

Integrierter Kurs III

Theorieteil
Mitschrift von Tom Folgmann

26. Januar 2023

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Einleitung	3
1.1	Notation und kurze Wiederholung	3
1.2	Vielteilchensysteme	5
1.3	Zwangsbedingungen und verallgemeinerte Koordinaten	7
2	D'Alembertscher Grundsatz und Lagrangesche Gleichungen	8
2.1	Virtuelle Verschiebung	8
2.2	Dynamischer Fall	9
2.2.1	Genauere Betrachtung des Prinzips	10
2.2.2	Betrachtung des zweiten Terms im d'Alembertschen Prinzip	11
2.3	Konservative Systeme	12
2.4	Reibung und andere geschwindigkeitsabhängige Potentiale . .	13
3	Wiederholung und Reibung	16
3.1	Reibung	18
4	Hamilton	21
4.1	Hamilton Prinzip und Aspekte der Variationsrechnung	21
5	Weiterführung Hamilton	25
5.1	Ableitung Lagrange von Hamilton	25
5.2	Hamilton's principle for non-holonomic systems	26
5.3	Conversation laws and symmetries	26
6	Symmetrien	27
6.1	Erhaltungssätze und Symmetrien	27
6.2	Noether-Theorem	28
6.2.1	Translationssymmetrie	31
6.2.2	Rotationssymmetrie	31
6.2.3	Zeitsymmetrie	31

7 Lagrange Transformation	32
7.1 Lagrange Transformation	32
7.1.1 Allgemeiner Ansatz	32
7.1.2 Anwendung auf Lagrange	33
8 Virial- und Kepler Problem	34
8.1 Das Virialproblem	34
9 Na, nicht aufgepasst?	36
10 Hyperbolische Laufbahnen	37
10.1 Streuungsquerschnitt	37
10.2 Beispiel Streuung geladener Teilchen	37
10.3 Streuparameter und Winkel	37
11 Orthogonale Transformationen	38
11.1 Das Vektorrezept	38
11.2 Die Winkelzuordnung	40
12 Na, nicht aufgepasst?	41
13 Gekoppelter Oszillator	43
13.1 Gekoppelter Oszillator	43
13.2 Mehrteilchensysteme	43
14 Fortsetzung Oszillator	48
15 Spezielle Relativitätstheorie Einleitung	52
15.1 Einleitung und Postulate	52
15.2 Minkowski-Raum	53
16 Na, nicht aufgepasst?	57
17 Na, nicht aufgepasst?	58
17.1 Beispiele	58
17.1.1 Das Zwillingsparadoxon	58

Lecture 1 | Einführung und Einleitung

mo 24 okt 10:00

Themen und Termine

- 1 Lagrange Formalismus
- 2 Symmetrien und Erhaltungssätze
- 3 Hamilton Mechanik
- 4 Spezielle Relativitätstheorie
- 5 Nichtlineare Dynamik

- Experimentelle Physik: Prof. Dr. Peter Baum
- Theoretische Physik: Prof. Dr. Oded Zilberberg

Übungsblätter mittwochs. Letzte Buchquelle wird befolgt. „Introduction to Lagrangian & Hamiltonian mechanics“. Ziel: Lernen.

Klausuren

- Experimentalphysikklausur: 14.02.2023
- Theoretische Physik Klausur: 27.02.2023

1.1 Notation und kurze Wiederholung

Ziel: Übergang zu allgemeinerer Schreibweise, zur besseren Problemlösung. Wir arbeiten in den allermeisten Fällen auf $\text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^3)$.

- Position angegeben durch $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$
- Geschwindigkeit angegeben durch $\mathbf{v} \in \mathbb{R}^3$.

- Impuls angegeben durch $\mathbf{v}m =: \mathbf{p} \in \mathbb{R}^3$
- Für die Kraft angegeben durch $d\mathbf{p}(t)(1_{\mathbb{R}}) = \frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} \stackrel{\text{Newton}}{=} \mathbf{F}(t) \in \mathbb{R}^3$ benötigen wir eine Zeitparametrisierung. Damit hat \mathbf{p} die Form $\mathbf{p} : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$.
- Drehimpuls angegeben durch $\mathbf{r} \times \mathbf{p}(t) =: \mathbf{L}(t) \in \mathbb{R}^3$
- Drehmoment angegeben durch $\mathbf{r} \times \mathbf{F}(t) =: \mathbf{T}(t) \in \mathbb{R}^3$. Umgeschrieben mit Newton als $\mathbf{T}(t) = \mathbf{r}(t) \times \frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} = \frac{d\mathbf{r}(t) \times \mathbf{p}(t)}{dt} - \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \times \mathbf{p} = \frac{d\mathbf{L}(t)}{dt} - \mathbf{v}(t) \times \mathbf{v}m = \frac{d\mathbf{L}(t)}{dt}$.
- Arbeit angegeben durch $\int_{t_1}^{t_2} \left\langle \mathbf{F}(t), \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \right\rangle dt =: W$.

Erinnerung 1. Mit X, Y endlichdim. VR und $x \in X$ gilt für $f : X \rightarrow Y$ und $\mu : X \rightarrow \mathbb{R}$ und $(\mu_x \cdot f_x)_{x \in \mathbb{R}}$ die Kettenregel

$$d(f \cdot g)(x)(h) = df(x)(h) \cdot \mu + f \cdot d\mu(x)(h)$$

Wegen $\frac{d}{dt} \mathbf{v}(t)^2 = 2\mathbf{v}(t) \frac{d}{dt} \mathbf{v}(t)$ gilt

$$\begin{aligned} m \int_{t_1}^{t_2} \left\langle \mathbf{v}(t), \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right\rangle dt &\stackrel{\text{Kettenr.}}{=} m \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle \mathbf{v}(t), \mathbf{v}(t) \rangle \\ &= \frac{1}{2} m \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt} \mathbf{v}(t)^2 dt = W_{kin,2} - W_{kin,1}. \end{aligned}$$

Erinnerung 2. Mit $F : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ konservativ und $x^* \in \text{Def}(F)$ gilt für alle $x \in \text{Def}(F)$ für einen Kurvenzug $\kappa(x)$ von x^* nach x die Potentialdefinition/Stammfunktionsdefinition

$$\phi := \left(\int_{\kappa(x)} F \right)_{x \in \text{Def}(F)} := \left(\int_a^b \langle F(\gamma(t)), \gamma'(t) \rangle dt \right)_{x \in \text{Def}(F)},$$

wobei $\gamma : [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^3$ eine Parametrisierung von $\kappa(x)$ ist. Für $x = x^*$ ist $\kappa(x)$ geschlossen und es kann mit κ abgekürzt werden.

In einem konservativen System gilt

$$\int_{\kappa} \left\langle \mathbf{F}_{\mathbf{r}(t)}, \frac{d\mathbf{r}_t}{dt} \right\rangle dt =: \oint \left\langle \mathbf{F}, \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right\rangle dt = 0_{\mathbb{R}} \quad \kappa \text{ geschlossener Kurvenzug}$$

[Dies wird zu einem Potential $\phi : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ führen!] Für die Kraft können wir schreiben

$$\mathbf{F} = -\text{grad} [\phi(\mathbf{r}) - \phi(0_{\mathbb{R}^3})]$$

Damit dann in konservativen Systemen: $W_{12} = E_{pot,2} - E_{pot,1} = E_{kin,2} - E_{kin,1}$. Daraus folgt, daß Energie in konservativen Systemen erhalten ist.

1.2 Vielteilchensysteme

Unser Vorgehen startet bei der Differenzierung zwischen inneren und äußeren Kräften.

Information 1.1. Innere und äußeren Kräfte.

Wir nennen eine Kraft zwischen Teilchen eines betrachteten Systems Σ *innere Kräfte* und schreiben \mathbf{F}^{ext} , wenn sie nur zwischen diesen wechselwirkt. Eine von außen an Σ herangetragene Kraft nennen wir *äußere Kraft* und schreiben \mathbf{F}^{int} .

Seien also $N \in \mathbb{N}$ Teilchen in Σ gegeben. Dann können wir auseinanderziehen und erhalten

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} &= \mathbf{F} = \mathbf{F}_i^{\text{ext}} + \sum_{j \in [N] \setminus \{i\}} \mathbf{F}_{(j,i)}^{\text{int}} \\ \frac{d^2\mathbf{p}(t)}{dt^2} &= \sum_{i \in [N]} m_i \mathbf{v}_i = \underbrace{\sum_{i \in [N]} \mathbf{F}_i^{\text{ext}}}_{=: \mathbf{F}^{\text{ext}}} + \underbrace{\sum_{j \in [N] \setminus \{i\}} \mathbf{F}_{(j,i)}^{\text{int}}}_{=0_{\mathbb{R}^3}}. \end{aligned}$$

□ Schreibe die Funktionen \mathbf{F}^{int} und \mathbf{F}^{ext} auf.

(S1)

Es gilt bezüglich der Matrix $\mathbf{F}_{(i,j)} = -\mathbf{F}_{(j,i)}$.

Information 1.2. Der Massenschwerpunktsweg.

Wir definieren als *Massenschwerpunktsweg* $\mathbf{R} : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ eines Systems Σ den Quotienten $\mathbf{R} := \left((\sum_{i \in [N]} m_i \cdot \mathbf{r}_i(t)) / (\sum_{i \in [N]} m_i) \right)_{t \in \mathbb{R}}$.

□ Überlege die Funktionsformen von m und \mathbf{r} . (S2)

□ Berechne den Systemimpuls \mathbf{p}_Σ und \mathbf{F}_Σ als Ableitungen des Massenschwerpunkts. Schreibe mit demselben Vorgehen den Systemdrehimpuls \mathbf{L}_Σ . (S3)

.....
Den Systemdrehimpuls können wir nun wieder aufspalten in die internen und externen Anteile, sodaß für dessen zeitliche Ableitung gilt

$$\frac{d\mathbf{L}(t)}{dt} = \sum_{i \in [N]} \mathbf{r}_i(t) \times (\mathbf{F}^{\text{ext}})_i^*(t) + \sum_{j \in [N] \setminus \{i\}} \mathbf{r}_i^*(t) \times (\mathbf{F}^{\text{int}})_{(j,i)}^*(t).$$

Wir definieren $\mathbf{r}_{ij}(t) := (\mathbf{r}_i^*(t) + \mathbf{r}_j^*(t))$. Damit $\mathbf{r}_{ij}(t) \times \mathbf{F}(t) = \mathbf{r}_i^*(t) \times \mathbf{F}(t) + \mathbf{r}_j^*(t) \times \mathbf{F}(t)$. Schreibe damit vereinfacht

$$\frac{d\mathbf{L}(t)}{dt} = \mathbf{L}^{\text{ext}}(t) + \frac{1}{2} \sum_{j \in [N] \setminus \{i\}} \mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{F}_{ji} = \mathbf{T}^{\text{ext}}(t).$$

Fordere die Eigenschaft $\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{F}_{ji} = 0_{\mathbb{R}^3}$ für alle $i, j \in \mathbb{N}$, dann heißt das System ein **Zentralkraftfeld**.

Relative Koordinaten

Natürlich ist es auch möglich, über einen Umweg über den Massenschwerpunkt den Ort eines Teilchens zu definieren. Hierzu ist eine Verschiebung des Ursprungs notwendig.

Information 1.3. Verschiebung des Ursprungs.

Sei V ein K -Vektorraum und $v, w \in V$, dann ist $v = v - w + w =: \tilde{v} + w$ eine Verschiebung des Vektors v um w .

Sei nun speziell $w := \mathbf{R}(t)$ und $v := \mathbf{r}(t)$, dann können wir als Relativkoordinate schreiben

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{R}(t) + \mathbf{R}(t) =: \tilde{\mathbf{r}}(t) + \mathbf{R}(t).$$

Für den relativen Drehimpuls ergibt sich als Beispiel die Beziehung und damit

$$\mathbf{L}(t) = \mathbf{R}(t) \times M\mathbf{V}(t) + \sum_{i \in [N]} \tilde{\mathbf{r}}_i^*(t) \times \tilde{\mathbf{p}}_i^*(t).$$

Für die kinetische Energie folgt weiter

$$W_{kin} = \frac{1}{2} \sum_{i \in [N]} m_i \mathbf{v}_i^2 = \frac{1}{2} M \cdot \mathbf{V}(t)^2 + \frac{1}{2} \sum_{i \in [N]} m_i \tilde{\mathbf{v}}_i^*(t)^2.$$

.....
 \square Rechne die Behauptung nach, indem du die Definitionen verwendest. Warum (S4)
 fallen zwei Summanden weg?

1.3 Zwangsbedingungen und verallgemeinerte Koordinaten

Es gibt verschiedene Arten der Zwänge, die wir zur Unterscheidung klassifizieren wollen.

Information 1.4. Zwangsbedingungsklassifizierung.

