

M2

Mitschrift von Markus Drapalik und Bernhard Reiter
nach einer Vorlesung von Prof. Helmuth Hüffel
SS 2005, 2007

Überarbeitung von Bernhard Reiter und Prof. Helmuth Hüffel

Version vom 02-07-2007

Mitschrift noch inkomplett. Korrekturen und Ergänzungen sind noch möglich!

Inhaltsverzeichnis

1	Lineare gewöhnliche Differentialgleichungen und Randwertprobleme	7
1.1	Wiederholung von gewöhnlichen Differentialgleichungen mit Anfangsbedingungen	8
1.1.1	Typ getrennte Variable	10
1.1.2	Lineare DGL 1. Ordnung	10
1.1.3	Homogene lineare DGL 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten	10
1.1.4	Inhomogene lineare DGL 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten	11
1.1.5	Allgemeine homogene lineare DGL 2. Ordnung	12
1.1.6	Allgemeine lineare inhomogene DGL 2. Ordnung	13
1.1.7	Potenzreihenentwicklung	13
1.2	Randwertprobleme bei gewöhnlichen DGL 2. Ordnung	15
1.2.1	Sturm-Liouville'sches Randwertproblem	17
1.2.2	Verallgemeinerung der Randbedingungen	20
1.2.3	Wichtige Beispiele	20
2	Fourierreihen und -transformation	23
2.1	Fourierreihen	23
2.2	Fourier-Transformation	28
2.2.1	Ableitungsformeln	30
2.2.2	Anwendungsbeispiel der Fouriertransformation	31
2.2.3	Mehrdimensionale Fouriertransformation	32
2.2.3.1	Fouriertransformation einer radialsymmetrischen Funktion	33
3	Spezielle Funktionen	35
3.1	Legendre-Polynome	35
3.1.1	Explizite Formel für die Legendre-Polynome	37
3.1.2	Formel von Rodrigues	37
3.1.3	Integraldarstellung der P_n	38
3.1.4	P_n und DGL	38
3.1.5	Normierung, Orthogonalität	39
3.2	Besselfunktion $J_n(x)$	41

3.3	Hermite-Polynome	42
3.3.1	Integraldarstellung	43
3.3.2	Differentialgleichung	43
3.4	Laguerre-Polynome $L_n(x)$	44
3.4.1	Erzeugende Funktion	44
3.4.2	Integraldarstellung	44
3.4.3	Assoziierte Laguerre-Polynome	45
3.4.4	Differentialgleichung	45
3.5	Kugelfunktionen $Y_l^{lm}(\vartheta, \varphi)$	45
3.6	Gammafunktion $\Gamma(x)$	47
4	Theorie der Distributionen	49
4.1	Grundlegende Definitionen	49
4.2	Konventionelle Funktionen als Distributionen	51
4.2.1	Motivation	51
4.2.2	Formale Diskussion	51
4.3	Rechenregeln	53
4.3.1	Summe	53
4.3.2	Lineare Transformationen	53
4.3.3	Produkt	54
4.3.4	Differentiation von Distributionen	55
4.4	Fouriertransformation von Distributionen	57
4.4.1	Kurze Wiederholung der Fouriertransformation	57
4.4.2	Fouriertransformation einer temperierten Distribution	58
4.5	Faltung von Distributionen	60
4.6	Temperierte Distributionen im \mathbb{R}^n	62
4.7	Greensfunktionsmethode	64
4.8	Nichtlineare Variablentransformation der δ -Funktion	65
5	Partielle Differentialgleichungen 2. Ordnung im \mathbb{R}^3	67
5.1	Einleitung	67
5.2	Laplace-Gleichung	68
5.2.1	Randwertproblem, Eindeutigkeit der Lösung	68
5.2.2	Fundamentallösung der Laplace-Gleichung	69
5.2.3	Produktansatz in Polarkoordinaten	70
5.2.3.1	Produktansatz	71
5.2.3.2	Randbedingung	72
5.2.4	Produktansatz in Zylinderkoordinaten	73
5.2.4.1	Produktansatz (für innere Lösung)	74

5.2.4.2	Lösung des RWP	75
5.2.5	Produktansatz in kartesischen Koordinaten	75
5.2.5.1	Produktansatz	75
5.2.5.2	Randbedingung	75
5.3	Poisson-Gleichung	76
5.3.1	Randwertprobleme und Eindeutigkeit	76
5.3.2	Green-Funktion	76
5.3.3	Dirichlet-Green-Funktion	77
5.3.4	Spiegelungsmethode	77
5.3.5	Multipolentwicklung	78
5.4	Schwingungsgleichung	79
5.4.1	Homogene Schwingungsgleichung	79
5.4.2	Fundamentallösung	79
5.4.3	Produktansatz in Polarkoordinaten	80
5.4.4	Inhomogene Schwingungsgleichung	82
5.5	Wärmeleitungsgleichung	82
5.6	Schrödingergleichung	84
5.7	Wellengleichung	85
5.7.1	Radialsymmetrische Lösung	86
5.7.2	Stationäre Lösung	87
5.7.3	Ebene Wellen	87
5.7.4	Inhomogene Wellengleichung	88
5.7.5	Allgemeine Lösung des Anfangswertproblems	89
6	Lineare Operatoren im Hilbertraum	91
6.1	Grundtatsachen der Lebesgue'schen Integrationstheorie	91
6.2	Hilberträume	96
6.3	Basissysteme im Hilbertraum	100
6.4	Lineare Operatoren in endlich-dimensionalen Räumen	102
6.4.1	Eigenwerte, Eigenvektoren	103
6.5	Lineare beschränkte Operatoren im Hilbertraum	107
6.6	Lineare unbeschränkte Operatoren	109
7	Wahrscheinlichkeitsrechnung und stochastische Prozesse	111
7.1	Einführung (Brownsche Bewegung)	111
7.1.1	Eindimensionale Irrfahrt	111
7.1.1.1	Kombinatorische Herleitung	111
7.1.1.2	Einsteins Herleitung	112
7.1.2	Eindimensionale Brown'sche Bewegung	112

7.1.2.1	Historische Entwicklung	112
7.1.2.2	Theorie	113
7.1.3	Langevins Beschreibung der Brown'schen Bewegung	114
7.2	Grundlagen der Wahrscheinlichkeitstheorie	115
7.3	Stochastische Prozesse	116
7.4	Stochastische Differentialgleichungen und der Itô-Kalkül	119

Literatur

- [1] BERENDT, G. und E. WEIMAR: *Mathematik für Physiker*. In: *Funktionentheorie, gewöhnliche und partielle Differentialgleichungen*, Nr. 2. Physik-Verlag, 1990.
- [2] LANG, C. B. und N. PUCKER: *Mathematische Methoden in der Physik*. Elsevier - Spektrum Akademischer Verlag, 2005.

Kapitel 1

Lineare gewöhnliche Differentialgleichungen und Randwertprobleme

Eine *Differentialgleichung* (DGL) ist eine Gleichung, in der die Variable x , die gesuchte Funktion $y(x)$ sowie deren Ableitungen vorkommen.

Eine *gewöhnliche Differentialgleichung* in einer Variable x und einer gesuchten Funktion $y(x)$ ist von der Form

$$F(x, y, y', y'', \dots, y^{(n)}) = 0$$

Die höchste auftretende (n -te) Ableitung heißt *Ordnung* der Differentialgleichung.

Beispiel (Gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung).

$$(y')^2 + y^2 = 1$$

Einen bedeutenden Spezialfall stellt die *lineare gewöhnliche Differentialgleichung* dar: sie ist linear in y, y', y'', \dots

Beispiel (Lineare gewöhnliche Differentialgleichung zweiter Ordnung).

$$y'' + y = 0 \tag{1.1}$$

mit Lösung (c_1, c_2 Konstanten)

$$y = c_1 \cos x + c_2 \sin x \tag{1.2}$$

Bemerkung (Notation). Motiviert von der physikalischen Anwendung heißt die Variable oft t (*time*) und die gesuchte Funktion $x(t)$; die Ableitung nach t wird mit einem Punkt bezeichnet, $\dot{x}(t)$. In dieser Schreibweise lauten die obige DGL (1.1) und ihre Lösung (1.2)

$$\begin{aligned} \ddot{x} + x &= 0 \\ x(t) &= c_1 \cos t + c_2 \sin t \end{aligned}$$

Fragen, die im Zusammenhang mit DGL auftreten, sind insbesondere nach *Existenz*, *Eindeutigkeit* und *Gesamtheit* der Lösungen.

Ein *Anfangswertproblem* gibt Werte zu einer DGL ausschließlich an derselben Stelle vor,

$$y(x_0), y'(x_0), \dots$$

bzw.

$$x(t_0), \dot{x}(t_0), \dots$$

Ein Randwertproblem gibt dagegen Werte an verschiedenen Stellen vor, z. B. ($x_0 \neq x_1$)

$$y(x_0), y(x_1)$$

bzw.

$$x(t_0), x(t_1)$$

Beispiel (Randwertproblem).

$$y'' + y = 0$$

$$y(0) = 0$$

$$y(1) = 0$$

Wir werden sehen, dass $y(x) = 0$ für alle x . Dieses Randwertproblem hat damit *keine nichttriviale* Lösung!

Wir ändern unsere Fragestellung und wollen jetzt wissen, zu welchen Werten $\lambda \in \mathbb{C}$ es Lösungen $y(x)$ gibt, die

$$y'' + \lambda y = 0$$

erfüllen, und wie alle diese λ_n und $y_n(x)$ (für $n = 1, 2, 3, \dots$) lauten. Ein Beispiel für eine solche Situation liefert die Quantenmechanik (QM): Für welche Energiewerte hat die Schrödingergleichung eines Elektrons im Wasserstoffatom Lösungen?

1.1 Wiederholung von gewöhnlichen Differentialgleichungen mit Anfangsbedingungen

Satz (Existenz- und Eindeutigkeitsatz (Peano, Picard-Lindelöf; ohne Beweis)). *Sei*

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

Wenn f stetig im rechteckigen Gebiet $G \subset \mathbb{R}^2$ ist, sowie in G die Lipschitzbedingung erfüllt, so gibt es für jedes $(x_0, y_0) \in G$ genau eine Lösung der DGL, die in einer Umgebung von x_0 definiert ist, $y(x_0) = y_0$ erfüllt und stetig von (x_0, y_0) abhängt.

Definition (Lipschitzbedingung). Die Funktion f erfüllt im rechteckigen Gebiet G eine Lipschitzbedingung, wenn es ein $N > 0$ gibt, sodass für alle $(x, y_1), (x, y_2) \in G$

$$|f(x, y_2) - f(x, y_1)| \leq N |y_2 - y_1|$$

Bemerkung. Für uns genügt die schwächere Version für Existenz und Eindeutigkeit, dass f in einem rechteckigen Gebiet *stetig* sein und (bei festem x) eine *beschränkte partielle Ableitung nach y* haben soll, d. h.

$$\left| \frac{\partial f}{\partial y}(x, y) \right| < N$$

für $N > 0$ sein soll.

Beispiel.

$$\begin{aligned} y' &= \sqrt{y} \\ y(0) &= 1 \end{aligned}$$

Voraussetzung des Eindeutigkeitsatzes mit $y \geq a$, $a > 0$ erfüllt.

$$f(x, y) = \sqrt{y}$$

ist stetig,

$$\left| \frac{\partial f}{\partial y} \right| = \frac{1}{2\sqrt{y}} \leq \frac{1}{2\sqrt{a}}$$

ist beschränkt, da $a > 0$. Also existiert eine eindeutige Lösung (siehe später).

Speziell für

$$y' + f(x)y = g(x)$$

lautet der Existenz- und Eindeutigkeitsatz (EES):

Wenn $f(x)$, $g(x)$ auf abgeschlossenem Intervall stetig, dann gibt es eine eindeutige Lösung, die die Anfangsbedingung $y(x_0)$, $x_0 \in I$ erfüllt.

Schließlich für

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

ist der EES wie folgt:

Wenn f stetig im zylindrischen Gebiet $G = I \times K_2$ (wo $I \subset \mathbb{R}$ Intervall, $K_2 \in \mathbb{R}^2$ Kreisscheibe) ist, und partielle Ableitungen nach y , y' besitzt, so existiert eine eindeutige Lösung, die die Anfangsbedingung

$$\begin{aligned} y(x_0) &= \eta_0 \\ y'(x_0) &= \eta_1 \end{aligned}$$

erfüllt.

1.1.1 Typ getrennte Variable

$$\begin{aligned} y' &= \frac{f(x)}{g(y(x))} \\ \frac{dy}{dx} &= \frac{f(x)}{g(y)} \\ \int g(y)dy &= \int f(x)dx \end{aligned}$$

anschließend nach $y(x)$ auflösen

1.1.2 Lineare DGL 1. Ordnung

$$y' + f(x)y = g(x)$$

$$y_{\text{ges}}(x) = y_{\text{hom}}(x) + y_{\text{spez}}(x)$$

y_{hom} ist allgemeine Lösung von $y' + f(x)y = 0$ und das ist ja Typ getrennte Variable

y_{spez} durch Variation der Konstanten

Beispiel.

$$\begin{aligned} y' + y &= 1 + x \\ y_{\text{hom}} &= ke^{-x}, \quad k \in \mathbb{R} \\ y_{\text{spez}}(x) &= k(x)e^{-x} \\ k'e^{-x} - ke^{-x} + ke^{-x} &= 1 + x \\ k' &= (1+x)e^x \\ k &= \int (1+x)e^x dx = e^x + xe^x - e^x + c \end{aligned}$$

wählen $c = 0$

$$y_{\text{ges}} = ke^{-x} + x$$

1.1.3 Homogene lineare DGL 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten

$$y'' + a_1y' + a_0y = 0 \quad a_0, a_1 \in \mathbb{R}$$

Ansatz:

$$y = e^{\lambda x} \Rightarrow \lambda^2 + a_1\lambda + a_0 = 0$$

- $\lambda_1 \neq \lambda_2$: $y_{\text{hom}} = c_1e^{\lambda_1 x} + c_2e^{\lambda_2 x}$
- $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$: $y_{\text{hom}} = c_1e^{\lambda x} + c_2xe^{\lambda x}$
- Wenn y_1, y_2 Lösung der homogenen linearen DGL, so ist selbst für $c_1, c_2 \in \mathbb{C}$ $c_1e^{\lambda_1 x} + c_2e^{\lambda_2 x}$ Lösung

- Wenn $\lambda_{1,2} = \alpha \pm i\beta$: gilt für $y_1 = e^{\lambda_1 x}$, $y_2 = e^{\lambda_2 x}$: $y_1^* = y_2$
daher sind auch

$$\begin{aligned}\operatorname{Re} y_1 &= \frac{1}{2}(y_1 + y_1^*) = \frac{1}{2}(y_1 + y_2) \\ \operatorname{Im} y_1 &= \frac{1}{2i}(y_1 - y_1^*) = \frac{1}{2}(y_1 - y_2)\end{aligned}$$

Lösungen mit

$$\begin{aligned}\operatorname{Re} e^{(\alpha+i\beta)x} &= e^\alpha \cos \beta x \\ \operatorname{Im} e^{(\alpha+i\beta)x} &= e^\alpha \sin \beta x\end{aligned}$$

können wir auch schreiben

$$y_{\text{hom}} = e^{\alpha x}(c_1 \cos \beta x + c_2 \sin \beta x)$$

Zur Erinnerung:

2 Lösungen $y_1(x)$, $y_2(x)$ sind linear unabhängig (heißen Hauptsystem)

Wronski-Determinante verschwindet nicht $\forall x$

$$0 \neq W(x) = \begin{vmatrix} y_1 & y_2 \\ y_1' & y_2' \end{vmatrix} = y_1 y_2' - y_1' y_2$$

Beispiel. $\lambda_1 \neq \lambda_2$, $y_1 = e^{\lambda_1 x}$, $y_2 = e^{\lambda_2 x}$

$$W(x) = \begin{vmatrix} e^{\lambda_1 x} & e^{\lambda_2 x} \\ \lambda_1 e^{\lambda_1 x} & \lambda_2 e^{\lambda_2 x} \end{vmatrix} = e^{\lambda_1 x} e^{\lambda_2 x} (\lambda_2 - \lambda_1) \neq 0 \forall x$$

1.1.4 Inhomogene lineare DGL 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten

$$y'' + a_1 y' + a_0 y = f(x)$$

$$y_{\text{ges}} = y_{\text{hom}} + y_{\text{spez}}$$

$$y_{\text{spez}} = c_1(x)y_1(x) + c_2(x)y_2(x)$$

Die Lösung der homogenen Gleichung $y_{\text{hom}} = c_1 y_1 + c_2 y_2$ kennen wir schon aus Abschnitt 1.1.3; y_{spez} bestimmen wir mittels Variation der Konstanten. Man kann durch Einsetzen in inhomogene DGL nicht beide c_1 , c_2 festlegen, daher extra Bedingung notwendig.

Die spezielle Lösung ist frei wählbar!

Daher folgender Ansatz:

$$c_1' y_1 + c_2' y_2 = 0$$

rechnet man das durch, ergibt sich:

$$y_{\text{spez}}(x) = -y_1 \int \frac{y_2 f}{W} dx + y_2 \int \frac{y_1 f}{W} dx$$

Beispiel. $y'' + y = 1 \Rightarrow f(x) = 1$

$$\lambda^2 + 1 = 0, \lambda_{1,2} = \pm i$$

$$y_1 = \cos x, y_2 = \sin x$$

$$W = \begin{vmatrix} \cos x & \sin x \\ -\sin x & \cos x \end{vmatrix} = \cos^2 x + \sin^2 x = 1$$

$$y_{\text{spez}} = -\cos x \int \sin x \, dx + \sin x \int \cos x \, dx = 1$$

$$y_{\text{ges}} = k_1 \cos x + k_2 \sin x + 1$$

1.1.5 Allgemeine homogene lineare DGL 2. Ordnung

$$y'' + f(x)y' + g(x)y = 0$$

Es existieren 2 l.u. Lösungen, aber es gibt *kein* allgemeines Verfahren zu deren Bestimmung.

Manchmal ist eine Lösung $y_1(x)$ bekannt (z.B. durch Erraten), dann kann man dazu eine l.u. Lösung $y_2(x)$ bestimmen.

Betrachten zunächst W , leiten ab und setzen für y'' die DGL ein:

$$\begin{aligned} W &= y_1 y_2' - y_2 y_1' \\ W' &= y_1' y_2' + y_1 y_2'' - y_2' y_1' - y_2 y_1'' = y_1 y_2'' - y_2 y_1'' \\ &= y_1(-f y_2' - g y_2) - y_2(f y_1' - g y_1) - f(y_1 y_2' - y_2 y_1') \\ &= -f W \\ \int \frac{dW}{W} &= - \int f \, dx \\ \ln W &= - \int f \, dx \\ W &= e^{-\int f \, dx} \end{aligned}$$

Trick:

$$\begin{aligned} \left(\frac{y_2}{y_1}\right)' &= \frac{y_2' y_1 - y_2 y_1'}{y_1^2} = \frac{W}{y_1^2} \\ \frac{y_2}{y_1} &= \int \frac{W}{y_1^2} \, dx \\ y_2(x) &= y_1(x) \int \frac{W}{y_1^2} \, dx \end{aligned}$$

Beispiel.

$$y'' - \frac{2x}{1-x^2} y' + \frac{2}{1-x^2} y = 0, |x| < 1$$

Durch Erraten: $y_1(x) = x$

Probe:

$$\begin{aligned} y_1' &= 1 \\ y_1'' &= 0 \\ -\frac{2x}{1-x^2} + \frac{2}{1-x^2}x &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f(x) &= -\frac{2x}{1-x^2} \\ W(x) &= e^{-\int \frac{-2x}{1-x^2} dx} = e^{-\ln(1-x^2)} = \frac{1}{1-x^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y_2 &= x \int \frac{1}{1-x^2} \frac{1}{x^2} dx \\ &= \dots \\ &= x \left(-\frac{1}{x} + \frac{1}{2} \ln \frac{1+x}{1-x} \right) \\ &= -1 + \frac{x}{2} \ln \frac{1+x}{1-x} \end{aligned}$$

1.1.6 Allgemeine lineare inhomogene DGL 2. Ordnung

$$y'' + f(x)y' + g(x)y = h(x)$$

$$y_{\text{ges}} = y_{\text{hom}} + y_{\text{spez}}$$

Die homogene Lösung wird wie zuvor (Abschnitt 1.1.5) bestimmt, die spezielle mittels Variation der Konstanten

$$y_{\text{ges}} = k_1 y_1 + k_2 y_2 - y_1 \int \frac{y_2 h}{W} dx + y_2 \int \frac{y_1 h}{W} dx$$

1.1.7 Potenzreihenentwicklung

Wir betrachten

$$y'' + f(x)y' + g(x)y = 0$$

und suchen bei $x = x_0$ *näherungsweise* Lösungen

Definition. 1. $f(x), g(x)$ können bei x_0 analytisch ins Komplexe fortgesetzt werden, x_0 heißt *reguläre Stelle*.

2. Gilt dies nur für $(x - x_0)f(x)$ und $(x - x_0)^2 g(x)$, heißt x_0 *reguläre Singularität*

3. Sonst heißt x_0 *singuläre Stelle*

Es gilt:

1. Ist x_0 reguläre Stelle, so führt $y(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n (x - x_0)^n$ zu zwei l. u. Lösungen

2. Ist x_0 reguläre Singularität, so führt der *Frobeniusansatz* $y(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(x - x_0)^{\rho+n}$, $a_0 \neq 0$ zu mindestens einer Lösung $y_1(x)$. Der *Index* ρ wird als Wurzel deiner parametrischen Gleichung erhalten. Wir bezeichnen diese beiden Wurzeln mit ρ_1, ρ_2 .

(a) Wenn $\rho_1 - \rho_2 \notin \mathbb{Z}$, so liefern $y_1(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(x - x_0)^{\rho_1+n}$ und $y_2(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(x - x_0)^{\rho_2+n}$ zwei l. u. Lösungen.

(b) Wenn $\rho_1 - \rho_2 \in \mathbb{Z}$ (also insbesondere $\rho_1 = \rho_2$), so liefert $y_1(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(x - x_0)^{\rho_1+n}$ eine Lösung, die zweite dazu l. u. Lösung wird mit der Wronskideterminante gefunden. Es erbit sich dabei

$$y_2(x) = cy_1(x) \ln(x - x_0) + \sum_{n=0}^{\infty} a_n(x - x_0)^{\rho_2+n}$$

Beispiel.

$$y'' + \frac{1}{x}y' + \frac{1}{x(1-x)}y = 0$$

$$\begin{array}{ccc} \frac{1}{x} & \cdots & f(x) \\ \frac{1}{x(1-x)} & \cdots & g(x) \end{array}$$

Es ist $x_0 = 0$ eine reguläre Singularität, weil

$$\begin{aligned} x \frac{1}{x} &= 1 \\ x^2 \frac{1}{x(1-x)} &= \frac{x}{1-x} \end{aligned}$$

bei $x = 0$ analytisch fortsetzbar ist ($\frac{z}{1-z}$ hat keinen Pol bei $z_0 = 0$).

Ansatz:

$$\begin{aligned} y &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^{\rho+n} \\ y' &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n (\rho+n) x^{\rho+n-1} \\ y'' &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n (\rho+n)(\rho+n-1) x^{\rho+n-2} \end{aligned}$$

am bestem in folgende Umformung einsetzen

$$\begin{aligned} &x(1-x)y'' + (1-x)y' + y = 0 \\ &\sum_{n=0}^{\infty} \{a_n(\rho+n)(\rho+n-1)(x-x^2)x^{\rho+n-2} + a_n(\rho+n)(1-x)x^{\rho+n-1} + a_n x^{\rho+n}\} = 0 \end{aligned}$$

und sortieren nach Potenzen von x :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \{x^{\varrho+n-1}(\varrho+n)(\varrho+n-1+1) + x^{\varrho+n} [-(\varrho+n)(\varrho+n-1) - (\varrho+n) + 1]\} = 0$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n(\varrho+n)^2 x^{\varrho+n-1} + \sum_{n=0}^{\infty} a_n [1 - (\varrho+n)^2] x^{\varrho+n} = 0$$

Die niedrigsten Potenzen von x treten in den Summanden mit $n = 0$ auf, und zwar in der ersten Summe bei

$$x^{\varrho-1} : a_0 \varrho^2$$

Nun ist lt. Vor. $a_0 \neq 0 \Rightarrow \varrho^2 = 0 \Rightarrow \varrho = 0$ (bei 2 Lösungen würden 2 Fälle unterschieden)

$$\Rightarrow \sum_{n=0}^{\infty} a_n n^2 x^{n-1} + \sum_{n=0}^{\infty} a_n (1 - n^2) x^n = 0$$

Wieder Koeffizientenvergleich:

$$x^{-1} : a_0 \cdot 0 = 0$$

also keine Aussage, setzen mit dem nächsten fort

$$\begin{aligned} x^0 : \quad a_1 + a_0 = 0 &\Rightarrow a_1 = -a_0 \\ x^1 : \quad 4a_2 + a_1(1-1) = 0 &\Rightarrow a_2 = 0 \\ x^2 : \quad 9a_3 + a_2(1-4) = 0 &\Rightarrow a_3 = 0 \end{aligned}$$

könnte man noch fortsetzen, durch Induktionsbeweis Regelmäßigkeit zeigen, ...

$$y(x) = a_0(1-x)$$

$$\Rightarrow y_1 = 1-x$$

Potenzreihe hat für 2. Lösung nichts gebracht, aber wir können sie mit der Wronskideterminante bestimmen

Bemerkung. Warum muss bei Frobeniusansatz Bedingung für reguläre Singularität erfüllt sein?

Wäre z.B. $g(x) = \frac{c_{-3}}{x^3} + \sum_{k=-2}^{\infty} c_k x^k$ mit $c_{-3} \neq 0$, dann folgt nach Einsetzen

$$y(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n x^{\varrho+n}$$

mittels Koeffizientenvergleich, dass $c_{-3} = 0 \Rightarrow$ Widerspruch!!

Bemerkung. Einsetzen der Frobeniusreihenlösung $y_1(x)$ in die Wronskideterminantenformel führt allgemein zu $y_2(x) = u(x) \ln x + v(x)$, wo $u(x), v(x)$ Frobeniusreihen sind

1.2 Randwertprobleme bei gewöhnlichen DGL 2. Ordnung

$$y'' + f(x)y' + g(x)y = h(x)$$

Randbedingung:

$$\alpha_1 y(a) + \beta_1 y'(a) = \gamma_1$$

$$\alpha_2 y(b) + \beta_2 y'(b) = \gamma_2$$

$$a, b, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \gamma_1, \gamma_2 \in \mathbb{R}, a \neq b$$

Spezialfälle:

- $\beta_1 = \beta_2 = 0$ Dirichlet'sches Randwertproblem
- $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ Neumann'sches Randwertproblem
- $h(x) = 0, \gamma_1 = \gamma_2 = 0$ homogenes Randwertproblem
- sonst inhomogenes Randwertproblem

Bei homogenen RWP gibt es immer die triviale Lösung $y(x) \equiv 0$; wir nennen ein homogenes RWP *lösbar*, wenn es ein $y(x) \not\equiv 0$ gibt.

Im Gegensatz zum AWP ist inhomogenes RWP i. A. nicht immer lösbar

Beispiel.

$$y'' + y = 0$$

$$y(0) = y(1) = 0$$

$$y = e^{\mu x}$$

$$\mu^2 + 1 = 0$$

$$\mu = \pm i$$

$$y = c_1 \cos x + c_2 \sin x$$

$$y(0) = 0 = c_1$$

$$\Rightarrow y = c_2 \sin x$$

$$y(1) = 0 = c_2 \underbrace{\sin 1}_{\neq 0}$$

$$c_2 = 0$$

$$y(x) \equiv 0$$

Beispiel.

$$y'' + y = 1$$

$$y(0) = y(\pi) = 0$$

Mittels Variation der Konstanten ($W = 1, f = 1$):

$$\begin{aligned}
 y &= c_1 \cos x + c_2 \sin x + 1 \\
 y(0) = 0 &= c_1 + 1 \\
 \Rightarrow y &= -\cos x + c_2 \sin x + 1 \\
 y(\pi) = 0 &= -(-1) + c_2 \cdot 0 + 1
 \end{aligned}$$

Einsetzen der Randbedingungen führt also auf den Widerspruch $0 = 2$; es gibt daher keine Lösung.

Beispiel.

$$\begin{aligned}
 y'' + \lambda y &= 0 \\
 \lambda \in \mathbb{R}^+, y(0) = y(1) &= 0
 \end{aligned}$$

$$y = e^{\mu x}$$

$$\begin{aligned}
 \mu^2 + \lambda &= 0 \\
 \mu &= \pm i\sqrt{\lambda}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 y &= c_1 \cos \sqrt{\lambda}x + c_2 \sin \sqrt{\lambda}x \\
 y(0) = 0 &= c_1 \\
 \Rightarrow y &= c_2 \sin \sqrt{\lambda}x \\
 y(1) = 0 &= c_2 \sin \sqrt{\lambda} \\
 \Rightarrow \sqrt{\lambda} &= n\pi \\
 c_2 &\neq 0 \\
 \lambda_n &= (n\pi)^2 \\
 y_n &= c \sin n\pi x
 \end{aligned}$$

mit $n = 1, 2, 3, \dots$. Die unbestimmte Konstante kann durch eine Normierungsbedingung festgelegt werden, z.B.:

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 y_n^2(x) dx &= 1 \\
 c^2 \int_0^1 \sin^2 n\pi x dx &= \frac{c^2}{n\pi} \int_0^{n\pi} \sin^2 y dy = \frac{c^2}{2} \\
 c &= \sqrt{2}
 \end{aligned}$$

wobei $y = n\pi x$ benutzt wurde.

