

Theoretische Physik (Hebecker)

Robin Heinemann

November 29, 2016

Contents

1 Semesterüberblick	3
1.1 Mathe	3
2 Kinematik des Massenpunktes	3
2.1 Kinematik der Massenpunktes in <u>einer</u> Dimension	4
2.1.1 Graphik	4
2.1.2 Üben dieser Logik an unserem Beispiel	4
2.2 Grundbegriffe der Differenzial und Integralrechnung	4
2.2.1 Funktion	4
2.2.2 Differentiation oder Ableitung	4
2.2.3 Integrieren	6
2.3 Kinematik in mehreren Dimensionen	7
2.3.1 Zweidimensionale Bewegung	7
2.3.2 Dreidimensionale Bewegung	7
2.4 Vektorräume	8
2.4.1 Einfachstes Beispiel	8
2.4.2 Unser Haupt-Beispiel	8
2.5 Kinematik in $d > 1$	9
2.5.1 Beispiel für 3-dimensionale Trajektorie	9
2.6 Skalarprodukt	9
2.6.1 Symmetrische Bilinearform	10
2.6.2 Norm (Länge) eines Vektors	10
2.7 Abstand zwischen Raumpunkten	10
2.7.1 Spezialfall	10
2.7.2 Infinitesimaler Abstand	11
2.8 Bogenlänge und begleitendes Dreibein	11
2.8.1 Beispiel in $d=2$	12
2.9 Vektorprodukt	12
2.10 Binormalenvektor	13
2.10.1 Zur Information	13

3	Grundbegriffe der Newtonsche Mechanik	13
3.1	Newtonsche Axiome	13
3.2	Trajektorie	13
3.3	Differentialgleichungen	13
3.3.1	1. Ordnung	13
3.3.2	Anfangswertproblem	14
3.3.3	partielle Ableitung	14
3.3.4	Existenz und Eindeutigkeit	14
3.3.5	Beispiele	15
3.3.6	Separation der Variablen	15
3.3.7	System von Dgl	16
3.3.8	Systeme von n gewöhnlicher Dgl. p -ter Ordnung	16
3.3.9	Erste physikalische Beispiele	17
3.4	Taylorentwicklung	19
3.4.1	Interessantes "Gegenbeispiel"	19
3.5	Harmonischer Oszillator	20
3.5.1	Eindimensionales System	20
3.6	Lineare Differentialgleichungen	21
3.6.1	Zusammenfassung / Verallgemeinerung auf $n > 1$	22
3.6.2	Finden der partikulären Lösung	22
4	Erhaltungssätze in Newtonscher Mechanik	22
4.1	Impulserhaltung	22
4.2	Drehimpulserhaltung	23
4.3	Konservative Kräfte und Energieerhaltung	24
4.3.1	Energieerhaltung	25
4.3.2	Kriterium für Konservativität	26
4.4	Satz von Stokes	28
4.5	Energieerhaltung für Systeme von Massenpunkten	29
4.6	Eindimensionale Bewegung	30
5	Harmonischer Oszillator in komplexen Zahlen	31
5.1	Komplexe Zahlen	31
5.1.1	Ziel	31
5.1.2	Naive Definition	31
5.1.3	präzisere Definition	32
5.1.4	Zusammenfassung:	34
5.1.5	Fundamentalsatz der Algebra	34
5.1.6	Quaternionen	34
5.2	Anwendung auf harmonischen Oszillator	34
5.3	harmonischer Oszillator mit periodisch treibender Kraft	36
6	Symmetrie der Raumzeit	36
6.1	Der Euklidische Raum	36

6.2 Matrix, Determinante, Inverse Matrix	38
Einleitung:	

- Webseite: www.thphys.uni-heidelberg.de/hebecker/TP1/tp1.html
- Bartelman skripte

1 Semesterüberblick

1. Newtonsche Mechanik
2. Lagrange / Hamilton Mechanik / Statistik / Kontinua
3. Elektrodynamik / Spezielle Relativitätstheorie
4. Quatenmechanik
5. Thermodynamik / Quantenstatistik
6. Allgemeine Relativitätstheorie / Kosmologie
7. Quatenfeldtheorie I (ggf. 5.)
8. Quatenfeldtheorie II (ggf. 6. \Leftarrow Stringtheorie / Teilchenphysik / Supersymmetrie)
9. Masterarbeit
10. Masterarbeit

1.1 Mathe

wichtig:

- Gruppentheorie
- Differentialgeometrie

2 Kinematik des Massenpunktes

Massenpunkt / Punktmasse - (selbstevidente) Abstraktion Kinematik: Beschreibung der Bewegung (Ursachen der Bewegung \rightarrow Dynamik)

2.1 Kinematik der Massenpunktes in einer Dimension

2.1.1 Graphik

- Ort: x
- zu Zeit t : $x(t)$
- Geschwindigkeit: $v(t) \equiv \frac{dx(t)}{dt} \equiv \dot{x}(t)$
- Beschleunigung: $a(t) \equiv \dot{v}(t) = \ddot{x}(t)$
- Beispiel: $x(t) \equiv x_0 + v_0 t + \frac{a_0}{2} t^2$, $v(t) = v_0 + a_0 t$, $a(t) = a_0$
- Umgekehrt: Integration, z.B. von Geschwindigkeit zu Trajektorie: Anfangsposition muss gegeben sein, z.B. $x(t_0) \equiv x_0$

$$x(t) = x_0 + \int_{t_0}^t v(t') dt'$$

Man prüft leicht $\dot{x}(t) = v(t)$

- Es gibt keine andere Funktion $\tilde{x}(t)$ mit $\dot{\tilde{x}}(t) = v(t)$ und $\tilde{x}(t_0) = x_0$

Analog: Von Beschleunigung zur Geschwindigkeit, und dann weiter zur Trajektorie

2.1.2 Üben dieser Logik an unserem Beispiel

Gegeben: $a(t) = a_0$, $t_0 = 0, v_0, x_0$

$$\Rightarrow v(t) = v_0 + \int_0^t a_0 dt' = v_0 + a_0 t$$

$$x(t) = x_0 + \int_0^t (v_0 + a_0 t') dt' = x_0 + v_0 t + \frac{a_0}{2} t^2$$

2.2 Grundbegriffe der Differenzial und Integralrechnung

2.2.1 Funktion

$$f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}, \quad x \mapsto f(x)$$

2.2.2 Differentiation oder Ableitung

$$\frac{df(x)}{dx} = f'(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x}$$

df bezeichnet den in Δx linearen Anteil des Zuwaches $\Delta f \equiv f(x + \Delta x) - f(x)$.

- Aus $\Delta f = f'(x)\Delta(x) + O(\Delta x^2)$ folgt $df = f'(x)\Delta x$

- Anwendung auf die Identitätsabbildung: $x \mapsto x \Rightarrow dx = \Delta x$

$$\Rightarrow df = f'(x)dx \text{ oder } \frac{df(x)}{dx} = f'(x)$$

Dies ist eigentlich nur eine Schreibweise für $f'(x)$, aber nützlich, weil bei kleinen Δx $df \simeq \Delta f$ (Schreibweise beinhaltet intuitiv die Grenzwertdefinition)

- $f'(x)$ wieder Funktion \Rightarrow analog: $f''(x), f'''(x), \dots, f^{(n)}(x)$
- Praxis

$$(f \cdot g)' = f'g + g'f \text{ (Produkt/Leibnizregel)}$$

$$(f \circ g)'(x) = f'(g(x))g'(x) \text{ (Kettenregel)}$$

$$(f^{-1})'(x) = \frac{1}{f'(f^{-1}(x))} \text{ (Ableitung der Inversen Funktion)}$$

- Begründung (nur zum letzten Punkt)

$$(f^{-1})'(x) = \frac{dy}{dx} = \frac{dy}{d(f(y))} = \frac{dy}{f'(y)dy} = \frac{1}{f'(f^{-1}(x))}$$

- Schöne Beispiele

$$(x^x)' = (e^{\ln x^x})' = (e^{x \ln x})' = e^{x \ln x}(\ln x + 1) = x^x(\ln x + 1)$$

$$\arctan'(x) \equiv (\tan^{-1}(x))' = \frac{1}{\tan^{-1}(y)} \text{ wobei } y = \tan^{-1}(x)$$

Besser:

$$\tan^{-1}(y) = \left(\sin y \frac{1}{\cos y}\right)' = \cos y \frac{1}{\cos y} + \sin y \left(\frac{1}{\cos y}\right)' = 1 + \sin y \left(-\frac{1}{\cos^2 y}\right)(-\sin y) =$$

$$1 + \tan^2 y = 1 + x^2 \Rightarrow \arctan'(x) = \frac{1}{1 + x^2}$$

- Verknüpfung

$$f \circ g : x \mapsto f(g(x))$$

- Inverse

$$f^{-1} : x = f(y) \mapsto y$$

- Grenzwerte:

- nützliche Regel: l'Hôpital (" $\frac{0}{0}$ ")

Falls $\lim_{x \rightarrow x_0} f, g = 0$ und $\lim_{x \rightarrow x_0} \frac{f'}{g'}$ existiert, so gilt $\lim_{x \rightarrow x_0} \frac{f}{g} = \lim_{x \rightarrow x_0} \frac{f'}{g'}$

– weitere nützliche Regel

$$\lim \frac{\text{Beschränkt}}{\text{Unbeschränkt und monoton wachsend}} = 0$$

* Beispiel:

$$\lim_{y \rightarrow 0} \frac{\sin \frac{1}{y}}{\frac{1}{y}}$$

– Kürzen unter lim

* Beispiel:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{x}{2x + \sqrt{x}} = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1}{2 + \frac{1}{\sqrt{x}}} = \frac{1}{2}$$

2.2.3 Integrieren

Fundamentalsatz der Analysis

$$\int^y f(x) dx = F(y) \text{ \& } F'(y) = f(y)$$

$$\int f(x) dx = F(x) + C$$

$$\int_a^b f(x) dx = F(b) - F(a)$$

(→ saubere Definition über Riemansches Integral)

Praxis

Partielle Integration

$$\int^y f(x)g'(x) dx = f(y)g(y) - \int^y f'(x)g(x) dx$$

Substitution Unter Annahme einer invertierbaren Funktion $x : y \mapsto x(y)$

$$\int f(x) dx = \int f(x) \frac{dx}{dy} dy = \int f(x(y)) x'(y) dy$$

Andere Formulierung:

$$\int_a^b f(g(x))g'(x) dx = \int_{g(a)}^{g(b)} f(y) dy$$

Substitution $y = g(x)$

Klassiker

$$\int \ln x dx = \int \ln x 1 dx = \ln x x - \int \frac{1}{x} x dx = x(\ln x - 1)$$
$$\int x e^{x^2} dx = \int e^{x^2} \frac{1}{2} d(x^2) = \frac{1}{2} \int e^y dy = \frac{1}{2} e^y = \frac{1}{2} e^{x^2}$$

2.3 Kinematik in mehreren Dimensionen

2.3.1 Zweidimensionale Bewegung

Zweidimensional \rightarrow Bewegung in der Ebene. Trajektorie: $x(t), y(t)$

Bespiel

$$x(t) = v_0 t \sin \omega t$$

$$y(t) = v_0 t \cos \omega t$$

TODO Skizze der Trajektorie (Bahnkurve)