Seien $[N]$ Teilchen im System Σ in $\text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^3)$ und $f : \mathbb{R} \times (\mathbb{R}^3)^N \rightarrow \mathbb{R}$ die *Zwangsfunktion*, dann unterscheiden wir zwischen den folgenden Fällen:

$$\begin{array}{ll} f(t, (\gamma_1^*(t), \dots, \gamma_N^*(t))) = 0_{\mathbb{R}} & \text{holonom} \\ f(t, (\gamma_1^*(t), \dots, \gamma_N^*(t))) \leq 0_{\mathbb{R}} & \text{anholonom} \end{array}$$

Weiter können wir zwischen *explizit* und *implizit* zeitabhängigen Zwangsfunktionen unterscheiden; Erstere nennen wir *rheonom*, letztere *skleronom*.

In den meisten Fällen werden wir in holonomen rheonomen Zwangssituationen arbeiten. Beispielsweise ist die Zwangsbedingung einer Kreisbahn durch $(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 - c_{ij}^2 = 0_{\mathbb{R}^3}$ für ein $c \in \mathbb{R}_{\geq 0}$ holonom, jedoch skleronom.

Information 1.5. Freiheitsgrade.

Die Anzahl der Freiheitsgrade in Σ berechnen wir durch

$$\text{Freiheitsgrade}(\Sigma) := \dim(V) \cdot N - k$$

für k Zwangsbedingungen und V als K -Vektorraum.

Starrer
Körper

Lecture 2

D'Alembertscher Grundsatz und Lagrangesche Gleichungen

di 25 okt 08:15

Betrachten wir ein System Σ in welchem $N \in \mathbb{N}$ Teilchen gegeben seien. Dann ist der i -te Ortsvektor gleich

$$\mathbf{r}_i^*(t, q(t)) = \mathbf{r}_i(t, (q_1^*(t), \dots, q_{3N-k}^*(t))),$$

mit $q : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{3N-k}$ als *Parameterfunktion*.

Information 2.1. Die Parameterfunktion.

Eine Funktion $q : C^n(K, K^M)$ mit $M := \dim(V) \cdot N - k$ nennen wir *n-fache M-Parameterfunktion* auf $\text{Raum}_K(V)$.

2.1 Virtuelle Verschiebung

Eine virtuelle Verschiebung ist eine infinitesimale Verschiebung der Koordinaten des Systems, die erlaubt sind unter Berücksichtigung aller möglichen Zwänge.

Beispiel 1. In einem Gleichgewichtssystem ist die Nettokraft auf ein Teilchen gleich dem Nullvektor, also $\sum_{i \in [N] \setminus \{j\}} \mathbf{F}_{(i,j)} = 0_{\mathbb{R}^3}$. Mit der virtuellen Verschiebung mit einbezogen gilt

$$\sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i, \delta \mathbf{r}_i \rangle = 0_{\mathbb{R}^3}$$

mit $\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^{ext} + \sum_{j \in [N] \setminus \{i\}} \mathbf{F}_{(i,j)}$. Die Gesamtkraft ist dann die Summe

$$\left\langle \sum_{i \in [N]} \mathbf{F}_i(t, \mathbf{r}, q(t)), d\mathbf{r}(t, q(t))(0, h(t)) \right\rangle = \left\langle \sum_{i \in [N]} m \cdot \mathbf{r}''(t, q(t)), d\mathbf{r}(t, q(t))(0, h(t)) \right\rangle$$

$h \in C^n(K, K^M)$
ist virtuelle Verschiebung
mit $df(q)(h)$

der externen und der Zwangskräfte:

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^a + \mathbf{f}_i.$$

Behauptung. Wir gehen nun davon aus, daß die virtuelle Verschiebung senkrecht zur Zwangskraft verläuft, also

$$\langle \mathbf{f}_i, \delta \mathbf{r}_i \rangle = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

Begründung 1. Dies liegt daran, daß die Zwänge eine Verschiebung „verhindern“; Kräfte aus Zwängen verrichten also keine Arbeit!

Durch diese Annahme wird erstmal die Reibung aus dem System ausgeschlossen. Auf diese kommen wir später zurück.

Information 2.2. D’Alembertsches Prinzip für statische Systeme.

Es gilt ihmmentsprechend

$$\sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i^a, \delta \mathbf{r}_i \rangle = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

Man sagt auch „Gesetz über virtuelle Arbeit“.

2.2 Dynamischer Fall

Die Bewegungsgleichung des i -ten Teilchens ist durch das zweite Newtonsche Gesetz mit

$$\mathbf{F}_i - \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

Information 2.3. Dynamisches D’Alembertsches Prinzip.

$$\sum_{i \in [N]} \left\langle \mathbf{F}_i - \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i, \delta \mathbf{r}_i \right\rangle = \sum_{i \in [N]} \left[\langle \mathbf{F}_i, \delta \mathbf{r}_i \rangle - \left\langle \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i, \delta \mathbf{r}_i \right\rangle \right] = 0_{\mathbb{R}}.$$

Vorteil des Prinzips

Der Vorteil liegt darin, daß die Zwangskräfte eliminiert wurden! Unter der Annahme, daß die Zwänge *h o l o n o m* sind, können wir verallgemeinerte Koordinaten wie oben vorgestellt verwenden.

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_i &= \frac{d}{dt}\mathbf{r}_i = \sum_{i \in [N]} \frac{d\mathbf{r}_i}{dq_i} \dot{q}_i(t) + \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial t} = \mathbf{v}_i(q_1, \dots, q_{3N-k}, \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_{3N-k}, t) \\ &=: \mathbf{v}_i(t, (q(t), \dot{q}(t))).\end{aligned}$$

Damit können wir auch die virtuelle Verschiebung in den neuen Koordinaten ausdrücken:

$$\delta \mathbf{r}_i = \sum_{j \in [N]} \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j.$$

Bemerke, daß die virtuelle Verschiebung nur Koordinatenverschiebungen beinhaltet, also zu einem fixen Zeitpunkt stattfindet.

2.2.1 Genauere Betrachtung des Prinzips

Behauptung. Man kann den ersten Term des dynamischen D’ALEMBERTSches Prinzips umschreiben.

Begründung 2.

$$\sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i, \delta \mathbf{r}_i \rangle = \sum_{(i,j) \in [N]^2} \left\langle \mathbf{F}_i^a, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j \right\rangle = \sum_{j \in [N]} Q_j \delta q_j.$$

Information 2.4. Verallgemeinerte Kraft.

Die verallgemeinerte Kraft Q_j definieren wir mit

$$Q_j := \sum_{i \in [N]} \left\langle \mathbf{F}_i^a, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \right\rangle.$$

Die Dimension/Einheit von $Q_j \delta q_j$ ist diejenige der Arbeit, diejenigen von Q_j und δq_j sind allerdings systemabhängig.

2.2.2 Betrachtung des zweiten Terms im d'Alembertschen Prinzip

Behauptung. Man kann den zweiten Term des dynamischen D'ALEMBERTSches Prinzips umschreiben.

Begründung 3. Er lautet

$$\sum_{i \in [N]} \left\langle \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i, \delta \mathbf{r}_i \right\rangle = \sum_{(i,j) \in [N]^2} \left\langle m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2}, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j \right\rangle.$$

Mit der Kettenregel folgt dann

$$\sum_{(i,j) \in [N]^2} \left\langle m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2}, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j \right\rangle = \sum_{i \in [N]} \left[\frac{d}{dt} \left\langle m_i \mathbf{r}_i, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_i} \right\rangle - m_i \mathbf{r}_i \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial q_j} \mathbf{r}_i \right].$$

In der ÜBUNG zeigen wir

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial q_j} \mathbf{r}_i = \frac{\partial}{\partial q_j} \frac{d}{dt} \mathbf{r}_i \quad \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial q'_j} = \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_i}.$$

Begründung 4. Wir führen aus:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial q_j} \mathbf{r}_i = \sum_{k \in [N]} \partial_{q_j} \partial_{q_k} \mathbf{r}_i \cdot q'_k(t) + \partial_{q_j} \partial_t \mathbf{r}_i$$

und für die rechte Seite

$$\frac{\partial}{\partial q_j} \frac{d}{dt} \mathbf{r}_i =: \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} = \frac{\partial}{\partial q_j} \left[\sum_{k \in [N]} \partial_{q_k} \mathbf{r}_i \cdot q'_k(t) + \partial_t \mathbf{r}_i \right].$$

Damit erreicht man

$$\begin{aligned}
 \sum_{(i,j) \in [N]^2} \left\langle m \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2}, \frac{\partial r_i}{\partial q_j} \delta q_j \right\rangle &= \sum_{i \in [N]} \left[\frac{d}{dt} \left\langle m_i \mathbf{v}_i, \frac{\partial}{\partial q_j} \mathbf{v}_i \right\rangle - m_i \mathbf{v}_i \frac{\partial}{\partial q_j} \mathbf{v}_i \right] \\
 &= \sum_{i \in [N]} \left[\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} \left(\frac{1}{2} m_i \mathbf{v}_i^2 \right) - \frac{\partial}{\partial q_j} \left(\frac{1}{2} m_i \mathbf{v}_i^2 \right) \right] \\
 &= \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} W_{kin} - \frac{\partial}{\partial q_j} W_{kin}.
 \end{aligned}$$

Information 2.5. Grundsatz von D'Alembert.

Damit folgt der Grundsatz unter h o l o n o m e n Bedingungen mit

$$\sum_{j \in [N]} \left[\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} W_{kin} - \frac{\partial}{\partial q_j} W_{kin} - Q_j \right] \delta q_j = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

Behauptung. Jeder Term innerhalb der Summation selbst ist gleich $0_{\mathbb{R}^3}$.
Damit dann

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} W_{kin} - \frac{\partial}{\partial q_j} W_{kin} = Q_j$$

2.3 Konservative Systeme

Voraussetzung. Es gilt $\mathbf{F}_i = -\text{div}_i \phi$ und $\phi = \phi(q_j)$.

Setzen wir dies in die Definition von Q_j ein, dann folgt

$$Q_j = \sum_{i \in [N]} \left\langle \mathbf{F}_i, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \right\rangle = - \sum_{i \in [N]} \left\langle \text{div}_i \phi, \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q_j} \right\rangle = - \frac{\partial}{\partial q_j} \phi.$$

Damit dann

$$\frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} \phi = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

Information 2.6. Lagrange Funktion und Gleichung.

Es gilt mit $L := E_{kin} - \phi$ in holonomen und konservativen Systemen der Zusammenhang

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

Es ist L hier nicht eindeutig definiert! Die Physik bleibt dieselbe, wenn

$$L' := L + \frac{df(q, t)}{dt}$$

mit $f : \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}$.

2.4 Reibung und andere geschwindigkeitsabhängige Potentiale

Behauptung. Sei ein geschwindigkeitsabhängiges Potential mit

$$\psi = \psi(q_j, \dot{q}_j)$$

gegeben. Dann gilt

$$Q_j = -\frac{\partial \psi}{\partial q_j} + \frac{d}{dt} \frac{\partial \psi}{\partial \dot{q}_j}.$$

Begründung 5. Folgt in der Übung.

Erinnerung 3. Für die Lorentzkraft gilt die Gleichung $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$.

Als Skalarfeld ausgedrückt mithilfe der Gleichungen

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0_{\mathbb{R}^3} \Rightarrow \operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{B} \qquad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

und der Folgerung

$$\operatorname{rot} \left[\underbrace{\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}}_{-\operatorname{div} \Phi} \right] = 0_{\mathbb{R}^3}$$

ergibt sich dann

$$\mathbf{F} = q \left[-\operatorname{div} \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{v} \times \operatorname{rot} \mathbf{A} \right].$$

Der Grund für diese Umformungen ist die `g a u g e I n v a r i a n z`, welche später in der SPEZIELLEN RELATIVITÄTSTHEORIE relevant wird.

Information 2.7. Einsteinsche Summenkonvention.

$$\langle A, B \rangle = \sum_{i \in [N]} A_i B_i = A_i B_i.$$

Damit können wir „vereinfacht“ schreiben

$$[\mathbf{v} \times \operatorname{rot} \mathbf{A}]_i = \mathbf{v}_j \partial_i \mathbf{A}_j - \mathbf{v}_j \partial_j \mathbf{A}_i$$

und es folgt die folgende Infobox.

Information 2.8. Lorentz und Einstein.