1.2.1 Sturm-Liouville'sches Randwertproblem

$$(p(x)y')' + q(x)y + \lambda r(x)y = 0$$

$$\alpha_1 y(a) + \beta_1 y'(a) = 0$$

$$\alpha_2 y(b) + \beta_2 y'(b) = 0$$

p, q, r reelle stetige Funktionen und überdies ist $p(x), r(x)$ positiv $\forall x$

Ges.: Eigenwerte λ_n und zugehörige Eigenfunktionen $y_n(x) \neq 0$

Beispiel.

$$y'' + \lambda y = 0$$

$$y(0) = y(1) = 0$$

$$\Rightarrow p(x) = r(x) = 1, q(x) = 0, a = b = 1$$

Es gilt, ohne Beweis, erläutert am Beispiel:

Satz. • *Eigenwerte sind reell, streng monoton steigend, $\lambda_n \rightarrow \infty$*

Bsp.: $\lambda_n = (n\pi)^2, n = 1, 2, 3, \dots$

• *Eigenfunktionen sind bis auf konstanten Faktor eindeutig*

Bsp.: $y_n = c \sin n\pi x$

• *EF y_n hat in (a, b) $n - 1$ Nullstellen*

Bsp.: $y_3 = c \sin 3\pi x$

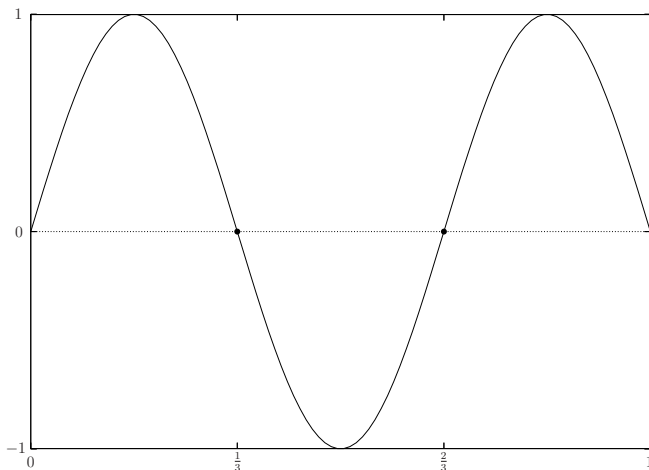


Abbildung 1.1: $y(x) = \sin 3\pi x$

• *EF bilden bilden (bei geeigneter Normierung) ein Orthonormalsystem mit Belegfunktion $r(x)$*

$$\int_a^b r(x) y_n(x) y_m(x) dx = \delta_{nm}$$

Bsp.: $c = \sqrt{2}, y_n = \sqrt{2} \sin n\pi x$

Sei $n \neq m$:

$$\begin{aligned} \int_0^1 \sqrt{2} \sin n\pi x \sqrt{2} \sin m\pi x dx &= \int_0^1 \cos(n-m)\pi x - \cos(n+m)\pi x dx \\ &= \frac{1}{(n-m)\pi} \sin(n-m)\pi x \Big|_0^1 - \frac{1}{(n+m)\pi} \sin(n+m)\pi x \Big|_0^1 = 0 \end{aligned}$$

$n = m$:

$$\int_0^1 2 \sin^2 n\pi x dx = 2 \cdot \frac{1}{2} \int_0^1 (1 - \cos 2n\pi x) dx = 1$$

- $EF y_n$ bilden vollständiges Orthonormalsystem. Das bedeutet insbesondere: Ist f stückweise stetig differenzierbar in (a, b) und erfüllt die Randbedingungen, so konvergiert

$$f_N(x) := \sum_{n=0}^N c_n y_n(x)$$

mit

$$c_n := \int_a^b r(x) f(x) y_n(x) dx$$

gleichmäßig gegen f (siehe auch Abb. 1.2)

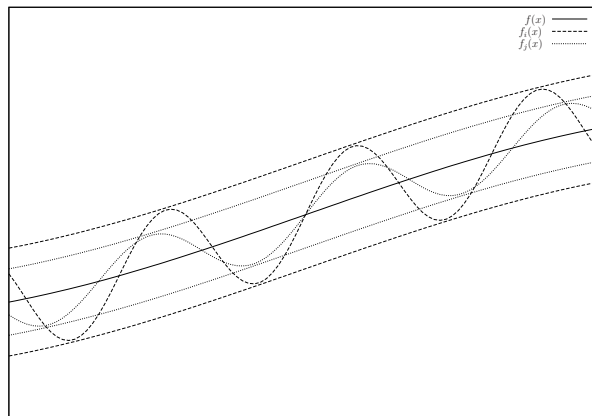


Abbildung 1.2: Gleichmäßige Konvergenz von $f_N(x)$ gegen $f(x)$ ($i < j$)

- Ist f Lebesgue-quadratintegrierbar (siehe 6.1) in (a, b) , so konvergiert f_N im quadratischen Mittel gegen f

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \int_a^b r(x) |f(x) - f_N(x)|^2 dx = 0$$

Beispiel: Fourierentwicklung $f(0) = f(1) = 0$ stetig differenzierbar

$$\begin{aligned} f_N(x) &= \sum_{n=0}^N c_n \sqrt{2} \sin n\pi x \\ c_n &= \int_0^1 f(x) \sqrt{2} \sin n\pi x dx \end{aligned}$$

1.2.2 Verallgemeinerung der Randbedingungen

Entweder Stetigkeit, oder Endlichkeit, oder höchstens Anwachsen wie Polynom bei a oder b .
Auch ein unendlich großes Intervall (z.B. $a = 0$, $b = \infty$) ist zugelassen.

1.2.3 Wichtige Beispiele

Legendre-Polynome $P_n(x)$

$$((1 - x^2)y')' + \lambda y = 0, \quad x \in [-1, 1]$$

$$\text{Randbedingung: } y(\pm 1) < \infty$$

ausschreiben und ausdifferenzieren:

$$(1 - x^2)y'' - 2xy' + \lambda y = 0$$

Ohne Beweis oder Herleitung:

$$\Rightarrow \lambda = n(n + 1), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$y_n \dots$ Legendre-Polynome

$$P_0 = 1$$

$$P_1 = x$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$$

DGL kommt bei Beschreibung von Membranen vor. DGL muss gelöst werden und Lösung muss Randbedingung genügen

Bemerkung. DGL hat an sich zwei l. u. Lösungen, durch Randbedingung bleibt jedoch nur eine übrig.

Besselfunktion J_n

$$(xy')' - \frac{n^2}{x}y + \lambda xy, \quad x \in [0, 1]$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots \text{ fix vorgegeben}$$

$$y(1) = 0, \quad y(0) < \infty$$

mittels $\xi = \sqrt{\lambda}x$ und $y(x) := J(\xi)$ transformieren wir (siehe Übungen)

$$\xi^2 J''(\xi) + \xi J'(\xi) + (\xi^2 - n^2)J(\xi) = 0$$

$$J(\sqrt{\lambda}) = 0, \quad J(0) < \infty$$

$$\Rightarrow \lambda_{n,m} = k_{n,m}^2, \quad k_{n,m} \dots \text{ Nullstellen von } J$$

J_n Besselfunktion, $y_n(x) = J_n(k_{n,m}x)$

Besselfunktionen hängen mit Kugelfunktionen zusammen

Bemerkung. Die zweite l. u. Lösung erfüllt die Randbedingung $y(0) < \infty$ nicht.

Hermite-Polynome H_n

$$(e^{-x^2} y')' + \lambda e^{-x^2} y = 0, y \in \mathbb{R}$$

y darf in ∞ höchstens wie endliche Potenz ansteigen (d.h. y ist Polynom)

Wir schreiben die Gleichung um:

$$y'' - 2xy' + \lambda y = 0$$

$$\Rightarrow \lambda_n = 2n, n = 0, 1, 2, \dots$$

$y_n \dots$ Hermitepolynome H_n

$$H_0 = 1$$

$$H_1 = 2x$$

$$H_2 = 4x^2 - 2$$

Bemerkung. Die zweite l. u. Lösung der DGL steigt nicht-polynomisch an.

Laguerre-Polynome L_n

$$(xe^{-x} y')' + \lambda e^{-x} y = 0, x \in [0, \infty]$$

$$y(0) < \infty$$

y darf in ∞ höchstens wie endliche Potenz ansteigen (d.h. y ist Polynom)

Wir schreiben wieder die Gleichung um:

$$xy'' + (1-x)y' + \lambda y = 0$$

$$\Rightarrow \lambda_n = n$$

$y_n \dots$ Laguerre – Polynome L_n

$$L_0 = 1$$

$$L_1 = 1 - x$$

$$L_2 = 1 - 2x + \frac{1}{2}x^2$$

Die Laguerre-Polynome kommen in der Schrödingergleichung des Wasserstoffatoms vor.

Bemerkung. Auch hier ist die zweite Lösung der DGL kein Polynom.

[3] ARFKEN, G.: *Mathematical Methods for Physicists*. Addison-Wesley, 1981.

Mitschrift noch inkomplett. Korrekturen und Ergänzungen sind noch möglich!

Kapitel 2

Fourierreihen und -transformation

2.1 Fourierreihen

1822 postulierte Fourier (ohne stichhaltige Beweise):

„Jede beliebige Funktion $f(x)$ mit Periode L , d. h. $f(x) = f(x + L)$, lässt sich in eine Reihe der Gestalt

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{2\pi nx}{L} + b_n \sin \frac{2\pi nx}{L} \right)$$

entwickeln, wo

$$a_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \cos \frac{2\pi nx}{L} dx \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

$$b_n = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin \frac{2\pi nx}{L} dx \quad n = 1, 2, \dots$$

Analog gilt (siehe Übungen)

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \frac{1}{\sqrt{L}} e^{\frac{2\pi i n}{L} x}$$

wo

$$c_n = \int_0^L f(x) \frac{1}{\sqrt{L}} e^{-\frac{2\pi i n}{L} x} dx$$

Beweise zu Fouriers Postulat – unter welchen Voraussetzungen die Reihe in welchem Sinne konvergiert:

Mitte 19. Jhd.: Dirichlet, Riemann

Anfang 20. Jhd.: Lebesgue, Riesz, Fischer

Beispiel.

$$f(x) = \left(\frac{\pi - x}{2} \right)^2 \quad x \in [0, 2\pi]$$

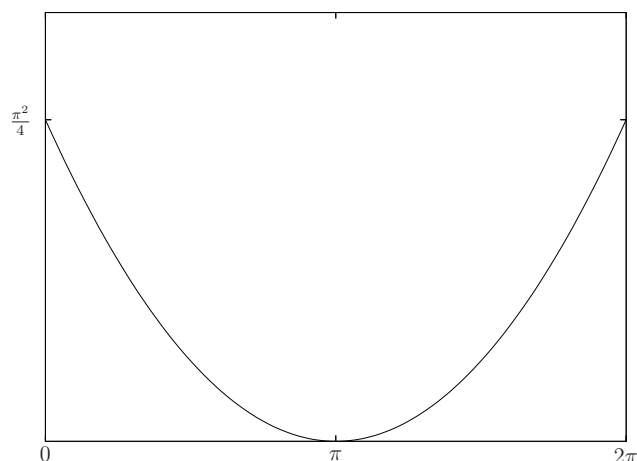


Abbildung 2.1: $f(x) = \left(\frac{\pi-x}{2}\right)^2$

Offensichtlich gilt $f(0) = f(2\pi) = \frac{\pi^2}{4}$

Für $n \neq 0$ ist

$$a_n = \frac{2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\pi-x}{2}\right)^2 \cos nx dx = \dots = \frac{1}{n^2}$$

$$b_n = \dots = 0$$

und

$$a_0 = \frac{2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\pi-x}{2}\right)^2 dx = \dots = \frac{\pi^2}{6}$$

Damit

$$f(x) \stackrel{?!?}{=} \frac{\pi^2}{12} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos nx}{n^2}$$

Wollen folgenden Satz beweisen:

Satz. Sei $f(x)$ L -periodisch, stetig und stetig differenzierbar. Dann konvergiert die Fourierreihe $f_N(x) = \sum_{n=-N}^N c_n e^{2\pi i n x}$ gleichmäßig gegen f (o. B. d. A. $L = 1$).

Beweis in zwei Schritten:

1. Fourierreihe konvergiert gleichmäßig
2. Für festes $x \in [0, 1]$ konvergiert Fourierreihe punktweise gegen f .

Einige Hilfsüberlegungen:

$$\int_c^{c+1} f(x) dx \stackrel{!}{=} \int_0^1 f(x) dx$$

wo $c \in \mathbb{R}$ und $f(x) = f(x+1)$.

$$\int_c^1 f(x) dx + \int_1^{c+1} f(x) dx = \int_0^c f(y+1) dx = \int_0^c f(y) dy = \int_0^c f(x) dx$$

wo $y = x - 1$ gesetzt wurde.

Bessel'sche Ungleichung

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} |c_n|^2 \leq \int_0^1 f(x)^2 dx \quad (2.1)$$

Beweis. Im folgenden ist \bar{c}_n das komplex Konjugierte von c_n .

$$\begin{aligned} 0 &\leq \int_0^1 dx \left(f - \sum_{n=-N}^N \bar{c}_n e^{-2\pi i n x} \right) \left(f - \sum_{m=-N}^N c_m e^{2\pi i m x} \right) \\ &= \int_0^1 dx f(x)^2 - \sum_{n=-N}^N \bar{c}_n \int_0^1 f(x) e^{-2\pi i n x} dx - \sum_{m=-N}^N c_m \int_0^1 f(x) e^{-2\pi i n x} dx + \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-N}^N \bar{c}_n c_m \int_0^1 e^{-2\pi i (n-m)x} dx \\ &= \int_0^1 dx f(x)^2 - \sum_{n=-N}^N \bar{c}_n c_n - \sum_{m=-N}^N c_m \bar{c}_m + \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-N}^N \bar{c}_n c_m \delta_{nm} \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} |c_n|^2 &\leq \int_0^1 f(x)^2 dx \quad \forall N \end{aligned}$$

□

Riemann-Lebesgue Lemma

$$\lim_{n \rightarrow \infty} c_n = 0 \quad (2.2)$$

Beweis. Da

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} |c_n|^2 \leq \int_0^1 f(x)^2 dx < \infty$$

muss c_n Nullfolge sein!

□

Cauchy-Schwarz'sche Ungleichung

$$\left| \sum_{n=1}^N a_n b_n \right| \leq \sqrt{\sum_{n=1}^N |a_n|^2} \sqrt{\sum_{n=1}^N |b_n|^2} \quad (2.3)$$

Nun wollen wir zeigen, dass die Fourierreihe gleichmäßig konvergiert, d. h. für alle ϵ existiert ein N_0 unabhängig von $x \in [0, 1]$, sodass $\forall N', N > N_0$, wo $N' < N$

$$|f_N(x) - f_{N'}(x)| < \epsilon \quad \forall x \in [0, 1]$$

Beweis. Zunächst zeigen wir

$$\begin{aligned} |f_N(x) - f_{N'}(x)| &= \left| \sum_{n=-N}^N c_n e^{2\pi i n x} - \left(\sum_{n=-N'}^{-N-1} + \sum_{n=-N}^N + \sum_{n=N+1}^{N'} \right) c_n e^{2\pi i n x} \right| \\ &= \left| \sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} c_n e^{2\pi i n x} \right| \leq \sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} |c_n| \end{aligned} \quad (2.4)$$

□

Da laut Voraussetzung f stetig differenzierbar ist, können wir die Fourierkoeffizienten $d_n := \int_0^1 f'(x)e^{-2\pi inx} dx$ von f' betrachten. Es gilt die Ableitungsformel

$$d_n = 2\pi in c_n \quad (2.5)$$

Beweis. Partielle Integration ergibt

$$d_n = \int_0^1 f'(x)e^{-2\pi inx} dx = f(x)e^{-2\pi inx} \Big|_0^1 - (-2\pi in) \int_0^1 f(x)e^{-2\pi inx} dx = 0 + 2\pi in c_n$$

wobei der erste Term aufgrund der Periodizität verschwindet .

□

Nun setzen wir die Ableitungsformel (2.5) in (2.4) ein, wenden die Cauchy-Schwarz-Ungleichung (2.3) an und erhalten die erste Zeile der folgenden Ungleichungskette:

$$\begin{aligned} |f_N(x) - f_{N'}(x)| &\leq \sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} \left| \frac{1}{2\pi n} d_n \right| \leq \sqrt{\sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} \left| \frac{1}{2\pi n} \right|^2} \sqrt{\sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} |d_n|^2} \\ &\leq \sqrt{\sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} \left| \frac{1}{2\pi n} \right|^2} \sqrt{\sum_{N+1 \leq |n| \leq N'} |d_n|^2} \leq \frac{\text{const}}{\sqrt{N}} \sqrt{\int_0^1 (f'(x))^2 dx} \\ &\leq \frac{\text{const}}{\sqrt{N}} \cdot \text{const} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 0 \end{aligned}$$

Weiters haben wir in der zweiten Zeile die Bessel'sche Ungleichung (2.1) für $f'(x)$ sowie die folgende Überlegung verwendet:

$$\sum_{N+1 \leq |n|} \frac{1}{n^2} = 2 \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{1}{n^2} < \int_{N+1}^{\infty} \frac{dx}{(x-1)^2} = -\frac{2}{x-1} \Big|_{N+1}^{\infty} = \frac{2}{N}$$

Wir zeigen nun, dass für festes $x \in [0, 1]$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} (f_N(x) - f(x)) = 0$$

Definition. Dirichlet-Klassen

$$D_N(x) = \sum_{|n| \leq N} e^{2\pi inx}$$

Bemerkung.

$$D_N(x) = D_N(x+1)$$

Sei $x \in \mathbb{Z}$. Dann ist

$$D_N(x) = \sum_{|n| \leq N} 1 = 2N + 1$$

Nun sei $x \notin \mathbb{Z}$. Dann gilt unter Verwendung der Summenformel für die geometrische Reihe

$$\begin{aligned} D_N(x) &= e^{-2\pi i N x} \frac{1 - e^{2\pi i (2N+1)x}}{1 - e^{2\pi i x}} = \frac{e^{2\pi i (N+1)x} - e^{-2\pi i N x}}{e^{2\pi i x} - 1} \\ &= \frac{e^{\pi i x}}{e^{\pi i x}} \cdot \frac{e^{i\pi(2N+1)x} - e^{-i\pi(2N+1)x}}{e^{i\pi x} - e^{-i\pi x}} = \frac{\sin \pi(2N+1)x}{\sin \pi x} \end{aligned}$$

und mit dem Satz von L'Hospital

$$D_N(x) = \frac{\sin \pi(2N+1)x}{\sin \pi x} \quad \forall x \in [0, 1]$$

Weiters

$$\begin{aligned} f_N(x) &= \sum_{|n| \leq N} c_n e^{2\pi i n x} = \sum_{|n| \leq N} \int_0^1 dy f(y) e^{-2\pi i n y} e^{2\pi i n x} \\ &= \int_0^1 dy f(y) D_N(x-y) = \int_{-x}^{1-x} dy' f(x+y') D_N(y') = \int_{-1/2}^{1/2} dy f(x+y) D_N(y) \end{aligned}$$

wo $y' = y - x$. In der letzten Gleichung wurde die Periodizität des Integranden benutzt ($y' \rightarrow y' + 1$).

$$\begin{aligned} f_N(x) - f(x) &= \int_{-1/2}^{1/2} dy \{f(x+y) - f(x)\} D_N(y) \\ &= \int_{-1/2}^{1/2} dy \frac{f(x+y) - f(x)}{\sin \pi y} \sin \pi(2N+1)y \end{aligned}$$

Dabei ist der erste Faktor des Integranden stetig in $[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$.

Schließlich gilt, unter Benutzung des Riemann-Lebesgue-Lemmas (2.2)

$$\lim_{N \rightarrow \infty} (f_N(x) - f(x)) = 0$$

Weitere Verallgemeinerung:

Satz. Sei f stetig bis auf endlich viele Unstetigkeitsstellen, die nur Sprungstellen sein sollen. Bis auf die Sprungstellen und weitere endlich viele Knicke sei f stetig differenzierbar und es sollen überall Links- und Rechtsableitungen existieren.

Dann

1. konvergiert $f_n(x) \rightarrow f(x)$ gleichmäßig in jedem abgeschlossenen Intervall, das keine Sprungstelle enthält.
2. konvergiert $f_n(x)$ um die Sprungstelle x_0 gegen

$$\frac{1}{2} (f(x_0+0) + f(x_0-0))$$

den Mittelwert von $\lim_{x \searrow x_0} f(x) =: f(x_0+0)$ und $\lim_{x \nearrow x_0} f(x) =: f(x_0-0)$.

Bemerkung. 1. Abgesehen von Knickstellen schon bewiesen; bisheriger Beweis bleibt gültig auch für Knickstellen, da die Bessel'sche Ungleichung und das Riemann-Lebesgue-Lemma auch für diesen Fall gültig sind (ohne Beweis, siehe später).

Gibbs-Phänomen (ohne Beweis) In der Nähe einer Sprungstelle wird $f(x)$ von den Partialsummen $f_N(x)$ um ca. 8,9% der Sprungweite übertroffen, $x_{\max} = \mathcal{O}\left(\frac{1}{N}\right)$.

Beispiel.

$$f(x) = \begin{cases} 1 & 0 \leq x \leq \pi \\ -1 & \pi \leq x \leq 2\pi \end{cases}$$

$$f_N(x_{\max}) - f(x_{\max}) = 0.179\dots + \mathcal{O}\left(\frac{1}{N}\right)$$

$$x_{\max} = \mathcal{O}\left(\frac{1}{N}\right)$$

2.2 Fourier-Transformation

Für die stetige und stetig differenzierbare, L -periodische Funktion $f(n)$ gilt

$$\begin{aligned} f(x) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\int_{-L/2}^{L/2} f(y) \frac{1}{\sqrt{L}} e^{-i\frac{2\pi n}{L}y} dy \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{L}} e^{i\frac{2\pi n}{L}x} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi}{L} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-L/2}^{L/2} f(y) e^{-i\frac{2\pi n}{L}y} dy \right) e^{i\frac{2\pi n}{L}x} \end{aligned}$$

Intuitiv: wenn $L \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} k &\approx \frac{2\pi n}{L} \\ dk &\approx \frac{2\pi}{L} \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi}{L} &\approx \int_{-\infty}^{\infty} dk \end{aligned}$$

$$f(x) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dk \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(y) e^{-iky} dy \right) e^{ikx}$$

In welchem Sinn gilt nun die Näherung; und für welche $f(x)$ existiert $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx$?

Definition. Sei S die Menge der unendlich oft differenzierbaren Funktionen $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$, sodass f und alle ihre Ableitungen schneller als jede Potenz bei $|x| \rightarrow \infty$ gegen Null geht; das bedeutet mathematisch

$$\sup_{x \in \mathbb{R}} |x^p f^{(q)}(x)| < \infty \quad \forall p, q \in \mathbb{N}$$

oder: es existiert ein $x_0 > 0$, sodass für $|x| > x_0$

$$|x^p f^{(q)}(x)| \leq \text{const} \quad p, q \in \mathbb{N}$$

oder

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} |x^p f^{(q)}(x)| = 0 \quad \forall p, q \in \mathbb{N}$$

Beispiel.

$$\begin{aligned} e^{-x^L} &\in S \\ \frac{1}{1+x^2} &\notin S \\ e^{-x} &\notin S \\ e^{-|x|} &\notin S \end{aligned}$$

Bemerkung.

$$\begin{aligned} f \in S &\Rightarrow f^{(n)} \in S \\ f \in S &\Rightarrow p(x)f(x) \in S \end{aligned}$$

wo $p(x)$ Polynom.

Definition (Fouriertransformation). Sei $f \in S$. Dann lauten die Fouriertransformation $\mathcal{F}f$ und die inverse Fouriertransformation $\mathcal{F}^{-1}f$

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}f)(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx} dx & k \in \mathbb{R} \\ (\mathcal{F}^{-1}f)(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{ikx} dx & x \in \mathbb{R} \end{aligned}$$

Satz. Wenn $f \in S$, dann existiert $\mathcal{F}f$.

Beweis.

$$\begin{aligned} |(\mathcal{F}f)(k)| &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx} dx \right| \\ &\leq \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx = \int_{0 \leq |x| \leq x_0} |f(x)| dx + \int_{|x| > x_0} |f(x)| dx \\ &\leq \int_{|x| > x_0} \frac{c}{x^2} dx = \frac{2c}{x_0} < \infty \end{aligned}$$

Hierbei wurde benutzt, dass der linke Term wegen der Stetigkeit von f endlich ist. Weiters kann man x_0 so wählen, dass für $|x| > x_0$ gilt $|f(x)| \leq \frac{c}{x^2}$.

□

Bemerkung. $(\mathcal{F}f)(k)$ konvergiert für $f \in S$ absolut (ist dabei k -unabhängig); und ist somit gleichmäßig konvergent in k .

Beispiel.

$$\begin{aligned} f(x) &= e^{-x^2/2} \\ \Rightarrow (\mathcal{F}f)(k) &= e^{-k^2/2} \end{aligned}$$

Siehe dazu auch die Übungen!

Definition (Gleichmäßige Konvergenz).

$$\int_0^{\infty} f(x, y) dx$$

konvergiert gleichmäßig in $y \in [y_0, y_1]$ falls es zu jedem $\epsilon > 0$ ein N gibt, sodass für alle $N_1, N_2 > N$, $y \in [y_0, y_1]$ gilt

$$\left| \int_{N_1}^{N_2} f(x, y) dx \right| < \epsilon$$

Die Funktionen

$$g(y) = \int_a^\infty f(x, y) dx \quad \text{stetig}$$

$$g'(y) = \int_a^\infty \frac{\partial f(x, y)}{\partial y} dx$$

nur wenn $\int_a^\infty \frac{\partial f}{\partial y}(x, y) dx$ gleichmäßig konvergent in y .

2.2.1 Ableitungsformeln

$$(\mathcal{F}f')(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f'(x) e^{-ikx} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[f(x) e^{-ikx} \Big|_{-\infty}^{\infty} + ik \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \right]$$

$$= ik(\mathcal{F}f)(k) \tag{2.6}$$

Dabei wurde partiell integriert (das ist erlaubt, da $(\mathcal{F}f')(k)$ gleichmäßig konvergent in k ist). Der erste Term fällt dann weg, da $f(x) \in S$.

Iteration führt zu höheren Ableitungen:

$$(\mathcal{F}f^{(p)})(k) = (ik)^p (\mathcal{F}f)(k)$$

$$(\mathcal{F}f)'(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \left(\frac{d}{dx} e^{-ikx} \right) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) (-ix) e^{-ikx} dx$$

$$= (\mathcal{F}(-ixf))(k) \tag{2.7}$$

Hier ist mit $f(x) \in S$ auch $ixf(x) \in S$. Da $(\mathcal{F}(-ixf))(k)$ gleichmäßig konvergent in k , durfte unter dem Integralzeichen differenziert werden.

Iteration:

$$(\mathcal{F}f)^{(q)}(k) = (\mathcal{F}(-ix)^{(q)}f)(k)$$

Insgesamt

$$(-ix)^p (\mathcal{F}f)^{(q)}(k) = (ik)^p \mathcal{F}((-ix)^q f)(k) = \mathcal{F}(((-ix)^q f)^{(p)})(k) \quad p, q \in \mathbb{N}$$

Satz. *Fourierreihe bildet S auf sich selbst ab, d. h. wenn $f \in S$, dann auch $\mathcal{F}f \in S$. (siehe Übungen)*

Satz (Plancherel-Gleichung). *(ohne Beweis.) Für $f \in S$ gilt*

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |(\mathcal{F}f)(k)|^2 dk$$

Satz (Faltungstheorem). Für $f, g \in S$ gilt

$$\mathcal{F}(f \cdot g) = \mathcal{F}f \circ \mathcal{F}g \quad (2.8)$$

$$\mathcal{F}(f \circ g) = \mathcal{F}f \cdot \mathcal{F}g \quad (2.9)$$

wo

$$(f \circ g)(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x')g(x-x')dx' = (g \circ f)(x) \quad (2.10)$$

Beweis.

$$\begin{aligned} \mathcal{F}f \cdot \mathcal{F}g &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx'} f(x')dx' \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iky'} g(y')dy' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik(x'+y')} f(x')g(y')dx'dy' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ikx} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x-y)g(y)dy \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ikx} (g \circ f)(x) = \mathcal{F}((g \circ f))(k) \\ &= \mathcal{F}((f \circ g))(k) \end{aligned}$$

In der dritten Zeile haben wir $x = x' + y'$, $y = y'$ und $dx'dy' = dx dy$ verwendet.

□

2.2.2 Anwendungsbeispiel der Fouriertransformation

Auffinden spezieller Lösungen von Differentialgleichungen, z. B.

$$y'' - y = f$$

bei vorgegebenem $f \in S$.

Fouriertransformation der Gleichung

$$\begin{aligned} \mathcal{F}y'' - \mathcal{F}y &= \mathcal{F}f \\ -k^2 \mathcal{F}y - \mathcal{F}y &= \mathcal{F}f \\ -(1+k^2)\mathcal{F}y &= \mathcal{F}f \\ \mathcal{F}y &= -\frac{1}{1+k^2} \mathcal{F}f \end{aligned}$$

Rücktransformation und Anwendung des Faltungstheorems 4.5 ergibt

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}\mathcal{F}y &= y = -\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{1+k^2}\right) \circ \mathcal{F}^{-1}\mathcal{F}f \\ y(x) &= -\left(\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{1+k^2}\right) \circ f\right)(x) \\ y(x) &= -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-|x-x'|} f(x')dx' \end{aligned}$$

da $\mathcal{F}^{-1}\left(\frac{1}{1+k^2}\right) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-|x|}$ (siehe Übungen).

Bemerkung. Vgl. frühere Formel für spezielle Lösungen:

Homogene Lösung $y'' - y = 0$

$$\begin{aligned}
 y_1 &= e^x \\
 y_2 &= e^{-x} \\
 W &= \begin{vmatrix} e^x & e^{-x} \\ e^x & -e^{-x} \end{vmatrix} = -2 \\
 y_{\text{spez}}(x) &= -e^x \int_{c_1}^x \frac{e^{-x'} f(x')}{-2} dx + e^{-x} \int_{c_1}^x \frac{e^{x'} f(x')}{-2} dx
 \end{aligned}$$

hängt mit obiger Lösung zusammen:

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-|x-x'|} f(x') dx' &= -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^x e^{-x+x'} f(x') dx' - \frac{1}{2} \int_x^{\infty} e^{x-x'} f(x') dx' \\
 &= -\frac{1}{2} \int_{c_1}^x e^{-x+x'} f(x') dx' + \frac{1}{2} \int_{c_2}^x e^{x-x'} f(x') dx' + K_1 e^{-x'} + K_2 e^x
 \end{aligned}$$

Dabei sind K_1 und K_2 endlich, da $f(x) \in S$.

2.2.3 Mehrdimensionale Fouriertransformation

Definition. Für $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$ ist $f(\mathbf{x}) \in S$, wenn f beliebig hohe partielle Ableitungen besitzt und für $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}$ sowie für alle $k \in \mathbb{N}$ und für alle $p = p_1 + p_2 + \dots + p_n$, $p_i \in \mathbb{N}$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left| r^k \frac{\partial^p f}{\partial x_1^{p_1} \dots \partial x_n^{p_n}} \right| = 0$$

Beispiel.

$$\begin{aligned}
 e^{-r^2} &\in S \\
 x_1^2 e^{-r^2} &\in S
 \end{aligned}$$

Dagegen $e^{-x_1^2} \notin S$, da es mit $x_1 = 0$ bei $r \rightarrow \infty$ nicht abfällt.