Raumkurve Menge aller Punkte $\{x, y\}$, die das Teilchen durchläuft

TODO Skizze Nichttriviale Darstellung nur im Raum (Raumkurve)

2.3.2 Dreidimensionale Bewegung

Die Darstellung der Trajektorie ist erschwert, denn man bräuchte 4 Dimensionen: 3 für Raum und 1 für Zeit. Formal kein Problem: Trajektorie ist

•

$$x(t), y(t), z(t)$$

•

$$x^1(t), x^2(t), x^3(t)$$

•

$$\{x^i(t)\}, i = 1, 2, 3$$

Dementsprechend:

$$v^i(t) = \dot{x}^i(t); a^i(t) = \ddot{x}^i(t); i = 1, 2, 3$$

2.4 Vektorräume

Eine Menge V heißt Vektorraum, wenn auf ihr zwei Abbildungen

- die Addition (+)
- die Multiplikation mit reellen Zahlen (*)

definiert sind.

$$x : V \times V \rightarrow V$$

$$\text{Multiplikation} : \mathbb{R} \times V \rightarrow V$$

$V \times V$ - Produktmenge \equiv Menge aller Paare so dass gilt:

$$v + (w + u) = (v + w) + u \quad u, v, w \in V \quad \text{Assoziativität}$$

$$v + w = w + v \quad \text{Kommutativität}$$

$$\exists 0 \in V : v + 0 = v \quad \forall v \in V \quad \text{Null}$$

$$\alpha(v + w) = \alpha v + \alpha w \quad \text{Distributivität}$$

$$(\alpha + \beta)v = \alpha v + \beta v \quad \alpha, \beta \in \mathbb{R} \quad \text{Distributivität}$$

$$\alpha(\beta v) = (\alpha\beta)v \quad \text{Assoziativität der Multiplikation}$$

$$1v = v \quad \text{Multiplikation mit Eins}$$

2.4.1 Einfachstes Beispiel

$V \equiv \mathbb{R}$ (mit der gewöhnlichen Addition und Multiplikation und mit $0 \in \mathbb{R}$ als Vektorraumnull)

2.4.2 Unser Haupt-Beispiel

Zahlentupel aus n-Zahlen:

$$V \equiv \mathbb{R}^n = \{(x^1, x^2, \dots, x^n), x^i \in \mathbb{R}\}$$

Notation:

$$\vec{x} = (x^1 \ x^2 \ \dots \ x^n), \vec{y} = (y^1 \ \dots y^n)$$

Man definiert:

$$\vec{x} + \vec{y} \equiv (x^1 + y^1, x^2 + y^2, \dots, x^n + y^n)$$

$$\vec{0} \equiv (0, \dots, 0)$$

$$\alpha \vec{x} \equiv (\alpha x^1, \dots, \alpha x^n)$$

TODO (Maybe) Skizze 3D Vektor \rightarrow übliche Darstellung durch "Pfeile"

2.5 Kinematik in $d > 1$

Trajektorie ist Abbildung: $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3, t \rightarrow \vec{x}(t) = (x^1(t), x^2(t), x^3(t))$

$$\vec{v} = \dot{\vec{x}}(t), \vec{a}(t) = \dot{\vec{v}}(t) = \ddot{\vec{x}}(t)$$

Setzt allgemeine Definition der Ableitung voraus:

$$\frac{d\vec{y}(x)}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\vec{y}(x + \Delta x) - \vec{y}(x)}{\Delta x} \Rightarrow \vec{y}'(x) = (y^{1'}(x), \dots, y^{n'}(x))$$

2.5.1 Beispiel für 3-dimensionale Trajektorie

Schraubenbahn:

$$\vec{x}t = (R \cos \omega t, R \sin \omega t, v_0 t)$$

$$\vec{v} = (-R\omega \sin \omega t, R\omega \cos \omega t, v_0)$$

$$\vec{a} = (-R\omega^2 \cos \omega t, -R\omega^2 \sin \omega t, 0)$$

TODO Skizze (Raumkurve) Kommentar:

$\vec{x}, \vec{v}, \vec{a}$ leben in verschiedenen Vektorräumen! allein schon wegen $[x] = \text{m}$, $[v] = \text{m s}^{-1}$
Wir können wie in $d = 1$ von \vec{a} zu \vec{v} zu \vec{x} gelangen!

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \int_{t_0}^t dt' \vec{a}(t') = (v_0^1 + \int_{t_0}^t dt' a^1(t'), v_0^2 + \int_{t_0}^t dt' a^2(t'), v_0^3 + \int_{t_0}^t dt' a^3(t'))$$

Üben: Schraubenbahn; $t_0 = 0$, $\vec{x}_0 = (R, 0, 0)$, $v_0 = (0, R\omega, v_0)$ Es folgt:

$$\begin{aligned} & \vec{v}(t) = (0, R\omega, v_0) + \int_0^t dt' (-R\omega^2)(\cos \omega t', \sin \omega t', 0) \\ & = (0, R\omega, v_0) + (-R\omega^2) \left(\frac{1}{\omega} \sin \omega t', -\frac{1}{\omega} \cos \omega t', 0 \right) \Big|_0^t \\ & = (0, R\omega, v_0) - R\omega (\sin \omega t, -\cos \omega t, 0) - (0, -1, 0) \\ & = (-R\omega \sin \omega t, R\omega + R\omega \cos \omega t - R\omega, v_0) \\ & = (-R\omega \sin \omega t, R\omega \cos \omega t, v_0) \end{aligned}$$

Bemerkung Man kann Integrale über Vektoren auch durch Riemansche Summen definieren:

$$\int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt' = \lim_{n \rightarrow \infty} (v(t_0)\Delta t + \vec{v}(t_0 + \Delta t)\Delta t + \dots + \vec{v}(t - \Delta t)\Delta t)$$

mit $\Delta t = \frac{t-t_0}{N}$

2.6 Skalarprodukt

Führt von Vektoren wieder zu nicht-vektoriellen (Skalaren) Größen.

2.6.1 Symmetrische Bilinearform

$f(\alpha x + \beta y) = \alpha f(x) + \beta f(y)$ "linear" Abbildung von $V \times V \rightarrow \mathbb{R}$, $(v, w) \mapsto v \cdot w$ mit den Eigenschaften

- $v \cdot w = w \cdot v$
- $(\alpha u + \beta v) \cdot w = \alpha u \cdot w + \beta v \cdot w$

Sie heißt positiv-semidefinit, falls $v \cdot v \geq 0$,

Sie heißt positiv-definit, falls $v \cdot v = 0 \Rightarrow v = 0$ Hier : Skalarprodukt \equiv positiv definite symmetrische Bilinearform

2.6.2 Norm (Länge) eines Vektors

$$|v| = \sqrt{v \cdot v} = \sqrt{v^2}$$

\mathbb{R}^n : Wir definieren

$$\vec{x} \cdot \vec{y} = x^1 y^1 + \dots + x^n y^n \equiv \sum_{i=1}^n x^i y^i \equiv \underbrace{x^i y^i}_{\text{Einsteinsche Summenkonvention}}$$

$$|\vec{x}| = \sqrt{(x^1)^2 + \dots + (x^n)^2}$$

Wichtig: oben euklidisches Skalarprodukt! Anderes Skalarprodukt auf \mathbb{R}^2 : $\vec{x} \cdot \vec{y} = 7x^1 y^2 + x^2 y^2$ anderes Beispiel:

$$\vec{x} \cdot \vec{y} \equiv x^1 y^1 - x^2 y^2$$

symmetrische Bilinearform, nicht positiv, semidefinit! Frage:

Beispiel für Bilinearform die positiv-semidefinit ist, aber nicht positiv definit

$$\vec{x} \vec{y} = x^1 y^1$$

2.7 Abstand zwischen Raumpunkten

Der anschauliche Abstand zweichen Raumpunkten \vec{x}, \vec{y} :

$$|\vec{x} - \vec{y}| = \sqrt{(\vec{x} - \vec{y})(\vec{x} - \vec{y})} = \sqrt{(\vec{x} - \vec{y})^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (x^i - y^i)^2} = \sqrt{(x^i - y^i)(x^i - y^i)}$$

$$= \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{y}^2 - 2\vec{x}\vec{y}} = \sqrt{|\vec{x}|^2 + |\vec{y}|^2 - 2|\vec{x}||\vec{y}|\cos\theta}$$

Haben benutzt: $\vec{x} \cdot \vec{y} = |\vec{x}||\vec{y}|\cos\theta$

2.7.1 Spezialfall

$$\vec{x} = (x^1, 0, 0), \vec{y} = (y^1, y^2, 0)$$

$$\vec{x} \cdot \vec{y} = x^1 \cdot y^1; \cos\theta = \frac{y^1}{|\vec{y}|}; |\vec{x}| = x^1$$

TODO Skizze

$$\Rightarrow \vec{x} \cdot \vec{y} = |\vec{x}| |\vec{y}| \cos \theta$$

Dass dies für beliebige Vektoren gilt, wird später klar werden.

2.7.2 Infinitesimaler Abstand

Speziell wird der infinitesimale Abstand wichtig sein:

$$d\vec{x} = (dx^1, dx^2, dx^3)$$

$$d\vec{x} = \left(\frac{dx^1}{dt}dt, \frac{dx^2}{dt}dt, \frac{dx^3}{dt}dt\right) = (v^1 dt, v^2 dt, v^3 dt) = (v^1, v^2, v^3)dt = \vec{v}dt, \text{ oder: } \vec{v} = \frac{d\vec{x}}{dt}$$

($d\vec{x}$ analog zu df vorher);

$$d\vec{x}^2 = |d\vec{x}|^2 = |\vec{v}|^2 dt^2$$

$$|dx| = |\vec{v}|dt.$$

2.8 Bogenlänge und begleitendes Dreibein

$|d\vec{x}|$ entlang $\vec{x}(t)$ aufaddieren \rightarrow Bogenlänge.

$$s(t) = \int_{t_0}^t |d\vec{x}| = \int_{t_0}^t dt' \left| \frac{d\vec{x}}{dt'} \right| = \int_{t_0}^t dt' \sqrt{\dot{\vec{x}}(t')^2} = \int_{t_0}^t \sqrt{\vec{v}(t')^2}$$

Infinitesimale Version:

$$\frac{ds(t)}{dt} = \left| \frac{d\vec{x}}{dt} \right| = |\vec{v}|$$

Man kann (im Prinzip) $s(t) = s$ nach t auflösen.

$$\Rightarrow t = t(s) \Rightarrow \underbrace{\vec{x}(s)}_{\text{Parametrisierung der Trajektorie durch die Weglänge } s} \equiv \vec{x}(t(s))$$

Nützlich, zum Beispiel für die Definition des Tangentenvektors:

$$\vec{T}(s) = \frac{d\vec{x}(s)}{ds}$$

Es gilt

$$\vec{T} \parallel \vec{v}; \left| \vec{T} \right| = \left| \frac{\vec{v}dt}{|\vec{v}|dt} \right| = 1 \Rightarrow \vec{T} \cdot \vec{T} = 1$$