Mit der EINSTEINSchen Summenkonvention und den Maxwellgleichungen gilt für die Lorentzkraft

$$\mathbf{F}_i = q(-\partial_i \Phi - \partial_t \mathbf{A}_i + \mathbf{v}_j \partial_i \mathbf{A}_j - \mathbf{v}_j \partial_j \mathbf{A}_i).$$

Mit der Linearität der partiellen Ableitung folgt $\mathbf{v}_j \partial_i \mathbf{A}_j = \partial_i(\mathbf{v}_j \mathbf{A}_j)$ und wegen

$$\frac{d}{dt} \mathbf{A}_i = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}_i + \partial_j(\mathbf{v}_j \mathbf{A}_j)$$

erweitert sich die Gleichung zu

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F}_i &= q \left[-\partial_i \Phi + \partial_i \langle \mathbf{v}, \mathbf{A} \rangle - \frac{d\mathbf{A}_i}{dt} \right] \\
 &= q \left[-\partial_i (\Phi - \langle \mathbf{v}, \mathbf{A} \rangle) - \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \langle \mathbf{v}, \mathbf{A} \rangle \right] \\
 &= -\partial_i \psi + \frac{d}{dt} \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{v}_i}.
 \end{aligned}$$

Lecture 3 | Wiederholung und Reibung

Wir haben bisher gesehen, daß monogene Systeme, die entweder durch $U(t, (\mathbf{q}, \mathbf{q}'))$ oder $V(\mathbf{r})$ beschrieben werden, zu Lagrange-Gleichungen führen. di 25 okt 10:30

monogen: auf System wirkende besonders bequem mathematisch modellierbar

Der grobe Ablauf wird immer sein

- 1 Freiheitsgrade bestimmen mit $\dim(\text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^n)) \cdot N - k$, wobei N die Teilchenanzahl und k die Anzahl der Zwangsbedingungen/Einschränkungen ist.
- 2 q finden
- 3 $L(t, (q, q')) = T(t, (q, q')) - V(t, (q, q'))$ aufstellen
- 4 Die partiellen Ableitungen nach den Komponenten bestimmen: $\partial_q T$, $\partial_{q'} T$, $\partial_q V$ und $\partial_{q'} V$.

Dann liefert das Lagrange-PDP mit

$$\left. \frac{d}{ds} \left(\frac{\partial}{\partial b} L(s, (a, b)) \Big|_{\substack{a=q(s) \\ b=q'(s)}} \right) \right|_{s=t} = \frac{\partial}{\partial a} L(t, (a, b)) \Big|_{\substack{a=q(s) \\ b=q'(s)}} \quad (3.1)$$

die Bewegungsgleichung. Die Gleichung muss N mal gelöst werden.

Beispiel 2. Betrachte ein Partikel in kartesischen Koordinaten mit $V(t, (a, b)) = 0_{\mathbb{R}}$. Setze

$$q(t) := x(t) \in \mathbb{R}^3$$

und $T(t, (q, q')) = m/2 \|x'(t)\|_2^2 = m/2 \|q'(t)\|_2^2$. Damit folgt dann für

$i \in [3]$

$$\frac{\partial}{\partial a_i} T(t, (a, q'(t)))|_{a=q(t)} = 0_{\mathbb{R}}, \quad \frac{\partial}{\partial b_i} T(t, (q(t), b))|_{b=q'(t)} = mq'_i(t).$$

Damit ist in (3.1) die rechte Seite des Systems immer $0_{\mathbb{R}}$, sodaß

$$\frac{d}{ds} mq'_i(s)|_{s=t} = 0_{\mathbb{R}} =: mq''_i(t).$$

Zwangsbedingungen. Setze nun $x_2(t), x_3(t) = 0_{\mathbb{R}} = q_2(t), q_3(t)$ voraus. Mit einem Potential

$$V(t, (q(t), q'(t))) = \left\langle (F_i(q_i(t)))_{i \in [3]}, q(t) \right\rangle, \quad F_i : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$$

gilt dann $V(t, (q(t), q'(t))) = F_1(q_1(t)) \cdot q_1(t)$. Setze ein affinlineares Potential voraus, dann gilt insgesamt

$$V(t, (q(t), q'(t))) = F_1(q_1(t)) \cdot q_1(t) + V_0.$$

Damit ist dann die rechte Seite in (3.1) nicht mehr gleich $0_{\mathbb{R}}$ und wir erhalten

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial a_1} V(t, (a, q'(t)))|_{a=q(t)} &= \left(a_1 \cdot \frac{\partial}{\partial a_1} F_1(a_1) + F_1(a_1) \cdot \frac{\partial}{\partial a_1} a_1 \right) \Big|_{a=q(t)} \\ &= (F'_1(a_1) \cdot a_1 + F_1(a_1)) \Big|_{a=q(t)} \\ &= F'_1(q_1(t)) \cdot q_1(t) + F_1(q_1(t)). \end{aligned}$$

Damit ergibt sich mit (3.1) gerade

$$mq''_1(t) = F'_1(q_1(t)) \cdot q_1(t) + F_1(q_1(t)) \quad mq''_i(t) = 0_{\mathbb{R}}$$

für $i \in \{2, 3\}$. Von hieraus könnte man den Exponentialansatz zur Lösung verwenden.

Beispiel 3. Betrachte zwei Massen im Gravitationsfeld, welche mit einem Seil über eine fixe Rolle miteinander verbunden sind. In drei Dimensionen wären $3 \cdot 2$ Freiheitsgrade möglich, jedoch bewegen sich die Objekte

nur in einer Linie, also $1 \cdot 2 = 2$. Hat das Seil die Länge l und die Massen die Abstände $x_1(t), x_2(t)$ zur Rotationsachse der Rolle, so gilt

$$x_1(t) + x_2(t) = l \iff x_2(t) = l - x_1(t).$$

Damit sind die Ableitungen bis auf Vorzeichen gleich: $x_1'(t) = -x_2'(t)$. Insbesondere kann $x_2(t)$ durch $x_1(t)$ ausgedrückt werden, wodurch nur noch ein Freiheitsgrad besteht! Setze dann $q(t) := x_1(t)$ und schreibe

$$T(t, (q(t), q'(t))) = \frac{1}{2} q'(t)^2 \cdot \sum_{i \in [2]} m_i.$$

Potentialsuche. Suche ein passendes Potential V , welches das System beschreibt. Wähle die Summe der potentiellen Energien der einzelnen Teilchen, also

$$\begin{aligned} V(t, (q(t), q'(t))) &= -m_1 g \cdot q(t) - m_2 g \cdot (l - q(t)) \\ &= q(t) \cdot g \cdot (m_2 - m_1) - m_2 g l. \end{aligned}$$

Dann folgt die Lagrangegleichung mit

$$\frac{1}{2} q'(t)^2 \cdot (m_1 + m_2) = q(t) g \cdot (m_2 - m_1) - m_2 g l$$

und mit (3.1) dann schließlich

$$q''(t) \cdot (m_1 + m_2) = g \cdot (m_2 - m_1).$$

3.1 Reibung

DGPs der Form

$$m x''(t) - \gamma x'(t) + k x(t) = 0$$

lassen sich für gewöhnlich mit dem Exponentialansatz

$$x(t) = \exp\left(i \sqrt{\frac{k}{m}} t - \frac{\gamma}{2} t\right)$$

lösen. Als eine weitere wichtige, nicht konservative Kraft ist die Reibung zu betrachten. Für ein holonomes System lassen sich die Lagrange-

Gleichungen immer in die Form

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\partial}{\partial b} L(s, (a, b)) \Big|_{\substack{a=q(s) \\ b=q'(s)}} \right) \Big|_{s=t} - \frac{\partial}{\partial a} L(t, (a, b)) \Big|_{\substack{a=q(s) \\ b=q'(s)}} = Q \quad Q \in \mathbb{R}$$

bringen.

Beispiel 4. Reibung entlang der e_1 -Achse. Bewegt sich ein Teilchen auf dieser und erfährt Reibung, die proportional zu seiner Geschwindigkeit $x'_1(t)$ ist, dann können wir schreiben

$$F_1(t) = -k_1 x'_1(t) = - \frac{\partial}{\partial a} \left(\frac{1}{2} k_1 a^2 \right) \Big|_{a=x'_1(t)}$$

und für den gesamten Vektor

$$F(t) = (-k_i x'_i(t))_{i \in [3]} \quad k_i \in \mathbb{R}.$$

Diesen können wir über die RAYLEIGHsche Dissipationsfunktion ausdrücken:

$$F(t) = -\operatorname{div} f(b)|_{b=x'(t)} := - \left(\frac{\partial}{\partial b_i} \left(\frac{k_i}{2} \cdot b_i^2 \right) \Big|_{b_i=x'_i(t)} \right)_{i \in [3]}. \quad (3.2)$$

Die genannte Funktion ist für N Teilchen allgemeiner

$$f(v(t)) := \frac{1}{2} \sum_{i \in [N]} (k_{(i,1)} v_{(i,1)}(t)^2 + k_{(i,2)} v_{(i,2)}(t)^2 + k_{(i,3)} v_{(i,3)}(t)^2),$$

wobei $v(t) := (x'_i(t))_{i \in [N]}$ und $x_i(t) \in \mathbb{R}^3$, sowie $k \in \mathbb{R}^{N \times 3}$. Man kann nun die generalisierte Kraft Q_j nach dessen Definition so ausdrücken, daß die Reibung berücksichtigt wird:

$$\begin{aligned} Q_j &:= \sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i, \partial_{q_j} \mathbf{r}_i(t, (q(t), q'(t))) \rangle \\ &\stackrel{(3.2)}{=} - \sum_{i \in [N]} \langle \operatorname{div} f(b)|_{b=x'(t)}, \partial_{q_j} \mathbf{r}_i(t, (q(t), q'(t))) \rangle \\ &\stackrel{(*)}{=} - \sum_{i \in [N]} \left\langle \operatorname{div} f(b)|_{b=x'(t)}, \partial_{q'_j} \mathbf{r}'_i(t, (q(t), q'(t))) \right\rangle \\ &= -\partial_{q'_j} f(q'(t)) \end{aligned}$$

mit (*)

$\frac{d}{dt} \mathbf{r}_i(q_j(t), q'_j(t)) = \partial_{q'_j} \mathbf{r}'_i(t, (q(t), q'(t)))$. Damit folgt dann die Lagrange-Gleichung für Reibung.

Information 3.1. Lagrange-DGL mit Reibung.

Bezieht man die Reibungskraft in die Bewegung mit ein, folgt

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\partial}{\partial b} L(s, (a, b)) \Big|_{\substack{a=q(s) \\ b=q'(s)}} \right) \Big|_{s=t} - \frac{\partial}{\partial a} L(t, (a, b)) \Big|_{\substack{a=q(s) \\ b=q'(s)}} = -\partial_{q'_j} f(q'(t)) .$$

Lecture 4 | Hamilton

di 08 nov 08:15

4.1 Hamilton Prinzip und Aspekte der Variationsrechnung

Ziel ist, die Lagrange-Gleichung aus einem Integralprinzip herzuleiten. Wir müssen uns hierzu der Variationsrechnung widmen. Ihr Grundproblem ist

$$\delta S(\Phi)(h) = 0.$$

Wir können auch schreiben

$$\begin{aligned} \delta S(\Phi)(h) &= \frac{d}{ds} \left[\int_{[t_1, t_2]} \Phi(t, ((q + sh)(t), \dots, D^k(q + sh)(t))) dt \right] \Big|_{s=0_{\mathbb{R}}} \\ &= 0_{\mathbb{R}}. \end{aligned}$$

Hintergrund 1. Es ist eigentlich

$$(q + sh)(t) := \text{plus}_{M_y}(q, \text{mal}_{M_y}(s, h))(t)$$

Wir bezeichnen S als „Funktional“, denn ihr Definitionsbereich ist eine Menge von Wegen auf \mathbb{R}^d . Wir definieren nun die Menge der Wegvariationen $q \in \text{Weg}_{\lceil}(k, \rceil) I\mathbb{R}^n$ mit $I \subseteq \mathbb{R}$. Die Anfangsbedingung ist hier nur die Gleichheit der Start- und Endpunkte. Wir schreiben

$$M_k := \left(\left(\left\{ q \in \text{Weg}_{\lceil}(k, \rceil) I\mathbb{R}^d : [q(t_1) = a] \ \&\ [q(t_2) = b] \right\} \right)_{(a,b) \in (\mathbb{R}^d)^2} \right)_{[t_1, t_2] \subseteq \mathbb{R}}.$$

Hierbei muss man beachten, daß die Menge $\text{Weg}_{\lceil}(k, \rceil) I\mathbb{R}^d$ die Einschränkung der Menge $C^k(\mathbb{R}, \mathbb{R}^d)$ durch weitere Anfangsbedingungen wie

- 1 $q \in C^k(\mathbb{R}, \mathbb{R}^d)$ soll strenge Monotonie vorweisen, also knickfrei sein:
 $\forall t \in I : q'(t) \neq 0_{\mathbb{R}^d}$

Beispiel 5. Man könnte also beispielsweise definieren

$$\text{Weg}_[(k,)] I\mathbb{R}^d := \left\{ x \in C^k(\mathbb{R}, \mathbb{R}^d) : \forall t \in I : x'(t) \neq 0_{\mathbb{R}^d} \right\}.$$

Im Falle keiner Einschränkung gilt natürlich $\text{Weg}_[(k,)] I\mathbb{R}^d = C^k(I, \mathbb{R}^d)$.