Definition (Mehrdimensionale Fouriertransformation). Sei $\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^n$, $\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_1 \\ \vdots \\ k_n \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^n$.

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{F}f)(\mathbf{k}) &= \frac{1}{(2\pi)^{n/2}} \int_{\mathbb{R}^n} f(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} d^n x \\
 (\mathcal{F}^{-1}f)(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^{n/2}} \int_{\mathbb{R}^n} f(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} d^n k
 \end{aligned}$$

Beispiel. $n = 3$, $\mathbf{x}, \mathbf{k} \in \mathbb{R}^3$

$$f(\mathbf{x}) = e^{-\mathbf{x}^2/2} = \prod_{i=1}^n e^{-x_i^2/2}$$

$$(\mathcal{F}f)(\mathbf{k}) = \prod_{i=1}^3 e^{-k_i^2/2} = e^{-\mathbf{k}^2/2}$$

Bei allgemeinen $f(\mathbf{x})$ faktorisiert $(\mathcal{F}f)(\mathbf{k})$ nicht!

2.2.3.1 Fouriertransformation einer radialsymmetrischen Funktion

Sei $n = 3$, $\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}$, $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ und $f(\mathbf{x}) = f(r)$. Denken wir uns $\mathbf{k} \in \mathbb{R}^3$ fest,

$$\mathbf{k}\mathbf{x} = kr \cos \theta$$

$$d^3x = r^2 dr \sin \theta d\theta d\phi = r^2 dr d\cos \theta d\phi$$

wo $k = |\mathbf{k}|$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \phi \leq 2\pi$. Dann ist

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}f)(\mathbf{k}) &\stackrel{!}{=} (\mathcal{F}f)(k) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\cos \theta e^{-ikr \cos \theta} r^2 f(r) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_0^\infty dr \left[\frac{1}{ikr} e^{-ikr \cos \theta} \right]_{\cos \theta = -1}^{\cos \theta = 1} r^2 f(r) \\ (\mathcal{F}f)(k) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{k} \int_0^\infty dr f(r) r \sin kr \end{aligned} \tag{2.11}$$

Analog die Rücktransformation

$$(\mathcal{F}^{-1}f)(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{r} \int_0^\infty dk f(k) k \sin kr \tag{2.12}$$

Wählen Polarkoordinaten im \mathbb{R}^3

$$\begin{aligned} x_1 &= r \sin \theta \cos \phi \\ x_2 &= r \sin \theta \sin \phi \\ x_3 &= r \cos \theta \end{aligned}$$

mit $0 \leq \theta \leq \pi$ und $0 \leq \phi \leq 2\pi$; weiters

$$d^3x = dx_1 dx_2 dx_3 r^2 dr \sin \theta d\theta d\phi$$

Wählen x_1, x_2, x_3 -Achsen so, dass $\mathbf{k} \parallel x_3$ -Achse

$$\begin{aligned} k_1 &= 0 \\ k_2 &= 0 \\ k_3 &= 0 \end{aligned}$$

Außerdem $k = |\mathbf{k}|$.

Beispiel.

$$\begin{aligned} f(r) &= e^{-ar} \quad a > 0 \\ \sqrt{\frac{\pi}{2}} |\mathbf{k}| (\mathcal{F}f)(|\mathbf{k}|) &= \int_0^\infty dr \sin |\mathbf{k}| r e^{-ar} = \operatorname{Im} \int_0^\infty dr e^{-(a-i|\mathbf{k}|)r} \\ &= \operatorname{Im} \frac{1}{a-i|\mathbf{k}|} \int_0^\infty dr e^{-(a-i|\mathbf{k}|)r} = \operatorname{Im} \frac{1}{(a-i|\mathbf{k}|)^2} \cdot \frac{(a+i|\mathbf{k}|)^2}{(a+i|\mathbf{k}|)^2} \\ &= \frac{2a|\mathbf{k}|}{(a^2+k^2)^2} \\ (\mathcal{F}f)(|\mathbf{k}|) &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{2a|\mathbf{k}|}{(a^2+k^2)^2} \end{aligned}$$

In der zweiten Zeile wurde dabei partiell integriert.

[4] ARFKEN, G.: *Mathematical Methods for Physicists*. Addison-Wesley, 1981.

Kapitel 3

Spezielle Funktionen

Funktionen wie die *Legendre-Polynome* (3.1), die *Besselfunktion* (3.2), die *Hermite-Polynome* (3.3) oder die *Laguerre-Polynome* (3.4) hängen mit den Lösungen diverser Randwertprobleme zusammen, sowie mit den Lösungen partieller Differentialgleichungen.

3.1 Legendre-Polynome

Definition. Erzeugende Funktion der Legendre-Polynome ist¹:

$$\frac{1}{\sqrt{1-2xt+t^2}}$$

wenn $|1-2xt+t^2| < 1$, ergibt sich nach Taylor-Entwicklung und unter Anwendung des Binomischen Lehrsatzes:

$$\begin{aligned} (1-2xt+t^2)^{-1/2} &= \sum_{l=0}^{\infty} \binom{-\frac{1}{2}}{l} (-2xt+t^2)^l \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \binom{-\frac{1}{2}}{l} \sum_{k=0}^l \binom{l}{k} t^{2k} (-2xt)^{l-k} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=0}^l \binom{-\frac{1}{2}}{l} \binom{l}{k} t^{l+k} (-2x)^{l-k} \end{aligned} \quad (3.1)$$

wenn Doppelsumme absolut konvergent ist, also wenn $|t^2| < 1$, $|2x| < 1$, können wir umordnen

$$\frac{1}{\sqrt{1-2xt+t^2}} = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(x)t^l$$

16.03

Beispiel.

$$\frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon}} = 1 - \frac{1}{2}\varepsilon + \frac{3}{8}\varepsilon^2 + \dots$$

¹Das ist ein wenig verwirrend, aber man gewöhnt sich daran
Tipp: x ist immer das, woraus die Polynome werden

wo $\varepsilon = -2xt + t^2$

$$\frac{1}{\sqrt{1-2xt+t^2}} = 1 + xt + \frac{1}{2}(3x^2 - 1)t^2 + \dots$$

$$P_0 = 1$$

$$P_1 = x$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$$

\vdots

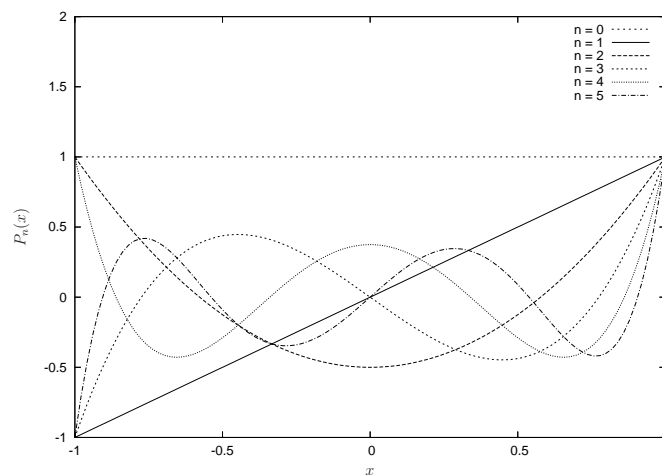


Abbildung 3.1: Die ersten sechs Legendre-Polynome P_n

Beispiel. Seien $\mathbf{x}, \mathbf{x}' \in \mathbb{R}^3$, $R = |\mathbf{x}'| > r = |\mathbf{x}|$.

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} &= \frac{1}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2Rr \cos \alpha}} \\ &= \frac{1}{R} \frac{1}{\sqrt{1 - 2\left(\frac{r}{R}\right) \cos \alpha + \left(\frac{r}{R}\right)^2}} \\ &= \frac{1}{R} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \alpha) \left(\frac{r}{R}\right)^l \end{aligned} \tag{3.2}$$

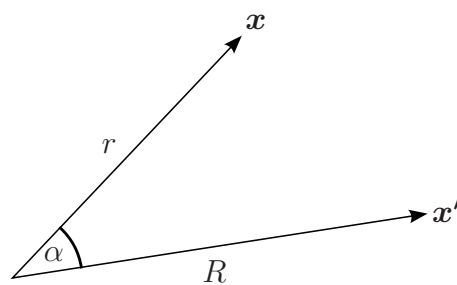


Abbildung 3.2: Additionstheorem der Legendre-Polynome

Wir führen nun den neuen Summationsindex $n = l + k$ in 3.1 ein:

$$\begin{aligned} (1 - 2xt + t^2)^{-1/2} &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{k_{\max}} \binom{-\frac{1}{2}}{l} \binom{l}{k} t^{l+k} (-2xt)^{l-k} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{k_{\max}} \binom{-\frac{1}{2}}{n-k} \binom{n-k}{k} (-2)^{n-2k} x^{n-2k} t^n \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n(x) t^n \end{aligned}$$

Da $k \leq l = n - k$, gilt

$$P_n(x) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} \binom{-\frac{1}{2}}{n-k} \binom{n-k}{k} (-2)^{n-2k} x^{n-2k}$$

mit

$$k_{\max} = \begin{cases} \frac{n}{2} & \text{n gerade} \\ \frac{n-1}{2} & \text{n ungerade} \end{cases}$$

Wir betrachten die einzelnen Faktoren:

$$\binom{-\frac{1}{2}}{n-k} = \underbrace{\left(-\frac{1}{2} \right) \left(-\frac{1}{2} - 1 \right) \dots \left(-\frac{1}{2} - n + k + 1 \right)}_{(n-k) \text{ Faktoren}} / (n-k)!$$

$$\binom{n-k}{k} = \frac{(n-k)!}{(n-2k)! k!}$$

$$(-2)^{n-2k} = \frac{(-2)^{n-k} 2^{n-k} (-1)^k}{2^n}$$

und damit

$$\binom{-\frac{1}{2}}{n-k} \binom{n-k}{k} (-2)^{n-2k} = \frac{1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2n-2k-1) \cdot (2n-2k) \cdot (2n-2k-2) \cdot \dots \cdot 2}{(n-k)! (n-2k)! k! 2^n} (-1)^k$$

und daraus schließlich die

3.1.1 Explizite Formel für die Legendre-Polynome

$$P_n(x) = \sum_{n=0}^{k_{\max}} (-1)^k \frac{(2n-2k)! x^{n-2k}}{(n-k)! (n-2k)! k! 2^n}$$

$$k_{\max} = \begin{cases} \frac{n}{2} & \text{n gerade} \\ \frac{n-1}{2} & \text{n ungerade} \end{cases}$$

3.1.2 Formel von Rodrigues

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n \quad (3.3)$$

Beweis.

$$\begin{aligned} \frac{d^n}{dx^n}(x^2 - 1)^n &= \frac{d^n}{dx^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} (-1)^k x^{2(n-k)} \\ &= \sum_{k=0}^{k_{\max}} \binom{n}{k} (-1)^k \frac{(2n-2k)!}{(n-2k)!} x^{n-2k} \\ &= \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{n!}{(n-k)!k!} (-1)^k \frac{(2n-2k)!}{(n-2k)!} x^{n-2k} \end{aligned}$$

mit

$$k_{\max} = \begin{cases} \frac{n}{2} & \text{n gerade} \\ \frac{n-1}{2} & \text{n ungerade} \end{cases}$$

□

3.1.3 Integraldarstellung der P_n

$$P_n = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{(z^2 - 1)^n}{2^n (z - x)^{n+1}} dz$$

C ... geschlossener Weg um x

Beweis mittels Cauchy'scher Formel für Ableitungen

$$f^{(n)}(x) = \frac{n!}{2\pi i} \int_C \frac{f(z) dz}{(z - x)^{n+1}}$$

wo $f(x) = \frac{1}{2^n n!} (z^2 - 1)^n$ gesetzt wird.

3.1.4 P_n und DGL

Es gilt

$$(1 - x^2)P_n'' - 2xP_n' + n(n+1)P_n = 0 \quad (3.4)$$

Beweis. Sei γ ein geschlossener Weg um x .

$$\begin{aligned} P_n'(x) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{(z^2 - 1)^n (n+1)}{2^n (z - x)^{n+2}} dz \\ P_n''(x) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{(z^2 - 1)^n (n+1)(n+2)}{2^n (z - x)^{n+3}} dz \end{aligned}$$

Einsetzen:

$$\begin{aligned} \frac{n+1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{(z^2 - 1)^n dz}{2^n (z - x)^{n+3}} [(1 - x^2)(n+2) - 2x(z - x) + n(z - x)^2] &= \frac{n+1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{(z^2 - 1)^n dz}{2^n (z - x)^{n+3}} [2(n+1)z(z - x) - (n+2)(z^2 - 1)] \\ &= \frac{n+1}{2\pi i 2^n} \int_{\gamma} dz \frac{d}{dz} \left[\frac{(z^2 - 1)^{n+1}}{(z - x)^{n+2}} \right] = 0 \end{aligned}$$

□

3.1.5 Normierung, Orthogonalität

$$\int_{-1}^1 P_n(x)P_m(x)dx = \frac{2}{2n+1}\delta_{nm} \quad (3.5)$$

Beweis. Wir multiplizieren die DGL für die Legendre-Polynome (3.4) P_n mit P_m und jene für P_m mit P_n ; dann bilden wir die Differenz der so erhaltenen Produkte:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d}{dx} \left\{ (1-x^2) \frac{dP_n}{dx} \right\} \right] P_m - \left[\frac{d}{dx} \left\{ (1-x^2) \frac{dP_m}{dx} \right\} \right] P_n + [n(n+1) - m(m+1)]P_nP_m &= 0 \\ \left[\frac{d}{dx} (1-x^2) \left(P_m \frac{dP_n}{dx} - P_n \frac{dP_m}{dx} \right) \right] + [n(n+1) - m(m+1)]P_nP_m &= 0 \\ \left[(1-x^2) \left(P_m \frac{dP_n}{dx} - P_n \frac{dP_m}{dx} \right) \right]_{-1}^1 + [n(n+1) - m(m+1)] \int_{-1}^1 P_n(x)P_m(x)dx &= 0 \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde zwischen -1 und 1 integriert; der linke Term verschwindet dadurch offensichtlich. Damit nun

$$[n(n+1) - m(m+1)] \int_{-1}^1 P_n(x)P_m(x)dx = 0$$

muss, falls $m \neq n$

$$\int_{-1}^1 P_n(x)P_m(x)dx = 0$$

Für $m = n$ gilt unter Verwendung der Formel von Rodrigues (3.3) und weiters durch partielle Integration:

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 P_n(x)^2 dx &= \frac{1}{2^{2n}(n!)^2} \int_{-1}^1 \left(\frac{d^n}{dx^n} (z^2-1)^n \right) \left(\frac{d^n}{dx^n} (z^2-1)^n \right) dx \\ &= \frac{1}{2^{2n}(n!)^2} \left[\frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} (z^2-1)^n \frac{d^n}{dx^n} (z^2-1)^n \right]_{-1}^1 - \int_{-1}^1 \frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} (z^2-1)^n \frac{d^{n+1}}{dx^{n+1}} (z^2-1)^n dx \\ &= \dots = \frac{(-1)^n}{2^{2n}(n!)^2} \int_{-1}^1 (z^2-1)^n \frac{d^{2n}}{dx^{2n}} (z^2-1)^n dx \\ &= (-1)^n \frac{(2n)!}{2^{2n}(n!)^2} \int_{-1}^1 (z^2-1)^n dx \end{aligned} \quad (3.6)$$

Im letzten Schritt wurde verwendet, dass

$$\begin{aligned} (z^2-1)^n &= z^{2n} - z^{2(n-1)} + \dots + (-1)^n \\ \frac{d^{2n}}{dx^{2n}} (z^2-1)^n &= (2n)! \end{aligned}$$

Weiters gilt, wieder unter Verwendung partieller Integration

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 (z-1)^n (z+1)^n dx &= -\frac{n}{n+1} \int_{-1}^1 (z-1)^{n-1} (z+1)^{n+1} dx = \dots \\ &= (-1)^n \frac{(n!)^2}{(2n)!} \int_{-1}^1 (z+1)^{2n-1} dx \\ &= (-1)^n \frac{(n!)^2}{(2n)!} \frac{(z+1)^{2n+1}}{2n+1} \Big|_{-1}^1 \\ &= (-1)^n \frac{(n!)^2}{(2n)!} \frac{2^{2n+1}}{2n+1} \end{aligned}$$

Setzen wir dieses Ergebnis in Gleichung 3.6 ein, so ergibt sich schließlich

$$\int_{-1}^1 P_n(x)^2 dx = \frac{2}{2n+1}$$

Damit stellen die Legendre-Polynome $P_n(x)$ ein *orthogonales, normiertes Funktionensystem* dar. □

Bemerkung (Entwicklung von Polynomen nach Legendre-Polynomen). Sei $p_n(z)$ ein Polynom n -ter Ordnung in z . Dann lässt sich $p_n(z)$ durch die Legendre-Polynome $P_0(z), \dots, P_n(z)$ ausdrücken:

$$p_n(z) = a_0 P_0(z) + a_1 P_1(z) + \dots + a_n P_n(z) \tag{3.7}$$

Für die Koeffizienten a_m folgt durch Integration von Gleichung 3.7 und Anwendung von Gleichung 3.5

$$\int_{-1}^1 p_n(z) P_m(z) dz = \frac{2}{2m+1} a_m$$

Bemerkung (Entwicklung von Funktionen nach Legendre-Polynomen). Sätze über Konvergenz (ohne Beweis) ähnlich wie bei Fourierreihenentwicklung.

$$\begin{aligned} f(x) &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n P_n(x) \\ a_n &= \frac{2n+1}{2} \int_{-1}^1 f(x) P_n(x) dx \end{aligned}$$

Z. B. gleichmäßige Konvergenz für auf $[-1, 1]$ stetige, stetig differenzierbare Funktion.

Definition (Assoziierte Legendre-Funktionen).

$$P_n^m(x) := (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m P_n(x)}{dx^m}$$

Beispiel.

$$P_1^1(z) = (1-z^2)^{1/2}$$

Beispiel. Die assoziierten Legendre-Funktionen P_n^m bilden eine Orthonormalbasis (ohne Beweis). Es gilt z. B.

$$\int_{-1}^1 P_n^m(z) P_l^m(z) dz = \delta_{nl} \frac{2}{2n+1} \frac{(n+l)!}{(n-l)!}$$

Bemerkung. $P_n^m(x) = 0$ wenn $m > n$

Differentialgleichung Assoziierte Legendre-Funktionen P_l^m

$$((1-x^2)P_l^m)' + \left(l(l+1) - \frac{m^2}{1-x^2}\right)P_l^m = 0 \quad (3.8)$$

3.2 Besselfunktion $J_n(x)$

Erzeugende Funktion:

$$e^{\frac{x}{2}(t-\frac{1}{t})} \quad t \in \mathbb{C} \setminus \{0\}$$

Entwicklung in Laurentreihe:

$$e^{\frac{x}{2}(t-\frac{1}{t})} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} t^n J_n(x)$$

zur Erinnerung: $f(z)$ singulär bei $z = 0$

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n z^n$$

$$a_n = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(w)}{w^{n+1}} dw$$

γ ... geschlossener Weg um 0

daraus folgt:

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{e^{\frac{x}{2}(w-\frac{1}{w})}}{w^{n+1}} dw$$

substituieren $w = \frac{2z}{x}$

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi i} \left(\frac{x}{2}\right)^n \int_{\gamma} e^{z-\frac{z^2}{4z}} z^{-n-1} dz$$

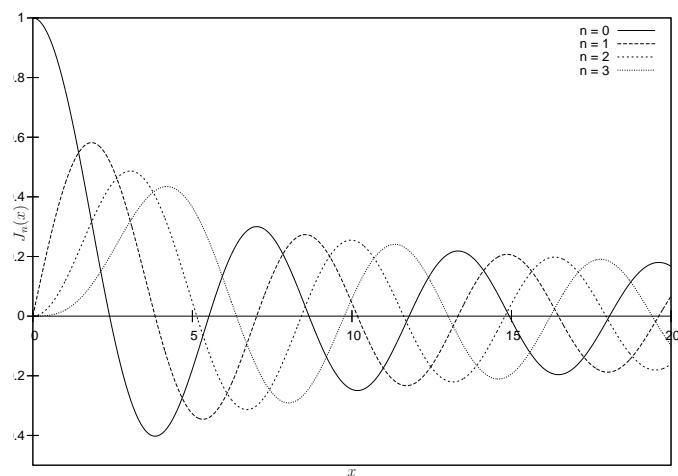


Abbildung 3.3: Die ersten drei Bessel-Funktionen J_n

Es heben sich alle Potenzen weg, außer jene, wo $\frac{1}{z}$ stehen bleibt:

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

$$e^{-\frac{x^2}{4z}} = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \frac{x^{2r}}{(4z)^r}$$

$$J_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2r} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \frac{1}{2\pi i} \underbrace{\int_{\gamma} dz z^{-n-r+k-1}}_{\text{wenn } n \geq 0: \delta_{k, n+r}}$$

$$J_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!(n+r)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2r} \quad \text{konvergiert } \forall x$$

(siehe dazu auch Übungsbeispiele für $n < 0$: $J_n(x) = (-1)^n J_{|n|}(x)$)

Behauptung. J_n erfüllen die Bessel'sche DGL

$$J_n'' + \frac{1}{x} J_n' + \left(1 - \frac{n^2}{x^2}\right) J_n = 0$$

Beweis: analog zu Legendre-Polynomen mittels Integralformel für $J_n(x)$ (siehe auch hier Übungen; man verwendet $\int_{\gamma} dz \frac{d}{dz} \left(e^{z - \frac{x^2}{4z}} z^{-n-1}\right) = 0$).

Auch die Besselfunktionen bilden eine Orthonormalbasis.

3.3 Hermite-Polynome

Definition.

$$e^{-t^2+2tx} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(x)}{n!} t^n$$

Beispiel.

$$e^{-t^2+2tx} = 1 - t^2 + 2tx + \frac{1}{2}4t^2x^2 + \dots$$

$$= 1 + 2xt + \frac{1}{2}(4x^2 - 2)t^2 + \dots$$

$$H_0 = 1$$

$$H_1 = 2x$$

$$H_2 = 4x^2 - 2$$

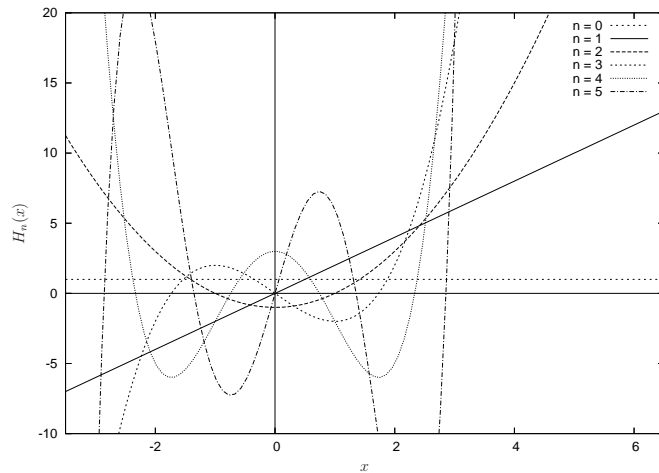


Abbildung 3.4: Die ersten sechs Hermite-Polynome H_n

Behauptung.

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2}$$

Beweis.

$$\begin{aligned} (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2} &= (-1)^n e^{x^2} \left. \frac{d^n}{dx^n} e^{-(x-t)^2} \right|_{t=0} = (-1)^n e^{x^2} \left. \frac{d^n}{dt^n} e^{-(x-t)^2} \right|_{t=0} (-1)^n \\ &= \left. \frac{d^n}{dt^n} (e^{-t^2+2tx}) \right|_{t=0} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{H_k}{k!} \left. \frac{d^n}{dt^n} t^k \right|_{t=0} \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{H_k}{k!} \delta_{nk} k! = H_n(x) \end{aligned}$$

□

3.3.1 Integraldarstellung

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{n!}{2\pi i} \oint_{\gamma} \frac{e^{-z^2}}{(z-x)^{n+1}} dz$$

γ ... geschlossener Weg um 0

3.3.2 Differentialgleichung

$$H_n'' - 2xH_n' + 2nH_n = 0$$

(ohne Beweis; analog zu Legendre-Polynome, Besselfunktionen)

3.4 Laguerre-Polynome $L_n(x)$

3.4.1 Erzeugende Funktion

$$\frac{e^{-xt/(1-t)}}{1-t} = \sum_{n=0}^{\infty} L_n(x)t^n \quad |t| < 1$$

Die $L_n(x)$ sind die Koeffizienten der Taylor-Reihe.

3.4.2 Integraldarstellung

$$L_n(x) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{e^{-x \frac{z}{1-z}}}{(1-z)z^{n+1}} dz$$

C ... geschlossener Weg um 0 ohne 1 zu umschließen

Behauptung.

$$L_n(x) = \frac{e^x}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^n e^{-x})$$

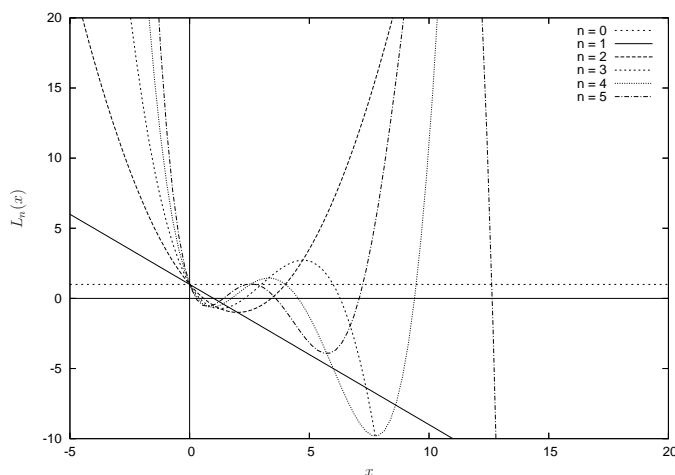


Abbildung 3.5: Die ersten sechs Laguerre-Polynome L_n

Beweis. Einsetzen in Integralformel

$$z = \frac{w-x}{w} \quad \text{bzw.} \quad w = \frac{x}{1-z}$$

$$dz = \frac{dw w - (w-x)dw}{w^2} = \frac{x}{w^2} dw$$

$$\begin{aligned}
 L_n(x) &= \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{e^{-x \frac{w-x}{w}} \frac{1}{1 - \frac{w-x}{w}}}{\left(1 - \frac{w-x}{w}\right) \left(\frac{w-x}{w}\right)^{n+1}} \frac{x \, dw}{w^2} \\
 &= \frac{1}{2\pi i} e^x \int_{\gamma} e^{-w+x} w^{1-2+n+1} \frac{1}{(w-x)^{n+1}} dw \\
 &= e^x \frac{1}{2\pi i} \oint_{\gamma} w^n e^{-w} \frac{1}{(w-x)^{n+1}} dw \\
 &= \frac{e^x}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^n e^{-x})
 \end{aligned}$$

□

3.4.3 Assoziierte Laguerre-Polynome

$$L_n^m(x) := (-1)^m \frac{d^m}{dx^m} L_{n+m}(x)$$

3.4.4 Differentialgleichung

$$\begin{aligned}
 xL_n'' + (1-x)L_n' + nL_n &= 0 \\
 xL_n^{m''} + (1+m-x)L_n^{m'} + nL_n^m &= 0
 \end{aligned}$$

(Beweis mittels Integraldarstellung)

3.5 Kugelfunktionen $Y_l^{lm}(\vartheta, \varphi)$

Definition.

$$Y_l^m(\vartheta, \varphi) = \begin{cases} (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \vartheta) e^{im\varphi} & m \geq 0 \\ (-1)^m (Y_l^{-m}(\vartheta, \varphi))^* & m < 0 \end{cases}$$

wo

$$l = 0, 1, 2$$

$$m = -l, -l+1, \dots, l-1, l$$

$$\vartheta \in [0, \pi] \quad \varphi \in [0, 2\pi]$$

Beispiel.

$$\begin{aligned}
 Y_0^0 &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \underbrace{P_0^0(\cos \vartheta)}_1 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \\
 Y_1^0 &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \vartheta \\
 Y_1^{\pm 1} &= \mp \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \vartheta e^{\pm i\varphi}
 \end{aligned}$$

Bemerkung. Die Kugelfunktionen sind bezüglich des vollständigen Orthonormalsystems der (assoziierten) Legendrepolynome definiert.

Sie bilden daher selbst ein vollständiges ONS für Funktionen, die auf der Einheitskugel definiert sind (d.h. von (ϑ, φ) abhängen).

Insbesondere kann man zeigen, dass:

$$\int_0^\pi \sin \vartheta \, d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi Y_n^{*m}(\vartheta, \varphi) Y_n^{m'}(\vartheta, \varphi) = \delta_{nn'} \delta_{mm'} \quad (3.9)$$

Es gilt das wichtige Additionstheorem:

$$P_l(\cos \alpha) = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_l^{m*}(\vartheta, \varphi) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.10)$$

wo α der Winkel zwischen (r, ϑ, φ) und (R, θ, ϕ) ist

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \begin{pmatrix} \sin \vartheta \cos \varphi \\ \sin \vartheta \sin \varphi \\ \cos \vartheta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \\ &= \sin \vartheta \sin \theta (\cos \varphi \cos \phi + \sin \varphi \sin \phi) + \cos \vartheta \cos \theta \\ &= \sin \vartheta \sin \theta \cos(\varphi - \phi) + \cos \vartheta \cos \theta \end{aligned}$$

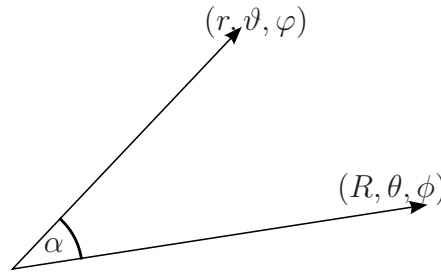


Abbildung 3.6: Additionstheorem der Kugelfunktionen

Beweis. 1. $\sum_{m=-l}^l Y_l^{m*}(\vartheta, \varphi) Y_l^m(\theta, \phi)$
ist unter Drehungen des Koordinatensystems invariant (Darstellungstheoreme, Drehgruppe, Übungsbeispiele)

2. wählen $\vartheta = 0$, also $\cos \alpha = \cos \theta$

$$\begin{aligned} \sum_{m=-l}^l Y_l^{m*}(0, \varphi) Y_l^m(\alpha, \phi) &= \sum_{m=-l}^l \frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(1) e^{-im\varphi} P_l^m(\cos \alpha) e^{im\varphi} \\ &= \sum_{m=-l}^l \frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \delta_{m0} P_l^m(\cos \alpha) \\ &= \frac{2l+1}{4\pi} P_l^0(\cos \alpha) = \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\cos \alpha) \end{aligned}$$

□

3.6 Gammafunktion $\Gamma(x)$

Wir betrachten zunächst für $\alpha > 0$

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha t} dt = -\frac{1}{\alpha} e^{-\alpha t} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{\alpha}$$

differenzieren n -mal nach α

$$\int_0^{\infty} (-t)^n e^{-\alpha t} dt = (-1)^n \frac{n(n-1)\dots 1}{\alpha^{n+1}} = (-1)^n \frac{n!}{\alpha^{n+1}}$$

multiplizieren mit $(-1)^n$ und setzen

$$\alpha = 1: \int_0^{\infty} t^n e^{-t} dt = n! \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Definition.