Ableiten nach s :

$$0 = \frac{d}{ds}(1) = \frac{d\vec{T}}{ds}(\vec{T} \cdot \vec{T}) = \frac{d\vec{T}}{ds} \cdot \vec{T} + \vec{T} \cdot \frac{d\vec{T}}{ds} = 2\vec{T} \cdot \frac{d\vec{T}}{ds}$$

Nutze

$$\vec{T} \cdot \vec{T} = T^i T^i$$

\Rightarrow Ableitung des Tangentenvektors ist orthogonal zum Tangentenvektor. Krümmungsradius der Bahn:

$$\rho \equiv \frac{1}{\left| \frac{d\vec{T}}{ds} \right|}$$

Normalenvektor:

$$\vec{N} = \frac{\frac{d\vec{T}}{ds}}{\left| \frac{d\vec{T}}{ds} \right|} = \rho \frac{d\vec{T}}{ds}$$

2.8.1 Beispiel in d=2

$$\begin{aligned}\vec{x}(t) &= R(\cos \omega t, \sin \omega t) \\ \vec{v}(t) &= R\omega(-\sin(\omega t), \cos \omega t) \\ |\vec{v}| &= \sqrt{(R\omega)^2(\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t)} = R\omega \\ s(t) &= \int_{t_0=0}^t dt' |\vec{v}| = R\omega t; \quad t(x) = \frac{s}{R\omega} \\ \Rightarrow \vec{x}(s) &= R(\cos \frac{s}{R}, \sin \frac{s}{R}), \quad \vec{T} = \frac{d\vec{x}}{ds} = (-\sin \frac{s}{R}, \cos \frac{s}{R}) \\ \frac{d\vec{T}}{ds} &= -\frac{1}{R}(\cos \frac{s}{R}, \sin \frac{s}{R}) \Rightarrow \rho = R; \quad \vec{N} = -(\cos \frac{s}{R}, \sin \frac{s}{R})\end{aligned}$$

TODO Skizze

2.9 Vektorprodukt

$$V \times V \mapsto V; \quad (\vec{a}, \vec{b}) \mapsto \vec{c} = \vec{a} \times \vec{b}$$

mit

$$c^i = (\vec{a} \times \vec{b})^i \equiv \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon^{ijk} a^j b^k = \varepsilon^{ijk} a^j b^k$$

dabei:

- $\varepsilon^{123} = \varepsilon^{231} = \varepsilon^{321} = 1$
- $\varepsilon^{213} = \varepsilon^{132} = \varepsilon^{321} = -1$
- sonst 0 ($\varepsilon^{ijk} = 0$, falls zwei Indizes gleich)

Alternativ:

•

$$|\vec{c}| = |\vec{a}| |\vec{b}| |\sin \theta|$$

- Richtung von \vec{c} definiert durch $\vec{c} \perp \vec{a} \wedge \vec{c} \perp \vec{b}$
- Vorzeichen von \vec{c} ist so, dass $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ ein "Rechtssystem" bilden

TODO Skizze

2.10 Binormalenvektor

$$= \vec{T} \times \vec{N}$$

$\vec{T}, \vec{N}, \vec{B}$ heißen "begleitendes Dreibein" und bilden ein Rechtssystem. alle haben Länge 1 \vec{T}, \vec{N} spannen die "Smiegeebene" auf

2.10.1 Zur Information

$$\frac{d\vec{T}}{ds} = \frac{1}{\rho}\vec{N}; \quad \frac{d\vec{B}}{ds} = -\frac{1}{\sigma}\vec{B}; \quad \frac{d\vec{N}}{ds} = \frac{1}{\sigma}\vec{B} - \frac{1}{\rho}\vec{T}$$

σ definiert die Torsion.

3 Grundbegriffe der Newtonsche Mechanik

3.1 Newtonsche Axiome

Dynamik: Ursachen der Bewegungsänderung \rightarrow Kräfte: $\vec{F} = (F^1, F^2, F^3)$

1. Es existierten Inertialsysteme (Koordinatensysteme in denen eine Punktmasse an der keine Kraft wirkt) nicht oder sich geradlinig gleichförmig bewegt: $\ddot{\vec{x}} = 0$
2. In solchen Systemen gilt: $\vec{F} = m\ddot{\vec{x}}$
3. Für Kräfte zwischen zwei Massenpunkten gilt:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

2 definiert die **träge** Masse Die entscheidene physikalische Aussage von 2. ist das Auftreten von $\ddot{\vec{x}}$ (nicht etwa $\dot{\vec{x}}$ oder \vec{x}) Alternative Diskussionen der obigen Axiomatik:

- zum Beispiel Kapitel 1.2 von Jose/Saletan (mit 2 Definition der Kraft)

3.2 Trajektorie

Vorhersagen erfordern: $\vec{F} \rightarrow$ Trajektorie. Genauer: Sei $\vec{F}(\vec{x}, t)$ gegeben. Berechne $\vec{x}(t)$!

3.3 Differentialgleichungen

hier nur "gewöhnliche DGL" (nur Ableitungen nach einer Variable) (im Gegensatz zu "partiellen" (Ableitung nach verschiedenen Variablen))

3.3.1 1. Ordnung

Die allgemeine Form einer gewöhnlichen Dgl. 1. Ordnung (\Rightarrow nur 1. Ableitung):

$$y'(x) = f(x, y)$$

Lösung Funktion: $y : x \mapsto y(x)$ mit $y'(x) = f(x, y(x))$ (im Allgemeinen wird x aus einem gewissen Intervall kommen: $x \in I \equiv (a, b) \subseteq \mathbb{R}$)

3.3.2 Anfangswertproblem

Gegeben durch:

1. Dgl.: $y' = f(x, y)$
2. Anfangsbedingung $(x_0; y_0) \in \mathbb{R}^2$

Gesucht: Funktion $y(x)$ mit (für $x \in I, x_0 \in I$:

1. $y'(x) = f(x, y(x))$
2. $y(x_0) = y_0$

3.3.3 partielle Ableitung

Wir betrachten ab sofort auch Funktionen mehrerer Variablen: $f : \mathbb{R} \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}, (x, y) \mapsto f(x, y)$ Partielle Ableitung:

$$\frac{\partial f(x, y)}{\partial y} \equiv \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{f(x, y + \Delta y) - f(x, y)}{\Delta y}$$

Rechenregeln: Wie bei normalen Ableitung, nur mit x fest.

Beispiel

$$f(x, y, z) \equiv x^2 + yz$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = 2x$$

$$\frac{\partial f}{\partial y} = z$$

$$\frac{\partial f}{\partial z} = y$$

3.3.4 Existenz und Eindeutigkeit

... viele Theoreme über Existenz und Eindeutigkeit (Peano und Picard / Lindelöf) Insbesondere sind Existenz und Eindeutigkeit gesichert falls:

$$f(x, y) \wedge \frac{\partial f(x, y)}{\partial y}$$

stetig sind.

"Begründung" Zeichne an jedem Punkt (x, y) einen Vektor $(1, f(x, y))$ ein.

$$\frac{dy(x)}{dx} = y'(x) = f(x, y(x)) = \frac{(x, y(x))}{1}$$

Weiteres Argument für die Existenz und Eindeutigkeit TODO(Skizze) Steigung der gesuchten Funktion bei x_0 ist bekannt als $f(x_0, y_0) \Rightarrow$ kann Wert der Funktion bei $x + \Delta x$ abschätzen: $y_0 + \Delta x f(x_0, y_0)$ (für kleine Δx) Kenne Steigung bei $x_0 \Delta x : f(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta x f(x_0, y_0)) \Rightarrow$ Schätze Wert der Funktion bei $x_0 + 2\Delta x$ ab. (\Rightarrow perfekt für Numerik)

3.3.5 Beispiele

1.

$$y'(x) = f(x, y), f(x, y) = 3$$

$$y'(x) = 3 \Rightarrow y(x) = \int 3dx = 3x + c$$

Das ist schon die allgemeine Lösung der Dgl. Ein Anfangswertproblem, zum Beispiel mit $(x_0, y_0) = (-1, 1)$ lässt sich durch Bestimmen der Konstanten lösen:

$$y(x) = 3x + c \Rightarrow 1 = 3(-1) + c \Rightarrow c = 4 \Rightarrow y(x) = 3x + 4$$

3.3.6 Separation der Variablen

Separation der Variablen funktioniert wenn $f(x, y) = g(x)h(y)$

Beispiel

$$f(x, y) = \frac{x}{y} \Rightarrow y'(x) = \frac{x}{y(x)}$$

$$\frac{dx}{dy} = \frac{x}{y} \Rightarrow ydy = xdx$$

Variablen sind getrennt, kann einfach Integrieren

$$\int ydy = \int xdx \Rightarrow \frac{y^2}{2} = \frac{x^2}{2} + c \Rightarrow y = \pm \sqrt{x^2 + 2c}$$

Lösen allgemeines Anfangswertproblem allgemeines Anfangswertproblem mit Anfangsbedingung (x_0, y_0)

$$y_0^2 = x_0^2 + 2c \Rightarrow 2c = y_0^2 - x_0^2 \Rightarrow y = \begin{cases} \sqrt{y_0^2 + x^2 - x_0^2} & y_0 \geq 0 \\ -\sqrt{y_0^2 + x^2 - x_0^2} & y_0 \leq 0 \end{cases}$$

1. **TODO** Skizze

3.3.7 System von Dgl

(fast) alles oben gesagte funktioniert auch für Systeme gewöhnlicher Dgl. 1. Ordnung:

$$\frac{dy^1(x)}{dx} = f^1(x, y^1, \dots, y^n)$$

$$\frac{dy^n(x)}{dx} = f^n(x, y^1, \dots, y^n)$$

Vektorschreibweise:

$$\frac{d\vec{y}}{dx} = \vec{f}(x, \vec{y})$$

Wir haben hier eine vektorwertige Funktion von $n + 1$ Variablen benutzt:

$$\vec{f}: \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$$

Anfangsbedingungen: $(x_0, \vec{y}_0) \rightarrow n + 1$ Parameter. Einer davon entspricht der Verschiebung entlang der ein und derselben Lösung \Rightarrow allgemeine Lösung hat $(n + 1) - 1 = n$ Parameter oder Integrationskonstanten.