Im folgenden widmet man sich dem Problem, ein $q \in M_k(a, b)([t_1, t_2])$ zu finden, sodaß S minimal wird. Betrachten wir also zunächst einen Hintergrund.

Hintergrund 2. Wir müssen uns zunächst mit Variationsanalysis auseinandersetzen. In der Kategorie „Optimierung“ auf demselben Gebiet geht es um die Frage, durch welchen Weg ein Linienintegral über diesen extremal wird. Im **eindimensionalen** Fall wird folgendermaßen gehandelt. Definiere ähnlich wie oben

$$M_k : \left(\left(\left\{ x \in \text{Weg}_[(k,)] [t_1, t_2]\mathbb{R}^d : [x(t_1) = a] \ \& \ [x(t_2) = b] \right\} \right)_{(a,b) \in (\mathbb{R}^d)^2} \right)_{[t_1, t_2] \subseteq \mathbb{R}}.$$

hier mit $I = [t_1, t_2] \subseteq \mathbb{R}$. Alle Vereinigungen verschiedener Intervalle auf \mathbb{R} können durch Integralsummen leicht konstruiert werden.

Behauptung. $M_k(a, b)([t_1, t_2])$ für $(a, b) \in (\mathbb{R}^d)^2$ und $[t_1, t_2] \subseteq \mathbb{R}$ ist kein Vektorraum.

Begründung 6. ...

Auf dieser Menge kann das Funktional

$$S_\Phi : \left(\begin{array}{c} M_k(a, b)([t_1, t_2]) \rightarrow \mathbb{R} \\ x \mapsto \int_{[t_1, t_2]} \Phi(t, (x, \dots, D^k(x))) dt \end{array} \right),$$

$$\Phi : \left(\begin{array}{c} \mathbb{R} \times (\mathbb{R}^d)^{k+1} \rightarrow \mathbb{R}^m \\ (t, x) \mapsto \Phi(t, x) \end{array} \right) \in C^1(\mathbb{R} \times (\mathbb{R}^d)^{k+1}, \mathbb{R}^d)$$

mit $k, d, m \in \mathbb{N}$ definiert werden. An Φ werden die Forderungen

1 differenzierbar

2 stetige partielle Ableitungen

gestellt. Weiter definiere die Menge

$$H(a, b)([t_1, t_2]) := \left\{ h \in \text{Weg}_[(k,)] [t_1, t_2] \mathbb{R}^d : h(t_1) = h(t_2) = 0_{\mathbb{R}^d} \right\}.$$

Damit führen wir die Definition der Variation der Bahn y_α ein.

Information 4.1. Bahnvariation.

Als Variation der Bahn $x \in M(a, b)([t_1, t_2])$ verstehen wir für ein $h \in H(a, b)([t_1, t_2])$

$$y = x + t \cdot h, \quad t \in \mathbb{R}.$$

Daraus ergibt sich das Variationsproblem mit der Funktion S_Φ für ein Funktional Φ .

Information 4.2. Wirkungsvariation.

Als Variation der Wirkungsfunktion S_Φ verstehen wir für $x \in M_k(a, b)([t_1, t_2])$ und $h \in H_k(a, b)([t_1, t_2])$

$$\delta S_\Phi(x)(h) := \frac{d}{dt} [S_\Phi(x + t \cdot h)]|_{t=0_{\mathbb{R}}}.$$

Vermutung 1. Ist $x \in M_k(a, b)([t_1, t_2])$ die gesuchte, optimale Kurve, gilt $x \in \text{argmin}(S_\Phi)$ und man kann die Menge $M_k(a, b)([t_1, t_2])$ mit

$$y = x + th$$

aufspannen.

Vermutung 2. Man muss zum Vergleichen bereits wissen, welches q „das richtige“ ist, denn sonst wäre $\delta_{M, \square} S$ undefiniert...

Für die LAGRANGE Funktion ergibt sich damit dann wegen $\Phi := L$ mit $x \in M_k(a, b)([t_1, t_2])$ die Wirkungsfunktion

$$S_L(x) = \int_{[t_1, t_2]} L(t, (x(t), \dots, D^k(x)(t))) dt.$$

Dann ist genau dann der tatsächliche Weg $q \in M_k(a, b)([t_1, t_2])$ gefunden, wenn für $h \in H_k(a, b)([t_1, t_2])$ gilt

$$\begin{aligned} 0_{\mathbb{R}} = \delta S_L(q)(h) &:= \frac{d}{ds} \left[\int_{[t_1, t_2]} L(t, ((q + sh)(t), \dots, D^k(q + sh)(t))) dt \right] \Big|_{s=0_{\mathbb{R}}} \\ &= \int_{[t_1, t_2]} \frac{d}{ds} \left[L(t, ((q + sh)(t), \dots, D^k(q + sh)(t))) \right] \Big|_{s=0_{\mathbb{R}}} dt. \end{aligned}$$

Bemerkung 1. Es gilt also $q \in \operatorname{argmin}(S_L)$!

Lecture 5 | Weiterführung Hamilton

mi 09 nov 08:15

5.1 Ableitung Lagrange von Hamilton

Wir betrachten das in der letzten Vorlesung bestimmte Problem

$$\delta S_L(\gamma)(h) \stackrel{!}{=} 0$$

für $\gamma \in M_k(a, b)([t_1, t_2])$ mit $a, b \in \mathbb{R}^d$ auf dem Intervall $[t_1, t_2] \subseteq \mathbb{R}$ und $h \in H_k(a, b)([t_1, t_2])$ erneut. Dieses mal betrachten wir das Problem in Form von Richtungsableitungen und finden für $k = 1$ [Anzahl der Ableitungen von γ] mit in das Integral gezogener Ableitung vor:

$$\begin{aligned} \delta S_L(\gamma)(h) &= \int_{[t_1, t_2]} D_{(0, (h(t), h'(t)))} L(x) \, dx_1 \\ &= \int_{[t_1, t_2]} D_{(0, (h(t), 0))} L(x) + D_{(0, (0, h'(t)))} L(x) \, dx_1. \end{aligned}$$

Für die zweite Richtungsableitung gilt

$$\begin{aligned} D_{(0, (0, h'(t)))} L(x) &= D_{(0, (0, dh(t)(1)))} L(x) \\ &= \frac{d}{ds} [L(x + (0, (0, h'(t))))] \Big|_{s=0} = \frac{d}{ds} [L(t, (\gamma(t), \gamma'(t) + s \cdot h'(t)))] \Big|_{s=0}. \end{aligned}$$

Die Zeitableitung im zweiten Argument des zweiten Arguments kann ausgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} &\frac{d}{ds} [L(t, (\gamma(t), D_{(1)}(\gamma + s \cdot h)(t)))] \Big|_{s=0} \\ &= \frac{d}{ds} \left[L \left(t, \left(\gamma(t), \frac{d}{du} [\gamma(u) + s \cdot h(u)] \Big|_{u=0} \right) \right) \right] \Big|_{s=0} \\ &= \frac{d}{ds} \left[\frac{d}{du} [L(t, (\gamma(t), \gamma(u) + s \cdot h(u)))] \Big|_{u=0} \right] \Big|_{s=0}. \end{aligned}$$

Erinnerung 4. Es gilt für $f \in C^2(U, V)$ mit $U, V \in \mathcal{V}$ die Symmetriegleichung für $h, u \in U$:

$$d^2 f(x)(h)(u) = d^2 f(x)(u)(h).$$

Damit dann

$$D_{(0, (0, h'(t)))} L(x) =$$

5.2 Hamilton's principle for non-holonomic systems

5.3 Conversation laws and symmetries

Lecture 6 | Symmetrien

fr 11 nov 11:45

6.1 Erhaltungssätze und Symmetrien

Betrachte die folgende Ableitung:

$$\frac{\partial}{\partial x'_i} L = \frac{\partial}{\partial x'_i} T - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x'_i} V}_{=0_{\mathbb{R}}} = \frac{\partial}{\partial x'_i} T = m_i(x')^*_i(t) =: p_{(i,x)}(t).$$

Hintergrund 3. Es gilt eigentlich

$$\frac{\partial}{\partial x'_i} L := \frac{\partial}{\partial a} \left[L \left(t, \left(q(t), \left(\begin{matrix} a & j=i \\ (q')^*_j(t) & \\ \text{sonst} & \end{matrix} \right)_{j \in [N]} \right) \right) \right] \Big|_{a=(q')^*_i(t)}.$$

Wir kürzen ab mit

$$\text{IndexTupel}_{(i,j)}(q'(t)) := \left(\begin{matrix} a & j=i \\ (q')^*_j(t) & \\ \text{sonst} & \end{matrix} \right)_{j \in [N]}.$$

Damit gilt dann

$$\frac{\partial}{\partial x'_i} L = \frac{\partial}{\partial a} \left[L \left(t, \left(q(t), \text{IndexTupel}_{(i,l)}^{(a)}(q'(t)) \right) \right) \right] \Big|_{a=(q')^*_i(t)}$$

Information 6.1. Kanonischer Impuls.

Wir bezeichnen als kanonischen Impuls die Funktion

$$p : \left((i, x) \mapsto \begin{pmatrix} [N] \times \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^d) \rightarrow \mathbb{R}^{\mathbb{R}} \\ \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \\ t \mapsto \partial_{(x')^*_i(t)} L(t, (x(t), x'(t))) \end{pmatrix} \right).$$

Es gilt $p_i = \partial_{q'_i} L$.

Beispiel 6. Betrachte Partikel an den Orten $\mathbf{r} : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{N \times d}$ in einem elektromagnetischen Feld. Sei $\phi : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$ das Potential des Vektorfeldes \mathbf{E} und $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$. Es gilt dann

$$\begin{aligned} L(t, (\mathbf{r}(t), \mathbf{r}'(t))) &= \frac{1}{2} \sum_{i \in [N]} m_i \left\| (\mathbf{r}')^*_i(t) \right\|_2^2 \\ &\quad - \sum_{i \in [N]} q_i \cdot \phi(\mathbf{r}_1^*(t)) + \sum_{i \in [N]} q_i \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_i^*(t)) \cdot (\mathbf{r}')^*_i(t). \end{aligned}$$

Nach kanonischer Definition des Impulses folgt

$$\begin{aligned} p_{(\mathbf{r}_{(i,1)})}(t) &= \frac{\partial}{\partial a} \left[L \left(t, \left((\mathbf{r}_{(j,1)}^*(t))_{j \in [N]}, \text{IndexTupel}_{(i,l)}^{(a)} \left((\mathbf{r}_{(l,1)}^*(t))_{l \in [N]} \right) \right) \right) \right] \Big|_{a=(q')^*_i(t)} \\ &=: \frac{\partial}{\partial (\mathbf{r}')^*_{(i,1)}(t)} L = m_i \cdot (\mathbf{r}')^*_{(i,1)}(t) + q_i(t) \cdot \mathbf{A} \left((\mathbf{r}_{(i,1)}^*(t))_{i \in [N]} \right) \neq m_i (\mathbf{r})^*_{(i,1)}(t). \end{aligned}$$

Zu beachten ist hier, daß \mathbf{r} eine Matrix ist und $\mathbf{r}_{(i,j)}(t)$ ist der Ort des i -ten Teilchens und dessen j -te Komponente.

6.2 Noether-Theorem

Wenn ein System eine kontinuierliche Symmetrie besitzt, dann gibt es eine zeitunabhängige Größe. Wir diskutieren drei Symmetrien. Wir erinnern uns: Im Allgemeinen sind q Funktionen der Zeit mit

$$q : \begin{pmatrix} \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^d \\ t \mapsto q(t) \end{pmatrix}.$$

Wir finden mit den NOETHER-schen Theoremen jedoch Funktionen

$$F : \left(\begin{array}{l} \mathbb{R} \times (\mathbb{R}^d)^2 \rightarrow \mathbb{R}^d \\ (t, x) \mapsto F(t, x) \end{array} \right),$$

welche zeitliche Konstanz aufweisen und nur von den Anfangsbedingungen des Systems bestimmt sind.

Information 6.2. Integrale der Bewegung.

Wir nennen Funktionen der Form $\mathbb{R} \times (\mathbb{R}^d)^2 \rightarrow \mathbb{R}^d$, $(t, x) \mapsto F(t, x)$ für $x = (q(t), q'(t))$ *Integrale der Bewegung*, falls

$$F(t, (q(t), q'(t))) = c \in \mathbb{R}$$

konstant.

Die Integrale der Bewegung ergeben also ein AWP der Form

$$c = \mathcal{F}(t, u(t))$$

und den Gleichungen $c_i = \mathcal{F}(t, u(t))_i$ mit $u(t) := (q(t), q'(t))$.