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt \quad x \in \mathbb{R}^+$$

Beispiel.

$$\begin{aligned} \Gamma(n+1) &= \int_0^{\infty} t^n e^{-t} dt = n! \\ \Gamma(1) &= \int_0^{\infty} e^{-t} dt = 1 = 0! \\ \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) &= \int_0^{\infty} t^{-\frac{1}{2}} e^{-t} dt = \frac{\sqrt{2}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\tau^2/2} d\tau \\ &= \sqrt{\pi} \end{aligned}$$

mit $t = \frac{\tau^2}{2}$, $dt = \tau d\tau = \sqrt{2}t^{1/2}d\tau$.

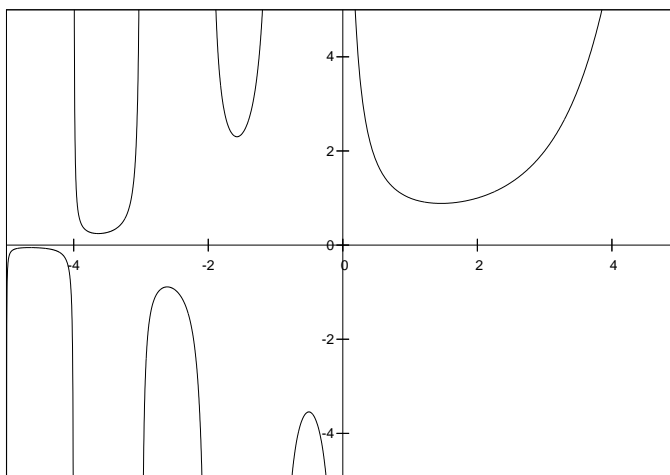


Abbildung 3.7: Die Gammafunktion $\Gamma(x)$

Es gilt:

$$\Gamma(x+1) = x\Gamma(x) \quad x \in \mathbb{R}^+$$

$$\begin{aligned}
 \int_0^\infty \underbrace{t^x}_u \underbrace{e^{-t}}_{v'} dt &= \underbrace{t^x(-e^{-t})}_0 \Big|_0^\infty - \int_0^\infty dt \, x t^{x-1} (-e^{-t}) \\
 &= x \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt \\
 &= x \Gamma(x)
 \end{aligned}$$

Definition. Wenn $x \in \mathbb{R}^- \setminus \{-1, -2, -3, \dots\}$ können wir $\Gamma(x) := \frac{1}{x} \Gamma(x+1)$ definieren.

Beispiel.

$$\begin{aligned}
 \Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) &= \frac{1}{\left(-\frac{1}{2}\right)} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = -2\sqrt{\pi} \\
 \Gamma\left(-\frac{3}{2}\right) &= \frac{1}{\left(-\frac{3}{2}\right)} \Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) = \frac{4}{3}\sqrt{\pi}
 \end{aligned}$$

Bemerkung. Für $x \in \{0, -1, -2, -3, \dots\}$ ist $\Gamma(x)$ singulär!

Beispiel.

$$\begin{aligned}
 \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Gamma(\epsilon) &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} \Gamma(1 + \epsilon) \\
 &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} \underbrace{\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Gamma(1 + \epsilon)}_1 \\
 &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon}
 \end{aligned}$$

Kapitel 4

Theorie der Distributionen

Motivation: Dirac'sche Delta,,funktion“ δ

$$\delta(x) \stackrel{?}{=} \begin{cases} 0 & x \neq 0 \\ \infty & x = 0 \end{cases}$$
$$\int \delta(x)f(x)dx \stackrel{?}{=} f(0)$$

Mathematisch konsistenter Formalismus: *Distribution* ist ein lineares, stetiges Funktional über den Raum der Testfunktionen S

Anwendung: Greensfunktionsmethode zum Lösen von inhomogenen DGL.

4.1 Grundlegende Definitionen

Die δ -Funktion und andere „singuläre“ Funktionen kommen i. A. nur in Zwischenrechnungen vor. Im Endresultat fehlen sie entweder völlig oder sie treten unter einem Integralzeichen als Faktor in einem Produkt mit einer „genügend“ braven Funktion auf. Es ist nicht nötig zu überlegen, was eine singuläre Funktion ist, sondern bloß, was das Integral über ihr Produkt mit einer solchen „braven“ Funktion bedeutet. Dazu betrachten wir zunächst einige Eigenschaften der *Schwarz'schen* Klasse S , die schon in Abschnitt 2.2 eingeführt wurde.

Raum der Testfunktionen S (Schwarz'sche Klasse) Menge der unendlich oft differenzierbaren Funktionen $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$, sodass f und alle ihre Ableitungen schneller als jede Potenz von x bei $|x| \rightarrow \infty$ gegen Null geht.

Beispiel. $e^{-x^2} \in S$, $x^5 e^{-x^2} \in S$, $e^{-x} \notin S$

Definition. Die Abbildung $g : S \mapsto \mathbb{C}$, $\gamma \in S \mapsto g(\gamma) \in \mathbb{C}$ heißt *Funktional* über S

Definition. g heißt *lineares Funktional* über S , falls

$$g(\lambda\gamma_1 + \mu\gamma_2) = \lambda g(\gamma_1) + \mu g(\gamma_2) \quad \text{wo } \lambda, \mu \in \mathbb{C}, \gamma_1, \gamma_2 \in S$$

Definition. g heißt *stetiges lineares Funktional* über S , falls für Folgen $\gamma_n \in S$, die gegen $\gamma \in S$ im Sinne von

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \max_{x \in \mathbb{R}} \left| |x|^p \frac{d^m}{dx^m} (\gamma_n(x) - \gamma(x)) \right| = 0 \quad \forall p, m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

konvergieren, gilt, dass $\lim_{n \rightarrow \infty} g(\gamma_n) = g(\gamma)$

Wir bezeichnen g auch als *temperierte Distribution*, alle solchen Funktionale bilden den Raum S'

Satz. Für jede temperierte Distribution $g \in S'$ gibt es eine (so genannte reguläre) Folge $g_n \in S$, sodass

$$g(\gamma) = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx g_n(x) \gamma(x) \quad \forall \gamma \in S$$

Wir nennen γ Testfunktion.

Definition. 2 reguläre Folgen $\{g_n\}, \{h_n\}$ heißen äquivalent, wenn $\forall \gamma \in S$ gilt:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) \gamma(x) dx = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_n(x) \gamma(x) dx$$

Bemerkung. Reguläre Folgen sind in Äquivalenzklassen geteilt. Alle regulären Folgen aus einer Äquivalenzklasse definieren die selbe Distribution.

Beispiel.

$$\left\{ \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-x^2 n} \right\}$$

definiert die **Dirac'sche Deltafunktion** δ

$$\delta(\gamma) = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-x^2 n} \gamma(x) dx$$

Bemerkung.

$$\delta(\gamma) = \gamma(0)$$

Beweis.

$$\sqrt{\frac{n}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2 n} \gamma(x) dx = \sqrt{\frac{n}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2 n} (\gamma(x) - \gamma(0)) dx + \gamma(0) \underbrace{\sqrt{\frac{n}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2 n} dx}_{\sqrt{\frac{\pi}{n}}}$$

weilers:

$$|\gamma(x) - \gamma(0)| = \left| \int_0^x \frac{d\gamma}{dx'} dx' \right| \leq \text{const.} \cdot x$$

da $\frac{d\gamma}{dx'} \in S$, gibt es ein $\xi_0 \in [0, x]$, sodass $\frac{d\gamma}{dx'} \Big|_{\xi} \leq \frac{d\gamma}{dx'} \Big|_{\xi_0} = \text{const.} \forall \xi \in [0, x]$

(jede Funktion aus S stetig, fällt gegen 0 ab, muss dazwischen Max/Min haben)

$$\Rightarrow \sqrt{\frac{n}{\pi}} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2 n} (\gamma(x) - \gamma(0)) dx \right| \leq \text{const.} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{n}{\pi}} 2 \int_0^{\infty} e^{-nx^2} x dx}_{-\frac{1}{n} e^{-nx^2} \Big|_0^{\infty} = \frac{1}{n}} = \frac{\text{const.}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{n}} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0$$

□

Bemerkung. $\left\{ \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-x^2 n} \right\}$ und $\left\{ \sqrt{\frac{3n}{\pi}} e^{-3x^2 n} \right\}$ sind äquivalente Folgen für δ .

4.2 Konventionelle Funktionen als Distributionen

4.2.1 Motivation

$$g : \gamma \in S \qquad f : x \in \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$$

$$g(\gamma) = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) \gamma(x) dx \qquad f(x)$$

Für Distributionen wir häufig auch die rein symbolische Notation, die das gleiche bedeutet, verwendet:

$$g(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \gamma(x) dx$$

Beispiel.

$$\delta(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \gamma(x) dx$$

Analog schreiben wir $(\mathcal{F}\delta)(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} 1(\gamma)$ symbolisch als

$$\int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}\delta)(k) \gamma(k) dk = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \gamma(k) dk$$

oder, noch weiter symbolisch:

$$(\mathcal{F}\delta)(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$$

oder, noch weiter symbolisch:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) e^{-ikx} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$$

$$\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \right\} e^{-ik0} \{dx\} = 1$$

also gemäß symbolischer Regel (als ob wir $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) e^{-ikx} dx = e^{-ikx} \Big|_{x=0}$ verwendet hätten) mit Streichen (hier durch geschwungene Klammern symbolisiert).

4.2.2 Formale Diskussion

Sei eine konventionelle $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$ gegeben

Wenn es ein $\mu \in \mathbb{R}^+$ gibt, sodass

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|f(x)| dx}{(1+x^2)^\mu} < \infty$$

kann man eine reguläre Folge $f_n \in S$ explizit angeben, die eine Distribution mittels des konventionellen Integrals über f definiert. Wir bezeichnen diese Distribution kurzerhand mit f .

$$f(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \gamma(x) dx$$

Das Integral auf der rechten Seite ist dabei nicht symbolisch gemeint, sondern als konventionelles Integral zu verstehen. Vorsicht ist insofern geboten, als f hier sowohl eine Funktion wie auch eine Distribution bezeichnet.

Beispiel. $f(x) = 1$

1 ist offensichtlich auch temperierte Distribution, da:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 \, dx}{1+x^2} < \infty, \quad \mu = 1$$

und gemäß vorigem Satz

$$1(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} 1 \cdot \gamma(x) \, dx$$

tatsächlich existiert eine reguläre Folge, die das bewirkt: $\left\{ e^{-\frac{x^2}{n}} \right\}$

Beweis.

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2/n} \gamma(x) \, dx = \int_{-\infty}^{\infty} (e^{-x^2/n} - 1) \gamma(x) \, dx + \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x) \, dx$$

$$\left| e^{-\frac{x^2}{n}} - 1 \right| = \left| \int_0^x \frac{d}{dx'} (e^{-x'^2/n}) dx' \right| = \left| \int_0^x \frac{-2x' e^{-x'^2/n}}{n} dx' \right| \leq \left| \int_0^x \frac{2x'}{n} dx' \right| = \frac{x^2}{n}$$

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} (e^{-x^2/n} - 1) \gamma(x) \, dx \right| \leq \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\left| x^2 \gamma(x) \right|}_{\in S} \, dx = \frac{\text{const.}}{n} \rightarrow 0$$

□

weilers:

Beispiel. $f(x) = x$

$$x(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} x \gamma(x) \, dx$$

Beispiel. $f(x) = \Theta(x)$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

$$\Theta(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(x) \gamma(x) \, dx = \int_0^{\infty} \gamma(x) \, dx$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Theta(x) \, dx}{1+x^2} < \infty$$

$$\Theta(\gamma) = \int_0^{\infty} \gamma(x) \, dx$$

Beispiel. $f(x) = \ln|x|$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln|x| \, dx}{1+x^2} < \infty$$

$$\ln |x|(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} \ln |x| \gamma(x) dx$$

Häufige Schreibweisen für Distributionen:

$$\begin{aligned} g(\gamma) \\ (g, \gamma) \\ g(x)(\gamma) \\ (g(x), \gamma(x)) \\ \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \gamma(x) dx \end{aligned}$$

Diese letzte *Schreibweise* wird sehr gerne von PhysikerInnen verwendet. Man beachte aber die zugehörige Definition mittels regulärer Folgen!

4.3 Rechenregeln

4.3.1 Summe

Seien:

$\{g_n\}$ reguläre Folge für g

$\{h_n\}$ reguläre Folge für h

Definition.

$$\begin{aligned} (g + h)(\gamma) &:= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} (g_n(x) + h_n(x)) \gamma(x) dx = g(\gamma) + h(\gamma) \\ (g + h)(\gamma) &= g(\gamma) + h(\gamma) \end{aligned}$$

4.3.2 Lineare Transformationen

Sei $\{g_n\}$ reguläre Folge für g

Definition.

$$\begin{aligned} (g(ax + b), \gamma(x)) &:= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(ax + b) \gamma(x) dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x') \frac{1}{|a|} \gamma\left(\frac{x' - b}{a}\right) dx' \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) \frac{1}{|a|} \gamma\left(\frac{x - b}{a}\right) dx \end{aligned}$$

In der zweiten Zeile wurde $x' = ax + b$ gesetzt, wobei auch $g_n(x') \in S$.

$$(g(ax + b), \gamma(x)) = \left(g(x), \frac{1}{|a|} \gamma\left(\frac{x - b}{a}\right) \right)$$

Beispiel.

$$(\delta(x - x_0), \gamma(x)) = (\delta(x), \gamma(x + x_0)) = \gamma(x_0)$$

In anderer Schreibweise:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) \gamma(x) dx = \gamma(x_0)$$

Beispiel.

$$(\delta(ax), \gamma(x)) = \left(\delta(x), \frac{1}{|a|} \gamma\left(\frac{x}{a}\right) \right) = \frac{1}{|a|} \gamma(0)$$

4.3.3 Produkt

Das Produkt zweier Distributionen ist im Allgemeinen nicht definierbar.

Beispiel.

$$\{g_n\} = \left\{ \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-x^2 n} \right\} \dots \delta\text{-Funktion}$$

$$\begin{aligned} g^2(\gamma) &\stackrel{???}{=} \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n^2(x) \gamma(x) dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{n}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{2n}{\pi}} e^{-x^2 2n} \gamma(x) dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{n}{2\pi}} \gamma(0) = 0 \end{aligned}$$

Definition. Eine Funktion $\Psi(x)$ heißt *schwach wachsend*, wenn sie unendlich oft differenzierbar ist und wenn für alle $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ein festes $n_0 \in \mathbb{N}$ existiert, sodass

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} \left| x^{-n_0} \frac{d^k}{dx^k} \Psi(x) \right| = 0$$

Beispiel.

$$\begin{array}{ll} \Psi(x) = & ax^2 - 5x^9 \quad \text{Polynome} \\ & e^{-x^2} \quad \in S \\ & e^{-x} \quad \text{nicht schwach wachsend} \end{array}$$

Satz. Wenn $\gamma \in S$ und Ψ schwach wachsend, dann ist $\Psi\gamma \in S$

Beweis. Z.z., dass $\forall r, k \in \mathbb{N}$

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} \left| x^r \frac{d^k}{dx^k} \Psi\gamma(x) \right| = 0$$

Ein typischer Term von $\frac{d^k}{dx^k} \Psi\gamma$ ist $\frac{d^s \Psi}{dx^s} \frac{d^{k-s}}{dx^{k-s}} \gamma$:

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} \left| x^r \frac{d^s \Psi}{dx^s} \frac{d^{k-s}}{dx^{k-s}} \gamma \right| = \lim_{|x| \rightarrow \infty} \left| x^{-n_0} \frac{d^s \Psi}{dx^s} x^{r+n_0} \frac{d^{k-s} \gamma}{dx^{k-s}} \right| = 0$$

Dabei geht der Faktor $x^{-n_0} \frac{d^s \Psi}{dx^s}$ gegen Null, weil Ψ schwach wachsend, und der Faktor $x^{r+n_0} \frac{d^{k-s} \gamma}{dx^{k-s}}$ geht gegen Null, weil $\gamma \in S$ ist.

□

Definition. Sei g temperierte Distribution und Ψ schwach wachsend

$$\begin{aligned} (\Psi g)(\gamma) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\Psi(x) g_n(x)}_{\in S} \gamma(x) dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) \underbrace{\Psi(x) \gamma(x)}_{\in S} dx \\ &= g(\Psi \gamma) \\ (\Psi g)(\gamma) &= g(\Psi \gamma) \end{aligned}$$

Beispiel.

$$(x\delta)(\gamma) = \delta(\underbrace{x\gamma}_{\in S}) = x\gamma(x)|_{x=0} = 0$$

kurz

$$\begin{aligned} x\delta &= 0 \\ (x\delta)(\gamma) &= 0(\gamma) \\ 0 &= \int_{-\infty}^{\infty} 0 \cdot \gamma(x) dx = 0 \end{aligned}$$

4.3.4 Differentiation von Distributionen

Definition.

$$\begin{aligned} g'(\gamma) &:= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{g'_n(x)}_{\in S} \gamma(x) dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left[g_n(x) \gamma(x) \Big|_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) \gamma'(x) dx \right] \\ &= 0 - g(\gamma') \end{aligned}$$

Der linke Term verschwindet, da der Integrand Element von S ist.

$$g'(\gamma) = -g(\gamma')$$

Beispiel.

$$\begin{aligned} \Theta'(\gamma) &= -\Theta(\gamma') = - \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(x) \gamma'(x) dx \\ &= - \int_0^{\infty} \gamma'(x) dx = - \underbrace{\gamma(x)}_{\in S} \Big|_0^{\infty} = +\gamma(0) = \delta(\gamma) \end{aligned}$$

also kurz:

$$\Theta' = \delta$$

Wir können mittels Ableitung weitere Distributionen definieren

Beispiel.

$$x^{-1}(\gamma) := \ln |x'|(\gamma)$$

Der natürliche Logarithmus $\ln |x|$ ist hier als temperierte Distribution – wie bereits bekannt – gemeint.

Kurz:

$$x^{-1} = \ln |x'|$$

Bemerkung. Wenn g temperierte Distribution und Ψ schwach wachsend gilt:

$$(\Psi g)' = \Psi' g + \Psi g'$$

Beweis.

$$\begin{aligned} (\Psi g)'(\gamma) &= -\Psi g(\gamma') = -g(\Psi \gamma') = -g(-\Psi' \gamma + (\Psi \gamma)') \\ &= -g(-\Psi' \gamma) - g((\Psi \gamma)') = \Psi' g(\gamma) + g'(\Psi \gamma) = \Psi' g(\gamma) + \Psi g'(\gamma) \end{aligned}$$

Jede Distribution ist darstellbar als Ableitung einer stetigen und schwach wachsenden Funktion

□

Beispiel.

$$(x\Theta)' = 1\Theta + x\Theta' = \Theta + \underbrace{x\delta}_0 = \Theta(\gamma) \quad (4.1)$$

Wer's nicht glaubt:

$$\begin{aligned} (x\Theta)'(\gamma) &= -x\Theta(\gamma') = -\Theta(x\gamma') = -\int_{-\infty}^{\infty} \Theta(x)x\gamma' dx = -\int_0^{\infty} x\gamma'(x) dx \\ &= -x\gamma|_0^{\infty} + \int_0^{\infty} \gamma(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(x)\gamma(x) dx = \Theta(\gamma) \end{aligned}$$

Bemerkung. Temperierte Distributionen haben beliebig hohe Ableitungen

Beispiel.

$$\begin{aligned} g''(\gamma) &= -g'(\gamma') = +g(\gamma'') \\ \delta''(\gamma) &= \delta(\gamma'') = \gamma''(0) \end{aligned}$$

Satz. (ohne Beweis)

Jede temperierte Distribution ist darstellbar als (mehrfache) Ableitung einer stetigen, höchstens schwach wachsenden Funktion

Beispiel.

$$\begin{aligned} \delta &= (x\Theta)'' \\ (x\Theta)'' &= \underbrace{((x\Theta)')}_{\Theta} = \Theta' = \delta \end{aligned}$$

unter Benutzung von Gleichung 4.1.

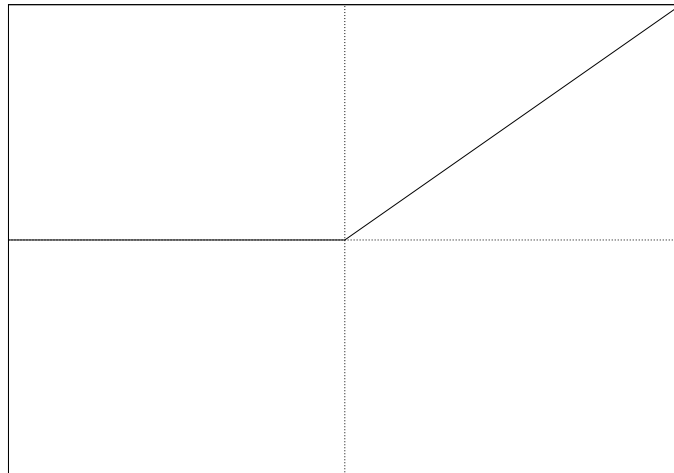


Abbildung 4.1: $x\Theta(x)$

4.4 Fouriertransformation von Distributionen

4.4.1 Kurze Wiederholung der Fouriertransformation

Siehe auch Abschnitt 2.2; mit $f \in S$, $k \in \mathbb{R}$:

$$(\mathcal{F}f)(k) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx} dx$$

$(\mathcal{F}f)$ ist kein Funktional, sondern Definition der Fouriertransformation. Diese

- ist gleichmäßig konvergent in $k \in \mathbb{R}$
- bildet S auf sich selbst ab, d.h. wenn $f \in S \Rightarrow \mathcal{F}f \in S$

Beispiel. $f(x) = e^{-x^2/2} \Rightarrow (\mathcal{F}f)(k) = e^{-k^2/2}$

Umkehrtransformation

$$(\mathcal{F}^{-1}f)(x) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(k)e^{+ikx} dk$$

Rechenregeln Es gilt für $f, g \in S$

$$\mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}f) = \mathcal{F}(\mathcal{F}^{-1}f) = f$$

Differentiation

$$(\mathcal{F}f')(k) = ik(\mathcal{F}f)(k) \tag{4.2}$$

$$(\mathcal{F}f)'(k) = (\mathcal{F}(-ixf))(k) \tag{4.3}$$

Faltungsformeln

$$\mathcal{F}(f \cdot g) = \mathcal{F}f \circ \mathcal{F}g \quad (4.4)$$

$$\mathcal{F}(f \circ g) = \mathcal{F}f \cdot \mathcal{F}g \quad (4.5)$$

wo

$$(f \circ g)(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x')g(x-x') dx' = (g \circ f)(x) \quad (4.6)$$

Multiplikation

$$\int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}f)(x)g(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)(\mathcal{F}g)(x) dx$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}^{-1}f)(x)g(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)(\mathcal{F}^{-1}g)(x) dx$$

4.4.2 Fouriertransformation einer temperierten Distribution

Definition.

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}g)(\gamma) &:= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}g_n)(x)\gamma(x) dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x)(\mathcal{F}\gamma)(x) dx \\ &= g(\mathcal{F}\gamma) \end{aligned}$$

$$(\mathcal{F}g)(\gamma) = g(\mathcal{F}\gamma)$$

Beispiel.

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}\delta)(\gamma) &= \delta(\mathcal{F}\gamma) = (\mathcal{F}\gamma)(0) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x) \underbrace{e^{i0x}}_1 dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \gamma(x) dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}(\gamma) \end{aligned}$$

$$\mathcal{F}\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$$

Beispiel.

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}1)(\gamma) &= 1(\mathcal{F}\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} 1 \cdot (\mathcal{F}\gamma)(x) dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}\gamma)(k) dk = \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}\gamma)(k) e^{ik0} dk \\ &= \sqrt{2\pi} (\mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}\gamma))(0) = \sqrt{2\pi}\gamma(0) \\ &= \sqrt{2\pi}\delta(\gamma) \end{aligned}$$

$$\mathcal{F}1 = \sqrt{2\pi}\delta$$

Definition.

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}^{-1}g)(\gamma) &:= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}^{-1}g_n)(x)\gamma(x) \, dx \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x)(\mathcal{F}^{-1}\gamma)(x) \, dx \\ &= g(\mathcal{F}^{-1}\gamma) \end{aligned}$$

$$(\mathcal{F}^{-1}g)(\gamma) = g(\mathcal{F}^{-1}\gamma)$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\mathcal{F}^{-1}g) &= g \\ \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}g) &= g \end{aligned}$$

Beweis.

$$\mathcal{F}(\mathcal{F}^{-1}g)(\gamma) = (\mathcal{F}^{-1}g)(\mathcal{F}\gamma) = g(\mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}\gamma)) = g(\gamma)$$

□

Weitere Formeln:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}g' &= ix\mathcal{F}g \\ (\mathcal{F}g)' &= \mathcal{F}(-ixg) \end{aligned}$$

Bemerkung.

$$\mathcal{F}\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$$

hat die sehr häufig verwendete *äquivalente Notation*

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x)e^{-ikx} \, dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}$$

bzw.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x)e^{-ikx} \, dx = 1$$

so, als ob wir $e^{-ikx}|_{x=0} = 1$ verwendet hätten.

Ähnlicherweise *schreibt* sich

$$\mathcal{F}1 = \sqrt{2\pi}\delta$$

als

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx} \, dx = \sqrt{2\pi}\delta(k)$$

sodass formal (stimmt natürlich von der Schreibweise her so nicht – kann 1 nicht fouriertransformieren – ist aber kurz und trotzdem richtig)

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx} dx = \delta(k)$$

4.5 Faltung von Distributionen

Faltung ist selbst etwas ähnliches wie Distribution...

Definition. Seien Ψ eine schwach wachsende Funktion mit zugehöriger regulärer Folge $\{\Psi_n\}$, wo $\Psi_n \in S$, sowie Funktion $f \in S$ gegeben. Dann gilt

$$\underbrace{(\mathcal{F}\Psi \circ \mathcal{F}f)}_{\in S'}(\underbrace{k}_{\in \mathbb{R}}) := \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{(\mathcal{F}\Psi_n)(p)}_{\in S} \underbrace{(\mathcal{F}f)(k-p)}_{\in S} dp$$

Einschub:

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}f)(k-p) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i(k-p)x} dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} e^{ipx} dx \\ &= (\mathcal{F}^{-1}(f(x)e^{-ikx}))(p) \end{aligned}$$

somit:

$$\begin{aligned} (\mathcal{F}\Psi \circ \mathcal{F}f)(k) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_n(p) (\mathcal{F}\mathcal{F}^{-1}(f(x)e^{-ikx}))(p) dp \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_n(p) \underbrace{f(p)e^{-ikp}}_{\in S} dp \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(p) f(p) e^{-ikp} dp = \mathcal{F}(\Psi f)(k) \end{aligned}$$

also:

$$(\mathcal{F}\Psi \circ \mathcal{F}f)(k) = \mathcal{F}(\Psi f)(k) \tag{4.7}$$

Definition (Faltung von Distributionen). Ähnlich wie das Produkt ist auch die Faltung von Distributionen nur eingeschränkt möglich.

Sei g temperierte Distribution, $\{g_n\}$ die zugehörige reguläre Folge, $g_n \in S$, Ψ schwach wachsende Funktion. Dann ist, unter Verwendung von Gl. 4.7,

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{F}\Psi \circ \mathcal{F}g)(\gamma) &:= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}\Psi \circ \mathcal{F}g_n)(x)\gamma(x) dx \\
 &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathcal{F}(\Psi g_n))(x)\gamma(x) dx \\
 &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_n \Psi(x)(\mathcal{F}\gamma)(x) dx \\
 &= \Psi g(\mathcal{F}\gamma) \\
 &= (\mathcal{F}(\Psi g))(\gamma) \\
 \mathcal{F}\Psi \circ \mathcal{F}g &= \mathcal{F}(\Psi g)
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

Beispiel. $\Psi = 1, g = 1$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}1 \circ \mathcal{F}1 &= \mathcal{F}1 \\
 \sqrt{2\pi}\delta \circ \sqrt{2\pi}\delta &= \sqrt{2\pi}\delta \\
 \delta \circ \delta &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\delta
 \end{aligned}$$

Beispiel. $\psi = 1, g = \mathcal{F}^{-1}h$

$$\begin{aligned}
 \sqrt{2\pi}\delta \circ h &= \mathcal{F}(\mathcal{F}^{-1}h) = h \\
 \delta \circ h &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}h
 \end{aligned}$$

In äquivalenter Notation *schreibt sich*

$$\delta \circ \delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\delta$$

als

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x')\delta(x-x')dx' &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\delta(x) \\
 \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x')\delta(x-x')dx' &= \delta(x)
 \end{aligned}$$

so als ob wir

$$\delta(x-x')|_{x'=0} = \delta(x)$$

verwendet hätten, ähnlich

$$\begin{aligned}
 \delta \circ h &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}h \\
 \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x')h(x-x')dx' &= h(x)
 \end{aligned}$$

so als ob wir

$$h(x-x')|_{x'=0} = h(x)$$

verwendet hätten.