3.3.8 Systeme von n gewöhnlicher Dgl. p -ter Ordnung

$$\vec{y}^{(p)}(x) = \vec{f}(x, \vec{y}, \vec{y}', \vec{y}'', \dots, \vec{y}^{(p-1)})$$

Anfangsbedingungen: $(x_0, \vec{y}_0, \vec{y}'_0, \dots, \vec{y}^{(p-1)}_0), \vec{y}'_0 \triangleq \vec{y}'(x)$ bei $x = x_0$

Tatsache Systeme von Dgl können auf größere Systeme niedrigerer Ordnung zurückgeführt werden. Wir illustrieren dies am Beispiel mit $p = 2$

Beispiel

$$\vec{y}''(x) = \vec{f}(x, \vec{y}, \vec{y}')$$

Dies ist äquivalent zu einem System von $2n$ Dgl 1. Ordnung

$$\begin{cases} \vec{z}'(x) &= \vec{f}(x, \vec{y}, \vec{z}) \\ \vec{y}'(x) &= \vec{z} \end{cases} \quad (\equiv g(x, \vec{y}, \vec{z}))$$

Ursprüngliche Form folgt durch Einsetzen der 2. Gleichung in die erste. Das verallgemeinert sich sofort auf die Ordnung p : Man gibt einfach der $(p - 1)$ niederen Ableitungen neue Namen und betrachtet sie als neue Variablen. Die zusätzlichen Dgl sind schlicht die Aussagen, dass es sich dabei immer noch um die ehemaligen Ableitungen handelt. \Rightarrow System von np Dgl 1. Ordnung; allgemeine Lösung hat np Parameter

3.3.9 Erste physikalische Beispiele

Punktmasse 3 Dgl 2. Ordnung:

$$\ddot{\vec{x}} = \frac{1}{m} \vec{F}(t, \vec{x}, \dot{\vec{x}})$$

\Rightarrow 6 Dgl 1. Ordnung:

$$\begin{cases} \dot{\vec{v}} &= \frac{1}{m} \vec{F}(t, \vec{x}, \vec{v}) \\ \dot{\vec{x}} &= \vec{v} \end{cases} \quad (1)$$

In vielen Fällen: (zeitunabhängiges) Kraftfeld $\vec{F}(\vec{x})$ ("Vektorfeld").

Darstellung in $d = 2$ (Skizze Vektorfeld). wichtig: doppelte Markierung der Achsen

Einfachster Fall ($d = 1$) betrachte den Fall, dass F von v , aber nicht von t abhängt:

$$\begin{cases} \dot{v} &= \frac{F(x,v)}{m} \\ \dot{x} &= v \end{cases} \quad (2)$$

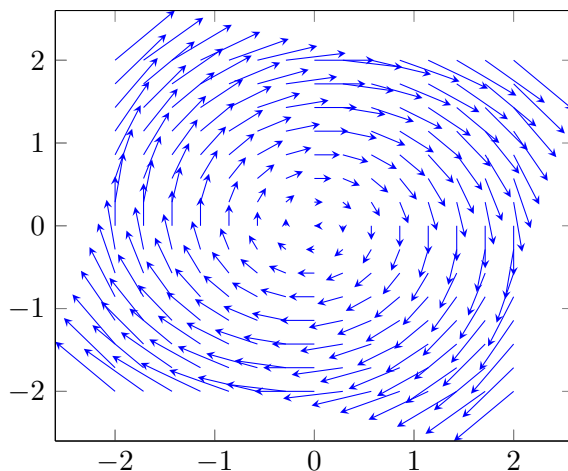
$$\begin{pmatrix} v \\ x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{F(x,v)}{m} \\ v \end{pmatrix}$$

1. **TODO** Darstellung im Phasenraum Analyse im Phasenraum passt perfekt zur früheren allgemeinen Analyse von Dgl 1. Ordnung Analog in $d = 3$: Vektorfeld: $(\frac{\vec{F}}{m}, \vec{v})$, Phasenraum (\vec{x}, \vec{v}) oder (\vec{x}, \vec{p}) ist 6-dimensional

Harmonischer Oszillator ($d = 1$) $F(x) = -kx$

$$\begin{cases} \dot{v} &= -x \\ \dot{x} &= v \end{cases} \quad (3)$$

Phasenraum des Harmonischen Oszillators



Freier Fall mit Luftwiderstand Aufgabe: Bestimme zeitliche Entwicklung von v wenn Körper im Schwerfeld losgelassen wird. $F_R = -cv^2$

Problem 1 – *dim*: x wachse nach unten, Start bei $t = 0, x = 0, \dot{x} = 0$

$$F = m\ddot{x} \Rightarrow mg - c\dot{x}^2 = m\ddot{x} \Rightarrow \begin{cases} mg - cv^2 & = m\dot{v} \\ v & = \dot{x} \end{cases}$$

Erste Gleichung enthält kein x und kann unabhängig gelöst werden:

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{c}{m}v^2$$

$$dt = \frac{dv}{g - \frac{c}{m}v^2}$$

Konstanten und Dimensionen

$$[g] = \text{m s}^{-2}; \left[\frac{c}{m}\right] = \text{N kg}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^2$$

Kann leicht Konstanten der Dimension Zeit und Geschwindigkeit bilden:

$$\hat{t} = \sqrt{\frac{m}{gc}}, \hat{v} = \sqrt{\frac{gm}{c}}$$

Benutze jetzt die dimensionslosen Variablen $t' = \frac{t}{\hat{t}}, v' = \frac{v}{\hat{v}}$

$$\Rightarrow dt' = \frac{dv'}{1 - v'^2} = \frac{dv'}{2} \left(\frac{1}{1 + v'} + \frac{1}{1 - v'} \right)$$

$$2t' = \ln 1 + v' - \ln 1 - v' + c$$

$v' = 0$ bei $t' = 0 \Rightarrow c = 0$ Auflösen nach v' :

$$e^{2t'} = \frac{1 + v'}{1 - v'} \Rightarrow \dots$$

$$\Rightarrow v' = 1 - \frac{2}{e^{2t'} + 1} \Rightarrow v = \hat{v} \left(1 - \frac{2}{e^{\frac{2t}{\hat{t}}} + 1} \right)$$

$\Rightarrow \hat{v}$ ist Grenzggeschwindigkeit, wird exponentiell angenommen, wenn $t \gg \hat{t}$

Zugabe: einfache physikalische Argumente für die Größe von c :

1. $[c] = \text{kg m}^{-1}$, Input: A (Querschnitt), $\rho_L \Rightarrow c \sim \rho_L A$
2. Energiebilanz an verdrängter Luft:

$$F_R \cdot l \sim E_{\text{kin, Luft}} \sim \rho_L l A \frac{v^2}{2}$$

3.4 Taylorentwicklung

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit $x_0 = 0$. Untersuche Verhalten beliebiger glatter Funktionen $f(x)$ nahe $x = 0$

$$\begin{aligned} f(x) &= f(0) + \int_0^x dx' f'(x') \\ &= f(0) + f'(x')(x-x) \Big|_0^x - \int_0^x dx' f''(x')(x' - x) \\ &= f(0) + f'(0)x - f''(x') \frac{(x' - x)}{2} \Big|_0^x + \int_0^x dx' f'''(x') \frac{(x' - x)^2}{2} \\ &= f(0) + f'(x)x + f''(0) \frac{x^2}{2} + \dots \end{aligned}$$

Allgemein:

$$f(x) = f(0) + \sum_{n=1}^m f^{(n)}(0) \frac{x^n}{n!} + \overbrace{\int_0^x dx' f^{(m+1)}(x') \frac{(x' - x)^m}{m!}}^{\text{Restglied}}$$

Falls das Restglied für $n \rightarrow \infty$ verschwindet:

$$f(x) = f(0) + \sum_{n=1}^{\infty} f^{(n)}(0) \frac{x^n}{n!}$$

Analog: Taylor-Reihe:

$$f(x) = f(x_0) + \sum_{n=1}^{\infty} f^{(n)}(x_0) \frac{(x - x_0)^n}{n!}$$

1. Oft erste Terme = gute Näherung
2. Verallgemeinerung auf viele Variablen

3.4.1 Interessantes "Gegenbeispiel"

$$f(x) \equiv \begin{cases} e^{-\frac{1}{x^2}} & x \neq 0 \\ 0 & x = 0 \end{cases}$$

Überzeugen sie sich, dass alle Ableitungen existieren, auch bei Null!

Sie Brauchen:

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{x^n} e^{-\frac{1}{x^2}} = 0$$

Die Ableitungen verschwinden sogar bei Null \Rightarrow Taylor-Reihe ist Null, keine gute Näherung

3.5 Harmonischer Oszillator

- eines der wichtigsten physikalischen Systeme
- beschreibt viele kompliziertere Systeme angenähert

3.5.1 Eindimensionales System

$$d = 1, F = F(x)$$

$$F(x) = -\frac{d}{dx}v(x) = -v'(x)$$

Damit haben wir das **Potential** (\rightarrow beschreibt die potentielle Energie des Massenpunktes) v als Stammfunktion von $-F$ definiert

- Skizze

Massenpunkt kann nur ruhen, wo $F = 0$ beziehungsweise $V' = 0$. Genauer: Nur Minima (Maxima instabil).

Ziel Untersuchung der Bewegung in der Nähe von Minimal (also bei $x \approx x_0$ wobei $v'(x_0) = 0$ gelte)

$V(x)$ bei x_0 , $V'(x_0) = 0$, $|x - x_0|$ klein

$$\Rightarrow V(x) \simeq V(x_0) + \frac{1}{2}v''(x_0)(x - x_0)^2$$

$$\Rightarrow F(x) \simeq -V''(x_0)(x - x_0)$$

$$x - x_0 \equiv y \Rightarrow \underbrace{F(y) = -ky}_{\text{harmonischer Oszillator}}, k \equiv v''(0)$$

Wir sehen: Harmonischer Oszillator ist eine Idealisierung von potentiell sehr großem Nutzen (viele Systeme)

Lösung Newton $\Rightarrow m\ddot{y} = -ky$ beziehungsweise $\ddot{y} = -\omega^2 y, \omega \equiv \sqrt{\frac{k}{m}}$

$\Rightarrow \sin \omega t$ und $\cos \omega t$ sind Lösungen

$\Rightarrow y(t) = A \sin \omega t + B \cos \omega t$ ist auch Lösung (wegen Linearität)

(wegen der beiden frei wählbaren Konstanten ist dies schon die allgemeine Lösung)

Verallgemeinerungen

- Reibungsterm $\sim \dot{y}$
- treibende Kraft $\sim f(t)$

3.6 Lineare Differentialgleichungen

allgemeine Form einer linearen Dgl. n-ter Ordnung:

$$y^{(n)} + f_{n-1}(x)y^{(n-1)}(x) + \dots + f_0(x)y(x) = f(x)$$

Das Wort linear bezieht sich nur auf y , nicht x

Die Dgl. heißt homogen falls $f(x) \equiv 0$ Homogen von Grad p : Ersetzung $y \rightarrow \alpha y$ führt zu Vorfaktor α^p , hier $p = 1$

- wir hatten oben dem Fall $n = 2$ "mit konstanten Koeffizienten"
- noch einfacheres Beispiel: $n = 1, f \equiv 0$ (aber beliebige Koeffizienten)

$$y' + a(x)y = 0$$

Das ist separabel:

$$\frac{dy}{dx} + a(x)y = 0$$

$$\frac{dy}{dx} = -a(x)y$$

$$\frac{dy}{y} = -a(x)dx$$

$$\int \frac{dy}{y} = - \int a(x)dx$$

$$\ln y - A(x) + c_1$$

$$y = ce^{-A(x)}$$

$A(x)$ sei eine beliebige aber fest gewählte Stammfunktion von a Wir können den inhomogenen Fall lösen, durch "Variation der Konstanten"

– Ansatz: $y = C(x)e^{-A(x)}$, Dgl. $y' + ay = f$

$$(ce^{-A})' + ace^{-A} = f$$

$$c'e^{-A} - CA'e^{-A} + CAe^{-A} = f$$

Beachte $A' = a$

$$\Rightarrow c'e^{-A} = fe^A, c(x) = \int dx f(x)e^{A(x)}$$

$$y(x) = \left[\int^x dx' f(x')e^{A(x')} \right] e^{-A(x)}$$

$f(x')$ ist eine frei wählbare additive Konstante im x' -Int. ($C(x) \rightarrow C(x) + \alpha$) entspricht der Addition der Lösung der homogenen Dgl.

