redan under det första århundradet lyckades de gamla kineserna att utveckla en seismograf med hjälp av pendeln, vars funktion var att aktivera ett säkerhetssystem vid jordbävningar [1]. Inte minst används också pendlar än idag; Mora-klockors tidshållning bygger på en svängande pendel, medan den klassiska metronomens tickande styrs av en inverterad variant. Det är därmed tydligt hur pendeln än idag är relevant.

På så sätt är det inte konstigt varför studiet av pendlar har länge vart en central del av fysikundervisningen, inte minst på gymnasiet. De flesta före detta (naturvetenskapliga) gymnasieelever känner säkert igen att majoriteten av de enkla pendlarna kan beskrivas som en harmonisk svängningsrörelse, och att formeln för en pendels svängningstid är  $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ .

Tyvärr så ingår det ingen riktig fördjupning för pendlar inom gymnasiestudierna<sup>1</sup>, och mycket av det som lärdes ut om pendlar gäller bara om startvinkeln  $\theta$  är relativt liten. Det är bara när detta villkor är uppfyllt som pendlar kan beskrivas som en harmonisk svängningsrörelse, inte minst gäller detta även för svängningstidsformeln ovan.

På så vis kan en vanlig ”enkel” pendel bli rätt så komplicerad, långt utanför gymnasiefysikens gränser. Däremot finns det många fler sätt att vidareutveckla problemet, bland annat går det att skapa en så kallad *dubbelpendel* genom att koppla två enkla pendlar ihop. Mycket forskning har redan skett på dubbelpendeln, och idag används dubbelpendeln ofta som klassiskt exempel inom kaosteorin (CITE). Med detta menas att systemets rörelse är extremt känsligt för begynnelsevillkoren, det vill säga att extremt små skillnader i startpositionen ger gigantiska utslag i systemets rörelse, trots att den i varje ögonblick styrs av väldefinierade rörelseekvationer (CITE). Kaosteori är nämligen det område inom fysiken och matematiken som studerar deterministiska system vars långsiktiga beteende blir praktiskt oförutsägbara (CITE), ett fenomen som brukar kallas för fjärilseffekten”(CITE/FOOTNOTE).

---

<sup>1</sup>Det går även att argumentera för motsatsen, det kanske är bättre att lämna det åt universitetsstudenter att lära sig...

## 1.2 Syfte och frågeställning

Dubbelpendeln har länge varit ett klassiskt exempel inom kao [2, 3]

Som tidigare konstaterat har dubbelpendeln länge vart ett klassiskt

# Teoretisk genomgång

## 2.1 Kaosteori

Kaosteori är ett tvärvetenskapligt forskningsområde som fokuserar på att studera mönster hos deterministiska system som är extremt känsliga till begynnelsevillkor [2]. Med detta menas att, om inte exakt samma

## 2.2 Lagrange-mekanik

För att lösa mer komplexa problem, som exempelvis dubbelpendeln, är det oftare lättare att använda Lagrange-mekanik för att beskriva dess rörelse. Även om det är teoretiskt sätt möjligt att beskriva en dubbelpendels rörelse med klassisk newtonsk mekanik, kan det fort bli mödosamt och onödigt krångligt. Lagrange-mekanik är egentligen bara en annan matematisk metod för att beskriva omvärlden, vilket i en viss typ av problem, blir betydligt lättare att lösa.

### 2.2.1 Principen om minsta verkan

Lagrange-mekanik bygger sin grund på *principen om minsta verkan*, eller ibland även kallad *principen om stationär verkan* [4]. Denna princip säger därmed att ett objekt kommer alltid att sträva efter att färdas den väg som minimerar den fysikaliska *verkan* [4, s.2]. Detta är så fysikaliskt grundläggande, att nästan all fysik kan härledas ur detta grundläggande antagande [4]. Givet att vi har ett objekt  $Q$  som rör sig längs  $x(t)$ , där  $Q$  har startpunkten  $x(t_1)$  och slutpunkten  $x(t_2)$ , samt att  $T(t)$  och  $V(t)$  är objektets rörelse respektive kinetiska energi, definieras verkan  $S$  inom tidsintervallet  $t_1 \leq t \leq t_2$  som [4, s.10]:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} (T(t) - V(t)) dt. \quad (2.1)$$