.....
☐ Überlege dir, wie man die Analysis III Kenntnisse zur Lösung des AWP's anwenden könnte. (5.5)

.....
 Die generalisierten Impulse $p_{(i,q)}(t) := \partial_{q'_i} L(t, (q(t), q'(t)))$ sind zyklischen Koordinaten.

Information 6.3. Zyklische Koordinaten.

Wir nennen $q : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^d$ *zyklisch in* $i \in [d]$ *bezüglich* L genau dann, wenn $\frac{\partial}{\partial q_i} L(t, (q(t), q'(t))) = 0$, also genau dann wenn $p_i = \text{const.}$

Hieraus lassen sich gewisse Integrale der Bewegung bereits ableiten. Man sollte also q so wählen, sodaß möglichst viele Einträge auf zyklische Koordinaten führen.

Beispiel 7 (Zweikörperproblem). Bei einem nur vom Abstand abhängigen Potential $V(r) = V(\|r_1 - r_2\|_2)$ wähle Relativ- und Schwerpunktbewegungen:

- 1 Die Gesamtmasse ist $M := m_1 + m_2$
- 2 Die reduzierte Masse ist $\mu := m_1 \cdot m_2 / M$
- 3 Der Schwerpunkt ist $R(t) := 1/M \cdot (m_1 \cdot r_1(t) + m_2 \cdot r_2(t))$
- 4 Die Relativkoordinaten sind $r(t) := r_1(t) - r_2(t)$.

Definiere damit

$$q(t) := (R(t)_1, R(t)_2, R(t)_3, r(t)).$$

Mit den Definitionen und dem vorgegebenen Potential ergibt sich zunächst

$$L(t, (q(t), q'(t))) = \frac{1}{2} M \cdot \|q'(t)\|_2^2 - V(q_4^*(t)).$$

.....

□ Betrachte $\mathcal{r}(t) := (r \circ f)(t)$ in Kugelkoordinaten mit Transformationsfunktion f und löse die Lagrange Gleichung weiter auf. (S6)

.....

Eingesetzt erhalten wir

$$L(t, (q(t), q'(t))) = \frac{1}{2} M \cdot (R'(t)_1^2 + R'(t)_2^2 + R'(t)_3^2 + r'(t)^2) - V(q_4^*(t)).$$

Man erkennt durch Verwendung der Definition (6.3) und der Kugelkoordinatendarstellung, daß q_1, q_2, q_3 zyklisch sind.

.....

□ Zeige die Aussage über q_1, q_2, q_3 . Nutze hierzu die Koordinatentransformation. (S7)

.....

Damit ist für $j \in [3]$

$$p_{(j,q)}(t) = M \cdot q'(t)_1 = \text{const.}$$

und in zusammengefasster Form $P(t) = M \cdot R'(t) = \text{const.}$ für $P := ((p_1, p_2, p_3))_{t \in \mathbb{R}}$.

6.2.1 Translationssymmetrie

6.2.2 Rotationssymmetrie

6.2.3 Zeitsymmetrie

Lecture 7 | Lagrange Transformation

di 25 okt 10:30

7.1 Lagrange Transformation

7.1.1 Allgemeiner Ansatz

Sei $f : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ mit $df(x)(h) = \partial_1 f(x) \cdot h_1 + \partial_2 f(x) \cdot h_2$ für $h \in \mathbb{R}^2$.
Gelte zudem $df(x)(h) = 0_{\mathbb{R}}$. Definiere nun

$$g := f - \partial_1 f \cdot \pi_1.$$

Dann folgt mit der Kettenregel für $k \in \mathbb{R}^2$

$$\begin{aligned} dg(x)(k) &= df(x)(k) - [d(\partial_1 f)(x)(k) \cdot \pi_1(x) + d\pi_1(x)(k) \cdot \partial_1 f(x)] \\ &= df(x)(k) - [d(\partial_1 f)(x)(k) \cdot \pi_1(x) + \pi_1(k) \cdot \partial_1 f(x)] \\ &= \partial_1 f(x) \cdot k_1 + \partial_2 f(x) \cdot k_2 - [d(\partial_1 f)(x)(k) \cdot \pi_1(x) + \pi_1(k) \cdot \partial_1 f(x)] \\ &= \partial_2 f(x) \cdot k_2 - d(\partial_1 f)(x)(k) \cdot \pi_1(x). \end{aligned}$$

Wegen der vorausgesetzten Form

$$dg(x)(k) = \partial_1 g(x) \cdot k_1 + \partial_2 g(x) \cdot k_2$$

folgt mit Koeffizientenvergleich

$$\partial_1 g(x) = -\pi_1(x) = x_1 \qquad \partial_2 g(x) = \partial_2 f(x).$$

Information 7.1. Legendre-Transformierte.

Als die Legendre-transformierte von $f : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ definieren wir

$$\begin{aligned} g &:= f - \partial_1 f \cdot \pi_1 && \text{erste Komponente } x_1 \\ g &:= f - \partial_2 f \cdot \pi_2 && \text{zweite Komponente } x_2. \end{aligned}$$

7.1.2 Anwendung auf Lagrange

Es gilt für $L : \mathbb{R} \times (\mathbb{R}^d)^2 \rightarrow \mathbb{R}$ mit der Definition $q := \partial_{(2,2)}L$ dann mit dem obigen Kapitel

$$\tilde{L} := L - \pi_{(2,2)} \cdot \partial_{(2,2)}L.$$

Information 7.2. Hamilton-Funktion.

Damit folgt die HAMILTON Funktion mit $H = -\tilde{L}$ als

$$H = \pi_{(2,2)} \cdot \partial_{(2,2)}L - L$$

für Funktionswerte $x \in \mathbb{R} \times (\mathbb{R}^d)^2$.

Ein besonderes Augenmerk lege auf

$$\partial_{(2,2)}L \cdot \pi_{(2,2)} = \sum_{i \in [d]} \partial_{(2,2)}L_i \cdot \pi_{(2,2)}.$$

Lecture 8 | Virial- und Kepler Problem

di 22 nov 08:15

Erinnerung 5. Bezüglich des Zweikörperproblems haben wir herausgefunden

$$t = \int_{[r_0, r]} \frac{1}{\sqrt{g(W, V, m, r, l)}} dt$$

mit

$$g : \left(\begin{array}{c} \mathbb{R}^5 \rightarrow \mathbb{R} \\ x \mapsto 2/x_3(x_1 - x_2 - x_5^2/(2x_4^2)) \end{array} \right).$$

8.1 Das Virialproblem

Für $i \in [N]$ seien Massen $m_i \in \mathbb{R}$ mit Orten $\mathbf{q}_i := \mathbf{r}_i \in \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3)$ und Kräften $\mathbf{F}_i \in \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3)$ gegeben. Es gilt mit $d\mathbf{p}_i(t)(1_{\mathbb{R}}) = \mathbf{F}_i(t)$, wobei $\mathbf{p}_i \in \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3)$, dann

$$G_N : \left(\begin{array}{c} \mathbb{R} \times \text{Abb}(\mathbb{R}^N, \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3))^2 \rightarrow \mathbb{R} \\ (t, x) \mapsto \sum_{i \in [N]} \langle x_1(i)(t), x_2(i)(t) \rangle \end{array} \right).$$

Erinnerung 6. Es gilt eigentlich $\mathbf{p}, \mathbf{F}, \mathbf{q} \in \text{Abb}(\mathbb{R}^N, \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3))$.

Betrachte die zeitliche Ableitung von G , dann

$$\partial_t G(x) \stackrel{KR.}{=} \sum_{i \in [N]} \langle x'_1(i)(t), x_2(i)(t) \rangle + \sum_{i \in [N]} \langle x_1(i)(t), x'_2(i)(t) \rangle.$$

Für unseren Speziellen Fall ergibt sich

$$\partial_t G(t, (\mathbf{q}, \mathbf{p})) = \sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{q}_i(t), (\mathbf{p}_i)'(t) \rangle + \sum_{i \in [N]} \langle (\mathbf{q}_i)'(t), \mathbf{p}_i(t) \rangle.$$

Wegen $W_{kin}(t) = 1/2m ||r'(t)||_2^2$ folgt die Abkürzung

$$\partial_t G(t, (\mathbf{q}, \mathbf{p})) = 2 \cdot W_{kin}(t) + \sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i(t), \mathbf{p}_i(t) \rangle.$$

Mit dem Mittelwertsatz der Integralrechnung folgt über ein Intervall $[0, \tau]$ mit $\tau \in \mathbb{R}_{>0}$ die Existenz eines $\zeta \in \mathbb{R}$ mit

$$\partial_t G(\zeta, (\mathbf{q}, \mathbf{p})) = \frac{1}{\tau} \cdot \int_{[0, \tau]} \partial_t G(t, (\mathbf{q}, \mathbf{p})) dt = \frac{1}{\tau} \cdot [G(s, (\mathbf{q}, \mathbf{p}))]_{s=0}^{s=\tau}.$$

Annahme. Es sei nun $\tau = T$ die Periodendauer eines oszillierenden Systems. Andernfalls betrachte $\lim_{\tau \rightarrow \infty}$.

Dann ist $1/\tau \cdot (G(\tau, (\mathbf{q}, \mathbf{p})) - G(0, (\mathbf{q}, \mathbf{p}))) = 0_{\mathbb{R}}$ und wir erhalten

$$W_{kin}(t) = -\frac{1}{2} \cdot \sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i(t), \mathbf{p}_i(t) \rangle.$$

Beispiel 8. Betrachte ein Gas des Volumens $V \subseteq \mathbb{R}^3$ mit $N \in \mathbb{N}$ Teilchen.

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot \overline{\sum_{i \in [N]} \langle \mathbf{F}_i(t), \mathbf{p}_i(t) \rangle} &= -\frac{1}{2} p \cdot \int_{\partial V} \left\langle \mathbf{n}, \sum_{i \in [N]} \mathbf{r}_i(t) \right\rangle d_S t \\ &\stackrel{SvG}{=} -\frac{1}{2} p \cdot \int_V \operatorname{div} \left(\sum_{i \in [N]} \mathbf{r}_i(t) \right) dt \stackrel{?}{=} -\frac{3}{2} p V. \end{aligned}$$

Lecture 9 | Na, nicht aufgepasst?

mo 28 nov 10:00

Lecture 10 | Hyperbolische Laufbahnen

di 29 nov 08:45

10.1 Streuungsquerschnitt

10.2 Beispiel Streuung geladener Teilchen

Beispiel 9. Es gilt die Exzentrizität

$$\mathcal{E} = \dots$$

Aus der vorangegangenen Analyse des KEPLER-Problems folgt, daß allgemein gilt

$$\|\mathbf{r}\|_2 = \frac{p}{1 + \mathcal{E} \cdot \cos(\beta - \beta_0)} \iff \frac{p}{\|r\|_2} = 1 + \mathcal{E} \cdot \cos(\beta - \beta_0).$$

10.3 Streuparameter und Winkel

Ugly Physiker Shortcut 1. Wir erhalten magisch

$$\left| \begin{array}{c} | \\ | \\ | \end{array} \right|_2$$

Lecture 11 | Orthogonale Transformationen

mo 05 dez 10:00

11.1 Das Vektorrezept

Betrachte die Basis \underline{e} des \mathbb{R}^3 und ein Basistupel \underline{l} in

$$\underline{l} \in \text{Bij}([3], \text{Orthonormalbasis}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^3)),$$

wobei \underline{l} im Anwendungsfall die im starren Körper fixierte ONB sei. Dann lässt sich jeder Vektor $x \in \mathbb{R}^3$ basteln mit Elementen in \underline{e} und \underline{l} . Hierzu brauchen wir verschiedene Multiplikatoren, welche offensichtlich Basisabhängig sind. Wir notieren zunächst das *Vektorrezept*.

Information 11.1. Vektorrezept.

Für $x \in \mathbb{R}^3$ und $\underline{e} \in \text{Basistupel}(\text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^3))$ definieren wir die Menge

$$\text{Vektorrezept}_{\mathbb{R}^3}(x)(\underline{e}) := \{\lambda \in \mathbb{R}^3 : \Phi(\lambda, \underline{e}) = x\},$$

wobei $\Phi(\lambda, \underline{e}) := \sum_{i \in \text{Def}(\lambda)} \lambda_i \cdot \underline{e}_i$.

□ Verallgemeinere das Konzept auf \mathbb{R}^d für $d \in \mathbb{N}$.

(8)

□ Zeige $\Phi(\lambda, \underline{e}) = \text{vec}_{\underline{e}}(x)$.

(9)

□ Zeige die Eindeutigkeit des Elementes aus $\text{Vektorrezept}_{\mathbb{R}^d}(x)(\underline{e})$.