3.6.1 Zusammenfassung / Verallgemeinerung auf $n > 1$

Definition 1 Linear Unabhängig. Ein Satz von Funktionen $f_1(x), \dots, f_n(x)$ heißt linear unabhängig, falls jede Linearkombination bei der nicht alle Koeffizienten Null sind auch nicht Null ist:

$$\alpha_1 f_1(x) + \dots + \alpha_n f_n(x) \equiv 0 \Rightarrow \alpha_1 = \dots = \alpha_n = 0$$

(identisch zur linearen Unabhängigkeit von Vektoren)

Fakt Kennt man n linear unabhängige Lösungen einer homogenen linearen Dgl. n -ter Ordnung, so kann man die allgemeine Lösung:

$$y_{hom}(x) = C_1 y_1(x) + \dots + C_n y_n(x)$$

Die allgemeine Lösung ist stets von dieser Form.

Wenn wir außerdem eine **partikuläre** Lösung der inhomogenen Gleichung haben, so haben wir auch schon deren allgemeine Lösung

$$y(x) = y_{hom}(x) + y_{part}(x)$$

”Beweis” durch Einsetzen in

$$y^{(n)} + f_{n-1}y^{(n-1)} + \dots + f_0y = f$$

3.6.2 Finden der partikulären Lösung

Auch bei $n > 1$: Variation der Konstanten (Funktioniert gut bei konstanten Koeffizienten) Mächtigere Methoden: Überführen von System von linearen Dgl. 1. Ordnung (braucht Matrixrechnung)

4 Erhaltungssätze in Newtonscher Mechanik

4.1 Impulserhaltung

Systeme mit mehreren Massenpunkten $a, b \in \{1, \dots, n\}$

Trajektorien: $\vec{x}_a(t), a = 1, \dots, n$

Satz 1 Impulserhaltung. Bei verschwindenden externen Kräften ($\vec{F}_{ext} = 0$) gilt:

$$\vec{p} \equiv \sum_a \vec{P}_a \equiv \sum_a m_a \dot{\vec{x}}_a = \text{const}$$

Beweis.

$$\begin{aligned}
 \dot{\vec{p}} &= \sum_a m_a \ddot{\vec{x}}_a \\
 &= \sum_a \vec{F}_a \\
 &= \sum_a \left(\sum_{\substack{b \\ a \neq b}} \vec{F}_{ab} \right) \\
 &= \sum_{\substack{a,b \\ a \neq b}} \vec{F}_{ab} && \text{(Summe über alle Paare von } a, b) \\
 &= \sum_{a > b} \vec{F}_{ab} + \sum_{a < b} \vec{F}_{ab} \\
 &= \sum_{a > b} (\vec{F}_{ab} + \vec{F}_{ba}) && \begin{array}{c} = 0 \\ \downarrow \\ \text{3. Newtonsches Axiom} \end{array}
 \end{aligned}$$

mit äußeren Kräften:

$$\dot{\vec{p}} = \sum_a \vec{F}_{a,ext.} \equiv \vec{F}_{ext}$$

Falls zum Beispiel die äußere Kraft nicht in x^1 -Richtung wirkt ($F_{ext}^1 = 0$), so gilt immer noch $p^1 = \text{const}$ (eigentlich drei Erhaltungssätze für p^1, p^2, p^3 , manchmal gelten nur einige davon)

4.2 Drehimpulserhaltung

Oft: Kräfte wirken parallel zur Verbindungslinie zweier Massenpunkte:

- Gravitationskraft
- Elektrostatische Kraft
- Modell der masselosen Stange (\rightarrow Modell für starre Körper!)

Definition 2 Drehimpuls.

$$\begin{aligned}
 \vec{L}_a &\equiv \vec{x}_a \times \vec{p}_a \\
 (\vec{L}_a)^i &= \varepsilon^{ijk} x_a^j p_a^k
 \end{aligned}$$

Falls $\vec{F}_{a,ext} = 0$ und alle internen Kräfte wirken parallel zur Verbindungslinie der jeweiligen Punkte, dann gilt **Drehimpulserhaltung**

Satz 2 Drehimpulserhaltung.

$$\vec{L} \equiv \sum_a \vec{L}_a = \sum_a m_a \vec{x}_a \times \dot{\vec{x}}_a = \sum_a \vec{x}_a \times \vec{p}_a = \text{const}$$

Beweis. Nachrechnen:

$$\begin{aligned}
\dot{\vec{L}} &= \sum_a m_a (\dot{\vec{x}}_a \times \dot{\vec{x}}_a + \vec{x}_a \times \ddot{\vec{x}}_a) \\
&= \sum_a \vec{x}_a \times \vec{F}_a \\
&= \sum_{a \neq b} \vec{x}_a \times \vec{F}_{ab} && (\text{Summe über alle Paare von } a, b, a \neq b) \\
&= \sum_{a > b} (\vec{x}_a \times \vec{F}_{ab} + \vec{x}_b \times \vec{F}_{ba}) \\
&= \sum_{a > b} (\vec{x}_a - \vec{x}_b) \times \vec{F}_{ab}
\end{aligned}$$

da $\vec{F}_{ab} \parallel (\vec{x}_a - \vec{x}_b)$ per Annahme

$$= 0$$

□

Bei externen Kräften:

$$\dot{\vec{L}} = \sum_a \vec{x}_a \times \vec{F}_{a,ext} \equiv \vec{M}_{ext}$$

M_{ext} ist das durch äußere Kräfte auf Punkt a ausgeübte **Drehmoment**, allgemein (für einzelnen Punkt):

$$\vec{M} = \vec{x} \times \vec{F} = \dot{\vec{L}}$$

Wichtig: Drehimpulserhaltung gilt auch dann wenn alle äußeren Kräfte **Zentralkräfte** sind, Zentralkraft:

$$\vec{F}_a \parallel \vec{x}_a$$

Drehimpuls hängt vom Koordinatensystem ab.

Bemerkung 1. $\vec{L} \equiv \vec{x} \times \vec{p}$ (allgemeiner jedes Kreuzprodukt von Vektoren) ist ein **Axial-** oder **Pseudovektor**, das heißt: Bei Drehungen wie Vektor, Bei Reflexion an Ursprung keine Vorzeichenänderung

Beweis.

$$\vec{a} \rightarrow -\vec{a}, \vec{b} \rightarrow -\vec{b} \Rightarrow \vec{a} \times \vec{b} \rightarrow +\vec{a} \times \vec{b}$$

□

4.3 Konservative Kräfte und Energieerhaltung

Definition 3 Gradient. Gradient von V :

$$\vec{\nabla} \equiv \left(\frac{\partial V}{\partial x^1}, \frac{\partial V}{\partial x^2}, \frac{\partial V}{\partial x^3} \right)$$

$\frac{\partial}{\partial x}$ ist ein "Differentialoperator", also:

$$\frac{\partial}{\partial x} : f(x, y) \mapsto \frac{\partial f(x, y)}{\partial x}$$

Dementsprechen $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ ist ein "Differentialoperator" zweiter Ordnung, also:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} : f(x, y) \mapsto \frac{\partial^2 f(x, y)}{\partial x^2}$$

$\vec{\nabla}V$ ist gute Schreibweise, weil $\vec{\nabla}$ ein vektorwertiger Differentialoperator ist:

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x^1}, \frac{\partial}{\partial x^2}, \frac{\partial}{\partial x^3} \right)$$

Definition 4 konservatives Kraftfeld. Ein zeitunabhängiges Kraftfeld $\vec{F}(\vec{x})$ heißt **konservativ** falls es eine Funktion $V(\vec{x})$ ("Potential") gibt, sodass

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}V$$

4.3.1 Energieerhaltung

Für einen Massenpunkt in einem konservativen Kraftfeld gilt:

$$E = \underset{\text{kinetisch}}{T} + \underset{\text{potentielle Energie}}{V} = \frac{m}{2} \dot{\vec{x}}(t)^2 + V(\vec{x}(t)) = \text{const}$$

Begründung

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{m}{2} \frac{d}{dt} (\dot{x}^i \dot{x}^i) = \frac{m}{2} 2 \dot{x}^i \ddot{x}^i = m \dot{\vec{x}} \ddot{\vec{x}} \\ \frac{dV}{dt} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{V(x^1 + \Delta x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3) - V(x^1, x^2, x^3)}{\Delta t} \end{aligned}$$

mit $\Delta x = \frac{d\vec{x}}{dt} \Delta t$

Umschreiben des Zählers

$$\begin{aligned} &V(x^1 + \Delta x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3) - V(x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3) \\ &+ V(x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3) - V(x^1, x^2, x^3 + \Delta x^3) \\ &+ V(x^1, x^2, x^3 + \Delta x^3) - V(x^1, x^2, x^3) \\ &\cong \frac{\partial V}{\partial x^1} (x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3) \Delta x^1 + \frac{\partial V}{\partial x^1} (x^1, x^2, x^3 + \Delta x^3) \Delta x^2 + \frac{\partial V}{\partial x^1} (\vec{x}) \Delta x^3 \end{aligned}$$

Teilen durch Δt , Grenzwertbildung

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x^i}(\vec{x}(t)) \frac{dx^i}{dt}$$

oder (allgemeine Rechenregel)

$$dV = \frac{\partial V}{\partial x^i} dx^i$$

Allgemeine Formulierung der Rechenregel: Sei $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ $\vec{x} : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ Die Verknüpfung $f \circ \vec{x} : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ ist eine Funktion. Für diese gilt:

$$\underbrace{df}_{\text{totales Differential}} = \frac{\partial f}{\partial x^i} dx^i = (\vec{\nabla} f) d\vec{x} \quad (4)$$

oder totale Ableitung:

$$(5)$$

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial x^i} \frac{dx^i}{dt} \quad (6)$$

Unsere Anwendung

$$(7)$$

$$\dot{E} = m \ddot{\vec{x}} + \frac{\partial V}{\partial x^i} \dot{x}^i = \vec{F} \dot{\vec{x}} + (\vec{\nabla} V) \dot{\vec{x}} = 0 \quad \checkmark \quad (8)$$

$$V(x^1 + \Delta x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3) - V(x^1, x^2 + \Delta x^2, x^3 + \Delta x^3)$$

Vergleiche:

$$f(x + \Delta) - f(x) \cong f'(x) \Delta$$

4.3.2 Kriterium für Konservativität

Für *einfach zusammenhängende Gebiete*¹ gilt:

$$\vec{F} \text{ ist konservativ} \Leftrightarrow \vec{\nabla} \vec{F} = 0$$

Begründung \Rightarrow

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} V \Rightarrow \underbrace{\vec{\nabla} \times \vec{F}}_{\equiv \text{Rotation von } F \text{ (rot } F)}} = 0$$