Denna storhet har enheten [Js] och har dimensionerna (Energi  $\times$  Tid) [3, s.221]. Själva differensen  $T(t) - V(t)$  visar sig vara så relevant inom fysiken, att den har

fått namnet 'the Lagrangian' och brukar betecknas  $\mathcal{L}$  [3, s.218], det vill säga <sup>1</sup>:

$$\mathcal{L} = T - V \quad (2.2)$$

Principen om minsta verkan säger att fysikens lagar strävar efter att förminka (2.1)<sup>2</sup>.

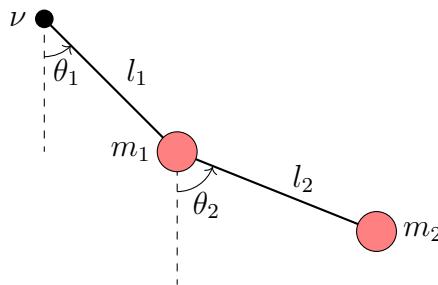
För att bestämma ett objekts väg som minimerar verkan  $S$  används *Euler-Lagrange ekvationen* [3, s. 222] se ekvation (2.3). I ekvation (2.3) är  $i = 1, 2, 3, \dots$ , och normalt sätt betecknar de olika koordinataxlarna i systemet. Härledning av (2.3) ges i appendix A.

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0, \quad (2.3)$$

## 2.3 Dubbelpendeln

Om två vanliga enkla pendlar är sammankopplade sägs de bilda en dubbelpendel, se figur 2.1. Den första pendeln består av en punktformig massa  $m_1$  som är kopplad till en masslös pinne med längden  $l_1$ , vilket sitter i en friktionslös rotationspunkt  $\nu$ . Den andra pendeln består också av en punktformig massa  $m_2$  som är kopplad till en masslös pinne med längden  $l_2$ . Denna andra pendeln har sin friktionslösa rotationspunkt tillkopplad i  $m_1$ . Den enda kraften som verkar på respektive massa är tyngdkraften.

Låt vinklarna  $\theta_1, \theta_2$  vara vinklarna mellan den lodräta linjen från rotationspunkten och den faktiska positionen av pendeln, se figur 2.1. Vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  är inte begränsade mellan  $-\pi \leq \theta_{1,2} \leq \pi$ , dvs de kan rotera fritt hur många varv som helst runt rotationspunkterna. Detta innebär självklart att respektive pendel inte kommer påverkas av varandra, t.ex att de inte kan slå in i varandra.



Figur 2.1: Schematisk figur över en matematisk dubbelpendel.

---

<sup>1</sup>Varför  $\mathcal{L} = T(t) - V(t)$  är så viktigt i (2.1) kan tyckas konstigt. Varför ska *differensen* av kinetiska och potentiella energin spela någon roll?

<sup>2</sup>Egentligen, rent matematiskt, strävar verkan  $S$  att hitta ett stationärt värde av  $S$ , det vill säga en lokal extrem- eller terrasspunkt till grafen av  $S$ . Detta är anledningen varför principen även kallas för *principen om stationär verkan* [3, s.222].

### 2.3.1 Härledning av dubbelpendels rörelsekvationer

Härledningen utgår från figur 2.1, där dubbelpendeln ritats in i ett koordinatsystem där origo utgår från vridpunkten  $\nu$ . De punktformiga massorna  $m_1$  och  $m_2$  har koordinaterna  $(x_1, y_1)$  respektive  $(x_2, y_2)$ .