Behauptung.

$$(\mathcal{F}\psi \circ \mathcal{F}g)' = (\mathcal{F}\psi)' \circ \mathcal{F}g = \mathcal{F}\psi \circ (\mathcal{F}g)'$$

Beweis. Wir benutzen Gleichungen (4.5) und (4.3)

$$(\mathcal{F}\psi \circ \mathcal{F}g)' = (\mathcal{F}(\psi g))' = \mathcal{F}(-ix(\psi g))$$

Nun ist einerseits

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(-ix(\psi g)) &= \mathcal{F}((-ix\psi)g) \\ &= \mathcal{F}(-ix\psi) \circ \mathcal{F}g \\ &= (\mathcal{F}\psi)' \circ \mathcal{F}g \end{aligned}$$

und andererseits

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(-ix(\psi g)) &= \mathcal{F}(\psi(-ixg)) \\ &= \mathcal{F}\psi \circ \mathcal{F}(-ixg) \\ &= \mathcal{F}\psi \circ (\mathcal{F}g)' \end{aligned}$$

□

Korollar: $(\mathcal{F}\psi \circ g)' = (\mathcal{F}\psi)' \circ g = \mathcal{F}\psi \circ g'$

4.6 Temperierte Distributionen im \mathbb{R}^n

Definition. Für $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$ ist $f(\mathbf{x}) \in S$, wenn f beliebig partielle Ableitungen besitzt und für $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left| r^k \frac{\partial^p f}{\partial x_1^{p_1} \partial x_2^{p_2} \dots \partial x_n^{p_n}} \right| = 0 \quad \forall k, \forall p_1 + p_2 + \dots + p_n \in \mathbb{N}$$

Beispiel. Bsp: $e^{-r^2} \in S$, $x_1^2 e^{-r^2} \in S$, $e^{-x_1^2} \notin S$ (fällt nicht ab, wenn $x_1 = 0$, $r \rightarrow \infty$)

Definition (Temperierte Distribution). Mittels regulärer Folgen und Testfunktionen aus S kann direkt für \mathbb{R}^n verallgemeinert werden.

Es reicht, für $\gamma(\mathbf{x}) \in S$ die spezielle Wahl $\gamma(\mathbf{x}) = \gamma_1(x_1) + \gamma_2(x_2) + \dots + \gamma_n(x_n)$ wo alle $\gamma_i(x_i) \in S$, $x_i \in \mathbb{R}$ Rechenregeln im \mathbb{R}^n analog zu vorher.

Definition. Direktes Produkt von temperierten Distributionen.

Sei g_1, g_2 temperierte Distribution auf \mathbb{R}^n

Sei f_1, f_2 Testfunktion auf \mathbb{R}^n

$$(g_1 \circ g_2)(\gamma_1 \gamma_2) = g_1(\gamma_1) g_2(\gamma_2)$$

Beispiel. δ^3 Funktion im \mathbb{R}^3

$$\delta^3(\gamma) = \delta_1(\gamma_1) \delta_2(\gamma_2) \delta_3(\gamma_3)$$

Bemerkung. $f(x)$ ist selbst Distribution

$$f(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x})\gamma(\mathbf{x})d^n x$$

wenn $\exists \nu \in \mathbb{R}$, sodass $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|f(\mathbf{x})|d^n x}{(1+r^2)^\nu}$

Beispiel. $x \in \mathbb{R}^3$, $f(\mathbf{x}) = \frac{1}{r}$ ist selbst Distribution ($\nu = 2$):

$$\underbrace{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\vartheta \sin \vartheta}_{4\pi} \int_0^{\infty} r^2 dr \frac{1}{r} \frac{1}{(1+r^2)^2} = 4\pi \int_0^{\infty} dr \frac{r}{(1+r^2)^2} < \infty$$

Wichtige Formel: Sei $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$

$$\Delta \frac{1}{r} = -4\pi\delta^3 \quad (4.9)$$

$$\Delta \frac{1}{|\mathbf{x}|} = -4\pi\delta^3, \quad \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$$

$\frac{1}{|\mathbf{x}|}$ ist Distribution und gleichzeitig selbst Funktion im \mathbb{R}^3

Beweis.

$$\left(\Delta \frac{1}{r}\right)(\gamma) = \frac{1}{r}(\Delta\gamma) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin \theta \int_0^{\infty} r^2 dr \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \gamma$$

γ und alle Ableitungen stetig, also z.B. periodisch in $\phi \rightarrow \phi + 2\pi$

$$\Rightarrow \int_0^{2\pi} d\phi \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \phi} \right) = \frac{\partial \gamma}{\partial \phi} \Big|_0^{2\pi} = 0$$

auch

$$\int_0^{\pi} d\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \gamma}{\partial \theta} \right) = \sin \theta \frac{\partial \gamma}{\partial \theta} \Big|_0^{\pi} = 0$$

sodass

$$\begin{aligned} \left(\Delta \frac{1}{r}\right)(\gamma) &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin \theta \int_0^{\infty} dr \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right) \\ &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin \theta \left[\frac{1}{r} r^2 \frac{\partial \gamma}{\partial r} \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} dr \left(-\frac{1}{r}\right) r^2 \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right] \\ &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin \theta [0 - \gamma(r \sin \theta \cos \phi, r \sin \theta \sin \phi, r \cos \theta) \Big|_{r=0}] \\ &= -4\pi\gamma(0, 0, 0) \\ &= -4\pi\delta^3(\gamma) \end{aligned}$$

□

4.7 Greensfunktionsmethode

Erlaubt spezielle Lösungen von inhomogenen, linearen gewöhnlichen, aber auch insbesondere von inhomogenen, linearen, partiellen DGL zu finden.

$$Dy = f$$

D ... linearer Differentialoperator
 y ... gesuchte Funktion
 f ... inhomogener Term der DGL

Beispiel.

$$\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3, D = \Delta$$

$$\Delta y = e^{-\mathbf{x}^2}$$

Definition. Eine temperierte Distribution G , welche die DGL

$$DG = \delta$$

löst, heißt Greenfunktion der DGL $Dy = f$

Satz. Wenn $f = \mathcal{F}\Psi$, wo Ψ schwach wachsende Funktion ist, dann gilt:

$$y_{\text{spez}} = \sqrt{2\pi}G \circ f$$

Beweis. Wiederholtes Anwenden der Ableitungsformel für Faltung ergibt:

$$Dy_{\text{spez}} = \sqrt{2\pi}(DG) \circ f = \sqrt{2\pi}\delta \circ f = \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} f = f$$

□

Beispiel.

$$\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$$

$$\Delta y = f, \quad \in S$$

wissen schon: $\Delta \frac{1}{|\mathbf{x}|} = -4\pi\delta^3$

$$\Rightarrow G = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{x}|}$$

$$\Rightarrow y_{\text{spez}} = \sqrt{2\pi} \left(-\frac{1}{4\pi} \right) \frac{1}{|\mathbf{x}|} \circ f$$

f und $\frac{1}{|\mathbf{x}'|}$ sind selbst wieder Funktionen, kann daher integrieren:

$$y_{\text{spez}} = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^3x' \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} f(\mathbf{x}') \quad (4.10)$$

4.8 Nichtlineare Variablentransformation der δ -Funktion

Satz. Wenn $f(x)$ n Nullstellen $x_{0_1}, x_{0_2}, \dots, x_{0_n}$ hat, stetig differenzierbar und monoton in Umgebungen der Nullstellen x_{0_n} ist, weiters $f'(x_{0_i}) \neq 0 \quad \forall i = 1, 2, \dots, n$ dann gilt

$$\delta(f)(\gamma) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{|f'(x_{0_i})|} \gamma(x_{0_i})$$

Beispiel.

$$\delta(x^2 - a^2)(\gamma) =$$

$$f(x) = x^2 - a^2, \quad x_{0_1} = -a, \quad x_{0_2} = a$$

$$f'(x) = 2x, \quad f'(a) \neq 0, \quad f'(-a) \neq 0$$

$$\delta(x^2 - a^2)(\gamma) = \frac{1}{2|a|} [\gamma(a) + \gamma(-a)]$$

Beweis. (für eine Nullstelle x_0)

$$(\delta(f(x)), \gamma(x)) = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-(f(x))^2 n} \gamma(x) dx$$

Sattelpunktmethode

sei $F(x) \geq 0, \quad \gamma \in S$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-F(x)n} \gamma(x) dx \approx \lim_{n \rightarrow \infty} e^{-F(x_0)n} \gamma(x_0) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(x-x_0)^2 F''(x_0)n} dx$$

wobei x_0 Extremwert von F , d.h. $F'(x_0) = 0$ und Taylorreihenentwicklung verwendet wird

$$F(x) = F(x_0) + (x - x_0) \underbrace{F'(x_0)}_{=0} + \frac{1}{2}(x - x_0)^2 F''(x_0) + \dots$$

Hier:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-(f(x))^2 n} \gamma(x) dx$$

$$F = f^2$$

$$F' = 2ff'$$

$$F'' = 2(f')^2 + 2ff''$$

Min. x_0 von $F \equiv$ Nullstelle von f

$$\begin{aligned}F'(x_0) &= 0 \\f(x_0) &= 0 \\ \Rightarrow F(x_0) &= f(x_0)^2 = 0 \\F'(x_0) &= 0 \\F''(x_0) &= 2(f'(x_0))^2\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta(f)(\gamma) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \gamma(x_0) \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-\frac{1}{2}(x-x_0)^2 2(f'(x_0))^2 n} dx}_{\sqrt{\frac{n}{\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{n}} \frac{1}{|f'(x_0)|}} \\ &= \frac{1}{|f'(x_0)|} \gamma(x_0)\end{aligned}$$

□

Kapitel 5

Partielle Differentialgleichungen 2. Ordnung im \mathbb{R}^3

Mehrere Variable x_1, x_2, \dots, x_k ; eine unbekannte Funktion $y(x_1, x_2, \dots, x_k)$:

$$F\left(x_i, y, \frac{\partial y}{\partial x_i}, \frac{\partial^2 y}{\partial x_1 \partial x_j}, \dots\right) = 0$$

5.1 Einleitung

In der folgenden Übersicht ist $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$

Statische PDG (zeitunabhängig)

$$\text{Laplace-Gleichung} \quad \Delta \phi(\mathbf{x}) = 0$$

$$\text{Poisson-Gleichung} \quad \Delta \phi(\mathbf{x}) = -4\pi\rho(\mathbf{x})$$

$$\text{Schwingungsgleichung} \quad (\Delta + \lambda)\phi(\mathbf{x}) = 0$$

Evolutionsgleichungen (beschreiben zeitliche Entwicklung)

$$\text{Wärmeleitungsgleichung} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - \Delta\right)\phi(t, \mathbf{x}) = 0$$

$$\text{Schrödinger-Gleichung} \quad \left(i\frac{\partial}{\partial t} + \Delta - V(\mathbf{x})\right)\phi(t, \mathbf{x}) = 0$$

$$\text{Wellengleichung} \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta\right)\phi(t, \mathbf{x}) = 0$$

In Analogie zur Klassifikation quadratischer Formen bezeichnet man Differentialoperatoren der Form

$$D = a_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \sum_{i=3}^3 a_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + b_0 \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=3}^3 b_i \frac{\partial}{\partial x_i} + c(t, \mathbf{x})$$

(wo a_i, b_i Konstante) als

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{elliptisch} \\ \text{parabolisch} \\ \text{hyperbolisch} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{entweder: } a_0 = b_0 = 0, a_{i=1,2,3} \text{ gleiches Vorzeichen} \\ \text{oder: } a_0 \text{ und } a_i \text{ gleiches Vorzeichen} \\ a_0 = 0, b_0 \neq 0, a_{i=1,2,3} \text{ gleiches Vorzeichen} \\ a_0 > 0, a_{i=1,2,3} < 0 \end{array} \right.$$

Es sind:

- elliptisch: Laplace-, Poisson- und Schwingungsgleichung
- parabolisch: Wärmeleitungs- und Schrödingergleichung, Fokker-Planck-Gleichung
- hyperbolisch: Wellengleichung

5.2 Laplace-Gleichung

5.2.1 Randwertproblem, Eindeutigkeit der Lösung

Suchen Lösung ϕ der Laplace-Gleichung $\Delta\phi = 0$ im Gebiet $V \subset \mathbb{R}^3$. Je nach Randbedingung (Vorgabe von Werten auf der Oberfläche) heißt das Problem:

$\phi \dots$ Dirichlet-Problem

$\nabla\phi\mathbf{n} \dots$ Neumann-Problem

(Im zweiten Fall bezeichnet \mathbf{n} den nach außen gerichteter Normalenvektor von O)

Um die Eindeutigkeit der Lösung in beiden Fällen zu zeigen, benötigen wir die *Green'schen Sätze*. Dazu beginnen wir beim *Satz von Gauss*:

$$\int_V \nabla \mathbf{A}(\mathbf{x}) d^3x = \int_O \mathbf{A}(\mathbf{x}) \mathbf{n} d\sigma$$

und setzen

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \phi \nabla \psi \\ \nabla \mathbf{A} &= (\nabla \phi)(\nabla \psi) + \phi \Delta \psi \end{aligned}$$

1. Green'scher Satz

$$\int_V [(\nabla \phi) \cdot (\nabla \psi) + \phi \Delta \psi] d^3x = \int_O [\phi \nabla \psi \mathbf{n} d\sigma]$$

2. Green'scher Satz (durch Substitution von $\phi \leftrightarrow \psi$ und Subtraktion von der ursprünglichen Gleichung)

$$\int_V [\phi \Delta \psi - \psi \Delta \phi] d^3x = \int_O [(\phi \nabla \psi - \psi \nabla \phi) \mathbf{n} d\sigma]$$

Eindeutigkeit der Lösung der Laplace-Gleichung Es seien ϕ_1, ϕ_2 zwei Lösungen in V , sodass

$$\Delta \phi_1 = 0$$

$$\Delta \phi_2 = 0$$

1. Dirichlet-Randbedingungen

Auf der Oberfläche O von V sind die Werte vorgegeben:

$$\phi_1 = \phi_2$$

Sei $u = \phi_2 - \phi_1$

$$\begin{aligned} \Delta u &= 0 && \text{in } V \\ u &= 0 && \text{auf } O \end{aligned}$$

1. Green'scher Satz $\phi = \psi = u$

$$\begin{aligned} \int_V [(\nabla u)^2 + u\Delta u] d^3x &= \int_O u(\nabla u)\mathbf{n}do \\ \int_V (\nabla u)^2 d^3x &= 0 \end{aligned}$$

da gemäß Voraussetzung Δu in V und u auf der Oberfläche verschwindet. Daraus folgt weiter $\nabla u = 0$ und damit $u = \text{const}$ in V , und, da $u = 0$ auf $O \subset V$, $u = 0$ in V bzw.

$$\phi_1 = \phi_2$$

2. Neumann-Randbedingungen

Diesmal gilt auf der Oberfläche O und, wiederum mit $u = \phi_2 - \phi_1$

$$\begin{aligned} (\nabla \phi_1)\mathbf{n} &= (\nabla \phi_2)\mathbf{n} \\ \Delta u &= 0 && \text{in } V \\ (\nabla u)\mathbf{n} &= 0 && \text{auf } O \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_V [(\nabla u)^2 + u\Delta u] d^3x &= \int_O u(\nabla u)\mathbf{n}do \\ \nabla u &= 0 \end{aligned}$$

Also ist wiederum $u = \text{const}$ in V ; aber $(\nabla u)\mathbf{n} = 0$ liefert keine weitere Einschränkung, daher ist Eindeutigkeit nur bis auf eine Konstante gegeben:

$$\phi_2 = \phi_1 + \text{const}$$

Wir besprechen im folgenden einige Ansätze zur Lösung der Laplace-Gleichung; wenn ein Dirichlet- oder Neumann-Problem lösbar ist, wissen wir, dass wir die *eindeutige* Lösung erhalten haben!

5.2.2 Fundamentallösung der Laplace-Gleichung

So heißt die radialsymmetrische Lösung im $\mathbb{R} \setminus \{0\}$, $\phi(\mathbf{x}) = \phi(r)$

$$\Delta \phi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \phi(r) \right) = 0$$

$$\begin{aligned} r^2 \frac{d}{dr} \phi &= \text{const} \\ \frac{d}{dr} \phi &= \frac{\text{const}}{r^2} \\ \phi(r) &= \frac{c_1}{r} + c_2 \end{aligned}$$

Beispiel. ϕ auf Kugelschale vorgegeben

$$\begin{aligned} \phi(R_1) &= \phi_1 \\ \phi(R_2) &= \phi_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{c_1}{R_1} + c_2 \\ \phi_2 &= \frac{c_1}{R_2} + c_2 \\ \phi(r) &= \frac{\phi_1 - \phi_2}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_2} \right) \end{aligned}$$

Wir verallgemeinern die Fundamentallösung:

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{c_1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + c_2$$

ist ebenfalls Lösung der Laplace-Gleichung für $\mathbf{x} \neq \mathbf{x}'$, wo $\mathbf{x}' \in \mathbb{R}^3$ fix vorgegeben.

Beweis.

$$\Delta = \nabla^i \nabla^i$$

$$\begin{aligned} \nabla_x^i \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} &= \nabla_y^k \frac{1}{|\mathbf{y}|} \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{x}-\mathbf{x}'} \nabla_y^k (x^i - x'^i) = \nabla_y^k \frac{1}{|\mathbf{y}|} \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{x}-\mathbf{x}'} \delta^{ik} \\ &= \nabla_y^i \frac{1}{|\mathbf{y}|} \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{x}-\mathbf{x}'} \\ \nabla_x^i \nabla_x^i \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} &= \Delta_y \frac{1}{|\mathbf{y}|} \Big|_{\mathbf{y}=\mathbf{x}-\mathbf{x}'} = 0 \end{aligned}$$

□

5.2.3 Produktansatz in Polarkoordinaten

Falls Randbedingungen für ϕ auf Kugeloberfläche vorliegt, ist Wahl von Polarkoordinaten günstig

$$\begin{aligned} \phi &= \phi(r, \vartheta, \varphi) \\ \Delta \phi &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \phi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} = 0 \end{aligned}$$

5.2.3.1 Produktansatz

$$\begin{aligned} \phi(r, \vartheta, \varphi) &= R(r)\Theta(\vartheta)\Phi(\varphi) \\ \Theta\Phi \frac{1}{r^2}(r^2 R')' + R\Phi \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} (\sin \vartheta \Theta')' + R\Theta \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \Phi'' &= 0 \quad \left| \frac{r^2}{R\Theta\Phi} \right. \\ \frac{1}{R}(r^2 R')' + \frac{1}{\Theta \sin \vartheta} (\sin \vartheta \Theta')' + \frac{\Phi''}{\Phi \sin^2 \vartheta} &= 0 \quad \left| \sin^2 \vartheta \right. \\ \lambda \sin^2 \vartheta + \frac{1}{\Theta} \sin \vartheta (\sin \vartheta \Theta')' + \frac{1}{\Phi} \Phi'' &= 0 \end{aligned}$$

Dabei haben wir $\lambda = \frac{1}{R}(r^2 R')'$ gesetzt; weiters $\mu = -\frac{1}{\Phi} \Phi''$. Zu lösen sind daher

$$\frac{\Phi''}{\Phi} = -\mu \quad (5.1)$$

$$\frac{\sin \vartheta}{\Theta} (\sin \vartheta \Theta')' + \lambda \sin^2 \vartheta = \mu \quad (5.2)$$

$$\frac{1}{R}(r^2 R')' = \lambda \quad (5.3)$$

Zunächst zu Gl. (5.1):

$$\begin{aligned} \Phi'' + \mu\Phi &= 0 \\ \Phi(\varphi) &= e^{\pm i\sqrt{\mu}\varphi} \end{aligned}$$

Wir verlangen Periodizität: $\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$, daraus folgt $\sqrt{\mu} = m \in \mathbb{Z}$.

$$\Phi(\varphi) = e^{im\varphi} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Nun setzen wir $\mu = m^2$ in die Differentialgleichung für Θ (5.2) ein und multiplizieren mit $\frac{\Theta}{\sin^2 \vartheta}$:

$$\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d}{d\vartheta} \left(\sin^2 \vartheta \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d\Theta}{d\vartheta} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{\sin^2 \vartheta} \right) \Theta = 0$$

Wir setzen $\cos \vartheta = x$

$$\begin{aligned} \Theta(\vartheta) &= \bar{\Theta}(x) \\ \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{d}{d\vartheta} \Theta(\vartheta) &= \frac{1}{\sin \vartheta} \underbrace{\frac{dx}{d\vartheta}}_{-\sin \vartheta} \frac{d\bar{\Theta}(x)}{dx} = -\frac{d\bar{\Theta}(x)}{dx} \end{aligned}$$

$$((1-x^2)\bar{\Theta}'(x))' + \left(\lambda - \frac{m^2}{1-x^2} \right) \bar{\Theta} = 0$$

Vgl. Differentialgleichung Assoziierte Legendre-Polynome (3.8)

$$((1-x^2)P_l^m)' + \left(l(l+1) - \frac{m^2}{1-x^2} \right) P_l^m = 0$$

Endlichkeit bei $x = \pm 1$ gefordert, daher $\lambda = l(l+1)$ und

$$\Theta(\vartheta) = P_l^m(\cos \vartheta)$$

Zuletzt: $\lambda = l(l+1)$ in radiale Gleichung (5.3) einsetzen

$$\begin{aligned} (r^2 R')' - l(l+1)R &= 0 \\ r^2 R'' + 2rR' - l(l+1)R &= 0 \end{aligned}$$

Ansatz:

$$R(r) = r^\alpha$$

$$\underbrace{[\alpha(\alpha-1) + 2\alpha - l(l+1)]}_{=0} r^\alpha = 0$$

$$\alpha^2 + \alpha - l(l+1) = 0$$

$$\alpha_1 = l$$

$$\alpha_2 = -l - 1$$

und somit

$$R(r) = \begin{cases} r^l \\ r^{-l-1} \end{cases}$$

Wir fassen die winkelabhängigen Lösungen zu Kugelfunktionen $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ (vgl. Abschnitt 3.5) zusammen.

Damit lautet die Lösung der Laplace-Gleichung:

$$\phi(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left[a_l^m r^l Y_l^m(\vartheta, \varphi) - b_l^m \frac{1}{r^{l+1}} Y_l^m(\vartheta, \varphi) \right] \quad (5.4)$$

Beispiel. $l = m = 0$: $Y_0^0 = \text{const}$

$$a_l^m = b_l^m = 0 \quad \text{wenn } (l, m) \neq (0, 0)$$

Fundamentallösung:

$$\phi = c_1 + \frac{c_2}{r}$$

5.2.3.2 Randbedingung

auf Oberfläche der Kugel mit Radius R :

$$\phi(R, \vartheta, \varphi) = V(\vartheta, \varphi)$$

- Interessiert man sich für Lösungen innerhalb der Kugel, so darf die Lösung nicht bei $r = 0$ singulär werden $\Rightarrow b_l^m = 0$
- Ist die Lösung außerhalb der Kugel gesucht, darf sie nicht in ∞ divergieren $\Rightarrow a_l^m = 0$

Wenn z.B. Lösung innerhalb der Kugel gesucht ist:

$$V(\vartheta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_l^m R^l Y_l^m(\vartheta, \varphi)$$

Gesucht: a_l^m ; mit Gl. (3.9)

$$a_{l'}^{m'} = \frac{1}{R^{l'}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\vartheta \sin \vartheta Y_{l'}^{*m'}(\vartheta, \varphi) \cdot V(\vartheta, \varphi)$$

Bemerkung. Die verallgemeinerte Fundamentallösung $\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}$ ist auch in der Separationslösung (5.4) enthalten:

Zur Erinnerung: $\mathbf{x} = \mathbf{x}(r, \vartheta, \varphi)$, $\mathbf{x}' = \mathbf{x}(R, \theta, \phi)$; Entwicklung nach Gl. (3.2) und Gl. (3.10)

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} &= \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \alpha) \begin{cases} \frac{1}{R} \left(\frac{r}{R}\right)^l & r < R \\ \frac{1}{r} \left(\frac{R}{r}\right)^l & r > R \end{cases} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{4\pi}{2l+1} Y_l^{*m}(\vartheta, \varphi) Y_l^m(\theta, \phi) \begin{cases} \frac{1}{R} \left(\frac{r}{R}\right)^l & r < R \\ \frac{1}{r} \left(\frac{R}{r}\right)^l & r > R \end{cases} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{4\pi}{2l+1} Y_l^m(\vartheta, \varphi) Y_l^{*m}(\theta, \phi) \begin{cases} \frac{1}{R} \left(\frac{r}{R}\right)^l & r < R \\ \frac{1}{r} \left(\frac{R}{r}\right)^l & r > R \end{cases} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \begin{cases} a_l^m r^l Y_l^m(\vartheta, \varphi) & r < R \\ b_l^m \frac{1}{r^{l+1}} Y_l^m(\vartheta, \varphi) & r > R \end{cases} \end{aligned} \quad (5.5)$$

wobei wir in der letzten Zeile $Y_l^{*m}(\theta, \phi)$ in den Koeffizienten zusammengefasst haben, da \mathbf{x}' und damit θ und ϕ konstant sind.

5.2.4 Produktansatz in Zylinderkoordinaten

$$\begin{aligned} x_1 &= \rho \cos \varphi \\ x_2 &= \rho \sin \varphi \\ x_3 &= z \end{aligned}$$

Falls Randbedingung für ϕ auf Zylinderfläche vorliegt, ist Verwendung von Zylinderkoordinaten vorteilhaft.

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

5.2.4.1 Produktansatz (für innere Lösung)

$$\phi(\rho, \varphi, z) = P(\rho)\Phi(\varphi)Z(z)$$

$$\begin{aligned}\Phi Z(P'' + \frac{1}{\rho}P') + PZ\frac{1}{\rho^2}\Phi'' + P\Phi Z'' &= 0 \\ \frac{1}{P}(P'' + \frac{1}{\rho}P') + \frac{1}{\rho^2}\frac{1}{\Phi}\Phi'' + \frac{1}{Z}Z'' &= 0 \\ -\frac{\rho^2}{P}(P'' + \frac{1}{\rho}P') + k^2\rho^2 + \frac{1}{\Phi}\Phi'' &= 0\end{aligned}$$

Diesmal ist

$$k^2 = \frac{1}{Z}Z'' \quad (5.6)$$

$$v = -\frac{1}{\Phi}\Phi'' < 0 \quad (5.7)$$

$$-\frac{\rho^2}{P}(P'' + \frac{1}{\rho}P') + k^2\rho^2 + \frac{1}{\Phi}\Phi'' = 0 \quad (5.8)$$

und damit für Gl. (5.6)

$$Z'' - k^2Z = 0$$

$$Z_{1,2} = e^{\pm kz}$$

(und damit sind auch die Linearkombinationen $Z_{\pm} = \frac{1}{2}(e^{kz} \pm e^{-kz}) = \begin{cases} \cosh kz \\ \sinh kz \end{cases}$ Lösungen)

sowie für Gl. (5.7) (vgl. Gl. 5.1)

$$\Phi = e^{\pm i\sqrt{v}\varphi}$$

$$\Phi = e^{in\varphi}$$

unter Voraussetzung der Periodizität, mit $v = n^2$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Die radiale Gleichung (5.8) multiplizieren wir mit $\frac{P}{\rho^2 k^2}$ und setzen im nächsten Schritt $k\rho = x$ und $P(\rho) = \bar{P}(x)$ (und daher $\frac{1}{k}\frac{dP(\rho)}{d\rho} = \frac{d\bar{P}(x)}{dx}$):

$$\begin{aligned}\frac{1}{k^2}\frac{d^2P}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{1}{k^2}\frac{dP}{d\rho} + \left(1 - \frac{n^2}{\rho^2 k^2}\right)P &= 0 \\ \frac{d^2\bar{P}(x)}{dx^2} + \frac{1}{x}\frac{d}{dx}\bar{P}(x) + \left(1 - \frac{n^2}{x^2}\right)\bar{P}(x) &= 0\end{aligned}$$

Dies ist eine Bessel'sche DGL, daher:

$$\bar{P}(x) = J_n(x)$$

$$P(\rho) = \bar{P}(k\rho) = J_n(k\rho)$$

Bemerkung. $J_n(k\rho) \Leftrightarrow$ innere Lösung, bei $\rho = 0$ endlich

5.2.4.2 Lösung des RWP

$$\begin{aligned}\phi(\rho, \varphi, 0) = 0 &\Rightarrow Z(z) = \sinh kz \\ \phi(1, \varphi, z) = 0 &\Rightarrow J_n(k) = 0\end{aligned}$$

mit $k = k_{nm}$, den Nullstellen der J_n und $m = 1, 2, 3, \dots$

also

$$\phi(\rho, \varphi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_n(k_{nm}\rho) \cdot \sinh(k_{nm}z) \cdot (a_{nm} \sin n\varphi + b_{nm} \cos n\varphi)$$

schließlich

$$\phi(\rho, \varphi, L) = V(\rho, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_n(k_{nm}\rho) \cdot \sinh(k_{nm}L) \cdot (a_{nm} \sin n\varphi + b_{nm} \cos n\varphi)$$

und durch Multiplikation/Integration mit $\int_0^{2\pi} d\varphi \sin l\varphi \cdot \int_0^1 J_l(k_{lm}\rho) \rho d\rho$ und mit der Orthogonalitätsrelation

$$\int_0^1 J_l(k_{lm}\rho) J_l(k_{ln}\rho) \rho d\rho = \frac{1}{2} \delta_{mn} (J_l'(k_{lm}))^2$$

folgen die a_{lm} und analog die b_{lm} mit $\int_0^{2\pi} \cos l\varphi d\varphi \dots$

5.2.5 Produktansatz in kartesischen Koordinaten

Wenn die Randbedingung auf Quaderoberfläche vorliegt, sind kartesische Koordinaten vorteilhaft.

5.2.5.1 Produktansatz

$$\phi(\mathbf{x}) = X(x)Y(y)Z(z)$$

Wir dividieren die Laplace-Gleichung durch XYZ :

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \frac{Z''}{Z} = 0$$

Wir setzen und erhalten:

$$\begin{aligned}\alpha^2 = -\frac{X''}{X} & & \beta^2 = -\frac{Y''}{Y} & & \alpha^2 + \beta^2 = \frac{Z''}{Z} \\ X = e^{\pm i\alpha x} & & Y = e^{\pm i\beta y} & & Z = e^{\pm \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} z}\end{aligned}$$

5.2.5.2 Randbedingung

$$\phi = 0 \text{ bei } \begin{cases} x = 0, 1 & X = \sin n\pi x & \alpha_n = n\pi \\ y = 0, 1 & Y = \sin m\pi y & \beta_m = m\pi \\ z = 0 & Z = \sinh \pi \sqrt{n^2 + m^2} z \end{cases}$$

$$\phi = \sum_{n,m=1}^{\infty} a_{nm} \sin(n\pi x) \sin(m\pi y) \sinh \pi \sqrt{n^2 + m^2} z$$

$$z = 1 : \quad V(x, y) = \sum_{n,m=1}^{\infty} a_{nm} \sin(n\pi x) \sin(m\pi y) \sinh \pi \sqrt{n^2 + m^2}$$

Wieder erhalten wir durch Multiplikation/Integration mit $\int_0^1 \sin k\pi x dx \cdot \int_0^1 \sin l\pi y dy$ und Anwendung der Orthogonalitätsbedingungen die Koeffizienten a_{kl} .