¹ Jede geschlossene Kurve kann auf Länge Null zusammengezogen werden

$$\begin{aligned}
(\vec{\nabla} \times \vec{F})^i &= \varepsilon^{ijk} \frac{\partial}{\partial x^j} F^k = \varepsilon^{ijk} \partial^j F^k \\
&= -\varepsilon^{ijk} \partial^j \partial^k V = -\frac{1}{2}(\varepsilon^{ijk} - \varepsilon^{ikj}) \partial^j \partial^k V \\
&= -\frac{1}{2} \varepsilon^{ijk} \partial^j \partial^k V + \frac{1}{2} \varepsilon^{ikj} \underbrace{\partial^k \partial^j V}_{\text{habe benutzt } \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x}} \\
&= -\frac{1}{2} \varepsilon^{ijk} \partial^j \partial^k V + \frac{1}{2} \varepsilon^{ijk} \partial^j \partial^k V = 0 \\
&\quad \downarrow \\
&\quad k \leftrightarrow j
\end{aligned}$$

\Leftarrow

Wähle beliebiges festes \vec{x}_0 im Gebiet. Definiere Potential als minus Arbeit am Massenpunkt \rightarrow *Abbildung*

$$V(\vec{x}) \equiv - \int_{\vec{x}_0}^{\vec{x}} \vec{F}(x) d\vec{s} \quad (\text{Linienintegral})$$

Linienintegral kann immer definiert werden, wenn Kurve durch Gebiet mit Vektorfeld verläuft

$$d\vec{s} \equiv d\vec{x}(s) = \left(\frac{dx^1}{ddx}, \frac{dx^2}{ddx}, \frac{dx^3}{ddx} \right) ds$$

Also gilt:

$$\vec{F} d\vec{s} = \underbrace{F^i \left(\frac{dx^i}{ds} \right)}_{\text{Integrand im normalen Riemann Integral}} ds$$

Wähle beliebigen kleinen Vektor \vec{l} und berechne:

$$\begin{aligned}
\vec{l} \vec{F}(\vec{x}) &\cong - \left(- \int_{\vec{x}}^{\vec{x}+\vec{l}} d\vec{s} \vec{F} \right) \\
&= - \left(\left(- \int_{\vec{x}_0}^{\vec{x}+\vec{l}} d\vec{s} \vec{F} \right) - \left(- \int_{\vec{x}_0}^{\vec{x}} d\vec{s} \vec{F} \right) \right) \\
&= - (V(\vec{x} + \vec{l}) - V(\vec{x})) \\
&\cong - \frac{\partial V}{\partial x^i} l^i = - \vec{l} (\vec{\nabla} V) \\
&\Rightarrow \vec{l} (\vec{F} + \vec{\nabla} V) = 0 \\
&\Rightarrow \vec{F} + \vec{\nabla} V = 0 \checkmark
\end{aligned}$$

Lücke: Wegunabhängigkeit der Definition von V :

Wähle zwei unterschiedliche Wege (L_1, L_2) :

$$\begin{aligned}
\int_{L_1} d\vec{s} \vec{F} - \int_{L_2} d\vec{s} \vec{F} &= \oint d\vec{s} \vec{F} \\
&\quad \downarrow \\
&\quad \text{Rand von } \Sigma
\end{aligned}$$

Satz von Stokes

$$= \int_{\Sigma} d\vec{f}(\vec{\nabla} \times \vec{F})$$

$$(\text{rot } \vec{F})^i = (\vec{\nabla} \times \vec{F})^i = \epsilon^{ijk} \frac{\partial}{\partial x^j} F^k$$

zum Beispiel:

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} \times \vec{F})^1 &= \frac{\partial F^3}{\partial x^2} - \frac{\partial F^2}{\partial x^3} \\ \oint_{L_2} d\vec{s} \vec{F} - \int_{L_1} d\vec{s} \vec{F} &= \oint_{\partial \Sigma} d\vec{s} \vec{F} = \int_{\Sigma} d\vec{f} * (\vec{\nabla} \times \vec{F}) \stackrel{!}{=} 0 \\ &\quad \text{"Stokes"} \end{aligned}$$

4.4 Satz von Stokes

Definition 5 Satz von Stokes.

$$\oint d\vec{s} \vec{F} = \int_{\Sigma} d\vec{f}(\vec{\nabla} \times \vec{F})$$

Beweis.

$$\begin{aligned} \oint d\vec{s} \vec{F} &= \int_0^{\Delta x^1} ds F^1(x, 0) + \int_0^{\Delta x^2} ds F^2(\Delta x^1, s) - \int_0^{\Delta x^1} ds F^1(s, \Delta x^2) - \int_0^{\Delta x^2} ds F^2(0, s) \\ &= \int_0^{\Delta x^1} ds (F^1(s, 0) - F^1(s, \Delta x^2)) + \int_0^{\Delta x^2} ds (F^2(\Delta x^1, s) - F^2(0, s)) \\ &= \int_0^{\Delta x^1} ds \left(\frac{\partial F^1}{\partial x^2} \right) \Delta x^2 + \int_0^{\Delta x^2} ds \frac{\partial F^2}{\partial x^1} \Delta x^1 + O(\Delta^3) \\ &= \Delta x^1 \Delta x^2 \left(\frac{\partial F^2}{\partial x^1} - \frac{\partial F^1}{\partial x^2} \right) + O(\Delta^3) \\ &= \Delta x^1 \Delta x^2 (\vec{\nabla} \times \vec{F})^3 + O(\Delta^3) \\ &= \underbrace{\Delta x^1 \Delta x^2}_{\Delta \vec{f}} \hat{e}_3 (\vec{\nabla} \times \vec{F}) \end{aligned}$$

$\Delta \vec{f}$ = Der dem kleinen Flächenelement zugeordnete Vektor

$$\approx \Delta \vec{f}(\vec{\nabla} \times \vec{F})$$

Allgemein steht $\Delta \vec{f}$ oder $d\vec{f}$ für ein kleines oder infinitesimales Flächenelement, Länge $\hat{=}$ Größe der Fläche Die Richtung des Vektors definiert **Orientierung** der Fläche (Zum Beispiel Oben = da, wo der Pfeil hinzeigt)

Randkurve: so definiert, dass man von oben gesehen linksherum (mathematisch positiver Drehsinn) läuft

1. Spezielle Länge in unsererer Rechnung unwichtig
2. Übergang zu größeren Flächen durch Aufaddieren

$$\text{Fläche} = N\Delta^2 \Rightarrow N \sim \frac{1}{\Delta^2}$$

$$\sum_{\text{Rechtecke}} \oint d\vec{s} \vec{F} = \sum_{\text{Rechtecke}} \int d\vec{f} (\vec{\nabla} \times \vec{F}) + \underset{\substack{\downarrow \\ \text{Zahl der Rechtecke} = O(\Delta)}}{NO(\Delta^3)}$$

weil sich nicht "innere Ränder wegheben"

$$\oint d\vec{s} \vec{F} = \sum_{\text{Rechtecke}} \int d\vec{f} (\vec{\nabla} \times \vec{F})$$

klar

$$\oint d\vec{s} \vec{F} = \int d\vec{f} (\vec{\nabla} \times \vec{F})$$

Glätten des Randes: Zerlegung des Randes $\Delta \vec{s}$ in kleine Rechtecke $\Delta \vec{s}_1, \Delta \vec{s}_2$

$$\begin{aligned} \Delta \vec{s} &= \Delta \vec{s}_1 + \Delta \vec{s}_2 \\ \vec{F} \Delta \vec{s} &= \vec{F} \Delta \vec{s}_1 + \vec{F} \Delta \vec{s}_2 = \vec{F}_1 \Delta \vec{s}_1 + \vec{F}_2 \Delta \vec{s}_2 + O(\Delta^2) \end{aligned}$$

$\vec{F}, \vec{F}_1, \vec{F}_2$ jeweils am Mittelpunkt der Linienelemente Zahl derartiger Randelemente $\sim \frac{1}{\Delta} \Rightarrow$ Fehler $O(\Delta)$

\Rightarrow Auch nach Summation bleibt Fehler von $O(\Delta)$

Besser wäre Zerlegung in Simplicies ("Haben sie mal versucht eine Schildkröte zu fliesen") \square

Für unsere Anwendung: wichtig, dass jede geschlossene Kurve in einem einfach zusammenhängenden Gebiet, **Rand** ist.

4.5 Energieerhaltung für Systeme von Massenpunkten

Massenpunkte: $\vec{x}_a, a = 1, \dots, n$

Kräfte: seien \parallel zu $\vec{x}_a - \vec{x}_b$ ("Zentralkräfte")

Solche Kräfte kann man stets schreiben als:

$$\vec{F}_{ab} = -\vec{\nabla}_a V_{ab}(|\vec{x}_a - \vec{x}_b|)$$

mit:

$$V_{ab} = V_{ba}, \vec{\nabla}_a = \left(\frac{\partial}{\partial x_a^1}, \frac{\partial}{\partial x_a^2}, \frac{\partial}{\partial x_a^3} \right)$$

dazu:

$$-\vec{\nabla}_a V_{ab}(|\vec{x}_a - \vec{x}_b|) = (-\vec{\nabla}_a |\vec{x}_a - \vec{x}_b|) V'_{ab}(|\vec{x}_a - \vec{x}_b|)$$

Dies zeigt:

$$\begin{aligned} &= -\vec{\nabla}_a \sqrt{(\vec{x}_a - \vec{x}_b)^2} \\ &= \frac{\vec{x}_a - \vec{x}_b}{|\vec{x}_a - \vec{x}_b|} \end{aligned}$$

Wir können passendes V für jede Zentralkraft finden. Man berechnet einfach V' und sucht die Stammfunktion.

Prüfe Konsistenz mit 3. Axiom:

$$\underbrace{-\vec{\nabla}_a V_{ab}(|\vec{x}_a - \vec{x}_b|)}_{\vec{F}_{ab}} = +\vec{\nabla}_b V_{ab}(|\vec{x}_a - \vec{x}_b|) = \underbrace{+\vec{\nabla}_b V_{ba}(|\vec{x}_b - \vec{x}_a|)}_{-\vec{F}_{ba}}$$

In diesem System gilt Energieerhaltung:

$$E = \sum_a T_a + \frac{1}{2} \sum_{a \neq b} V_{ab} = \sum_a T_a + \sum_{a < b} V_{ab} = \text{const}$$

Begründung:

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \sum_a \dot{\vec{x}}_a \vec{F}_a + \frac{1}{2} \sum_{a \neq b} ((\vec{\nabla}_a V_{ab}) \dot{\vec{x}}_a + (\vec{\nabla}_b V_{ab}) \dot{\vec{x}}_b) \\ &= \sum_{a \neq b} \dot{\vec{x}}_a \vec{F}_{ab} + \frac{1}{2} \sum_{a \neq b} (-\vec{F}_{ab} \dot{\vec{x}}_a - \underbrace{\vec{F}_{ab} \dot{\vec{x}}_b}_{\text{Umbenennung } a \leftrightarrow b}) = 0 \\ & (= W - \frac{1}{2}W - \frac{1}{2}W) \end{aligned}$$

Bemerkung: Passend gewähltes V_{ab} gibt das Modell der starren Stangen

4.6 Eindimensionale Bewegung

$$F(x) = m\ddot{x}$$

- mit Einsatz allgemein lösbar!
- Startpunkt: Jedes 1-dim. zeitunabhängiges Kraftfeld ist konservativ

$$E = \frac{m}{2} \dot{x}^2 + V(x) = \text{const}$$

(bis auf Vorzeichen)

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \sqrt{\frac{2}{m}(E - V(x))} \Rightarrow dt = \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}(E - V(x))}} \\ t &\in \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}(E - V(x))}} \end{aligned}$$

Integral lösen, Integrationskonstante und Energie so bestimmen, das Anfangswertproblem gelöst

$$t = t(x) \text{ auflösen} \Rightarrow x = x(t) \checkmark$$

viel einfacher als allgemeine Differentialgleichung 2. Ordnung

5 Harmonischer Oszillator in komplexen Zahlen

Motivation

Harmonischer Oszillator mit Reibung:

$$\ddot{x} = -\omega^2 x - c\dot{x}$$

Exponentieller Ansatz:

$$x \sim e^{\alpha t} \Rightarrow \alpha^2 + \omega^2 + c\alpha = 0$$

gesucht: α , Betrachte Grenzfälle:

1. ω klein

$$\Rightarrow \alpha^2 + c\alpha = 0 \Rightarrow \alpha = -c \Rightarrow x \sim e^{-ct}$$

2. ω groß (beziehungsweise c klein)

$$\alpha^2 + \omega^2 \simeq 0$$

nicht lösbar!