Vi kan beskriva punkterna  $x_1, x_2, y_1$  och  $y_2$  genom trigonometri enligt:

$$x_1 = l_1 \sin \theta_1 \quad (2.4)$$

$$y_1 = -l_1 \cos \theta_1 \quad (2.5)$$

$$x_2 = l_1 \sin \theta_1 + l_2 \sin \theta_2 \quad (2.6)$$

$$y_2 = -l_1 \cos \theta_1 - l_2 \cos \theta_2. \quad (2.7)$$

Eftersom tidsderivatan av sträcka/position är hastighet, kan vi få hastigheterna  $\dot{x}_1, \dot{y}_1, \dot{x}_2$  och  $\dot{y}_2$  enligt:

$$\dot{x}_1 = \dot{\theta}_1 l_1 \cos \theta_1 \quad (2.8)$$

$$\dot{y}_1 = \dot{\theta}_1 l_1 \sin \theta_1 \quad (2.9)$$

$$\dot{x}_2 = \dot{\theta}_1 l_1 \cos \theta_1 + \dot{\theta}_2 l_2 \cos \theta_2 \quad (2.10)$$

$$\dot{y}_2 = \dot{\theta}_1 l_1 \sin \theta_1 + \dot{\theta}_2 l_2 \sin \theta_2. \quad (2.11)$$

Vi kan därmed definiera dubbelpendelns potentiella energi  $V$  som summan av den potentiella energin för respektive massa. Detta ger:

$$V = m_1 g y_1 + m_2 g y_2$$

$$(2.5), (2.7) \Rightarrow V = -(m_1 + m_2) g l_1 \cos \theta_1 - m_2 g l_2 \cos \theta_2. \quad (2.12)$$

Vi kan också bestämma dubbelpendelns kinetiska energi  $T$  enligt:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \\ &= \frac{1}{2} m_1 (\dot{x}_1^2 + \dot{y}_1^2) + \frac{1}{2} m_2 (\dot{x}_2^2 + \dot{y}_2^2) \\ (2.8) - (2.11) \Rightarrow &= \frac{1}{2} m_1 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \cos^2 \theta_1 + \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \sin^2 \theta_1 \right) + \frac{1}{2} m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \cos^2 \theta_1 \right. \\ &\quad + 2\dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 l_1 l_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 \cos^2 \theta_2 \dot{\theta}_1^2 l_1^2 \sin^2 \theta_1 \\ &\quad \left. + 2\dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 l_1 l_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 \sin^2 \theta_2 \right) \\ \Rightarrow &= \frac{1}{2} m_1 \dot{\theta}_1^2 l_1^2 (\cos^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_1) + \frac{1}{2} m_2 \left( \dot{\theta}_1^2 l_1^2 (\sin^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_1) \right. \\ &\quad \left. + \dot{\theta}_2^2 l_2^2 (\sin^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_2) 2\dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 l_1 l_2 (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2) \right). \end{aligned}$$

Eftersom  $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$  och  $\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 = \cos(\theta_1 - \theta_2)$  (trigonometriska ettan respektive subtraktionsformeln för cosinus) kan vi förenkla uttrycket till:

$$T = \frac{1}{2}m_1\dot{\theta}_1^2l_1^2 + \frac{1}{2}m_2\left(\dot{\theta}_1^2l_1^2 + \dot{\theta}_2^2l_2^2 + 2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2l_1l_2\cos(\theta_1 - \theta_2)\right). \quad (2.13)$$

Nu när vi har uttryckt  $V$  och  $T$  som funktioner av  $\theta_1$  och  $\theta_2$ , kan vi beräkna  $\mathcal{L}$ . Enligt (2.2), (2.12) och (2.13) får vi att:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= T - V \\ &= \frac{1}{2}m_1\dot{\theta}_1^2l_1^2 + \frac{1}{2}m_2\left(\dot{\theta}_1^2l_1^2 + \dot{\theta}_2^2l_2^2 + 2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2l_1l_2\cos(\theta_1 - \theta_2)\right) \\ &\quad - (- (m_1 + m_2)gl_1\cos\theta_1 - m_2gl_2\cos\theta_2) \\ \Rightarrow \mathcal{L} &= \frac{1}{2}m_1\dot{\theta}_1^2l_1^2 + \frac{1}{2}m_2\left(\dot{\theta}_1^2l_1^2 + \dot{\theta}_2^2l_2^2 + 2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2l_1l_2\cos(\theta_1 - \theta_2)\right) \\ &\quad + (m_1 + m_2)gl_1\cos\theta_1 + m_2gl_2\cos\theta_2. \end{aligned} \quad (2.14)$$