5.3 Poisson-Gleichung

$$\Delta \phi(\mathbf{x}) = -4\pi \rho(\mathbf{x}) \quad \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$$

In der Elektrodynamik heißt $\phi(\mathbf{x})$ *Potential* (an der Stelle \mathbf{x}) einer Ladungsverteilung, die durch die Ladungsdichte $\rho(\mathbf{x})$ beschrieben wird.

5.3.1 Randwertprobleme und Eindeutigkeit

Genauso wie bei Laplace-Gleichung

$$\begin{aligned} \Delta \phi_1 &= -4\pi \rho \\ \Delta \phi_2 &= -4\pi \rho \\ u &= \phi_2 - \phi_1 \\ \Delta u &= 0 \\ &\dots \end{aligned}$$

5.3.2 Green-Funktion

Wir wissen (4.9): $\Delta \left(-\frac{1}{4\pi r} \right) = \delta^3$ bzw.

$$\begin{aligned} \Delta \left(-\frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) &= \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \\ \phi(\mathbf{x}) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3x' \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \rho(\mathbf{x}') \end{aligned}$$

Offensichtlich ist $\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}$ Potential (an der Stelle \mathbf{x}) einer in \mathbf{x}' befindlichen, punktförmigen Einheitsladung.

$$\begin{aligned} \Delta \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} &= -4\pi \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \\ \text{d.h. } \rho(\mathbf{x}) &= \underbrace{1}_{\text{Einheitsladung}} \cdot \underbrace{\delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}_{\text{Punktförmig in } \mathbf{x}'} \end{aligned}$$

Bemerkung. Für festes \mathbf{x}' ist

$$\lim_{|\mathbf{x}| \rightarrow \infty} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = 0$$

für $\rho(\mathbf{x}) \in S$ erfüllt $\phi(\mathbf{x})$ die Dirichlet-Bedingung

$$\lim_{|\mathbf{x}| \rightarrow \infty} \phi(\mathbf{x}) = 0$$

Wie kann allgemeinere Dirichlet-Randbedingung berücksichtigt werden?

5.3.3 Dirichlet-Green-Funktion

Die Green-Funktion der Poissongleichung ist nicht eindeutig, da immer eine beliebige Lösung der Laplace-Gleichung addierbar ist.

$$\Delta \left(-\frac{1}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + F(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \right) = \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

wo $\Delta F(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 0$.

Diese Freiheit ermöglicht das Auffinden der so genannten Dirichlet-Green-Funktion $G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$

$$\begin{cases} \Delta \left(-\frac{1}{4\pi} \right) G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \\ G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 0 \end{cases} \quad \text{wenn } \mathbf{x} \in O$$

und gestattet, Lösung für allgemeine Dirichlet-Randbedingungen anzugeben.

Bemerkung. In der Definition von G_D kommt nur O vor, nicht der Wert von ϕ auf O .

Wir setzen die Lösung ϕ der Poissongleichung sowie $\psi(\mathbf{x}) = G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ in den 2. Green'schen Satz ein, wobei

$$\Delta\phi = -4\pi\rho \qquad \Delta\psi = -4\pi\delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$$

$$\begin{aligned} \int_V (\phi\Delta\psi - \psi\Delta\phi) d^3x &= \int_O (\phi\nabla\psi - \psi\nabla\phi) \mathbf{n} d\sigma \\ \int_V [\phi(\mathbf{x})(-4\pi\delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}')) - G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')(-4\pi\rho(\mathbf{x}))] d^3x &= \int_O [\phi(\mathbf{x})\nabla G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') - G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')_{=0}\nabla\phi(\mathbf{x})] \mathbf{n} d\sigma \end{aligned}$$

wobei auf der rechten Seite $G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 0$, da dort $\mathbf{x} \in O$.

$$\phi(\mathbf{x}') = \int_V G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')\rho(\mathbf{x})d^3x + \frac{1}{4\pi} \int_O \phi(\mathbf{x})\nabla G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')\mathbf{n} d\sigma$$

Hier ist $\phi(\mathbf{x})$ für $\mathbf{x} \in O$ bei Dirichlet-Randbedingungen vorgegeben.

Wir benennen $\mathbf{x} \leftrightarrow \mathbf{x}'$ um und verwenden $G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = G_D(\mathbf{x}', \mathbf{x})$; dann ist die eindeutige Lösung der Poissongleichung bei Dirichlet-Randbedingungen:

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_V G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')\rho(\mathbf{x}')d^3x' + \frac{1}{4\pi} \int_O \phi(\mathbf{x}')\nabla_{\mathbf{x}'} G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')\mathbf{n} d\sigma'$$

5.3.4 Spiegelungsmethode

Zur Konstruktion von $G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ ersetzen wir V mit Randbedingungsfläche durch ein größeres Volumen ohne Randbedingungsfläche, aber mit zusätzlicher Ladung *im hinzugefügten Volumen*. Diese zusätzliche Ladung wird so gewählt, dass ihr Effekt die Randbedingung simuliert

Beispiel.

$$V = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | x_3 > 0\} \quad \text{Halbraum}$$

$$O = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | x_3 = 0\}$$

$$\Rightarrow G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + \frac{-1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'_s|} \quad \mathbf{x}, \mathbf{x}' \in V$$

$$\frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad \dots \quad \text{Potential einer Einheitsladung bei } \mathbf{x}'$$

$$\frac{-1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'_s|} \quad \dots \quad \text{Potential einer negativen Einheitsladung bei gespiegelter Stelle } \mathbf{x}'_s$$

$$\mathbf{x}' = \begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_2 \\ x'_3 \end{pmatrix} \qquad \mathbf{x}'_s = \begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_2 \\ -x'_3 \end{pmatrix}$$

Tatsächlich ist $G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = 0$, wenn $x_3 = 0$.

Bemerkung.

$$\mathbf{x}'_s \notin V \Rightarrow |\mathbf{x} - \mathbf{x}'_s| \neq 0 \Rightarrow \Delta \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'_s|} = 0$$

Beispiel (Kugel).

$$V = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | |\mathbf{x}| < 1\}$$

$$O = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 | |\mathbf{x}| = 1\}$$

$$G_D(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + \frac{\left(-\frac{1}{|\mathbf{x}'|}\right)}{\left|\mathbf{x} - \frac{1}{|\mathbf{x}'|^2} \mathbf{x}'\right|} \quad \mathbf{x}, \mathbf{x}' \in V$$

5.3.5 Multipolentwicklung

Betrachten Poissongleichung mit Randbedingung $\lim_{|\mathbf{x}| \rightarrow \infty} \phi(\mathbf{x}) = 0$, wo $\rho = 0$ außerhalb eines endlichen Volumens V ; verwenden 5.5

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{x}) &= \int_V d^3x' \rho(\mathbf{x}') \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \int_V d^3x' \rho(\mathbf{x}') Y_l^{*m}(\vartheta', \varphi') Y_l^m(\vartheta, \varphi) \frac{4\pi}{2l+1} \frac{1}{r^{l+1}} \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l Q_l^m Y_l^m(\vartheta, \varphi) \frac{4\pi}{2l+1} \frac{1}{r^{l+1}} \end{aligned}$$

wobei wir

$$Q_l^m = \int_V d^3x' \rho(\mathbf{x}') Y_l^{*m}(\vartheta', \varphi') \in \mathbb{C}$$

gesetzt haben.

Im Detail:

$$\begin{aligned}
 Q_0^0 &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_V d^3x' \rho(\mathbf{x}') = \frac{Q}{\sqrt{4\pi}} \\
 Q_1^1 &= -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \int_V d^3x' (x'_1 - ix'_2) \rho(\mathbf{x}') \\
 Q_1^0 &= -\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \int_V d^3x' x'_3 \rho(\mathbf{x}') \\
 &\vdots
 \end{aligned}$$

sei $\mathbf{d} := \int_V d^3x' \mathbf{x}' \rho(\mathbf{x}')$... elektrisches Dipolmoment

Also ebenso:

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{Q}{r} + \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{x}}{r^3}$$

5.4 Schwingungsgleichung

5.4.1 Homogene Schwingungsgleichung

$$(\Delta + \mu^2) \phi(\mathbf{x}) = 0 \quad \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3, \mu \in \mathbb{R}$$

5.4.2 Fundamentallösung

Radialsymmetrische Lösung der Schwingungsgleichung in $\mathbb{R}^3 \setminus \{0\}$

$$\phi = \phi(r) \Rightarrow \frac{1}{r^2} (r^2 \phi')' + \mu^2 \phi = 0$$

setzen:

$$\begin{aligned}
 \phi(r) &= \frac{u(r)}{r} \\
 \phi'(r) &= \frac{u'r - u}{r^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{r^2} (u'r - u)' + \mu^2 \frac{u}{r} &= 0 \\
 u''r + u' - u' + \mu^2 ru &= 0 \\
 u'' + \mu^2 u &= 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 u &= c_1 \cos \mu r + c_2 \sin \mu r \\
 \phi(r) &= c_1 \frac{\cos \mu r}{r} + c_2 \frac{\sin \mu r}{r}
 \end{aligned}$$

Beispiel. Mit Dirichlet-Randbedingung auf Kugelschale

$$(\Delta + \mu^2)\phi = 0 \quad 0 < |\mathbf{x}| \leq R$$

$$\phi(R_1) = \phi_1, \quad \phi(R_2) = \phi_2$$

erhalten wir

$$\begin{aligned} \phi_1 &= c_1 \frac{\cos \mu R_1}{R_1} + c_2 \frac{\sin \mu R_1}{R_1} \\ \phi_2 &= c_1 \frac{\cos \mu R_2}{R_2} + c_2 \frac{\sin \mu R_2}{R_2} \end{aligned}$$

ist ein Gleichungssystem für c_1 und c_2 , dessen Determinante zu berechnen ist

$$\det \begin{pmatrix} \frac{\cos \mu R_1}{R_1} & \frac{\sin \mu R_1}{R_1} \\ \frac{\cos \mu R_2}{R_2} & \frac{\sin \mu R_2}{R_2} \end{pmatrix} = \frac{1}{R_1 R_2} \sin \mu (R_1 - R_2)$$

Ist μ Eigenwert des RWP – in unserem Beispiel, wenn $\mu_n = n\pi / (R_1 - R_2)$, sodass $\sin \mu_n (R_1 - R_2) = 0$ – so existiert bei homogenen Randbedingungen $\phi_1 = \phi_2 = 0$ eine nichttriviale Lösung der Schwingungsgleichung mit einem unbestimmten Koeffizienten. Bei inhomogenen Randbedingungen muss Lösung nicht immer existieren.

Beispiel. $R_1 = 0, c_1 = 0$

$$\Phi_1 = \Phi_2 = 0, \quad \mu_n = \frac{n\pi}{R_2}$$

$$\begin{aligned} \Phi(r) &= c_2 \frac{\sin \mu_n r}{r} \\ \Phi(R_2) &= c_2 \frac{\sin n\pi}{R_2} = 0 \end{aligned}$$

c_2 ist unbestimmt

Ist μ kein EW des RWP, so ist Schwingungsgleichung eindeutig lösbar, es bleiben keine Koeffizienten unbestimmt.

5.4.3 Produktansatz in Polarkoordinaten

Wenn z.B. die Randbedingung auf Kugeloberfläche vorliegt, Lösung im Inneren gesucht ist

Anwendung: z.B. Luftschwingungen in einem Hohlraum

$$\phi(r, \vartheta, \varphi) = R(r)\Theta(\vartheta)\Phi(\varphi)$$

Winkelabhängiger Teil wie bei Laplace-Gleichung

$$\Theta(\vartheta)\Phi(\varphi) = Y_l^m(\vartheta, \varphi) \quad l = 0, 1, \dots \quad m = -l, \dots, 0, \dots, +l$$

Radiale Gleichung

$$r^2 R'' + 2r R' + [\mu^2 r^2 - l(l+1)]R = 0$$

setzen

$$r = \frac{x}{\mu}$$

$$y(x) = R(r(x))$$

$$\dot{y}(x) = R' \frac{1}{\mu}$$

$$\ddot{y}(x) = R'' \left(\frac{1}{\mu}\right)^2$$

$$\ddot{y} + \frac{2}{x}\dot{y} + \left[1 - \frac{l(l+1)}{x^2}\right]y = 0$$

setzen $y = x^{-1/2}J(x)$

$$\dot{y} = -\frac{1}{2}x^{-3/2}J + x^{-1/2}J'$$

$$\ddot{y} = \frac{3}{4}x^{-5/2}J - x^{-3/2}J' + x^{-1/2}J''$$

$$x^{-\frac{1}{2}} \left\{ J'' + \frac{1}{x}J' \left(1 - \frac{l(l+1) + \frac{1}{4}}{x^2}\right) J \right\} = 0$$

$$J'' + \frac{1}{x}J' + \left(1 - \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2}{x^2}\right) J = 0$$

dies ist die Differentialgleichung der Besselfunktion $J_{l+\frac{1}{2}}(x)$

Diese ist mittels der Γ -Funktion definiert

$$\left(l + \frac{1}{2} + r\right)! = \Gamma\left(l + \frac{1}{2} + r + 1\right)$$

Wir bezeichnen $J_{l+\frac{1}{2}}(x) := j_l(x)$ als *sphärische Besselfunktion*.

$$\phi(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} j_l(\mu r) Y_l^m(\vartheta, \varphi)$$

Beispiel.

$$\phi(R, \vartheta, \varphi) = V(\vartheta, \varphi)$$

und μ sei kein EW, d.h. $j_l(\mu R) \neq 0 \forall l = 0, 1, 2, \dots$

\Rightarrow alle a_{lm} können aus Orthogonalitätsrelation der Kugelfunktionen hergeleitet werden

Beispiel.

$$\phi(R, \vartheta, \varphi) = 0$$

mit Eigenwert μ

Z. B. für

$$j_5(\mu R) = 0$$

sind alle a_{5m} mit $m = -5, -4, \dots, 4, 5$.

unbestimmbare freie Parameter und die Lösung lautet

$$\phi(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{m=-5}^5 a_{5m} j_5(\mu r) Y_5^m(\vartheta, \varphi)$$

5.4.4 Inhomogene Schwingungsgleichung

$$(\Delta + \mu^2)\phi(\mathbf{x}) = -4\pi\tau(\mathbf{x})$$

Lösung mittels Greenfunktion ist gesucht

Behauptung.

$$(\Delta + \mu^2)\frac{e^{\pm i\mu r}}{r} = -4\pi\delta^3$$

Beweis.

$$\left(\Delta \frac{e^{\pm i\mu r}}{r}, \gamma\right) = \left(\frac{e^{\pm i\mu r}}{r}, \Delta\gamma\right)$$

$$\begin{aligned} \text{Distr.} &\stackrel{=}{=} \text{Fkt.} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \int_0^\infty dr r^2 \frac{e^{\pm i\mu r}}{r} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \gamma \right) \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \int_0^\infty (-1) dr \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{\pm i\mu r}}{r} \right) r^2 \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \left[- \int_0^\infty dr (-1 \pm i\mu r) e^{\pm i\mu r} \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right] \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \left\{ - \gamma|_{r=0} + \int_0^\infty dr [\pm i\mu \pm i\mu(-1 \pm i\mu r)] e^{\pm i\mu r} \gamma \right\} \\ &= -4\pi\gamma(\mathbf{0}) - \mu^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \int_0^\infty dr r^2 \frac{e^{\pm i\mu r}}{r} \gamma(\mathbf{x}) \\ &= (-4\pi\delta^3, \gamma) - \mu^2 \left(\frac{e^{\pm i\mu r}}{r}, \gamma \right) \end{aligned}$$

$$\phi(\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} e^{\pm i\mu|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x'$$

□

5.5 Wärmeleitungsgleichung

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = a^2 \Delta \phi(\mathbf{x}, t) \\ \phi(\mathbf{x}, 0) = f(\mathbf{x}) \in S \end{cases}$$

wo $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$, $t > 0$, $a^2 > 0$, $f(\mathbf{x}) \in S \dots$ vorgegebene Temperaturverteilung

Neue Lösungsmethode: Fouriertransformation bzgl. \mathbf{x} . Zweimalige Anwendung von 4.2 auf die Wärmeleitungsgleichung ergibt

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi}{\partial t}(\mathbf{x}, t) &= a^2 \Delta \phi(\mathbf{x}, t) \\ \frac{\partial (\mathcal{F}\phi)(\mathbf{k}, t)}{\partial t} &= -a^2 \mathbf{k}^2 (\mathcal{F}\phi)(\mathbf{k}, t)\end{aligned}$$

wobei wir die erste Zeile mit $\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \cdot e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} d^3x$ integriert und $(\mathcal{F}\phi)(\mathbf{k}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \phi(\mathbf{x}, t) d^3x$ verwendet haben.

Integration dieser gewöhnlichen DGL ergibt

$$(\mathcal{F}\phi)(\mathbf{k}, t) = c(\mathbf{k}) e^{-a^2 \mathbf{k}^2 t}$$

Nun ist

$$\begin{aligned}(\mathcal{F}\phi)(\mathbf{k}, 0) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \underbrace{\phi(\mathbf{x}, 0)}_{f(\mathbf{x})} d^3x = (\mathcal{F}f)(\mathbf{k}) \\ (\mathcal{F}\phi)(\mathbf{k}, t) &= (\mathcal{F}f)(\mathbf{k}) e^{-a^2 \mathbf{k}^2 t}\end{aligned}$$

Produkt zweier Funktionen in k : Faltung

Rücktrafo (vgl. Faltungsformel 2.10; hier \mathcal{F}^{-1} statt \mathcal{F}):

$$\begin{aligned}\phi(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}f) \circ \mathcal{F}^{-1}(e^{-a^2 \mathbf{k}^2 t}) = f \circ \mathcal{F}^{-1}(e^{-a^2 \mathbf{k}^2 t}) \\ \mathcal{F}^{-1}(e^{-a^2 \mathbf{k}^2 t}) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)t} e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3)} d^3k\end{aligned}$$

Dieser Ausdruck faktorisiert in 3 Integrale über k_1, k_2, k_3

Ein Integral herausgegriffen:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2 p^2 t + i p x} dp &= \frac{1}{\sqrt{2ta}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{p'^2}{2} + i p' \frac{x}{\sqrt{2ta}}} dp' \\ &= \frac{1}{\sqrt{2ta}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{q^2}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sqrt{2ta}}\right)^2} dq \\ &= \frac{1}{\sqrt{2ta}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sqrt{2ta}}\right)^2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2ta}} e^{-\frac{x^2}{4ta^2}}\end{aligned}$$

wobei $p = \frac{1}{\sqrt{2ta}} p'$ und $dp = \frac{1}{\sqrt{2ta}} dp'$; weiters $q = p' - i \frac{x}{\sqrt{2ta}}$ (und $dq = dp'$) und nach Auswertung des Gauss'schen Integrals über q

Dreimal dasselbe Procedere:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}^{-1}(e^{-a^2 \mathbf{k}^2 t}) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2ta}}\right)^3 e^{-\frac{x^2}{4ta^2}} \\ \Rightarrow \phi(\mathbf{x}, t) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2ta}}\right)^3 \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\mathbf{x}-\mathbf{x}')^2}{4ta^2}} f(\mathbf{x}') d^3x'\end{aligned}$$

Faltung = Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit AWP

5.6 Schrödingergleichung

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{x}, t) = \left(-\frac{1}{2}\Delta + V(\mathbf{x}, t)\right)\psi(\mathbf{x}, t) \quad \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$$

Falls V zeitunabhängig ist, d.h. $V = V(\mathbf{x})$, ist Produktansatz möglich

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \phi(\mathbf{x})f(t)$$

Einsetzen:

$$\begin{aligned} i\phi\dot{f} &= \left(-\frac{1}{2}\Delta\phi + V(\mathbf{x}, t)\phi\right)f \\ \frac{i\dot{f}}{f} &= \frac{-\frac{1}{2}\Delta\phi + V\phi}{\phi} = E = \text{const} \\ i\dot{f} &= Ef \\ f(t) &= e^{-iEt} \end{aligned}$$

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta + V - E\right)\phi(\mathbf{x}) = 0$$

Zeitunabhängige Schrödingergleichung (elliptischer Typ)

Wegen der Wahrscheinlichkeitsinterpretation der Quantenmechanik verlangen wir, dass $\phi(\mathbf{x})$ quadratintegrabel ist: $\int_{-\infty}^{\infty} \phi^* \phi d^3x = 1$; dies ist ein verallgemeinertes Sturm-Liouville-Problem (Polynomlösung!)

Beispiel. H-Atom

$$V = -\frac{1}{r}$$

Separationsansatz für ϕ in Polarkoordinaten:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{1}{2}\Delta - \frac{1}{r} - E\right)\phi(\mathbf{x}) &= 0 \\ \phi(\mathbf{x}) &= R(r)\Theta(\vartheta)\Phi(\varphi) \end{aligned}$$

Wissen schon von Laplace-Gleichung:

$$\begin{aligned} \Theta(\vartheta)\Phi(\varphi) &= Y_l^m(\vartheta, \varphi) \\ l &= 0, 1, 2, \dots \\ m &= -l, \dots, l \end{aligned}$$

mit

$$-\frac{1}{2}R'' - \frac{1}{r}R' + \left(-\frac{1}{r} - E + \frac{l(l+1)}{2r^2}\right)R = 0$$

Wir setzen:

$$R(r) = \frac{y(r)}{r}$$

$$R'(r) = \frac{y'}{r} - \frac{y}{r^2}$$

$$R''(r) = \frac{y''}{r} - \frac{2y'}{r^2} + \frac{2y}{r^3}$$

$$-\frac{1}{2} \left(\frac{y''}{r} - \frac{2y'}{r^2} + \frac{2y}{r^3} \right) - \frac{y'}{r^2} + \frac{y}{r^3} + \left(-\frac{1}{r} - E + \frac{l(l+1)}{2r^2} \right) \frac{y}{r} = 0$$

$$y'' + \left(\frac{2}{r} + \underbrace{2E}_{\varepsilon} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) y = 0$$

$$y'' + \left(\varepsilon + \frac{2}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) y = 0$$

und setzen weiters

$$y(r) = x^{l+1} e^{-x/2} w(x)$$

$$x = 2r\sqrt{-\varepsilon}$$

$$xw''(x) + (2l+2-x)w'(x) + \left(\frac{1}{\sqrt{-\varepsilon}} - l - 1 \right) w(x) = 0$$

Nur wenn $\left(\frac{1}{\sqrt{-\varepsilon}} - l - 1 \right) = 0, 1, 2, \dots$ liegt eine normierbare Lösung vor, also eine Lösung in Form eines Polynoms (für Quantenmechanik entscheidend)

Fordern also: $\frac{1}{\sqrt{-\varepsilon}} = n = \{1, 2, 3, \dots\}$, sodass $\left(\frac{1}{\sqrt{-\varepsilon}} - l - 1 \right) = \{0, 1, 2, 3, \dots\}$.

Nur in diesem Fall ist ϕ quadratintegabel, da $w(x)$ ein Polynom (genauer: ein Laguerrepolynom) ist.

$$\Rightarrow w(x) = L_{n-l-1}^{2l+1}(x)$$

$$\Rightarrow \phi(\mathbf{x}) = \sum_n \sum_l \sum_m a_{nlm} Y_l^m(\vartheta, \varphi) \cdot \frac{\left(\frac{1}{r}\right)^{l+1} e^{-r/n}}{r} L_{n-l-1}^{2l+1} \left(\frac{2r}{n} \right)$$

bzw.

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} \sum_{m=-l}^l b_{nlm} e^{\frac{it}{2r^2}} Y_l^m(\vartheta, \varphi) \cdot r^l e^{-\frac{r}{n}} L_{n-l-1}^{2l+1} \left(\frac{2r}{n} \right)$$

(Faktoren in dieser Gleichung sind vermutlich nicht ganz richtig)

In der Quantenmechanik sind normierte Eigenfunktionen wichtig.

5.7 Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \phi(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \Delta \phi(\mathbf{x}, t) = 0, \quad \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$$

5.7.1 Radialsymmetrische Lösung

beschreibt kugelsymmetrische Ausbreitung von Schallwellen im \mathbb{R}^3

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \Delta \phi &= 0 \\ \phi(\mathbf{x}, 0) &= \varphi(r) \\ \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{x}, 0) &= 0\end{aligned}$$

setzen

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{y(r, t)}{r}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 y}{\partial r^2} &= 0 \\ y(r, 0) &= r\varphi(r) \\ \dot{y}(r, 0) &= 0\end{aligned}$$

ist eine eindimensionale Wellengleichung

führen neue Variable ein:

$$\begin{aligned}\xi &= r + t \\ \eta &= r - t\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}u(\xi, \eta) &= y(r(\xi, \eta), t(\xi, \eta)) \\ \Rightarrow \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} &= 0 \Rightarrow u(\xi, \eta) = F(\xi) + G(\eta) \\ \Rightarrow y(r, t) &= F(r + t) + G(r - t)\end{aligned}$$

D'Alembert'sche Lösung für 1-dimensionale Wellengleichung

Anfangsbedingungen:

$$\begin{aligned}y(r, 0) &= r\varphi(r) \\ y'(r, 0) &= 0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow F(r) &= \frac{1}{2}(c + r\varphi(r)) \\ G(r) &= \frac{1}{2}(-c + r\varphi(r))\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}y(r, t) &= \frac{1}{2}[(r + t)\varphi(r + t) + (r - t)\varphi(r - t)] \\ \phi(r, t) &= \frac{1}{2r}[(r + t)\varphi(r + t) + (r - t)\varphi(r - t)]\end{aligned}$$

5.7.2 Stationäre Lösung

beschreibt stehende Wellen in Hohlräumen

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} - \Delta\phi = 0$$

$\phi(\mathbf{x}, t) = 0$ an der Stelle $|\mathbf{x}| = R$

Produktansatz:

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \psi(\mathbf{x})f(t)$$

$$\begin{aligned} \ddot{f}\psi - f\Delta\psi &= 0 \\ \underbrace{\frac{\ddot{f}}{f}}_{-\mu^2} &= \underbrace{\frac{\Delta\psi}{\psi}}_{-\mu^2} \end{aligned}$$

Schwingungsgleichung:

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{x})|_{|\mathbf{x}|=R} &= 0 \\ f(t) &= a \sin \mu t + b \cos \mu t, \quad \Delta\psi + \mu^2\psi = 0 \end{aligned}$$

5.7.3 Ebene Wellen

Produktansatz:

$$\phi(\mathbf{x}, t) = e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)}$$

wo $\mathbf{k} \in \mathbb{R}^2 \dots$ fixer Vektor \equiv Ausbreitungsrichtung der Wellen

$$\Rightarrow \underbrace{(-\omega^2 + \mathbf{k}^2)}_{=0} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} = 0$$

Wieso heißt $\phi(\mathbf{x}, t) = e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)}$ ebene Welle?

$$\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t = k(\mathbf{n}\mathbf{x} - t)$$

wobei $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$ und $|\mathbf{n}| = 1$

\mathbf{x} seien Orte konstanter Phase:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}\mathbf{x} - t &= \text{const} \\ \mathbf{n}(\mathbf{x} - \mathbf{n}(t + \text{const})) &= 0 \\ \mathbf{n}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t)) &= 0 \\ \mathbf{x}_0(t) &= \mathbf{n}(\text{const} + t) \end{aligned}$$

ist Ebenengleichung für \mathbf{x} , \mathbf{x}_0 (und somit die Ebene) bewegt sich in Richtung \mathbf{n} mit Geschwindigkeit 1

5.7.4 Inhomogene Wellengleichung

$$\left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \phi(\mathbf{x}, t) = -4\pi \rho(\mathbf{x}, t)$$

Vorzeichen sind analog zu Poissongleichung

retardierte Greenfunktion

(kann ja mehrere verschiedene Greenfunktionen für Wellengleichung wählen, aber diese hier ist besonders praktisch, weil die Laufzeit darin berücksichtigt ist, die die zu (\mathbf{x}, t) ausgesandte Welle (Störung) benötigt, an den Punkt (\mathbf{x}', t') zu kommen)

2 Bedingungen an Greenfunktion:

$$\begin{aligned} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) G_{\text{ret}}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') &= \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\delta(t - t') \\ G_{\text{ret}}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') &= \frac{\partial}{\partial t} G_{\text{ret}}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') = 0 \quad \text{für } t < t' \end{aligned}$$

Behauptung.

$$G_{\text{ret}}(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') = -\frac{1}{4\pi} \frac{\delta(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| - t + t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}$$

Beweis. Betrachten Testfunktionen $\gamma(\mathbf{x}), \tau(t) \in S$

zu zeigen:

$$\left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) G_{\text{ret}}(\gamma(\mathbf{x})\tau(t)) = \gamma(\mathbf{0})\tau(0)$$

also

$$\left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) G_{\text{ret}}(\gamma\tau) = G(\tau\Delta\gamma - \gamma\ddot{\tau})$$

benutzen jetzt $G_{\text{ret}} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\delta(r-t)}{r}$

$$\begin{aligned} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) G_{\text{ret}}(\gamma\tau) &= -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{r} (\tau(r)\Delta\gamma(\mathbf{x}) - \gamma(\mathbf{x})\tau''(r)) \\ &= \dots \\ &= \gamma(\mathbf{0})\tau(0) \end{aligned}$$

□

$$\begin{aligned} \Rightarrow \phi(\mathbf{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-\infty}^{\infty} d^3x' \frac{\delta(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| - t + t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \rho(\mathbf{x}', t') \\ \phi(\mathbf{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d^3x' \frac{\rho(\mathbf{x}', t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \end{aligned}$$

Ladungsdichte des gesamten Raumes trägt bei, allerdings ist der Beitrag jedes Punktes von entsprechend früherer Zeit: endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit (=1 in unseren Einheiten) der Störung ist berücksichtigt!