Aber: wir wissen schon $\sin \omega t, \cos \omega t$ sind Lösungen.

Falls jede gesuchte Gleichung lösbar \Rightarrow Hoffnung auf elegante allgemeine Lösung

Speziell: $\alpha^2 = -1$ (für $\omega = 1, c = 0$)

5.1 Komplexe Zahlen

5.1.1 Ziel

reelle Zahlen so zu erweitern, dass $x^2 = -1$ lösbar

5.1.2 Naive Definition

Definiere "Imaginäre Einheit" $x^2 = -1$ lösbar " i ", so dass $i^2 = -1$ Wollen addieren und Multiplizieren, deshalb erkläre komplexe Zahl \mathbb{C} als:

$$\mathbb{C} \ni z)x + iy, x, y \in \mathbb{R}$$

Wir definieren außerdem:

- $z_1 + z_2 = (x_1 + iy_1) + (x_2 + iy_2) \equiv (x_1 + x_2) + i(y_1 + y_2)$
- $z_1 \cdot z_2 = (x_1 + iy_1)(x_2 + iy_2) \equiv x_1x_2 + x_1iy_2 + iy_1x_2 + iy_1iy_2 \equiv (x_1x_2 - y_1y_2) + i(x_1y_2 + x_2y_1)$

5.1.3 präzisere Definition

Definition 6 Körper. Körper ("Field") ist eine Menge K mit zwei binären Operationen (" $+$ ", " \cdot "), so dass:

- $\alpha + (\beta + \gamma) = (\alpha + \beta) + \gamma$ (Assoziativität)
- $\alpha + \beta = \beta + \alpha$ (Kommutativität)
- $\exists 0 \in K : \alpha + 0 = \alpha \forall \alpha$ (Null)
- $\forall \alpha \exists (-\alpha) \in K : \alpha + (-\alpha) = 0$ (Additives Inverses)
- $(\alpha \cdot \beta) \cdot \gamma = \alpha \cdot (\beta \cdot \gamma)$ (Assoziativität der Mult.)
- $\alpha \cdot \beta = \beta \cdot \alpha$ (Kommutativität der Mult.)
- $\exists 1 \in K : 1 \cdot \alpha = \alpha \forall \alpha$ (Eins)
- $\forall \alpha \neq 0 \exists \alpha^{-1} \in K : \alpha \cdot \alpha^{-1} = 1$ (Inverses der Mult.)
- $\alpha \cdot (\beta + \gamma) = \alpha \cdot \beta + \alpha \cdot \gamma$ (Distributivität)

Wir kennen bereits:

- $K = \mathbb{Q}$ (rationale Zahlen)
- $K = \mathbb{R}$ (reelle Zahlen)

Definition 7 Komplexer Zahlenkörper. Komplexe Zahlen sind die Menge $\mathbb{C} = \mathbb{R} \times \mathbb{R} = \mathbb{R}^2$ mit den Operationen

- $(x_1, y_1) + (x_2, y_2) \equiv (x_1 + x_2, y_1 + y_2)$
- $(x_1, y_1) \cdot (x_2, y_2) \equiv (x_1 \cdot x_2 - y_1 \cdot y_2, x_1 \cdot y_2 + x_2 \cdot y_1)$

Das ist äquivalent zu unserer "naiven Definition" $z = x + iy$

Aufgabe: Prüfen sie, dass die Axiome erfüllt sind!

Schwierigster Teil: Multiplikations-Inverses, Idee / Vorschlag:

$$z^{-1} = (x + iy)^{-1} = \frac{x}{x^2 + y^2} - i \frac{y}{x^2 + y^2}$$

$\mathbb{C} = \mathbb{R}^2 \Rightarrow$ Darstellung durch Vektoren in Ebene liegt nahe.

- Addition: \equiv Vektoraddition
- Multiplikation: Beträge der Vektoren werden multipliziert, Winkel "arg" werden addiert.
- $\arg z = \phi$

- $\Re z = x$
- $\Im z = y$
- $|z| = \sqrt{x^2 + y^2}$

Übliche Funktionen (\exp, \ln, \sin, \cos) können mittels ihrer in \mathbb{R} bekannten Taylorreihe auf \mathbb{C} übertragen werden

Besonders wichtig:

$$e^z \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{n!}$$

Brauchen $e^{z+w} = e^z \cdot e^w$

Nachrechnen:

$$e^{z+w} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(z+w)^n}{n!} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} z^k w^{n-k}$$

\downarrow
 Binomialkoeffizient
 $\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!}$

englisch: "n choose k"

durch Umschreiben der Summen erhält man:

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k!(n-k)!} \frac{z^k w^{n-k}}{n!} \\
 &= \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{z^k w^l}{k! l!} = e^z e^w
 \end{aligned}$$

Insbesondere:

$$e^z = e^{x+iy} = \underbrace{e^x}_{\text{reelle Zahl}} \underbrace{e^{iy}}_{\text{komplexe Zahl e vom Betrag 1}}$$

In der Tat:

$$\begin{aligned}
 e^{iy} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(iy)^n}{n!} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{iy^{2k}}{(2k)!} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(iy)^{2k+1}}{(2k+1)!} \\
 &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k y^{2k}}{(2k)!} + i \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k y^{2k+1}}{(2k+1)!} \\
 &= \cos y + i \sin y
 \end{aligned}$$

\Rightarrow Eulersche Formel

$$e^{i\phi} = \cos \phi + i \sin \phi$$

5.1.4 Zusammenfassung:

$$e^{i\phi} = \cos \phi + i \sin \phi$$

$$w = e^z = e^x e^{iy} = |w| e^{i \arg w}$$

$$\ln w = z = x + iy = \ln |w| + i \arg w$$

Problem: $\arg w$ und deshalb \ln nicht eindeutig definiert

Lösung: Definiere $\arg w \in (-\pi, \pi)$

5.1.5 Fundamentalsatz der Algebra

In \mathbb{C} hat jedes Polynom

$$P_n(z) = \sum_{i=0}^n a_i z^i$$

eine Nullstelle z_0

In der Tat hat es sogar n Nullstellen:

$$P_n(z) = (z - z_0) \cdot \underbrace{P_{n-1}(z)}_{\text{Hat wieder eine Nullstelle, usw.}}$$

(Man sagt: Körper \mathbb{C} ist algebraisch abgeschlossen)

- Es gibt auf \mathbb{C} wichtige Abbildung: "komplexe Konjugation"

$$z \rightarrow z^* \stackrel{\wedge}{=} z \rightarrow \bar{z}$$

Definiert durch:

$$(x + iy)^* = x - iy, (\rho e^{i\phi})^* = \rho e^{-i\phi}$$

also auch

$$(z^*)^* = z$$

5.1.6 Quaternionen

$$1, i \rightarrow 1, i, j, k, i^2 = j^2 = k^2 = -1$$

$$ij = k, ji = -k, jk = i, \dots$$

5.2 Anwendung auf harmonischen Oszillator

Erinnerung: physikalisches Problem:

$$\ddot{x} + c\dot{x} + \omega^2 x = 0$$

Fall $\frac{c}{2} > \omega$ (Kriechfall)

$$x = e^{\alpha t}, \alpha^2 + c\alpha + \omega^2 = 0$$

$$\alpha_{1,2} = -\frac{c}{2} \pm \sqrt{\frac{c^2}{4} - \omega^2}$$

\Rightarrow 2 linear unabhängige Lösungen, also allgemeine Lösung durch lineare Superposition

\Rightarrow exponentielles Abfallverhalten, ohne Oszillationen

Fall $\frac{c}{2} < \omega$ (Schwingfall), $\sqrt{-x} = i\sqrt{x}$

$$\begin{aligned}\alpha_{1,2} &= -\frac{c}{2} \pm i\sqrt{\omega^2 - \frac{c^2}{4}} \equiv -\frac{c}{2} \pm i\tilde{\omega} \\ x_{1,2} &= e^{-\frac{c}{2}t} e^{\pm i\omega t} = e^{-\frac{c}{2}t} (\cos \pm \tilde{\omega}t + i \sin \pm \tilde{\omega}t) \\ x_{1,2} &= e^{-\frac{c}{2}t} (\cos \tilde{\omega}t \pm i \sin \tilde{\omega}t)\end{aligned}$$

Durch Linearkombination \rightarrow 2 reelle Lösungen:

$$x_1 = e^{-\frac{c}{2}t} \cos \tilde{\omega}t; \quad x_2 = e^{-\frac{c}{2}t} \sin \tilde{\omega}t$$

\Rightarrow allgemeine Lösung durch Linearkombination

\Rightarrow gedämpfte Schwingung

Fall $\frac{c}{2} = \omega$ (aperiodischer Grenzfall)

$$\alpha_1 = \alpha_2$$

\Rightarrow Nur eine linear unabhängige Lösung, brauche weitere Lösung um allgemeine Anfangsbedingungen zu erfüllen

Idee: Betrachte Schwingfall Lösungen für $\tilde{\omega} \rightarrow 0$

Taylor:

$$\begin{aligned}\cos x &= 1 + (x^2); & \sin x &= x + O(x^3) \\ \Rightarrow x_1 &= e^{-\frac{c}{2}t}; & x_2 &= e^{-\frac{c}{2}t} \tilde{\omega}t\end{aligned}$$

\Rightarrow Wieder asymptotische Annäherung an 0 ohne Oszillation

5.3 harmonischer Oszillator mit periodisch treibender Kraft

Inhomogene Dgl:

$$\ddot{x} + c\dot{x} + \omega^2 x = \frac{1}{m} F(t), F(t) = f e^{i\omega t}$$

Ansatz:

$$\begin{aligned} x(t) &= A e^{i\omega t} \\ \Rightarrow (A(-\omega^2 + ic\omega + \omega^2) - \frac{f}{m}) e^{i\omega t} &= 0 \\ A &\equiv |A| e^{i\phi} = \frac{f}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 - \omega^2 + ic\omega} \end{aligned}$$

mit

$$\frac{1}{a + ib} = \frac{a - ib}{a - ib} \frac{1}{a + ib} = \frac{a - ib}{a^2 - b^2}$$

und elementarer Algebra findet man den Realteil der Lösung:

$$\begin{aligned} \Re x(t) &= |A| \cos \omega t + \phi \\ |A| &= \frac{\frac{f}{m}}{\sqrt{\omega^2 - \omega^2 + c^2 \omega^2}}, \tan \phi = \frac{c\omega}{\omega^2 - \omega^2} \end{aligned}$$

Allgemeine Lösung ergibt sich, indem man zu dieser partikulären Lösung der inhomogenen Gleichung die allgemeine Lösung der homogenen Gleichung addiert.