### Tillämpning av Euler-Lagrange ekvationen

Vi ska nu använda ekvation (2.14) i Euler-Lagrange ekvationen (2.3) för att lösa ut ekvationen som beskriver vinklarna  $\theta_1$  och  $\theta_2$  i dubbelpendeln. Vi beräknar för fallet för  $q_i = \theta_1$ .

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\theta}_1}$  och  $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\theta}_1}\right)$  ger:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\theta}_1} &= m_1l_1^2\dot{\theta}_1 + m_2l_1^2\dot{\theta}_1 + m_2l_1l_2\dot{\theta}_2\cos(\theta_1 - \theta_2) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\theta}_1}\right) &= m_1l_1^2\ddot{\theta}_1 + m_2l_1^2\ddot{\theta}_1 + m_2l_1l_2\ddot{\theta}_2\cos(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad - m_2l_1l_2\dot{\theta}_2\sin(\theta_1 - \theta_2)(\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\theta}_1}\right) &= (m_1 + m_2)l_1^2\ddot{\theta}_1 + m_2l_1l_2\ddot{\theta}_2\cos(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad - m_2l_1l_2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2\sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2l_1l_2\dot{\theta}_2^2\sin(\theta_1 - \theta_2). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\theta_1}$  ger:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\theta_1} = -m_2l_1l_2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2\sin(\theta_1 - \theta_2) - (m_1 + m_2)gl_1\sin\theta_1. \quad (2.16)$$

Insättning av (2.15) och (2.16) i (2.3) ger att:

$$\begin{aligned} 0 &= (m_1 + m_2)l_1^2\ddot{\theta}_1 + m_2l_1l_2\ddot{\theta}_2\cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2l_1l_2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2\sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + m_2l_1l_2\dot{\theta}_2^2\sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2l_1l_2\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2\sin(\theta_1 - \theta_2) + (m_1 + m_2)gl_1\sin\theta_1 \\ \Leftrightarrow 0 &= (m_1 + m_2)l_1\ddot{\theta}_1 + m_2l_2\ddot{\theta}_2\cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2l_2\dot{\theta}_2^2\sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + (m_1 + m_2)g\sin\theta_1. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Därmed är (2.17) ekvationen som beskriver vinkeln  $\theta_1$  i dubbelpendeln. Nu ska vi istället lösa Euler-Lagrange ekvationen (2.3) fast för  $q_i = \theta_2$ .

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2}$  och  $\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} \right)$  ger:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} &= m_2 l_2^2 \dot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} \right) &= m_2 l_2^2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \left( \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - \dot{\theta}_1 \sin(\theta_1 - \theta_2) (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2) \right) \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_2} \right) &= m_2 l_2^2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2). \end{aligned} \tag{2.18}$$

Deriveringsregler för att bestämma  $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_2}$  ger:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_2} = m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) - m_2 g l_2 \sin \theta_2. \tag{2.19}$$

Insättning av (2.18) och (2.19) i (2.3) ger:

$$\begin{aligned} 0 &= m_2 l_2^2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 l_2 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 l_2 \dot{\theta}_1 \dot{\theta}_2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g l_2 \sin \theta_2 \\ \Leftrightarrow 0 &= m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{aligned} \tag{2.20}$$

Detta innebär att (2.20) är den ekvation som beskriver vinkeln  $\theta_2$  i dubbelpendeln. Därmed har vi nu funnit våra två ekvationer som enligt Euler-Lagrange ekvationen (2.3) beskriver dubbelpendelns rörelse, se ekvationssystemet (2.21):

$$\begin{cases} 0 &= (m_1 + m_2) l_1 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ &\quad + (m_1 + m_2) g \sin \theta_1. \\ 0 &= m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{cases} \tag{2.21}$$

Ekvationssystemet i (2.21) går inte att lösa analytiskt, utan måste skrivas om för att få (2.21) till en ordinär första ordningens differentialekvation (ODE). Detta kan göras genom att införa nya beteckningar för vinkelhastigheterna  $\omega_1$  och  $\omega_2$ , dvs  $\omega_1 = \dot{\theta}_1$  och  $\omega_2 = \dot{\theta}_2$ . Därmed kan (2.21) skrivas om enligt ekvationssystemet (2.22).