5.7.5 Allgemeine Lösung des Anfangswertproblems

2. Greenscher Satz $\int_0^\tau dt$, $\tau > t'$

$$\int_0^\tau dt \int_V (\phi \Delta \psi - \psi \Delta \phi) d^3x = \int_0^\tau dt \int_O (\phi \nabla \psi - \psi \nabla \phi) \mathbf{n} d\sigma$$

$$\phi(\mathbf{x}, t) = -4\pi G_{\text{ret}}(\mathbf{x}, -t, \mathbf{x}', -t')$$

$$\left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \phi(\mathbf{x}, t) = -4\pi \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \delta(t - t')$$

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{x}, t) = 0 \quad \text{für } t > t'$$

$\psi(\mathbf{x}, t)$... Lösung der inhomogenen Wellengleichung

$$\left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \psi(\mathbf{x}, t) = -4\pi \rho(\mathbf{x}, t)$$

Linke Seite:

$$4\pi \psi(\mathbf{x}', t') - 4\pi \int_0^\tau dt \int_V d^3x \frac{\delta(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'| - t' + t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \rho(\mathbf{x}, t) \stackrel{\text{p.I. bez. dt}}{+} \int_0^\tau dt \int_V d^3x \left[\phi(\mathbf{x}, t) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\mathbf{x}, t) - \psi(\mathbf{x}, t) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi(\mathbf{x}, t) \right]$$

$\tau > t'$ haben wir so gewählt

Kopien

Gemischte Ableitungsterme heben sich weg

$$\int_V d^3x \left[\phi(\mathbf{x}, t) \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{x}, t) - \psi(\mathbf{x}, t) \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{x}, t) \right]_0^\tau$$

Beachte, dass $\phi(\mathbf{x}, \tau) = \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{x}, \tau) = 0$, weil $\tau > t'$

$$= - \int_V d^3x \left[\phi(\mathbf{x}, 0) \frac{\partial \psi}{\partial t}(\mathbf{x}, 0) - \psi(\mathbf{x}, 0) \frac{\partial \phi}{\partial t}(\mathbf{x}, 0) \right]$$

Beschränken uns auf $V = \mathbb{R}^3$

Allgemeine Anfangsbedingungen

$$\psi(\mathbf{x}, 0) = f(\mathbf{x})$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t}(\mathbf{x}, 0) = h(\mathbf{x})$$

Nehmen an, dass $f(\mathbf{x})$ und $h(\mathbf{x})$ für $|\mathbf{x}| \rightarrow \infty$ geeignet abfallen, sodass R.S. = 0!

Somit ergibt sich:

$$\psi(\mathbf{x}', t') = \int d^3x \frac{\rho(\mathbf{x}, t' - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + \frac{1}{4\pi} \int d^3x \left[\phi(\mathbf{x}, 0) h(\mathbf{x}) - f(\mathbf{x}) \frac{\partial \phi}{\partial t}(\mathbf{x}, 0) \right]$$

In den rechten Term setzen wir ϕ und $\frac{\partial}{\partial t} \phi$ ein; d^3x : Polarkoordinaten um Mittelpunkt $\mathbf{x}' \Rightarrow dr$ mit δ -Distr. integrieren!

$$\frac{1}{4\pi} \left[\int_O \frac{h(\mathbf{x}) d\sigma}{t'} + \frac{\partial}{\partial t'} \int_O \frac{f(\mathbf{x}) d\sigma}{t'} \right]$$

O ... Kugelschale um \mathbf{x}' , Radius t'

vertauschen der Übersichtlichkeit halber $(\mathbf{x}, t) \leftrightarrow (\mathbf{x}', t')$ und erhalten *Poisson'sche Lösung* der Wellengleichung:

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \int d^3x' \frac{\rho(\mathbf{x}', t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} + \frac{1}{4\pi} \left[\int_O \frac{h(\mathbf{x}') d\mathbf{o}'}{t} + \frac{\partial}{\partial t} \int_O \frac{f(\mathbf{x}') d\mathbf{o}'}{t} \right]$$

Kapitel 6

Lineare Operatoren im Hilbertraum

Funktionsräume sind unendlich-dimensionale Vektorräume. Was heißt selbstadjungiert?

6.1 Grundtatsachen der Lebesgue'schen Integrationstheorie

1. Approximation des Integrals durch Rechtecksummen, wo (anstatt wie beim Riemann-Integral die x -Achse) die y -Achse unterteilt wird.

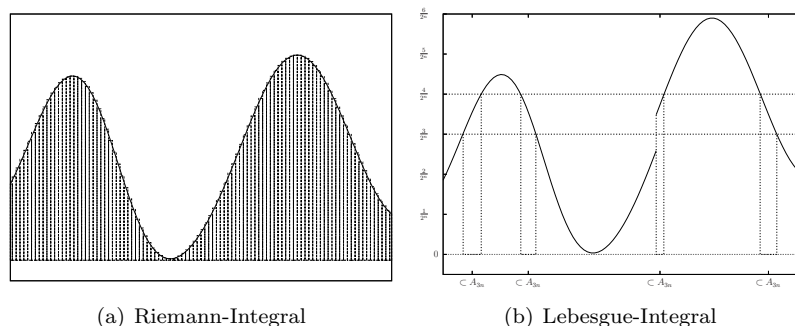


Abbildung 6.1: Unterschiedliche Arten von Integration (schematisch)

2. Suchen Verallgemeinerung des Begriffs der Länge μ von allgemeinen Punktmenge.
Zunächst:

$$\begin{aligned}\mu(I) &= b - a \\ \mu(\text{Punkt}) &= 0\end{aligned}$$

wo I offenes oder abgeschlossenes Intervall.

Definition (σ -Algebra). Gegeben sei eine Menge X . \mathcal{A} heißt σ -Algebra wenn mit $A \in \mathcal{A}$ auch $A^C := X \setminus A \in \mathcal{A}$ ist, sowie mit $A_{i=1,2,3,\dots} \in \mathcal{A}$ auch $\bigcup_{i=1}^{\infty} A_i \in \mathcal{A}$ ist.

Beispiel.

$$\begin{aligned} X &= \{1, 2, 3, 4, 5\} \\ A_1 &= \{1, 3, 5\} \\ A_2 &= \{2, 4\} \\ \mathcal{A} &= \{\emptyset, X, A_1, A_2\} \end{aligned}$$

Hier ist \mathcal{A} σ -Algebra.

Folgerung:

1. $\emptyset \in \mathcal{A}$ ($\emptyset = X^C$)
2. $\bigcap_{i=1}^{\infty} A_i \in \mathcal{A}$ ($X = \bigcup_{i=1}^{\infty} A_i$, $\bigcap_{i=1}^{\infty} A_i = X \setminus \bigcup_{i=1}^{\infty} (X \setminus A_i)$)

Definition (Borelmenge). *Borelmengen* sind die Elemente der kleinsten σ -Algebra \mathcal{B} , die alle offenen Intervalle enthält.

Folgerung: auch jedes abgeschlossene Intervall ist Borelmenge, da $[a, b] = \bigcap_{n=1}^{\infty} (a - \frac{1}{n}, b + \frac{1}{n})$

Definition (Nullmengen). Zu jedem $\varepsilon > 0$ existiert eine Überdeckung der Nullmenge N mit offenen Intervallen I_n , sodass $N \subseteq \bigcup_{n=1}^{\infty} I_n$ und $\sum_{n=1}^{\infty} \mu(I_n) < \varepsilon$.

Beispiel. • Punkt ist Nullmenge.

- Vereinigung von abzählbar vielen Nullmengen ist Nullmenge.

Definition (Lebesgue-Maß). *Lebesgue'sches Maß* μ einer Borel'schen Menge $A \in \mathcal{B}$: $\mu(A) := \inf (\sum_{n=1}^{\infty} \mu(I_n))$, wo Infimum über alle Überdeckungen von A mit offenen Intervallen zu bilden ist.

Eigenschaften von μ Ohne Beweis, anschaulich klar:

- $0 \leq \mu(A)$ $A \in \mathcal{B}$
- Wenn $A_i \in \mathcal{B}$ mit $A_n \cap A_m = \emptyset \forall n \neq m$ gilt:

$$\mu\left(\bigcup_{i=1}^{\infty} A_i\right) = \sum_{i=1}^{\infty} \mu(A_i)$$

Beispiel.

$$\mu(\emptyset) = 0$$

Beweis.

$$\begin{aligned} X &= X \cup \emptyset \\ \emptyset &= X \cap \emptyset \\ \mu(X) &= \mu(X \cup \emptyset) = \mu(X) + \mu(\emptyset) \\ \mu(\emptyset) &= 0 \end{aligned}$$

□

- $\mu(\bigcup_{i=1}^{\infty} A_i) \leq \sum_{i=1}^{\infty} \mu(A_i)$
- Wenn $A \subset B$: $\mu(A) \leq \mu(B)$
- $\mu(\text{Nullmenge}) = 0$ (Infimum ist 0)

Beispiel.

$$\mu([0, 1] \cap (\mathbb{R} \setminus \mathbb{Q})) = 1$$

Beweis.

$$\begin{aligned} [0, 1] &= ([0, 1] \cap (\mathbb{R} \setminus \mathbb{Q})) \cup ([0, 1] \cap \mathbb{Q}) \\ \mu([0, 1]) &= 1 = \mu([0, 1] \cap (\mathbb{R} \setminus \mathbb{Q})) + \mu([0, 1] \cap \mathbb{Q}) \end{aligned}$$

und, da $[0, 1] \cap \mathbb{Q}$ (die Menge der rationalen Zahlen im Intervall $[0, 1]$) als abzählbare Vereinigung von Nullmengen selbst eine Nullmenge ist:

$$\begin{aligned} \mu([0, 1] \cap \mathbb{Q}) &= 0 \\ \mu([0, 1] \cap (\mathbb{R} \setminus \mathbb{Q})) &= 1 \end{aligned}$$

□

Definition (Messbarkeit). Die reellwertige Funktion f heißt *messbar*, wenn $\{x \mid y_1 \leq f(x) \leq y_2\} \forall y_1, y_2 \in \mathbb{R}$ Borelmenge ist.

Definition (Lebesgue Integral). Für die positive, reellwertige, messbare Funktion f definieren wir

$$\begin{aligned} A_{kn} &= \left\{ x \mid \frac{k}{2^n} \leq f \leq \frac{k+1}{2^n} \right\} \\ A_{\infty} &= \{x \mid f(x) = \infty\} \end{aligned}$$

wo $k, n = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$\int f(x) dx := \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{k}{2^n} \mu(A_{kn})$$

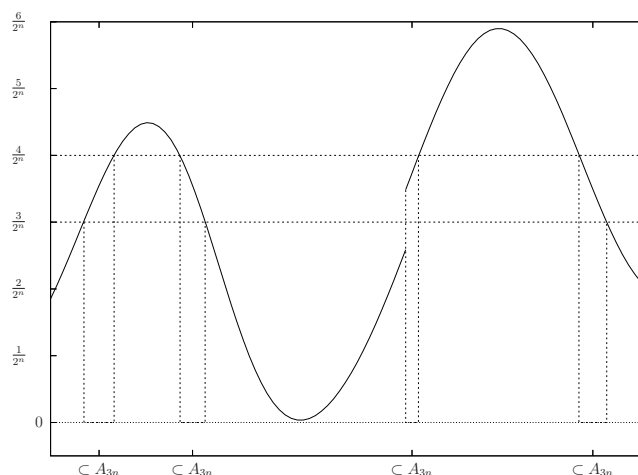


Abbildung 6.2: Lebesgue-Integration

Bemerkung. Wenn $f(x)$ nicht positiv ist, gilt

$$\int f \, dx = \int f_+ \, dx - \int f_- \, dx$$

$$f_+ = \max(f, 0)$$

$$f_- = \max(-f, 0)$$

Definition. Wenn A_∞ eine Nullmenge ist, d.h. $\mu(A_\infty) = 0$:

$$\infty \cdot \mu(A_\infty) := 0$$

Definition.

$$\int_A f(x) \, dx = \int f(x) C_A(x) \, dx$$

$$\text{wo } C_A(x) = \begin{cases} 1 & x \in A \\ 0 & x \notin A \end{cases}$$

Definition. f heißt *integrierbar auf A* , wenn

$$\int_A f \, dx < \infty$$

Definition. Eine komplexwertige Funktion f heißt *quadratintegabel* auf A , wenn

$$\int_A f^*(x) f(x) \, dx < \infty$$

Satz. (ohne Beweis)

Sei f auf kompaktem Intervall messbar, beschränkt, reellwertig. Ist f Riemann-integabel, so ist f auch Lebesgue-integabel, und die Integrale stimmen überein.

Satz. (ohne Beweis)

Sei f messbar. Wenn das uneigentliche Riemann-Integral von $|f|$ existiert, so existiert auch das Lebesgue'sche, und stimmt überein.

Bemerkung. Die Umkehrung gilt nicht: nicht jede Lebesgue-integrierbare Funktion ist auch Riemann-integrierbar!

Beispiel.

$$f(x) = \begin{cases} 1 & x \text{ rational} \\ 0 & x \text{ irrational} \end{cases}$$

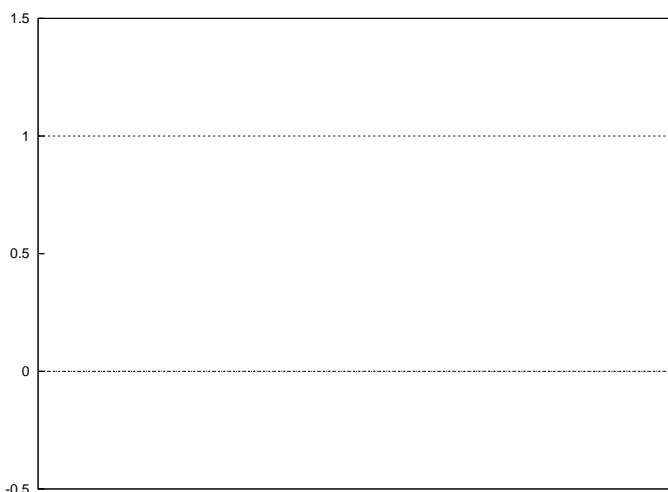


Abbildung 6.3: $f(x) = \begin{cases} 1 & x \in \mathbb{Q} \\ 0 & x \in (\mathbb{R} \setminus \mathbb{Q}) \end{cases}$

$$\int_0^1 f(x) dx = 1 \cdot \mu([0, 1] \cap \mathbb{Q}) + 0 \cdot \mu([0, 1] \cap (\mathbb{R} \setminus \mathbb{Q})) = 1 \cdot 0 + 0 \cdot 1 = 0$$

Dabei ist $\mu([0, 1] \cap \mathbb{Q}) = 0$, da $[0, 1] \cap \mathbb{Q}$ eine abzählbare Vereinigung von Punkten darstellt. Die Funktion $f(x)$ ist also Lebesgue-integrierbar (aber nicht Riemann-integrierbar!).

Es folgen zwei wichtige Sätze:

Satz (Monotone Konvergenz). Seien $f_n(x) \geq 0$ messbar, konvergiere $f_n(x) \rightarrow f(x) \forall x$ punktweise, seien $f_{n+1}(x) \geq f_n(x) \forall x, \forall n$, und sei $\int f_n(x) dx < c \forall n$: Dann gilt

- $\int |f(x)| dx < \infty$
- $\lim_{n \rightarrow \infty} \int |f(x) - f_n(x)| dx = 0$

Satz (Dominierte Konvergenz). Konvergiere $f_n(x) \rightarrow f(x) \forall x$ punktweise und seien $|f_n(x)| < G(x) \forall n$ wo $\int |G(x)| dx < \infty$. Dann gilt

- $\int |f(x)| dx < \infty$
- $\lim_{n \rightarrow \infty} \int |f(x) - f_n(x)| dx = 0$

Beispiel. Sei $f \geq 0$ messbar. Aus $\int f(x) dx = 0$ folgt $f(x) = 0$ für alle x bis auf eine Nullmenge. Wir sagen: $f(x) = 0$ fast überall.

Beweis. Zu zeigen für $N = \{x | f(x) > 0\}$ bzw. für $X_N = \begin{cases} 1 & x \in N \\ 0 & x \notin N \end{cases}$ gilt:

$$\int X_N(x) dx = \mu(N) = 0$$

Sei $A_n = \{x | f(x) \geq \frac{1}{n}\}$, $X_n = \begin{cases} 1 & x \in A_n \\ 0 & x \notin A_n \end{cases}$

Es gilt:

$$\begin{aligned} X_n &\geq 0 \\ \lim_{n \rightarrow \infty} X_n(x) &= X_N(x) \\ X_{n+1}(x) &\geq X_n(x) \end{aligned}$$

sowie

$$\int X_n(x) dx = 0 < 1 \quad \forall n$$

Letzteres folgt aus

$$f(x) \geq \frac{1}{n} X_n(x) = \begin{cases} \frac{1}{n} & x \in A_n \Leftrightarrow f(x) \geq \frac{1}{n} \\ 0 & x \notin A_n \Leftrightarrow 0 \leq f(x) < \frac{1}{n} \end{cases}$$

und wegen

$$0 = \int f(x) dx \geq \frac{1}{n} \int X_n(x) dx \geq 0$$

Dabei gilt das erste Gleichheitszeichen laut Voraussetzung und das letzte Ungleichheitszeichen laut Definition von X_n ; damit

$$\int X_n dx = 0$$

und schließlich, unter Benutzung des Satzes über monotone Konvergenz 6.1

$$\begin{aligned} \lim_{n \rightarrow \infty} \int dx |X_N(x) - X_n(x)| &= 0 \\ \Rightarrow \int dx |X_N(x)| &= 0 \end{aligned}$$

□

Bemerkung. (ohne Beweis)

Die zwei Konvergenzsätze bleiben richtig, wenn statt „Konvergenz $f_n(x) \rightarrow f(x) \forall x$ “ „Konvergenz $f_n(x) \rightarrow f(x)$ fast überall“ gesetzt wird.

6.2 Hilberträume¹

Motivation: In Quantenmechanik verwendet man, dass jede beliebige Wellenfunktion als Überlagerung von Energieeigenfunktionen dargestellt werden kann. Mathematische Grundlage ist die Theorie der Hilberträume.

¹...Himbeerträume

Definition. Ein Hilbertraum

1. ist Vektorraum
2. hat inneres Produkt
3. ist vollständig

Vektorraum

$$\begin{aligned}
 f, g \in \mathcal{H} & \quad f + g \in \mathcal{H} \\
 \exists \mathbf{0} & \quad f + \mathbf{0} = f \\
 \forall f \exists (-f) & \quad f + (-f) = \mathbf{0} \\
 \forall \alpha \in \mathbb{C} & \quad \alpha f \in \mathcal{H}
 \end{aligned}$$

Außerdem gelten Assoziativ- und Distributivgesetze.

Inneres Produkt

$$\exists \langle f | g \rangle \in \mathbb{C}$$

$$\begin{aligned}
 \langle g | f \rangle &= \langle f | g \rangle^* \\
 \langle f | g + h \rangle &= \langle f | g \rangle + \langle f | h \rangle \\
 \langle f | \alpha g \rangle &= \alpha \langle f | g \rangle
 \end{aligned}$$

Definition (Norm). $\|f\| = \sqrt{\langle f | f \rangle}$

Es soll gelten: $\|f\| = 0 \Rightarrow f = \mathbf{0}$

Bemerkung. In jedem VR mit Skalarprodukt gilt

1. $|\langle f | g \rangle| \leq \|f\| \|g\|$ *Cauchy-Schwarz-Ungleichung*
2. $\|f + g\| \leq \|f\| + \|g\|$ *Dreiecksungleichung*

Vollständigkeit Wenn $f_n \in \mathcal{H}$ eine *Cauchy-Folge* ist, d. h. wenn $\forall \epsilon > 0 \exists N$, sodass $\forall m, n \geq N$ $\|f_m - f_n\| \leq \epsilon$; dann $\exists f \in \mathcal{H}$, wir schreiben $f := \lim_{n \rightarrow \infty} f_n$ in dem Sinne, dass $\lim_{n \rightarrow \infty} \|f - f_n\| = 0$

Beispiele für Hilberträume:

Beispiel (\mathbb{C}^n). $x^i, y^i \in \mathbb{C}$

$$\begin{aligned}
 x &= (x^1, \dots, x^n) \in \mathbb{C}^n \\
 y &= (y^1, \dots, y^n) \in \mathbb{C}^n \\
 \langle x | y \rangle &:= \sum_{i=1}^n x^{i*} y^i
 \end{aligned}$$

Beispiel ($\ell^2(\mathbb{N})$). Elemente x sind Folgen komplexer Zahlen $x^i \in \mathbb{C}$, die „quadratsummierbar“ sind:

$$x = \{x^i \mid i \in \mathbb{N}, \sum_{i=1}^{\infty} |x^i|^2 < \infty\}$$

$$x + y := \{x^i + y^i\}$$

$$\alpha x := \{\alpha x^i\}$$

$$\langle x \mid y \rangle := \sum_{i=1}^{\infty} x^{i*} y^i$$

($\ell^2(\mathbb{N})$ besprechen wir hier nicht)

Beispiel ($\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$). Der $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$ ist die Äquivalenzklasse von Lebesgue-quadratintegrierbaren Funktionen $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$

$$\mathcal{L}^2(\mathbb{R}) = \left\{ f \mid \int_{\mathbb{R}} |f(x)|^2 dx < \infty \right\}$$

wo

$$(f + g)(x) := f(x) + g(x)$$

$$(\alpha f)(x) := \alpha f(x)$$

$$\langle f \mid g \rangle := \int_{\mathbb{R}} f^*(x) g(x) dx$$

Wir identifizieren $f \sim g$, wenn $f(x) = g(x)$ fast überall.

Um zu zeigen, dass $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$ ein vollständiger Funktionenraum ist, müssten wir zunächst die Sätze zur monotonen und dominierten Konvergenz geeignet verallgemeinern. Um einen möglichst einfachen Einblick in die Methoden der funktionalanalytischen Beweisführung zu gewinnen, beschränken wir uns aber hier auf den Vollständigkeitsbeweis von $\mathcal{L}^1(\mathbb{R})$; Dies ist die Klasse von Äquivalenzklasse von Lebesgue-absolutintegrierbaren Funktionen $f : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$.

$$\mathcal{L}^1(\mathbb{R}) = \left\{ f \mid \int_{\mathbb{R}} |f(x)| dx < \infty \right\}$$

wo

$$(f + g)(x) := f(x) + g(x)$$

$$(\alpha f)(x) := \alpha f(x)$$

und $f \sim g$ wenn $f(x) = g(x)$ f. ü.

Definition (1-Norm).

$$\|f\|_1 := \int_{\mathbb{R}} |f| dx$$

$\mathcal{L}^1(\mathbb{R})$ ist linearer, normierter, vollständiger Funktionsraum (so genannter *Banachraum*). Er ist kein Hilbertraum, da kein Skalarprodukt definiert ist.

Vollständigkeit des \mathcal{L}^1 . $\mathcal{L}^1(\mathbb{R})$ sind jene Funktionen, die $\{f \mid \int_{\mathbb{R}} |f| dx < \infty\}$

Sei $f_n \in \mathcal{L}^1$ eine Cauchy-Folge, wir können Teilfolge auswählen (wir bezeichnen sie der Einfachheit halber genauso), sodass

$$\|f_n - f_{n+1}\|_1 \leq \frac{1}{2^n}$$

Es seien

$$g_m(x) = \sum_{n=1}^m |f_n(x) - f_{n+1}(x)|$$

$$g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} |f_n(x) - f_{n+1}(x)|$$

(Wir lassen für $g(x)$ auch eventuell Wert ∞ zu)

Da $g_{m+1}(x) \geq g_m(x)$

$$\|g_m\|_1 = \int |g_m| dx \leq \sum_{n=1}^m \int |f_n - f_{n+1}| dx = \sum_{n=1}^m \|f_n - f_{n+1}\|_1$$

$$\leq \sum_{n=1}^m \frac{1}{2^n} \leq \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^n} = 1 \forall m$$

Es gilt der Satz über monotone Konvergenz, daher $g \in L^1$, also $g(x) < \infty$ f. ü.

Damit konvergiert

$$f_m(x) = f_1(x) - \sum_{n=1}^{m-1} (f_n(x) - f_{n+1}(x))$$

punktweise f. ü. gegen ein f ! Weiters

$$|f_m(x)| \leq \left| f_1(x) - \sum_{n=1}^{m-1} (f_n(x) - f_{n+1}(x)) \right| \leq |f_1| + g \in \mathcal{L}^1 \forall m$$

Mit dem Satz für dominierte Konvergenz

- $f \in \mathcal{L}^1$
- $\lim_{n \rightarrow \infty} \|f - f_n\|_1 = 0$

zusammen Vollständigkeit.

□

Beispiel ($\mathcal{L}^2([a, b])$).

$$\mathcal{L}^2([a, b]) = \left\{ f \mid \int_a^b |f|^2 dx < \infty \right\}$$

$$\langle f \mid g \rangle = \int_a^b f^* g dx$$

$$f \sim g \text{ wenn } f(x) = g(x) \text{ f. ü. in } [a, b]$$

6.3 Basissysteme im Hilbertraum

Definition. Eine Teilmenge $\mathcal{M} \subset \mathcal{H}$ heißt *dicht*, falls es für alle $f \in \mathcal{H}$ und für alle $\varepsilon > 0$ ein $m \in \mathcal{M}$ mit $\|f - m\| < \varepsilon$ gibt.

Definition. \mathcal{H} heißt *separabel*, wenn es eine *abzählbare dichte* Menge $\mathcal{M} \subset \mathcal{H}$ gibt.

Satz. (ohne Beweis)

$$\mathbb{C}^n, \mathcal{L}^2(\mathbb{R}), \mathcal{L}^2([a, b]) \text{ sind separabel}$$

Definition. $f, g \in \mathcal{H}$ heißen *orthogonal*, wenn $\langle f | g \rangle = 0$

Definition. $\{e_k\}, e_k \in \mathcal{H}, k = 1, 2, 3, \dots$ heißt *Orthonormalsystem* (ONS), wenn $\langle e_k | e_j \rangle = \delta_{kj}$

Definition. Für $f \in \mathcal{H}, \{e_k\}$ ein ONS, heißen $\hat{f}_k := \langle e_k | f \rangle \in \mathbb{C}$ *Entwicklungskoeffizienten* von f

Satz (Bessel'sche Ungleichung).

$$\sum_{k=1}^{\infty} |\hat{f}_k|^2 \leq \|f\|^2 \tag{6.1}$$

Beweis.

$$\begin{aligned} 0 &\leq \left\| f - \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k \right\|^2 = \left\langle f - \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k \left| f - \sum_{j=1}^n e_j \hat{f}_j \right. \right\rangle \\ &= \|f\|^2 + \sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^n \langle e_k | e_j \rangle \hat{f}_k^* \hat{f}_j - \sum_{k=1}^n \hat{f}_k^* \langle e_k | f \rangle - \sum_{j=1}^n \langle f | e_j \rangle \hat{f}_j \\ &= \|f\|^2 + \sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^n \delta_{kj} \hat{f}_k^* \hat{f}_j - \sum_{k=1}^n \hat{f}_k^* \hat{f}_k - \sum_{j=1}^n \hat{f}_j^* \hat{f}_j = \|f\|^2 - \sum_{k=1}^n |\hat{f}_k|^2 \quad \forall n \end{aligned}$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} |\hat{f}_k|^2 \leq \|f\|^2$$

□

So wie im endlich dimensionalen Vektorraum oft mit den Koordinaten eines Vektors in Bezug auf eine geeignete Basis gerechnet wird, verwendet man im Hilbertraum oft eine analoge Entwicklung nach einer *Orthonormalbasis*.

Definition (Orthonormalbasis). $\{e_k\} \quad k = 1, 2, 3, \dots$ heißt *Orthonormalbasis* (ONB, oder "vollständiges" Orthonormalsystem) eines separablen Hilbertraumes \mathcal{H} , wenn $\{e_k\}$ ONS ist und aus

$$\langle f | e_k \rangle = 0 \quad \forall k = 1, 2, 3, \dots$$

folgt, dass $f = \mathbf{0}$ ist.

Satz. Sei \mathcal{H} ein separabler Hilbertraum und die $\{e_k\}$ eine ONB; sei $f \in \mathcal{H}$. Dann gilt:

1. $\lim_{n \rightarrow \infty} \left\| f - \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k \right\| = 0$ (im \mathcal{L}^2 Konvergenz im quadratischen Mittel)
2. $\|f\|^2 = \sum_{k=1}^{\infty} |\hat{f}_k|^2$ Parseval'sche Gleichung

Beweis. 1. Sei $f_n = \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k$

Wählen $n > m$, dann gilt

$$\|f_n - f_m\|^2 = \left\| \sum_{k=m+1}^n e_k \hat{f}_k \right\|^2 = \sum_{k=m+1}^n |\hat{f}_k|^2 \rightarrow 0$$

für geeignet große n, m (wegen Bessel'scher Ungleichung (6.1) ist \hat{f}_k Nullfolge). Also ist $\{f_n\}$ Cauchy-Folge und konvergiert gegen ein $\bar{f} \in \mathcal{H}$, d. h.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left\| \bar{f} - \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k \right\| = 0$$

Nun gilt aber

(auf Grund der Stetigkeit des Skalarprodukts - siehe Übungen - kann lim nach außen gezogen werden)

$$\langle f - \bar{f} | e_k \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \left\langle f - \sum_{j=1}^n e_j \hat{f}_j \middle| e_k \right\rangle = \underbrace{\langle f | e_k \rangle}_{\hat{f}_k^*} - \lim_{n \rightarrow \infty} \underbrace{\left\langle \sum_{j=1}^n e_j \hat{f}_j \middle| e_k \right\rangle}_{\hat{f}_k^*} = \hat{f}_k^* - \hat{f}_k^* = 0$$

also

$$\begin{aligned} \langle f - \bar{f} | e_k \rangle &= 0 \\ f(x) - \bar{f}(x) &= 0 \end{aligned}$$

da $\{e_k\}$ ONB ist. (Für z.B. $\mathcal{H} = \mathcal{L}^2$ bedeutet dies $f(x) = \bar{f}(x)$ f. ü.)

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left\| f - \sum_{j=1}^n e_j \hat{f}_j \right\| = 0$$

□

Beweis. 2. Bei der Herleitung der Bessel'schen Ungleichung (6.1) hatten wir

$$\left\| f - \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k \right\|^2 = \|f\|^2 - \sum_{k=1}^n |\hat{f}_k|^2$$

gefunden; nun wenden wir $\lim_{n \rightarrow \infty}$ an:

$$\begin{aligned} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\| f - \sum_{k=1}^n e_k \hat{f}_k \right\|^2 &= \|f\|^2 - \sum_{k=1}^{\infty} |\hat{f}_k|^2 \\ &= 0 = \|f\|^2 - \sum_{k=1}^{\infty} |\hat{f}_k|^2 \end{aligned}$$

□

Beispiel (Fourierreihenentwicklung). Sei $f \in \mathcal{L}^2([0, 2\pi])$, eine ONB

ist (ohne Beweis)

$$e_k = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-ikx}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

somit also

$$\hat{f}_k = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} e^{+ikx} f(x) dx$$

und

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left\| f - \sum_{k=-n}^n e_j \hat{f}_j \right\| = 0$$

Konvergenz der Fourierreihe für ein $f \in \mathcal{L}^2$ ist im Sinne des *quadratischen Mittels* gegeben.