Wichtig: Langzeitverhalten ist durch die partikuläre Lösung bestimmt \Rightarrow Resonanzkatastrophe bei $c \rightarrow 0$ & $\omega \rightarrow \omega$

6 Symmetrie der Raumzeit

6.1 Der Euklidische Raum

physikalischer Raum: $V = \mathbb{R}^3$ mit Skalarprodukt $\vec{x}, \vec{y} \rightarrow \vec{x} \cdot \vec{y} = x^i y^i$

Unser Ziel: Symmetrien, also Abbildungen $R : V \rightarrow V, \vec{x} \mapsto \vec{x}'$, welche die Struktur des Raumes respektieren. Das heißt:

$$\begin{aligned} R(\alpha \vec{x} + \beta \vec{y}) &= \alpha R(\vec{x}) + \beta R(\vec{y}) \\ R(\vec{x}, \vec{y}) &\equiv \vec{x} \cdot \vec{y} = R(x) R(y) \\ &\downarrow \end{aligned}$$

Sagt nur: Zahlen transformieren nicht

Zunächst nur Linearitätsbedingung (wird respektiert von allgemeinen linearen Transformationen)

$$x^i \mapsto x'^i = R^{ij} x^j$$

oder

$$\begin{pmatrix} x^1 \\ \vdots \\ x^n \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} x'^1 \\ \vdots \\ x'^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R^{11} & \dots & R^{1n} \\ \vdots & & \vdots \\ R^{n1} & \dots & R^{nn} \end{pmatrix}$$

Symmetrie: Lineare Transformation: $\vec{x} \mapsto R(\vec{x})$

konkret: $x^i \mapsto x'^i = R^{ij}x^j$

$$\begin{pmatrix} x^1 \\ \vdots \\ x^n \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} x'^1 \\ \vdots \\ x'^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R^{11} & \dots & R^{1n} \\ \vdots & & \vdots \\ R^{n1} & \dots & R^{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^1 \\ \vdots \\ x^n \end{pmatrix}$$

Kurzschreibweise:

$$x \mapsto x' = Rx$$

- hier: Großbuchstaben = Matrizen
- Kleinbuchstaben = Vektoren

Beispiel 1 $n = 2$.

$$\begin{aligned} x'^1 &= R^{11}x^1 + R^{12}x^2 \\ x'^2 &= R^{21}x^1 + R^{22}x^2 \end{aligned}$$

Ganz explizit

$$R = \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} 2 \\ 1 \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Transformation der beiden Basisvektoren

Jeder andere Vektor $\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$ ist schreibbar als $\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Er transformiert demnach gemäß

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \mapsto \alpha \begin{pmatrix} 2 \\ 1 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\alpha \\ \alpha + \beta \end{pmatrix}$$

Wichtig: Symmetrietransformationen müssen verknüpfbar sein:

Dazu: Betrachte zwei Transformationen:

$$R_1 : x \mapsto R_1x; R_2 : x \mapsto R_2x$$

zusammen:

$$R_1 \circ R_2 : x \mapsto R_2R_1x$$

Die Komponente i des entstehenden Vektors ist:

$$(R_2R_1x)^i = R_2^{ij}(R_1x)^j = R_2^{ij}R_1^{jk}x^k$$

Man kann die Abbildung $x \mapsto R_2 R_1 x$ auch "in einem Schritt" als Transformation durch die Produktmatrix $R_2 R_1$ realisieren:

$$(R_2 R_1 x)^i = \underbrace{(R_2^{ij} R_1^{jk})}_{\text{Produktmatrix}} x^k$$

Die Produktmatrix ist $(R_2 R_1)^{ij} = R_2^{ij} R_1^{jk} \equiv R_3^{ik}$ Hinweis zum expliziten Rechnen:

$$\begin{pmatrix} R_2^{11} & R_2^{12} & R_2^{13} \\ R_2^{21} & R_2^{22} & R_2^{23} \\ R_2^{31} & R_2^{32} & R_2^{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_1^{11} & R_1^{12} & R_1^{13} \\ R_1^{21} & R_1^{22} & R_1^{23} \\ R_1^{31} & R_1^{32} & R_1^{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_3^{11} & R_3^{12} & R_3^{13} \\ R_3^{21} & R_3^{22} & R_3^{23} \\ R_3^{31} & R_3^{32} & R_3^{33} \end{pmatrix}$$

Für den Begriff der Symmetrie brauchen wir Invertierbarkeit. Wir nennen eine Transformation beziehungsweise die entsprechende Matrix R invertierbar, falls es eine zweite Matrix R^{-1} gibt, so dass

$$\begin{aligned} R^{-1} \circ R &= id && \text{(Identitätsabbildung)} \\ (R^{-1})^{ij} R^{jk} &= \delta^{ik} \end{aligned}$$

Um Invertierbarkeit festzustellen brauchen wir Determinante

6.2 Matrix, Determinante, Inverse Matrix

Definition 8 Permutation. Eine Permutation (Bez: σ) von n Elementen ist eine umkehrbare Abbildung einer Menge von n Elementen auf sich selbst:

Menge: $\{1, \dots, n\}$, Abb: $\sigma : \{1, \dots, n\} \rightarrow \{1, \dots, n\}, i \mapsto \sigma i$

oft nützlich: Man denke an die elementweise Anwendung von σ auf $\{1, \dots, n\} \rightarrow \{\sigma(1), \dots, \sigma(n)\}$

Eine Permutation heißt **gerade** ($\text{sgn}(\sigma) = 1$), falls sie sich aus geradzahlig vielen Vertauschungen von Nachbarn ergibt. Zum Beispiel ist $123 \rightarrow 312$ das Produkt von $123 \rightarrow 132$ und $123 \rightarrow 213$:

$$123 \rightarrow 132 \rightarrow 312$$

Definition 9 Levi-Cevita-Tensor.

$$\varepsilon^{\sigma(1)\dots\sigma(n)} \equiv \text{sgn}(\sigma)$$

Insbesondere: $\varepsilon^{12\dots n} = 1$

- Eine $(n \times m)$ - Matrix ist ein Schema A^{ij} von Zahlen, die jeweils Eintrag i in Zeile i und Spalte j bezeichnen.

- Man kann eine $(n \times m)$ -Matrix mit einer $(m \times p)$ -Matrix multiplizieren:

$$(AB)^{ij} = \sum_{k=1}^m A^{ik} B^{kj}$$

das Ergebniss ist eine $(n \times p)$ -Matrix

Definition 10 Determinante. Für quadratische $((n \times n)$ -Matrizen) definieren wir die **Determinante**:

$$\det A = \frac{1}{n!} \underset{\downarrow}{\varepsilon^{i_1 \dots i_n}} A^{i_1 j_1} A^{i_2 j_2} \dots A^{i_n j_n} \varepsilon^{j_1 \dots j_n}$$

n-dim. Levi-Civita-Symbol

Damit erhält man:

Determinante einer (1×1) -Matrix: die Zahl selbst.

Erstes nichttriviales Beispiel: (2×2) -Matrix

$$\begin{aligned} \det A &= \det \begin{pmatrix} A^{11} & A^{12} \\ A^{21} & A^{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{2!} \varepsilon^{ij} A^{ik} A^{jl} \varepsilon^{kl} \\ &= \frac{1}{2!} (\varepsilon^{12} A^{11} A^{22} \varepsilon^{12} + \varepsilon^{12} A^{12} A^{21} \varepsilon^{21} + \varepsilon^{21} A^{21} A^{12} \varepsilon^{12} + \varepsilon^{21} A^{22} A^{11} \varepsilon^{21}) \\ &= \frac{1}{2} (A^{11} A^{22} + A^{12} A^{21} - A^{21} A^{12} + A^{22} A^{11}) = A^{11} A^{22} - A^{12} A^{21} \end{aligned}$$

Man überlegt sich leicht:

$$\det A = \sum_{\sigma} \operatorname{sgn} \sigma A^{1\sigma(1)} A^{2\sigma(2)} \dots A^{n\sigma(n)}$$

Also: $n!$ Summanden, Jeder ist Produkt von je einem Element aus jeder Zeile und Spalte der Matrix. Vorzeichen ist Vorzeichen der Permutation (siehe unten)

Beispiel 2 (3×3) -Matrix. Rechenschema:

$$A = \begin{pmatrix} A^{11} & A^{12} & A^{13} & A^{11} & A^{12} \\ A^{21} & A^{22} & A^{23} & A^{21} & A^{22} \\ A^{31} & A^{32} & A^{33} & A^{31} & A^{32} \end{pmatrix}$$

$$\det A = A^{11} A^{22} A^{33} + A^{12} A^{23} A^{31} + \dots$$

Betrachte nun den Ausdruck:

$$\begin{aligned} \varepsilon^{i_1 i_2 \dots i_n} A^{i_1 j_1} A^{i_2 j_2} \dots A^{i_n j_n} &= \varepsilon^{i_1 i_2 \dots} A^{i_2 j_2} A^{i_1 j_2} \dots \\ &= \varepsilon^{i_2 i_1 \dots} A^{i_2 j_2} A^{i_2 j_1} \dots = -\varepsilon^{i_1 i_2 \dots i_n} A^{i_1 j_2} A^{i_2 j_1} \dots A^{i_n j_n} \end{aligned}$$

Vorzeichenwechslung durch Vertauschen zweier Indizes, obiger Ausdruck ist "total antisymmetrisch"

Totale Antisymmetrie ist die definierende Eigenschaft von ε . Sie bestimmt jeden Ausdruck mit n Indizes bis auf Vorfaktor. Deshalb:

$$\varepsilon^{i_1 \dots i_n} A^{i_1 j_1} \dots A^{i_n j_n} = c \varepsilon^{j_1 \dots j_n}$$

Multipliziere mit $\varepsilon^{j_1 \dots j_n}$:

$$n! \det A = c \varepsilon^{j_1 \dots j_n} \varepsilon^{j_1 \dots j_n} = cn!$$

\Rightarrow alternative Formel für $\det A$:

$$\varepsilon^{i_1 \dots i_n} A^{i_1 j_1} \dots A^{i_n j_n} = (\det A) \varepsilon^{j_1 \dots j_n}$$

Zentraler Fakt: A invertierbar $\Leftrightarrow \det A \neq 0$