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega_1 \\ \dot{\theta}_2 = \omega_2 \\ \dot{\omega}_1 = -\frac{m_2 l_2 \dot{\omega}_2^2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_1 l_2 \omega_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + (m_1 + m_2) g \sin \theta_1}{(m_1 + m_2) l_1} \\ \dot{\omega}_2 = -\frac{m_2 l_1 \dot{\omega}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \omega_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2}{m_2 l_2} \end{cases} \tag{2.22}$$

Däremot har (2.22) problemet att de tredje och fjärde ekvationerna är sammankopplade (på engelska, 'coupled'). Dessa två måste separeras för att kunna lösas numeriskt.

## 2.4 Numerisk metod för att lösa differentialekvationer

Differentialekvationerna i (2.21) är icke-linjära och av andra ordningen, vilket gör de omöjligt att lösa rent analytiskt. Därmed måste ekvationerna lösas numeriskt, vilket kan göras med *Runge-Kuttametoden*. Denna metod<sup>3</sup>, utvecklat och namngivet av de tyska matematikerna Carl Runge och Martin Wilhelm Kutta, är en kraftfull metod för att lösa ordinära differentialekvationer (ODE:s) [5, s. 93].

Runge-Kuttametoden ger oss en metod att lösa ekvationer på formen  $x' = f(t, x)$ , där  $x(t)$  är den okända funktionen. Metoden bygger på att approximera lösningen stegvis med ett litet  $h$ , men istället för att bara beräkna nuvarande lutningen (det som sker i Eulers metod), så beräknas flera mellanliggande lutningar där ett viktad medelvärde istället dras.

### 2.4.1 Behandling av dubbelpendelns rörelsekvationer för att möjliggöra RK4-metoden

### 2.4.2 Allmänna definitionen av RK4-metoden

Låt  $\mathbf{x}$  vara en tillståndsvektor sådan att  $\mathbf{x} = [x_1, x_2, \dots, x_n]^T$ ,  $\mathbf{x}' = \frac{d\mathbf{x}}{dt}$  och låt  $\mathbf{f} = [f_1, f_2, \dots, f_n]^T$ . Dessutom har vi begynnelsevärdet TODO Vi vill beräkna värdet av tillståndsvektorn  $\mathbf{x}$  över tidsintervallet  $[t_0, t]$  med steglängden  $h$ . Givet att  $\mathbf{x}' = \mathbf{f}(t, \mathbf{x})$ , så definieras nästa tillståndsvektor  $\mathbf{x}_{n+1}$  enligt:

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \frac{h}{6} (\mathbf{K}_{1n} + 2\mathbf{K}_{2n} + 2\mathbf{K}_{3n} + \mathbf{K}_{4n}), \quad (2.23)$$

$$t_{n+1} = t_n + h, \quad (2.24)$$

där värdena av  $\mathbf{K}_{1n}$ ,  $\mathbf{K}_{2n}$ ,  $\mathbf{K}_{3n}$  och  $\mathbf{K}_{4n}$  är definierade sådan att:

$$\mathbf{K}_{1n} = \mathbf{f}(t, \mathbf{x}_n) \quad (2.25)$$

$$\mathbf{K}_{2n} = \mathbf{f}\left(t + \frac{h}{2}, \mathbf{x}_n + \frac{h}{2}\mathbf{K}_{1n}\right) \quad (2.26)$$

$$\mathbf{K}_{3n} = \mathbf{f}\left(t + \frac{h}{2}, \mathbf{x}_n + \frac{h}{2}\mathbf{K}_{2n}\right) \quad (2.27)$$

$$\mathbf{K}_{4n} = \mathbf{f}(t + h, \mathbf{x}_n + h\mathbf{K}_{3n}) \quad (2.28)$$