(10)

Wir können nun eine Analogie zur Linearen Algebra ziehen: Es gilt nämlich

$$\text{coord}_{\underline{e}}(x) = \text{Eintrag}(\text{Vektorrezept}_{\mathbb{R}^3}(x)(\underline{e})).$$

Um nun einen Basiswechsel vorzunehmen, brauchen wir das Vektorrezept

des Vektors x bezüglich der Zielbasis \underline{l} , also

$$\text{coord}_{\underline{l}}(x) = \text{Eintrag}(\text{Vektorrezept}_{\mathbb{R}^3}(x)(\underline{l})).$$

Information 11.2. Die Vektorrezeptabbildung.

Seien $\text{coord}_{\underline{e}}(x)$ und $\text{coord}_{\underline{l}}(x)$ Vektorrezepte des Vektors $x \in \mathbb{R}^d$ zu den Basen \underline{l} und \underline{e} , dann nennen wir

$$\text{Vektorrezeptabbildung}_{(\underline{e}, \underline{l})} : \left(\begin{array}{c} \mathbb{R}^d \rightarrow \mathbb{R}^d \\ \text{coord}_{\underline{e}}(x) \mapsto \text{coord}_{\underline{l}}(x) \end{array} \right)$$

die zugehörige Vektorrezeptabbildung.

.....
☐ Zeige daß Vektorrezeptabbildung eine Bijektion ist.

(S11)

.....
 Mit der Form der Vektorrezeptabbildung können wir nun ein Gleichungssystem aufstellen, dessen Lösung $\text{coord}_{\underline{l}}(x)$ sein wird:

$$f(x) = \sum_{i \in [3]} \text{Vektorrezeptabbildung}_{(\underline{e}, \underline{l})}(x) \cdot \underline{l}_i =: \text{vec}_{\underline{l}}(x).$$

Damit ist dann

$$f = \text{vec}_{\underline{l}}(x) \circ \text{Vektorrezeptabbildung}_{(\underline{e}, \underline{l})}.$$

Die Basiswechselmatrix erhält man dann durch Einsetzen der Vektoren aus \underline{e} für x . Sie lautet dann

$$M(f, \underline{e}, \underline{l}) := \left(\text{Vektorrezeptabbildung}_{(\underline{e}, \underline{l})}(\underline{e}_j)(i) \right)_{(i,j) \in [3]^2}.$$

.....
☐ Verallgemeinere das Konzept auf \mathbb{R}^d für $d \in \mathbb{N}$.

(S12)

☐ Beschreibe, wie man einen beliebigen Vektor $x \in \mathbb{R}$ zu $f(x)$ überführt. Nutze dazu die Abbildung $\text{Vektorrezept}_{\mathbb{R}^3}(x)(\underline{e})$ und das Matrixvektorprodukt. Bastele aus dem Ergebnis mit $\text{vec}_{\underline{l}}(x)$ das Ergebnis $f(x)$.

(S13)

.....

11.2 Die Winkelzuordnung

$$\text{Winkelzuordnung}(\underline{l}, \underline{e}) : \left(\begin{array}{l} [3]^2 \rightarrow \mathbb{R} \\ (i, j) \mapsto \frac{\langle \underline{l}_i, \underline{e}_j \rangle}{\|\underline{l}_i\|_2 \cdot \|\underline{e}_j\|_2} \end{array} \right).$$

Da allerdings $\|\underline{e}_i\| = \|\underline{l}_i\| = 1$ gilt

$$\text{Winkelzuordnung}(\underline{l}, \underline{e})(i, j) = \langle \underline{l}_i, \underline{e}_j \rangle =: \Gamma(\underline{l}, \underline{e})(i, j).$$

Information 11.3. Eulerwinkelzuordnung und Eulerwinkel.

Seien $\underline{l}, \underline{e} \in \text{Basistupel}(\text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^3))$, dann sammeln wir die *Eulerzuordnungswinkel* in der Menge

$$\text{Eulerwinkelzuordnung}(\underline{l}_i)(\underline{e}) := \{\Gamma(\underline{l}, \underline{e})(i, j) : j \in \text{Def}(\underline{e})\}$$

und sprechen von den Winkelzuordnungen von \underline{l}_i bezüglich der ONB \underline{e} für ein $i \in \text{Def}(\underline{l})$. Weiter sammeln wir in

$$\text{Eulerwinkel}(\underline{l}_i)(\underline{e}) := \{\cos^{-1}(\alpha) : \alpha \in \text{Eulerwinkelzuordnung}(\underline{l}_i)(\underline{e})\}$$

die tatsächlichen *Winkel* $\alpha \in (-\pi, \pi)$ zu den obigen Zuordnungen.

Bemerkung 2. Beachte: $(\text{Winkel} \circ \text{Winkelzuordnung})(i)$ gibt für $\text{Winkel} : \mathbb{R} \rightarrow [0, 2\pi]$, $t \mapsto \cos^{-1}(t)$ den tatsächlichen Winkel zwischen den i -ten Basisvektoren - die Funktion *Winkelzuordnung* selbst ordnet nur den Eingabewert zu, gibt aber selbst **keinen** Winkel aus!

Damit ist dann $\Gamma(\underline{l}, \underline{e})$ eine Matrix in $\mathbb{R}^{3 \times 3}$! Damit ergibt sich dann für einen Vektor in \underline{l} gerade

$$\underline{l}_i = \sum_{j \in [3]} \Gamma(\underline{l}, \underline{e})(i, j) \cdot \underline{e}_j \quad \underline{e}_j = \sum_{i \in [3]} \Gamma(\underline{l}, \underline{e})(i, j) \cdot \underline{l}_i$$

Ein Vektor $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 \cdot \underline{e}_1 + \mathbf{r}_2 \cdot \underline{e}_2 + \mathbf{r}_3 \cdot \underline{e}_3$ in \underline{l} gerade

$$\mathbf{r} = \sum_{i \in [3]} \mathbf{r}_i \cdot \underline{e}_i = \sum_{i \in [3]} \mathbf{r}_i \cdot \sum_{j \in [3]} \Gamma(j, i) \cdot \underline{l}_j.$$

Lecture 12 | Na, nicht aufgepasst?

di 06 dez 08:45

Betrachte nochmal die Matrix aus letzter Stunde:

$$\Gamma(\underline{l}, \underline{e}) := \text{Winkelzuordnung}(\underline{l}, \underline{e}) = \begin{pmatrix} \langle \underline{l}_1, \underline{e}_1 \rangle & \langle \underline{l}_1, \underline{e}_2 \rangle & \langle \underline{l}_1, \underline{e}_3 \rangle \\ \langle \underline{l}_2, \underline{e}_1 \rangle & \langle \underline{l}_2, \underline{e}_2 \rangle & \langle \underline{l}_2, \underline{e}_3 \rangle \\ \langle \underline{l}_3, \underline{e}_1 \rangle & \langle \underline{l}_3, \underline{e}_2 \rangle & \langle \underline{l}_3, \underline{e}_3 \rangle \end{pmatrix}.$$

Wegen Symmetrie des Skalarproduktes sind nur sechs Einträge unabhängig:

$$\Gamma(\underline{l}, \underline{e}) = \underbrace{\begin{pmatrix} \langle \underline{l}_1, \underline{e}_1 \rangle & \langle \underline{l}_1, \underline{e}_2 \rangle & \langle \underline{l}_1, \underline{e}_3 \rangle \\ & \langle \underline{l}_2, \underline{e}_2 \rangle & \langle \underline{l}_2, \underline{e}_3 \rangle \\ & & \langle \underline{l}_3, \underline{e}_3 \rangle \end{pmatrix}}_{\text{Matrix der Zwangsbedingungen}} + \underbrace{\begin{pmatrix} \langle \underline{l}_2, \underline{e}_1 \rangle & & \\ \langle \underline{l}_3, \underline{e}_1 \rangle & \langle \underline{l}_3, \underline{e}_2 \rangle & \end{pmatrix}}_{\text{Matrix der Freiheitsgrade}}$$

(Visualisierung!)

Wir können damit für $x \in \mathbb{R}^3$ als Transformation schreiben:

Information 12.1. Koordinatentransformationsfunktion.

Seien $\underline{l}, \underline{e} \in \text{Basistupel}(\mathbb{R}^3)$ auf ONBs und $\Gamma(\underline{l}, \underline{e})$ die Winkelzuordnungsmatrix. Dann nennen wir

$$\text{Transformation}_{\Gamma(\underline{l}, \underline{e})} : \begin{pmatrix} \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3 \\ x \mapsto \Gamma(\underline{l}, \underline{e}) \cdot x \end{pmatrix}$$

die Transformationsfunktion zu $\Gamma(\underline{l}, \underline{e})$ und schreiben abgekürzt $\mathcal{T}_{\underline{l}, \underline{e}}$.

.....

□ Zeige $f = \text{vec}(\underline{l}) \circ f_M \circ \text{coord}(\underline{e}) \iff \forall i \in [\text{Def}(e)] : (\text{coord}(\underline{l}) \circ f)(x_i) = M \cdot \underline{e}_i$ (S14)

für $x \in \mathbb{R}^d$.

.....

$$\textit{BlockMatrixZuordnung}(A)(x) = \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & \lambda_k & & & \\ & & & \boxed{\begin{matrix} \cos x_1 & -\sin x_1 \\ \sin x_1 & \cos x_1 \end{matrix}} & & \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & \boxed{\begin{matrix} \cos x_l & -\sin x_l \\ \sin x_l & \cos x_l \end{matrix}} \end{pmatrix}.$$

Lecture 13 | Gekoppelter Oszillator

mo 09 jan 10:00

13.1 Gekoppelter Oszillator

Der gekoppelter Oszillator kann durch das Potential $V(x) = kx^2/2$ beschrieben werden. Die BewegungsdGL ist dann $mx''(t) + kx(t) = 0_{\mathbb{R}}$ mit der Lösung $x(t) = \exp(-\lambda t/m) \cdot \operatorname{Re} \left(A \cdot \exp(-i\omega t) \right)$.

.....
 □ Verifiziere die angegebene Lösung $x(t) = \exp(-\lambda t/m) \cdot \operatorname{Re} \left(A \cdot \exp(-i\omega t) \right)$ des DGP $mx''(t) + kx(t) = 0_{\mathbb{R}}$ für den gekoppelten Oszillator. (S.16)

13.2 Mehrteilchensysteme

Information 13.1. Gleichgewichtszustand.

Der *Gleichgewichtszustand* ist der Zustand, für welchen alle verallgemeinerten Kräfte gleich 0 sind, also

$$0 = Q_i(t, (q(t), q'(t))) =: -D_{((0, (\mathbf{1}_i, 0))} V(t, (q(t), q'(t))) .$$

Es hat also V einen Extrempunkt $(t, x) \in \operatorname{kritP}(V)$. Wir unterscheiden hierbei $(t, q) \in \operatorname{argmin}(V)$ und sagen „ (t, x) ist ein *stabiler Punkt*“, andernfalls mit $(t, q) \in \operatorname{argmax}(V)$ ein *instabiler Punkt*.

.....
 □ Bedenke den Zusammenhang des Extrempunktes mit der Definition des Gleichgewichtszustandes. (S.17)

Man kann sich nun die Umgebung des solchen Punktes (t, q) genauer ansehen, indem man kleine Änderungen der Einträge q_i durch eine Verschiebung $h_2(i)$ stimuliert:

$$dV(x)(h) \approx V(x+h) - V(x).$$

Taylorentwicklung

Es ist vielleicht nützlich, sich einmal das ganze aus der TAYLOR Perspektive anzusehen, wobei wir die EINSTEIN Summenkonvention verwenden wollen; Dann ist für $x \in \text{kritP}(V)$

$$V(x+h) = V(x) + D_{(h)}V(x) + \frac{1}{2}D_{(h)}^2V(x) + \text{TAF}_{V,x}(h).$$

Dabei ist $D_{(0, \mathbf{1}_i)}V(x) = 0$ wegen $x \in \text{kritP}(V)$ und für $V(x)$ *eichen* wir nach der Art $V(x) = 0$, also wählen wir (willkürlich, aber von Vorteil) die lineare Verschiebung $-V(x)$ um schreiben zu können

$$V(x+h) = \frac{1}{2}D_{(h)}^2V(x) + \text{TAF}_{V,x}(h).$$

Es ist jetzt an der Zeit sich zu überlegen, welche Form x und insbesondere h haben muss: Zunächst ist $x \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^3$, und da wir mit x einen Ort zu einem Zeitpunkt darstellen wollen, wählen wir $q \in C^1(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3)$ mit $(t, q(t)) = x$ für ein $t \in \mathbb{R}$. Dementsprechend ist die Verschiebung h von der Form $(s, \mathcal{H}(t))$ für $\mathcal{H} \in C^1(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3)$, also

$$\tilde{q}(t) = q(t) + h(t)$$

für das verschobene \tilde{q} . Wir können schreiben

$$V((t, q(t)) + (s, \mathcal{H}(t))) = \frac{1}{2} \cdot D_{((s, \mathcal{H}(t)))}^2 V(t, q(t)) + \text{TAF}_{V, (t, q(t))}(s, \mathcal{H}(t)).$$

Dies ist schon um einiges unübersichtlicher, da die Gleichung in die Länge gezogen wird; jedoch bietet es den Vorteil zu überblicken, mit welchen Konstruktionen gearbeitet wird. Wir wollen nun jedoch die Struktur umformulieren.