4

---

<sup>3</sup>Egentligen är Runge-Kuttametoden är en familj av metoder, då den innehåller ett flertal metoder, bland annat Eulers stegmetod. Däremot brukas RK4-metoden menas med ”Runge-Kuttametoden”, vilket är den vi kommer att använda här. För vidare förklaring, se [5].

<sup>4</sup>Definitionen av RK4-metoden är hämtat från [6]

# Numerisk simulerings och metod

## 3.1 Behandling av rörelsekvationerna inför simulerings

Som vi visade i sektion 2.3.1, ekvation (2.21), har vi härlett rörelsekvationerna för dubbelpendeln med hjälp av Lagrange-mekanik. Dessa är:

$$\begin{cases} 0 = (m_1 + m_2) l_1 \ddot{\theta}_1 + m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \dot{\theta}_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ \quad + (m_1 + m_2) g \sin \theta_1. \\ 0 = m_2 l_2 \ddot{\theta}_2 + m_2 l_1 \ddot{\theta}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \dot{\theta}_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{cases} \quad (3.1)$$

För att däremot kunna använda (3.1) med Runge-Kuttametoden, måste de skrivas om till ordinära differentialekvationer på formen  $x' = f(x, t)$ . Vi börjar med att genomföra substitutionen  $\dot{\theta}_1 = \omega_1$  och  $\dot{\theta}_2 = \omega_2$ , vilket ger:

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega_1 \\ \dot{\theta}_2 = \omega_2 \\ 0 = (m_1 + m_2) l_1 \dot{\omega}_1 + m_2 l_2 \dot{\omega}_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) + m_2 l_2 \omega_2^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) \\ \quad + (m_1 + m_2) g \sin \theta_1 \\ 0 = m_2 l_2 \dot{\omega}_2 + m_2 l_1 \dot{\omega}_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) - m_2 l_1 \omega_1^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) + m_2 g \sin \theta_2. \end{cases} \quad (3.2)$$

Däremot är fortfarande tredje och fjärde ekvationerna i (3.2) sammankopplade (på engelska, 'coupled'). För att kunna använda (3.2) i Runge-kuttametoden gör vi följande substitution enligt (3.3).

$$\begin{cases} \Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 \\ \alpha = (m_1 + m_2) l_1 \\ \beta = m_2 l_2 \cos(\Delta\theta) \\ \gamma = m_2 l_1 \cos(\Delta\theta) \\ \delta = m_2 l_2 \\ \epsilon = -m_2 l_2 \omega_2^2 \sin(\Delta\theta) - (m_1 + m_2) g \sin \theta_1 \\ \zeta = m_2 l_2 \omega_1^2 \sin(\Delta\theta) - m_2 g \sin \theta_2 \end{cases} \quad (3.3)$$

Vi kan nu skriva om ekvationssystemet (3.2) med hjälp av substitutionerna i (3.3) enligt:

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega_1 \\ \dot{\theta}_2 = \omega_2 \\ 0 = \alpha\dot{\omega}_1 + \beta\dot{\omega}_2 - \epsilon \\ 0 = \delta\dot{\omega}_2 + \gamma\dot{\omega}_1 - \zeta. \end{cases} \quad (3.4)$$

Vi kan nu skriva om tredje och fjärde ekvationerna i (3.4) som ett system av ekvationer i matrisform enligt:

$$\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon \\ \zeta \end{pmatrix}^1 \quad (3.5)$$