.....

□ Führe die Umformulierung durch, indem du die Linearität der Ableitung im Mehrdimensionalen verwendest. Verwende hierbei den *Differentialquotient* $\mathbb{D}_h f(x)$. (S18)

.....

Wir haben dann

$$V(x + (s, \mathcal{H}(x_1))) \approx s^2 \cdot \mathbb{D}_{(1_{\mathbb{R}}, 0_{\mathbb{R}^3})_{i \in [2]}} V(x) + \sum_{(i,j) \in [3]^2} (\mathcal{H}_i^*(x_1) \cdot (\mathcal{H}_j^*(x_1) \cdot \underbrace{\mathbb{D}_{((0_{\mathbb{R}}, e_i), (0_{\mathbb{R}}, e_j))}}_{=d^2 V(x)(0_{\mathbb{R}}, e_i)(0_{\mathbb{R}}, e_j)}) V(x).$$

Man fühlt bereits den Raum einer Abkürzung: Wir führen eine Matrix ein, um nicht immer den Differentialquotienten direkt schreiben und sehen zu müssen:

$$\Lambda := \left(\mathbb{D}_{((0_{\mathbb{R}}, e_i), (0_{\mathbb{R}}, e_j))} V(x) \right)_{(i,j) \in [d]^2}.$$

Man kann weiter zeigen $\Lambda_{(i,j)} = \Lambda_{(j,i)}$.

.....

□ Mache dir klar, weshalb in den TAYLOR Summanden mit h_i, h_j multipliziert (S19)

wird. Beachte hierbei die Linearität der Ableitung $\mathbb{D}_{(\mathbb{1}_i)} V(x)$.

□ Zeige $\mathbb{D}_{(\mathbb{1}_i)} V(q) = 0$ und $V(x) = 0$. (S20)

□ Zeige $\Lambda_{(i,j)} = \Lambda_{(j,i)}$. (S21)

.....

Den kinetischen Energieterm kann man in der Betrachtung des Extrempunktes $(t, q) \in \text{kritP}(V)$ zu einer quadratischen Funktion schreiben:

$$T(x) = \frac{1}{2} m_{(i,j)} \cdot x_i x_j = \frac{1}{2} m_{(i,j)} h_i h_j.$$

Zu beachten ist, daß m von den Koordinaten x_k abhängt:

$$m_{(i,j)}(x) = m_{(q)} + \dots$$

.....

□ Überlege, was m für eine Matrix ist; wie fließt die Auswertung in x in die Konstruktion mit ein? (S22)

□ Vervollständige die Punkte. (S23)

.....

... Damit können wir dann den Lagrangian schreiben mit

$$L(t, h(t), h'(t)) = \frac{1}{2} (T_{(i,j)}(h')_i^*(t) \cdot (h')_j^*(t) - V_{(i,j)} h_i^*(t) \cdot h_j^*(t)).$$

Unter der Verwendung der EULER-LAGRANGE Gleichung erhalten wir die Bewegungsgleichungen, welche Aussagen über die zeitliche Entwicklung der Abweichung h liefern;

$$D_{(0,(0,\mathbb{1}_l))}L(t,x) = \frac{1}{2}T_{(l,i)} \cdot (x'_2)_{(l,i)}^*(j) + \frac{1}{2}T_{(i,l)} \cdot (x'_2)_i^*(t)$$

und wegen $T_{(i,j)} = T_{(j,i)}$ dann

$$D_{(0,(0,\mathbb{1}_l))}L(t,x) = T_{(i,l)} \cdot (x'_2)_i^*(t).$$

Für den Term $D_{(0,(\mathbb{1}_i,0))}L((t,x))$ finden wir

$$D_{(0,(\mathbb{1}_i,0))}L((t,x)) = -\Lambda_{(l,j)} \cdot h_j.$$

Somit ist dann die Bewegungsgleichung

$$T_{(i,j)}(h'')_j^*(t) + \Lambda_{(i,j)}h_j^*(t) = 0.$$

.....

□ Rechne den Lagrangian nach und stelle ihn formal auf. (S24)

□ Rechne die Terme der EULER LAGRANGE Gleichung nach und berechne die zeitliche Ableitung. (S25)

□ Kläre, welche Null in der Bewegungsgleichung gemeint ist. (S26)

.....

... Aus der Theorie der Linearen Algebra sei bekannt, daß das System genau dann eine nicht-triviale Lösung besitzt, wenn

$$\det(\Lambda - \omega^2 T) = 0.$$

.....

□ Zeige die Aussage und den dahinterliegenden Satz. (S27)

.....

Durch diese Gleichung sind die *Eigenfrequenzen* ω des Systems. Es kann dabei bis zu n Einträge geben, sogar $\omega \in \mathbb{C}^k \setminus \mathbb{R}^k$ mit $k \in [n]$ ist möglich! Wenn für $i \in [k]$ $\omega_i \in \mathbb{C}$ gilt, dann können wir $\omega_\alpha = \omega' + i \omega''$ mit $\omega', \omega'' \in \mathbb{R}$ schreiben. Dann gäbe es (i) für $\omega'' > 0$ eine *exponentielle Zunahme* oder (ii) für $\omega'' < 0$ eine *Dämpfung*, was nicht mit der Energieerhaltung vereinbar ist.

.....

□ Definiere den Begriff *Eigenfrequenz*. (S28)

□ Überlege dir, weshalb $\omega'' < 0$ nicht mit der Energieerhaltung vereinbar ist; Trifft dies auch auf $\omega'' > 0$ zu? (S.29)

□ Was ist ω_α ? (S.30)

.....

Damit lässt sich dann die Amplitude $A_{(i,\alpha)}$ bestimmen entlang der Koordinate $q_i^*(t)$ im *Modus* α :

$$(\Lambda_{(i,j)} - \omega_\alpha^2 \cdot T_{(i,j)}) \cdot A_{(j,\alpha)} = 0$$

mit $A_{(*,\alpha)} = (A_{(j,\alpha)})_{j \in [n]}$. Wir assoziieren also ω_α mit der zugehörigen Gleichung der Amplitude $A_{(j,\alpha)}$.

.....

□ Was ist ein Modus? (S.31)

.....

Lecture 14 | Fortsetzung Oszillator

di 10 jan 08:30

Wir nehmen nun an, die Eigenfrequenzen ω_α seien paarweise verschieden. Wir untersuchen, ob $A_{(i,\alpha)}$ proportional zu $\text{Minor}_i (\Lambda - \omega_\alpha^2 T)$ ist. Wir sparen uns hier allerdings den allgemeinen Beweis und betrachten einen Spezialfall. Sei $n = 3$ und $\alpha = 1 = i$. Dann

$$\sum_{j \in [3]} \Lambda_{(i,j)} - \omega_\alpha^2 T_{(i,j)} \cdot A_{(j,\alpha)} = 0_{\mathbb{R}^3}.$$

.....
☐ Zeige den allgemeinen Fall. (S.32)

☐ Überlege dir die Minoren der angegebenen Matrix für den \mathbb{R}^3 Fall. (S.33)

Erweitere die Determinante entlang der ersten Spalte mit $\mathcal{M}_{(i,\alpha)} := \text{Minor}_i (\Lambda - \omega_\alpha^2 T)$, also

$$\sum_{i \in [3]} (\Lambda_{(i,1)} - \omega_1^2 T_{(i,1)}) \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)} = 0.$$

Wir finden ein $C_\alpha \in \mathbb{C}$ mit

$$A_{(i,\alpha)} = C_\alpha \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)},$$

charakterisiert durch

$$C_\alpha \cdot \left(\sum_{i \in [3]} (\Lambda_{(i,1)} - \omega_1^2 T_{(i,1)}) \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \right) = 0.$$

Damit ergibt sich für die Verschiebung

$$h_{(i,\alpha)}(t) = C_\alpha \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \cdot \exp\left(-i \omega_\alpha t\right),$$

sodaß eine allgemeine reelle Lösung der Realteil von

$$\operatorname{Re}(h_i(t)) = \operatorname{Re} \left(\sum_{\alpha \in [n]} C_\alpha \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \cdot \exp(-i \omega_\alpha t) \right)$$

ist.

.....

□ Rechne $A_{(i,\alpha)} = C_\alpha \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)}$ nach. Erweitere hierzu zunächst die Determinante $\det(\Lambda - \omega_\alpha^2 T)$ in der ersten Spalte. (S.34)

□ Übertrage $A_{(i,\alpha)} = C_\alpha \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)}$ auf die am Anfang betrachtete Verschiebung h der generalisierten Koordinate q im Potential V . (S.35)

□ Zeige, daß die allgemeine reelle Lösung die Gleichung (???) löst. (S.36)

.....

Schreiben wir $\Theta_\alpha(t) := \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \cdot \exp(-i \omega_\alpha t)$, dann können wir überlegen, ob die Bewegungsgleichungen zu Θ_α entkoppelt sind.

.....

□ Untersuche die Kopplung. (S.37)

.....

Damit dann

$$\begin{aligned} T(t, (h(t), h'(t))) &= \frac{1}{2} \operatorname{Re}((h')_i^*(t)) \cdot \operatorname{Re}((h')_j^*(t)) \\ &= \frac{1}{2} T_{(i,j)} \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \cdot (\Theta')_\alpha^*(t) \cdot \mathcal{M}_{(j,\beta)} \cdot (\Theta')_\beta^*(t) \end{aligned}$$

und

$$V(t, h(t)) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(h_i) \operatorname{Re}(h_j).$$

.....

□ Schreibe das Potential V aus. (S.38)

.....

Wir können nun für $\alpha, \beta \in \text{Eigenmodi}$ schreiben

$$\sum_{j \in [n]} \Lambda_{(i,j)} \mathcal{M}_{(i,\alpha)} = \omega_\alpha^2 \sum_{j \in [n]} T_{(i,j)} A_{(j,\alpha)}.$$

.....

□ Verwende $A_{(j,\alpha)} = C_\alpha \cdot \mathcal{M}_{(i,\alpha)}$ um die Summengleichheit zu zeigen. (S.39)

.....

Die Differenz für α, β ergibt dann

$$(\omega_\alpha^2 - \omega_\beta^2) \cdot \sum_{(i,j) \in [n]^2} T_{(i,j)} \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \mathcal{M}_{(i,\beta)} = 0_{\mathbb{R}}.$$

Wenn $\alpha \neq 0$ und $\beta \neq 0$ und $\alpha \neq \beta$ folgt $\sum_{(i,j) \in [n]^2} T_{(i,j)} \mathcal{M}_{(i,\alpha)} \mathcal{M}_{(i,\beta)} = 0$. Sind jedoch $\alpha = \beta$, dann kann die Summe Element aus \mathbb{R} sein.

Irgendwie... kann man dann vereinfachen zu

$$T = \frac{1}{2} (\Theta'_\alpha(t))^2 \qquad \frac{1}{2} \sum_{\alpha \in [n]} \omega_\alpha^2 \Theta_\alpha(t)^2.$$

□ Führe die Vereinfachung durch.

(§40)

Damit kann die Lagrange-Gleichung endlich beschrieben werden durch

$$L(t, (q(t), q'(t))) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha \in [n]} (\Theta'_\alpha(t)^2 - \omega_\alpha^2 \Theta_\alpha(t)^2)$$

mit der aus der EULER-LAGRANGE Gleichung resultierenden DGL

$$\Theta''_\beta(t) + \omega_\beta^2 \Theta_\beta(t)^2 = 0.$$

□ Recherchiere „*dispersion relation photons*“ und betrachte die Graphen.

(§41)

□ Finde den Zusammenhang zur Festkörperphysik. Inwiefern ist der bearbeitete Zusammenhang z.B. im Metzler vorhanden?

(§42)

□ Recherchiere wie das Verfahren modifiziert wird, wenn zwei oder mehr Eigenfrequenzen entartet sind.

(§43)

Beispiel 10 (Freies Teilchen). Betrachte ein freies Teilchen, dessen Potential $V(t, x(t)) = \frac{1}{2} (k_1 x_1^2 + k_2 x_2^2 + k_3 x_3^2)$ ist. Die kinetische Energie sei $T(t, (x(t), x'(t))) = \frac{1}{2} m \|x'(t)\|_2^2$. Dann ist die Potentialenergiematrix Λ diagonal, also $\Lambda = (\delta(i, j) \cdot k_i)_{(i,j) \in [3]^2}$. Die Matrix T ist demensprechend $T = m \cdot I_3$. Es gilt also

$$m(x'')_i^*(t) + k_i x_i^*(t) = 0$$

für $i \in [3]$, wobei $x_i^*(t) = A_i \cdot \exp(-i \omega t)$. Die Bedingung ist

$$\det(\Lambda - \omega^2 T) = 0 = \sum_{i \in [3]} (k_i - m\omega^2)$$

und somit $\omega_i = \sqrt{k_i/m}$.

Lecture 15

Spezielle Relativitätstheorie Einleitung

Ziele des Kapitels:

mo 16 jan 10:00

1. Konzepte der LORENTZ-Transformationen, der LORENTZ-Invarianz und des MINKOWSKI-Raumes verstehen.
2. Mit 4-Vektoren und ihren mathematischen Eigenschaften vertraut sein.
3. In der Lage sein, elementare Probleme der relativistischen Mechanik zu lösen, wie z.B. die Streuung von Teilchen.
4. Den Begriff der Schwellenenergie erklären können und wissen, wie sich elektromagnetische Felder relativistisch transformieren.

15.1 Einleitung und Postulate

Wir betrachten ein durch die Länge $L \in \mathbb{R}$ charakterisiertes System in \mathbb{R}^3 . Ein in diesem befindlicher Körper der Masse $m \in \mathbb{R}$ habe eine Geschwindigkeit $v \in \mathbb{R}^3$ und damit den Impuls $p \in \mathbb{R}^3$.

Information 15.1. De-Broglie Wellenlänge.

Die de-Broglie Wellenlänge ordnet jedem Körper mit dem Impuls $p \in \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3 \setminus \{0_{\mathbb{R}^3}\})$ eine charakteristische Wellenlänge $\lambda \in \mathbb{R}$ zu:

$$\lambda(t) := \frac{h}{p(t)}$$

.....
☐ Was ist $L \in \mathbb{R}$ für eine charakterisierende Zuordnungsgröße?

(S.44)

Für alle weiteren Überlegungen definieren wir zunächst das Newtonsche Inertialsystem, welches eine Basis von \mathbb{R}^3 mit charakterisierenden Forderungen an den Körper ist.

Information 15.2. Newtonsches Inertialsystem.

Als *Newtonsches Inertialsystem* bezeichnen wir ein Koordinatensystem $\underline{v} \in \text{Basis}(\text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathbb{R}^d))$, in welchem sich genau dann alle Objekte in geradliniger unbeschleunigter Bewegung befinden, wenn $\mathbf{F} = 0$.

□ Überlege dir Systeme, welche die Inertialbedingung nicht erfüllen. Betrachte dazu die Coriolis-Kraft und Koordinatentransformationen. (S.45)

EINSTEIN formulierte also die folgenden beiden Postulate als axiomatische Begründung der speziellen Relativitätstheorie:

1. Die Gesetze der Physik sind in allen Inertialsystemen gleich.
2. Die Lichtgeschwindigkeit c_0 ist bewegungsunabhängig und hat daher in allen Inertialsystemen denselben Wert: $c_0 = 299792458 \text{ m s}^{-1}$.

15.2 Minkowski-Raum

Information 15.3.

Als *Minkowski-Raum* bezeichnen wir den Vektorraum auf der Vektorenmenge

$$\mathcal{M} := \{x \in \mathbb{C}^4 : x_1, x_2, x_3 \in \mathbb{R}\}$$

mit \mathbb{R} als Multiplikatormenge. Einen Weg auf \mathcal{M} nennen wir *Weltlinie*.

□ Zeige \mathcal{M} bildet mit K Körper einen Vektorraum. (S.46)

Wir führen weiter den Raumzeitvektor ein, ein Element aus \mathcal{M} , welcher für die Relativitätstheorie eine grundlegende Rolle spielen und zur Formulierung der Konzepte ohne Betrachtung der Gravitation hilfreich sein wird.

Information 15.4. Der Raumzeitvektor.

Habe ein Objekt die Ortszuweisung $r : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$, also den Ort $r(t)$ zum Zeitpunkt $t \in \mathbb{R}$, dann nennen wir

$$\text{Raumzeitvektor}_r(t, r(t)) := (r_1^*(t), r_2^*(t), r_3^*(t), t) \in \mathcal{M}$$

den Raumzeitvektor des Objektes bezüglich r .

Hier können wir gleich eine Charakterisierung vorziehen, die eigentlich erst in lec17 stattfinden würde; Nämlich müssen wir uns Gedanken über die im Minkowski-Raum verwendete Metrik machen.

Metrikkonstruktion

Diese wird erzeugt durch eine Funktion g der Form $g : A \rightarrow \text{Abb}(V^2, \mathbb{R})$. Zunächst betrachten wir die Menge A : Sie ist Teil des Tupels (A, V, \rightarrow) , genannt *affiner Punktraum*.

Information 15.5. Affiner Punktraum und metrischer Tensor.

Sei A eine nichtleere Menge, V ein K -Vektorraum und $\rightarrow : A^2 \rightarrow V$. Hat die Abbildung \rightarrow die Eigenschaften (i) $\forall P, Q, R \in A : \vec{PQ} + \vec{QR} = \vec{PR}$ und (ii) $\forall v \in V, P \in A : \exists_1 Q \in A : \vec{PQ} = v$, dann nennen wir das Tipel (A, V, \rightarrow) einen *affinen Punktraum* und schreiben $(A, V, \rightarrow) \in \text{affinPunktraum}_{(A, V, K)}$.

Damit können wir ein Skalarprodukt als *nicht-ausgeartete, symmetrische Bilinearform* definieren: Wir wählen ein $P \in A$ und $\text{Raum}_K(V) := \text{Raum}_{\mathbb{R}}(\mathcal{M})$, sodaß

$$\langle x, y \rangle_{(\mathcal{M}, P)} := g(P)(x, y)$$

mit $x, y \in \mathcal{M}$. Dann ist die Norm auf \mathcal{M} von der Form

$$\|x\|_P := \sqrt{\langle x, x \rangle_{(\mathcal{M}, P)}} := \sqrt{g(P)(x, x)}.$$

□ Kläre, welcher affiner Punktraum (A, V, \rightarrow) für den Spezialfall $V := \mathcal{M}$ und $K := \mathbb{R}$ gewählt wird. Wie sieht die Abbildung \rightarrow aus? (S47)

Einschub
Tensor
 K -Körper, $(V_i)_{i \in S}$
 K -VR-tupel;
 dann
 $\Phi: \prod_{i \in S} V_i \rightarrow K$
Tensor oder Multilinearform,
 wenn linear in jedem
 Argument.
 Spezialfall: $K = \mathbb{R}$,
 $V_i = V$, $\forall i, j \in \mathbb{Z}$
 $\hookrightarrow \bigotimes_{i \in S} V^* := \{ \Phi \mid \Phi \text{ Multilinearform} \}$
 Raum $\mathbb{R}(\bigotimes_{i \in S} V^*)$ neller
 Vektorraum!
 \hookrightarrow nachrechnen!
 \hookrightarrow hat $\dim(\bigotimes_{i \in S} V^*) = \dim(V)^P$
 \hookrightarrow nachrechnen!
 $\hookrightarrow \bigotimes_{i \in S} V^* \cong \mathbb{R}^{\dim(V)^P}$
 \hookrightarrow nachrechnen!

Tensorprodukt
 $\Phi, \Psi \in \bigotimes_{i \in S} V^*$, dann
 $(\Phi \otimes \Psi)(v, w) := \Phi(v) \cdot \Psi(w)$
 \hookrightarrow prüfe $(D), (A), (w)$

□ Zeige $g(P)$ ist (i) nicht ausgeartet, (ii) symmetrisch und (iii) bilinear, insbesondere $g(P) \in \text{Bil}(\mathcal{M})$. Verwende dabei $\{v \in V : \forall w \in V : b(v, w) = 0\} = \{0_V\}$. (S48)

.....
Für die Bilinearform $g(P)$ finden wir nun eine eindeutige Darstellungsmatrix

$$G(P) = (g(P)(e_i, e_j))_{(i,j) \in [4]} = (1, 1, 1, -1) \cdot I_4$$

mit I_4 als Einheitsmatrix. Sie hat die Spur $(G(P)) = 2$ und $(3, 1)$ als Sylvester-Signatur.

.....
□ Berechne die Spur der Matrix $G(P)$ und bestimme ihre Sylvester-Signatur. (S49)
Schreibe die Matrix einmal aus.

.....
Mit Blick auf den *Raumzeitvektor* klassifizieren wir folgendermaßen.

Information 15.6. Raumvektorklassen.

Sei $x \in \mathcal{M}$. Wir bezeichnen $\|x\|_P^2 \in \mathbb{R}_{>0}$ als *raumähnlich*, $\|x\|_P^2 \in \mathbb{R}_{<0}$ als *zeitlich* und $\|x\|_P^2 = 0_{\mathbb{R}}$ als *lichtartig*.

Geschwindigkeiten

Mit dem konstruierten Raumzeitvektor des Ortes eines Objektes können wir den zugrundeliegenden Weg ableiten und erhalten die Geschwindigkeit. Wir verketteten sich noch mit der Relativierungsfunktion:

Information 15.7. Relativierung.

Wir definieren die *Relativierungsfunktion* als die Abbildung $f : V \rightarrow W$ auf den K -Vektorräumen V, W der Form

$$x \mapsto \text{mal}_W(k(v), x)$$

für $k(v) := 1/\sqrt{1 - \|v\|_2^2/c_0^2} \in \mathbb{R}$ als *Relativierungskoeffizient*, wobei mit v meist die Geschwindigkeit $\|((\gamma')_i^*(t))_{i \in [3]}\|_2$ für einen Weg $\gamma : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ gemeint ist.

Dann können wir schreiben

$$v(t) := (\text{Relativierung} \circ D^1 \circ \text{Raumzeitvektor}_r)(t, r(t))$$

für $r : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ und $t \in \mathbb{R}$. Mit D^1 meinen wir die gewöhnliche formale Ableitung. In der Physik benutzt man häufig die Abkürzung $d\gamma/d\tau$, wobei γ eine Weltlinie in \mathcal{M} ist.

.....

□ Wende das Konzept auf den konkreten Ort $r(t) := (x(t), y(t), z(t))$ an und (S.50)

berechne $v(t)$.

□ Zeige nun $\langle x, x \rangle_{(\mathcal{M}, P)} < 0_{\mathbb{R}}$ mit $\left\| (x_i)_{i \in [3]} \right\|_2 < c_0$. (S.51)

.....

Transformationen

Eine bisher bekannte Transformation zwischen Basen ist die *Galilei-Transformation*.

Information 15.8. Galilei-Transformation.

Eine Funktion $f : \mathbb{R} \times \text{Abb}(\mathbb{R}, \mathbb{R}^3) \rightarrow \mathbb{R}^4$ nennen wir *Galilei-Transformation*, wenn

$$(t, \gamma) \mapsto \left(\begin{array}{cc} \gamma_i^*(t) - (\gamma')_i^*(t) \cdot t & i \in [3] \\ t & \text{sonst} \end{array} \right)_{i \in [4]}.$$

Dann ist mithilfe der Galilei-Transformation ein transformierter Raumzeitvektor

$$f(t, r) = \left(\begin{array}{cc} r_i^*(t) - (r')_i^*(t) \cdot t & i \in [3] \\ t & \text{sonst} \end{array} \right)_{i \in [4]},$$

wobei wir $\text{Raumzeitvektor}_{\tilde{r}}(t, \tilde{r}(t)) := f(t, r)$ feststellen. Es wird derselbe Ort beschrieben, jedoch aus der Sicht einer anderen Basis.

.....

□ Vollziehe die Schritte mathematisch nach. Prüfe, ob die Definition des Raumzeitvektors optimal gelungen ist. (S.52)

.....

Lecture 16 | Na, nicht aufgepasst?

di 17 jan 08:15

Lecture 17 | Na, nicht aufgepasst?

mo 23 jan 10:00

17.1 Beispiele

17.1.1 Das Zwillingsparadoxon

.....
☐ Recherchiere das Paradoxon und mache dir die Problemstellung klar. (S.53)

Die spezielle Relativitätstheorie kann über dieses Paradoxon keine Aussage machen, da dabei mindestens beim Umdrehen kein Inertialsystem mehr vorliegt.

Lösung von (4)

$$\sum_{i \in [N]} \mathbf{R} \times m_i \mathbf{V} + \sum_{i \in [N]} \mathbf{J}_i \times m_i \mathbf{\Lambda}_i + \underbrace{\left(\sum_{i \in [N]} m_i \mathbf{J}_i \right)}_{=0_{\mathbb{R}^3}} \times \mathbf{V} + \mathbf{R} \times \frac{d}{dt} \underbrace{\left(\sum_{i \in [N]} m_i \mathbf{\Lambda}_i \right)}_{=0_{\mathbb{R}^3}}$$