Genom att multiplicera inversen av  $\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}$  i (3.5) får vi att:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \epsilon \\ \zeta \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \frac{1}{\alpha\delta - \beta\gamma} \begin{pmatrix} \delta & -\beta \\ -\gamma & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon \\ \zeta \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \frac{1}{\alpha\delta - \beta\gamma} \begin{pmatrix} \delta\epsilon - \beta\zeta \\ -\gamma\epsilon + \alpha\zeta \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{\delta\epsilon - \beta\zeta}{\alpha\delta - \beta\gamma} \\ \frac{\alpha\zeta - \gamma\epsilon}{\alpha\delta - \beta\gamma} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Vi kan därmed avläsa från (3.6) nya, icke-sammankopplade uttryck för  $\dot{\omega}_1$  och  $\dot{\omega}_2$ , vilket ger oss ekvationssystemet (3.7) som beskriver dubbelpendelns rörelse i ordinära, icke-sammankopplade differentialekvationer.

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega_1 \\ \dot{\theta}_2 = \omega_2 \\ \dot{\omega}_1 = \frac{\delta\epsilon - \beta\zeta}{\alpha\delta - \beta\gamma} \\ \dot{\omega}_2 = \frac{\alpha\zeta - \gamma\epsilon}{\alpha\delta - \beta\gamma} \end{cases} \quad (3.7)$$

---

<sup>1</sup>Detta eftersom matrismultiplikation ger att  $\alpha\dot{\omega}_1 + \beta\dot{\omega}_2 = \epsilon$  och  $\gamma\dot{\omega}_1 + \delta\dot{\omega}_2 = \zeta$ , vilket är de ursprungliga ekvationerna.

# Appendix

## A - Härledning av Euler-Lagrange ekvationen (2.3)

Denna härledningen är huvudsakligen baserat på [3, s. 222-223]. Givet att funktionen  $x_0(t)$  beskriver den väg av ett objekt, med startpunkterna  $x(t_1) = x_1$  och  $x(t_2) = x_2$ , som ger ett stationärt<sup>1</sup> värde av objektets verkan  $S$ , då gäller att:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0. \quad (1)$$

*Bevis:* Eftersom  $x_0(t)$  är den funktion som ger ett stationärt värde av  $S$ , så kommer en funktion som är väldigt nära  $x_0(t)$  ger i princip exakt samma verkan. Betrakta därmed funktionen:

$$x_a(t) = x_0(t) + a\beta(t), \quad (2)$$

där  $a$  är ett tal och  $\beta(t)$  uppfyller  $\beta(t_1) = \beta(t_2) = 0$  så att ändpunkterna för  $x_a(t)$  och  $x_0(t)$  är detsamma.

---

<sup>1</sup>Kan alltså vara ett lokalt minimum, maximum eller terrasspunkt av  $S$ . Däremot är detta oftast ett minimum, därfor det oftast benämns som *principen om minsta verkan*.

# Litteraturförteckning

- [1] W. Scott Morton och Charlton M. Lewis. *China: Its History and Culture*. New York: McGraw-Hill, Inc., 2005, s. 70.
- [2] The Editors of Encyclopaedia Britannica. *Chaos Theory*. Hämtad 2026-01-18. Encyclopædia Britannica, Inc. 19 dec. 2025. URL: <https://www.britannica.com/science/chaos-theory>.
- [3] David Morin. *Introduction to Classical Mechanics: With Problems and Solutions*. Cambridge University Press, 2007.
- [4] N. S. Manton. *The Principle of Least Action in Dynamics*. <https://www.damtp.cam.ac.uk/user/nsm10/PrincLeaAc.pdf>. Hämtad: 2025-01-21. Cambridge, UK, 25 april 2013.
- [5] J. C. Butcher. *Numerical Methods for Ordinary Differential Equations*. 2. utg. Chichester, UK: John Wiley & Sons Ltd, 2008. ISBN: 978-0-470-72335-7.
- [6] John Jr. Allard. *Simulating a Double Pendulum – Part 1: Theory and Derivation*. Hämtad: 2026-01-25. John Allard Jr.'s Blog. 4 mars 2015. URL: [https://www.jhallard.com/blog/double\\_pendulum.html](https://www.jhallard.com/blog/double_pendulum.html).