6.4 Lineare Operatoren in endlich-dimensionalen Räumen

Sei V unitärer Raum (Vektorraum über \mathbb{C} mit Skalarprodukt), sei $\dim V = n$

Definition. $A : V \rightarrow V$ heißt linearer Operator, falls:

$$\begin{aligned} A(\alpha x) &= \alpha A(x) \quad \forall x \in V, \quad \alpha \in \mathbb{C} \\ A(x + y) &= A(x) + A(y) \quad \forall x, y \in V \end{aligned}$$

Wenn Basis $\{b_i\}$ des Vektorraums gegeben ist, lässt sich dem Operator A eine $m \times m$ Matrix M_A zuordnen

$$\begin{aligned} Ab_j &= \sum_{k=1}^n a_{kj} b_k \\ (M_A)_{ik} &= a_{ik} \end{aligned}$$

wir haben $x = \sum_{j=1}^n x_j b_j$ (ab sofort verwenden wir die Summenkonvention!) sowie für

$$\begin{aligned} y &= Ax = Ax_j b_j = x_j Ab_j = x_j a_{kj} b_k = x_k a_{jk} b_j \\ y_j &= a_{jk} x_k \end{aligned}$$

aufgrund der Linearität und durch Umbenennen der Indizes.

Definition (adjungierter Operator). Sei $x, y \in V$, A linearer Operator

$$\langle y | Ax \rangle = \langle A^\dagger y | x \rangle$$

Es gilt

$$M_{A^\dagger} = (M_A)^\dagger$$

† ... adjungiert (transponiert und komplex konjugiert)

$$(M_{A^\dagger})_{ik} = a_{ki}^*$$

A heißt *selbstadjungiert* wenn $A = A^\dagger \Leftrightarrow M$ ist *hermitisch* ($M_A = (M_A)^\dagger$)

6.4.1 Eigenwerte, Eigenvektoren

Definition. λ heißt Eigenwert (EW) und $x \neq \mathbf{0}$ heißt Eigenvektor (EV) von A , wenn

$$Ax = \lambda x$$

bzw.:

$$(A - \lambda \mathbf{1}) x = \mathbf{0}$$

Für die Matrix-Darstellung folgt:

$$(M_A - \lambda \mathbf{1}_{n \times n}) x = \mathbf{0}$$

Damit $x \neq \mathbf{0}$ Lösung des homogenen GLS ist, muss gelten:

$$\det(M_A - \lambda \mathbf{1}) = 0$$

Das ist eine algebraische Gleichung n -ter Ordnung in λ

Satz. Sei

$$A = A^\dagger$$

Dann gilt:

- EW sind reell
- EV zu verschiedenen EW sind orthogonal

EW reell.

$$\begin{aligned} \langle x | Ax \rangle &= \langle x | \lambda x \rangle = \lambda \langle x | x \rangle \\ &= \langle Ax | x \rangle = \langle \lambda x | x \rangle = \lambda^* \langle x | x \rangle \end{aligned}$$

$$(\lambda - \lambda^*) \langle x | x \rangle = 0$$

und, da $\langle x | x \rangle \neq 0$

$$\lambda = \lambda^*$$

□

EV orthogonal. Sei $Ax = \lambda x$, $Ay = \mu y$, $\lambda \neq \mu$

$$\begin{aligned} \langle x | Ay \rangle &= \langle x | \mu y \rangle = \mu \langle x | y \rangle \\ &= \langle Ax | y \rangle = \langle \lambda x | y \rangle = \lambda \langle x | y \rangle \end{aligned}$$

$$(\lambda - \mu) \langle x | y \rangle = 0$$

und da laut Voraussetzung $\lambda - \mu \neq 0$

$$\langle x|y \rangle = 0$$

□

Beispiel (Projektor).

$$P^\dagger = P$$

$$P^2 = P$$

EW eines Projektors P sind 0, 1

$$Px = \lambda x$$

$$Px = P^2x = P\lambda x = \lambda Px = \lambda^2 x$$

$$(\lambda - \lambda^2)x = 0$$

$$\lambda(\lambda - 1) = 0$$

$$\lambda_1 = 0$$

$$\lambda_2 = 1$$

Satz (Spektralsatz). Sei A ein selbstadjungierter Operator in einem n -dimensionalen unitären Raum V . Dann gibt es eine Orthonormalbasis von Eigenvektoren $e_{i=1, \dots, n}$ von A und

$$M_A = S^\dagger \begin{pmatrix} \lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \end{pmatrix} S$$

wo S jene unitäre Matrix mit $S^\dagger S = \mathbf{1}$ ist, die aus den orthonormalen EV e_i gebildet wird:

$$S = (e_1, \dots, e_n)$$

Bemerkung. Wir bezeichnen mit λ_α die *unterschiedlichen* EW, die n_α -fach entartet sein können (d. h. n_α -fache Nullstelle von $\det(M_A - \lambda \mathbf{1}) = 0$ sind). Für selbstadjungierte A gibt es zu jedem λ_α genau n_α linear unabhängige Eigenvektoren. Man muss noch das Gram-Schmidt-Verfahren anwenden, um n_α orthonormale EV $e_{i=1, \dots, n_\alpha}^{(\alpha)}$ zu erhalten.

Korollar (Spektraldarstellung).

$$M_A = \sum_{k=1}^n \lambda_k e_k e_k^\dagger$$

(e_k ist in Matrixschreibweise eine 1-spaltige, e_k^\dagger eine 1-zeilige Matrix)

oder insbesondere

$$M_A = \sum_{\alpha=1}^k \lambda_\alpha P_\alpha$$

wo

$$P_\alpha = \sum_{i=1}^{n_\alpha} e_i^{(\alpha)} e_i^{(\alpha)\dagger}$$

Projektoren auf $V_\alpha = \{x \in V \mid Ax = \lambda_\alpha x\}$, $\dim V_\alpha = n_\alpha$ sind, für die weiters gilt:

$$\sum_{\alpha=1}^k P_\alpha = \mathbf{1}$$

$$P_\alpha P_\beta = \delta_{\alpha\beta} P_\alpha$$

Bemerkung. Das Korollar folgt aus

$$(M_A)_{lm} = \sum_{k,j=1}^n (S)_{lk} \begin{pmatrix} \lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \end{pmatrix}_{kj} (S^\dagger)_{jm}$$

$$(S)_{lk} = (e_1, \dots, e_n)_{lk} = (e_k)_l$$

$$(S^\dagger)_{jm} = \begin{pmatrix} e_1^\dagger \\ \vdots \\ e_n^\dagger \end{pmatrix}_{jm} = (e_j^*)_m$$

$$(M_A)_{lm} = \sum_{k,j=1}^n (e_k)_l \lambda_k \delta_{kj} (e_j^*)_m$$

$$M_A = \sum_{k=1}^n \lambda_k e_k e_k^\dagger$$

Beispiel. Normale (nicht aber selbstadjungierte) Matrix M_A :

$$M_A M_A^\dagger = \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ -2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -2 \\ 2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 5 & 0 \\ 0 & 5 \end{pmatrix}$$

$$M_A^\dagger M_A = \begin{pmatrix} 1 & -2 \\ 2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ -2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 5 & 0 \\ 0 & 5 \end{pmatrix}$$

$$M_A = \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ -2 & 1 \end{pmatrix} \neq (M_A)^\dagger$$

$$\det(M_A - \lambda \mathbf{1}) = 0$$

$$\det \begin{pmatrix} 11 - \lambda & 8 \\ 8 & -1 - \lambda \end{pmatrix} = (1 - \lambda)^2 + 4 = 0$$

$$\lambda_1 = 1 + 2i$$

$$\lambda_2 = 1 - 2i$$

$\lambda_1 = 1 + 2i$ einsetzen:

$$\begin{pmatrix} -2i & 2 \\ -2 & -2i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

⇒ ein EV ist z. B.: $e_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$

Mit $\lambda_2 = 1 - 2i$ folgt $e_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$ und damit

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} \quad P_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} (1 - i) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$$

$$S^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \quad P_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} (1 + i) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$$

Spektraldarstellung:

$$M_A = (1 + 2i)P_1 - (1 - 2i)P_2 = \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ -2 & 1 \end{pmatrix}$$

Beispiel.

$$M_A = \begin{pmatrix} 11 & 8 \\ 8 & -1 \end{pmatrix} = (M_A)^\dagger$$

$$\det(M_A - \lambda \mathbf{1}) = 0$$

$$\det \begin{pmatrix} 11 - \lambda & 8 \\ 8 & -1 - \lambda \end{pmatrix} = \lambda^2 + 10\lambda - 75 = 0$$

$$\lambda_1 = 15$$

$$\lambda_2 = -5$$

$\lambda_1 = 15$ einsetzen:

$$\begin{pmatrix} -4 & 8 \\ 8 & -16 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

⇒ ein EV ist z. B.: $e_1 = \frac{1}{\sqrt{5}} \begin{pmatrix} 2 \\ 1 \end{pmatrix}$

Mit $\lambda_2 = -5$ folgt $e_2 = \frac{1}{\sqrt{5}} \begin{pmatrix} -1 \\ 2 \end{pmatrix}$ und schließlich

$$P_1 = \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 2 \\ 1 \end{pmatrix} (2, 1) = \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 4 & 2 \\ 2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$P_2 = \frac{1}{5} \begin{pmatrix} -1 \\ 2 \end{pmatrix} (-1, 2) = \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 1 & -2 \\ -2 & 4 \end{pmatrix}$$

Spektraldarstellung:

$$M_A = 15P_1 - 5P_2 = 15 \cdot \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 4 & 2 \\ 2 & 1 \end{pmatrix} - 5 \cdot \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 1 & -2 \\ -2 & 4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 11 & 8 \\ 8 & -1 \end{pmatrix}$$

Man erkennt durch Einsetzen: es stimmt!

6.5 Lineare beschränkte Operatoren im Hilbertraum

Definition. Ein Operator $A : \mathcal{D}_A \subseteq \mathcal{H} \rightarrow W_A \subseteq \mathcal{H}$ heißt *beschränkt*, wenn es eine Zahl $C > 0$ gibt, sodass

$$\|Af\| \leq C \|f\| \quad \forall f \in \mathcal{D}_A$$

Die kleinste der Beschränktheits-Zahlen C , heißt *Norm* $\|A\|$ des Operators A

$$\|A\| = \sup_{f \in \mathcal{D}_A} \frac{\|Af\|}{\|f\|}$$

Damit gilt

$$\|Af\| \leq \|A\| \|f\|$$

Beispiel. Multiplikationsoperator x in $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$

$$(Af)(x) = xf(x)$$

Wir wählen $\mathcal{D}_A = \{f \in \mathcal{L}^2(\mathbb{R}) \mid xf \in \mathcal{L}^2(\mathbb{R})\} \subseteq \mathcal{L}^2(\mathbb{R})$; damit ist x in $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$ nicht beschränkt.

Wir wählen nun $\phi_a(x)$

$$\phi_a(x) = \begin{cases} 1 & a - \frac{1}{2} \leq x \leq a + \frac{1}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$\|\phi_a\|^2 = \int_{a-\frac{1}{2}}^{a+\frac{1}{2}} dx = a + \frac{1}{2} - (a - \frac{1}{2}) = 1$$

also

$$\phi_a \in \mathcal{D}_A \quad \forall a$$

Aber

$$\|x\phi_a\|^2 = \int_{a-\frac{1}{2}}^{a+\frac{1}{2}} x^2 dx = \frac{x^3}{3} \Big|_{a-\frac{1}{2}}^{a+\frac{1}{2}} = a^2 \left(1 + \frac{1}{12a^2}\right) \rightarrow \infty$$

Beispiel. Multiplikationsoperator x in $\mathcal{L}^2([0, 1])$ ist beschränkt (vgl. Übungen).

Beispiel (Differentiationsoperator $i\frac{d}{dx}$ in $\mathcal{L}^2([0, a])$).

$$(Af)(x) = f'(x)$$

Wählen

$$\mathcal{D}_A = \{f \in \mathcal{L}^2([0, 1]) \mid f' \in \mathcal{L}^2([0, a])\}$$

$$f_n(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} e^{2\pi i n x/a} \in \mathcal{D}_A \quad \forall n$$

Es ist $i \frac{d}{dx}$ nicht beschränkt:

$$\left\| \frac{d}{dx} f_n \right\| = \frac{2\pi}{a} n \rightarrow \infty$$

Definition. Ein linearer, auf ganz \mathcal{H} definierter Operator heißt *kompakt*, wenn er jede beschränkte Menge aus \mathcal{H} in eine kompakte Menge abbildet.

- $\mathcal{M} \subseteq \mathcal{H}$ heißt *beschränkt*, wenn $\exists m \in \mathcal{M}, c \in \mathbb{R}^+$, sodass $\|m - f\| \leq c \forall f \in \mathcal{M}$
- $\mathcal{M} \subseteq \mathcal{H}$ heißt *kompakt*, wenn jede unendliche Teilmenge aus \mathcal{M} eine Cauchy-Folge enthält.

Bemerkung. Ein kompakter Operator ist beschränkt.

Definition. Ein linearer, beschränkter, auf ganz \mathcal{H} definierter, beschränkter Operator A heißt *selbstadjungiert*, wenn für alle $f, g \in \mathcal{H}$

$$\langle g \mid Af \rangle = \langle Ag \mid f \rangle$$

Satz (Spektralsatz für lineare, kompakte, auf ganz \mathcal{H} definierte, selbstadjungierte Operatoren). *Es gibt höchstens abzählbar viele, rein reelle EW λ , mit*

$$|\lambda_1| \geq |\lambda_2| \geq |\lambda_3| \geq \dots \rightarrow 0$$

Alle jene λ_i , wo $\lambda_i \neq 0$, sind höchstens endlichfach entartet, $\lambda = 0$ kann eventuell Häufungspunkt sein.

Es gilt, ähnlich wie in endlich-dimensionalen Vektorräumen, für alle $f \in \mathcal{H}$,

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \left\| Af - \sum_{\alpha=1}^k \lambda_\alpha P_\alpha f \right\| = 0$$

Satz (Spektralsatz für lineare, beschränkte, auf ganz \mathcal{H} definierte, selbstadjungierte Operatoren). *Benötigen Verallgemeinerung der Summe $\sum_\alpha \lambda_\alpha P_\alpha$ zu Integral $\int \lambda dE_\lambda$*

$$P_\alpha \stackrel{\wedge}{=} dE_\alpha \approx E_\alpha - E_{\alpha-1}$$

$$\sum_{\beta \leq \alpha} P_\beta \stackrel{\wedge}{=} E_\alpha$$

wobei E_α Projektor auf den Eigenraum aller $\lambda_\beta \leq \lambda_\alpha$ ist.

Satz. *Jedem linearen, auf ganz \mathcal{H} definierten, beschränkten, selbstadjungierten Operator kann eine Spektralschar E_λ zugeordnet werden.*

wo

$$\begin{aligned}
 E_\alpha & \text{ ist Projektor} \\
 E_\lambda & = E_\lambda E_\mu = E_\mu E_\lambda, \lambda \leq \mu \\
 E_{\lambda \neq 0} & = E_\lambda \\
 E_\lambda & = \begin{cases} 0 & \lambda < M_1 \\ 1 & \lambda > M_2 \end{cases}
 \end{aligned}$$

da M beschränkt ist $M_1 \leq \lambda \leq M_2$, sodass

$$\left\| Af - \int \lambda dE_\lambda f \right\| = 0$$

Verallgemeinerung des Begriffs Eigenwert

Definition (Spektrum $\sigma(A)$).

$$\sigma(A) = \{ \lambda \in \mathbb{C} \mid A - \lambda \text{ hat kein beschränktes Inverses} \}$$

Bemerkung. Spektrum umfasst die Eigenwerte, denn $\nexists (A - \lambda)^{-1}$. Zu $\sigma(A)$ gehört noch mehr, z. B. jene λ , wo $\exists (A - \lambda)^{-1}$, aber nicht beschränkt ist.

Definition (Resolventenmenge $\rho(A)$).

$$\rho(A) = \{ \lambda \in \mathbb{C} \mid (A - \lambda)^{-1} \exists \text{ und ist beschränkt} \}$$

6.6 Lineare unbeschränkte Operatoren

Typischerweise A nicht auf ganz \mathcal{H} definiert, sondern auf $\mathcal{D}_A \subset \mathcal{H}$ dicht!

Definition (Erweiterung eines linearen Operators). B heißt *Erweiterung* von A ($B \supseteq A$) wenn $\mathcal{D}_B \supseteq \mathcal{D}_A$, $B|_{\mathcal{D}_A} = A$

Beispiel ($\mathcal{L}^2([0, 1])$).

$$A = i \frac{d}{dx} \Big|_{\mathcal{D}_A} \quad \mathcal{D}_A = \{ f \in \mathcal{L}^2([0, 1]) \mid f' \in \mathcal{L}^2([0, 1]), f(0) = f(1) = 0 \} \quad (6.2)$$

$$B = i \frac{d}{dx} \Big|_{\mathcal{D}_B} \quad \mathcal{D}_B = \{ f \in \mathcal{L}^2([0, 1]) \mid f' \in \mathcal{L}^2([0, 1]), f(0) = f(1) \} \quad (6.3)$$

und damit

$$B \supseteq A$$

Definition (Adjungierter Operator A^\dagger). Einem linearen, dicht auf $\mathcal{D}_A \subseteq \mathcal{H}$ def. Operator A kann man den adjungierten Operator A^\dagger auf $\mathcal{D}_{A^\dagger} \subseteq \mathcal{H}$ zuordnen, mittels

$$\langle A^\dagger g \mid f \rangle = \langle g \mid Af \rangle \quad \forall f \in \mathcal{D}_A, g \in \mathcal{D}_{A^\dagger}$$

Bemerkung. • In \mathcal{D}_{A^\dagger} sollen *alle möglichen* g enthalten sein.

- \mathcal{D}_{A^\dagger} muss nicht dicht in \mathcal{H} sein.

Definition (Symmetrischer Operator). Ein linearer, dicht auf $\mathcal{D}_A \subseteq \mathcal{H}$ definierter Operator A heißt *symmetrisch*, wenn

$$\langle g | Af \rangle = \langle Ag | f \rangle \quad \forall f, g \in \mathcal{D}_A$$

Bemerkung. Für symmetrische Operatoren gilt offensichtlich $\mathcal{D}_{A^\dagger} \supseteq \mathcal{D}_A$, also $A^\dagger \supseteq A$

Definition (Selbstadjungierter Operator). Ein linearer, dicht auf $\mathcal{D}_A \subseteq \mathcal{H}$ definierter Operator A heißt *selbstadjungiert*, wenn er symmetrisch ist und wenn $\mathcal{D}_A = \mathcal{D}_{A^\dagger}$ gilt.

Bemerkung. Oft können symmetrische Operatoren durch Vergrößerung von \mathcal{D}_A (dies bewirkt Verkleinerung von \mathcal{D}_{A^\dagger}) zu selbstadjungierten Operatoren erweitert werden.

Beispiel. Vorige zwei Differentialoperatoren (6.2, 6.3) auf $\mathcal{L}^2([0, 1])$.

A ist symmetrisch, nicht selbstadjungiert:

$$\begin{aligned} \int_0^1 g^* i f' dx &= i g^* f|_0^1 + \int_0^1 (i g')^* f dx \\ &= i g^*(1) \underbrace{f(1)}_{=0} - i g^*(0) \underbrace{f(0)}_{=0} + \int_0^1 (i g')^* f dx \end{aligned}$$

$$\mathcal{D}_{A^\dagger} = \{g \in \mathcal{L}^2([0, 1]) \mid g' \in \mathcal{L}^2([0, 1])\} \supseteq \mathcal{D}_A$$

B ist selbstadjungiert

$$\int_0^1 g^* i f' dx = i (g^*(1) - g^*(0)) f(0) + \int_0^1 (i g')^* f dx$$

Der linke Term verschwindet nur, wenn auch $g(0) = g(1) \Rightarrow \mathcal{D}_{B^\dagger} = \mathcal{D}_B$

Kapitel 7

Wahrscheinlichkeitsrechnung und stochastische Prozesse

Zufallsvariable, Wahrscheinlichkeitsdichte, Markov-Prozess („Zukunft hängt von der Vergangenheit nur über die Gegenwart ab.“)

7.1 Einführung (Brownsche Bewegung)

7.1.1 Eindimensionale Irrfahrt

Teilchen bewegt sich auf x-Achse: wir werfen pro Zeiteinheit τ eine Münze:

- bei Zahl: Sprung der Länge l nach rechts
- bei Wappen: Sprung der Länge l nach links

Gesucht: (bedingte) Wahrscheinlichkeit $P(m, N | 0, 0)$, dass Teilchen nach N Sprüngen (bzw. zur Zeit $t = N\tau$) an der Stelle $x = ml$, wenn es anfänglich ($t = 0$) bei $x = 0$ war.

7.1.1.1 Kombinatorische Herleitung

Wir bezeichnen mit $P(m, N | 0, 0)$ die Wahrscheinlichkeit, von $x = 0$ bei $t = 0$ aus n_R Sprünge nach rechts und $n_L = N - n_R$ Sprünge nach links zu machen.

Die Anzahl der Möglichkeiten, n_R Sprünge nach rechts und n_L Sprünge nach links zu machen, ist

$$P(m, N | 0, 0) = \left(\frac{1}{2}\right)^{n_R} \left(\frac{1}{2}\right)^{n_L} \cdot \frac{N!}{n_R!n_L!} = \left(\frac{1}{2}\right)^N \binom{N}{n_R}$$

mit

$$\begin{aligned} N &= n_R + n_L & m &= n_R - n_L \\ n_R &= \frac{N + m}{2} & m &= 2n_R - N \end{aligned}$$

$$P(m, N | 0, 0) = \left(\frac{1}{2}\right)^N \binom{N}{\frac{N+m}{2}}, \quad m = -N, -N+1, \dots, N$$

Bemerkung. Erhaltung der Wahrscheinlichkeit ist erfüllt (irgendwo ist das Teilchen nach N Sprüngen sicher):

$$\sum_{m=-N}^N P(m, N | 0, 0) = \left(\frac{1}{2}\right)^N \sum_{k=0}^N \binom{N}{k} = 1$$

da $\sum_{k=0}^N \binom{N}{k} = 2^N$.

Es gilt weiters die *Chapman-Kolmogorow-Gleichung*:

$$P(m, N+1 | 0, 0) = \frac{1}{2} [P(m+1, N | 0, 0) + P(m-1, N | 0, 0)] \quad (7.1)$$

Beweis.

$$\begin{aligned} P(m, N+1 | 0, 0) &= \left(\frac{1}{2}\right)^{N+1} \binom{N+1}{\frac{(N+1)+m}{2}} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2}\right)^N \binom{N}{\frac{N+m+1}{2}} + \left(\frac{1}{2}\right)^N \binom{N}{\frac{N+m-1}{2}} \right] \\ &= \frac{1}{2} [P(m+1, N | 0, 0) + P(m-1, N | 0, 0)] \end{aligned}$$

□

7.1.1.2 Einsteins Herleitung

Wir betrachten $P(m, N+1 | 0, 0)$ als die (bedingte) Wahrscheinlichkeit, nach $N+1$ Sprüngen zu x zu gelangen. Das ist äquivalent zum Summe über die Produkte aus

- der (bedingten) Wahrscheinlichkeit, nach N Sprüngen zu einem Nachbarn von x zu gelangen, $P(m \pm 1, N | 0, 0)$ und
- der (bedingten) Wahrscheinlichkeit, von einem Nachbarn von x nach x zu gelangen, $\frac{1}{2}$:

$$P(m, N+1 | 0, 0) = \frac{1}{2} [P(m+1, N | 0, 0) + P(m-1, N | 0, 0)]$$

7.1.2 Eindimensionale Brown'sche Bewegung

7.1.2.1 Historische Entwicklung

Experiment:

1785 Jean Ingenhousz: Kohlestaub auf Alkohol lässt höchst unregelmäßige Bewegung zu erkennen.

1827 Robert Brown: Unregelmäßige Pollenbewegungen in Flüssigkeiten

Theorie:

1905 Albert Einstein

1906 Sinduckowski

1908 P. Langevin

7.1.2.2 Theorie

Wir betrachten nun den Kontinuumsimes $\tau \rightarrow 0, l \rightarrow 0$ heuristisch, wo

$$D := \frac{l^2}{2\tau} \dots \text{Diffusionskonstante}$$

festgehalten wird.

Bemerkung. In diesem Grenzfall gibt es keine Geschwindigkeit des Teilchens, da $\frac{l}{\tau} \rightarrow \infty$

Es sind

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{l^2}{2D} \rightarrow 0 \Rightarrow l \rightarrow 0 \\ m &= \frac{x}{l} \end{aligned}$$

in $P(m, N|0, 0)$; N ...Schrittzahl

Definition (Bedingte Wahrscheinlichkeitsdichte).

$$p(x, t|0, 0)\Delta x := \sum_{m'} P(m', N|0, 0) \simeq \frac{\Delta x}{l} P(m, N|0, 0)$$

wo $x = ml, t = N\tau, \Delta x \gg l$, aber dennoch so klein, dass P innerhalb von Δx konstant ist.

$$\begin{aligned} ml - \frac{\Delta x}{2} &\leq m'l \leq ml + \frac{\Delta x}{2} \\ p(x, t|0, 0) &\simeq \frac{1}{l} P(m, N|0, 0) \end{aligned}$$

Wir betrachten also $N = \frac{t}{\tau} = \frac{t2D}{l^2}$ und

$$p(x, t|0, 0) = \lim_{l \rightarrow 0} \frac{1}{l} P\left(\frac{x}{l}, \frac{t2D}{l^2} | 0, 0\right)$$

mit der Stirling-Formel $k! \simeq \sqrt{2\pi k} \frac{k^k}{e^k}$

$$p(x, t|0, 0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

ist Lösung der Diffusionsgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} p(x, t|0, 0) &= D \frac{\partial^2}{\partial x^2} p(x, t|0, 0) \\ p(x, 0|0, 0) &= \delta(x) \end{aligned}$$

Die Diffusionsgleichung (identisch mit der Wärmeleitungsgleichung, Abschnitt 5.5) entsteht aus

$$\frac{p(x, t + \tau|0, 0) - p(x, t|0, 0)}{\tau}$$

unter Verwendung der Chapman-Kolmogorow-Gleichung (7.1)

$$p(x, t + \tau | 0, 0) = \frac{1}{2} [p(x + l, t | 0, 0) + p(x - l, t | 0, 0)]$$

$$\frac{p(x, t + \tau | 0, 0) - p(x, t | 0, 0)}{\tau} = \frac{l^2}{2\tau} \frac{p(x + l, t | 0, 0) - 2p(x, t | 0, 0) + p(x - l, t | 0, 0)}{l^2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

Definition ((Bedingter) Erwartungswert des Ortes).

$$\langle x_t \rangle := \int_{-\infty}^{+\infty} dx xp(x, t | 0, 0) = 0$$

$$\langle x_t^2 \rangle := \int_{-\infty}^{+\infty} dx x^2 p(x, t | 0, 0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \sqrt{4\pi Dt} \frac{1}{2} 4Dt = 2Dt$$

Da $p(x, t | 0, 0)$ gerade in x ist und x ungerade, verschwindet das Integral und damit $\langle x_t \rangle$. Der Mittelwert des Quadrats des Abstandes des Teilchens vom Startpunkt verschwindet nicht; er nimmt *linear* in der Zeit zu! („*Diffusion*“)

7.1.3 Langevins Beschreibung der Brown'schen Bewegung

Langevin: Auf das Brown'sche Teilchen wirkt eine konventionelle Reibungskraft proportional zu seiner Geschwindigkeit und eine „fluktuierende“ Kraft $\eta(t)$, die die phänomenologische Beschreibung der zahlreichen Zusammenstöße des Teilchens mit den Flüssigkeitsmolekülen darstellt. Die Bewegungsgleichung (*Langevin-Gleichung*) lautet also

$$m \frac{d^2 x}{dt^2}(t) = -a \frac{dx(t)}{dt} + \eta(t) \quad (7.2)$$

wo $a = 12\pi jr$ mit der Zähigkeit j und dem Teilchenradius r . (Mathematisch exaktere Formulierung folgt später). Multiplikation mit x und Anwendung der Produktregel

$$\frac{d^2 x^2}{dt^2} = \frac{d}{dt} \frac{dx^2}{dt} = \frac{d}{dt} \left(2x \frac{dx}{dt} \right) = 2 \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + 2x \frac{d^2 x}{dt^2}$$

ergibt

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot x = -a \frac{dx(t)}{dt} \cdot x + \eta(t) \cdot x$$

$$\frac{m}{2} \frac{d^2 x^2}{dt^2} - m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = -\frac{a}{2} \frac{dx^2}{dt} + \eta x$$

Wir bilden nun den Mittelwert $\frac{m}{2} \frac{d^2 \langle x^2 \rangle}{dt^2}$. Dazu verwenden wir aus der statistischen Mechanik für die mittlere kinetische Energie $\left\langle \left\langle \frac{m}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right\rangle \right\rangle = \frac{1}{2} kT$ (mit der (absoluten) Temperatur T und der Boltzmann-Konstante k); des weiteren, „wegen der Unregelmäßigkeit von η “: $\langle \langle \eta x \rangle \rangle = 0$, und, für ein Brown'sches

Teilchen, $\frac{a}{2} \frac{d\langle x^2 \rangle}{dt} = \text{const} \cdot e^{-\frac{a}{m}t} \simeq 0$

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} \frac{d^2 \langle x^2 \rangle}{dt^2} - kT &= -\frac{a}{2} \frac{d \langle x^2 \rangle}{dt} \\ \frac{d \langle x^2 \rangle}{dt} &= \frac{2kT}{m} + \text{const} \cdot e^{-\frac{a}{m}t} = \frac{2kT}{m} \\ \langle x^2 \rangle &\simeq 2 \frac{kT}{m} t = 2Dt \end{aligned}$$

Bemerkung. Die mathematisch wohldefinierte Formulierung für die Ableitung der Langevin-Gleichung erfolgte erst 1951 (also ca. 40 Jahre später) in Form des stochastischen Differentialkalküls von K. Itô; mehr dazu später.

7.2 Grundlagen der Wahrscheinlichkeitstheorie

Die möglichen Ausgänge eines Zufallsexperiment heißen *Elementarereignisse* ω , die Menge aller Elementarereignisse *Stichprobenmenge* Ω

Beispiel. Einmal würfeln: $\Omega = \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$

Beobachtbares oder *interessantes* Ereignis A : ist eine Untermenge von Ω , $A \subset \Omega$

Beispiel. Gewürfelte Augenzahl ist gerade: $A = \{2, 4, 6\}$

Sei \mathcal{A} die Menge aller beobachtbaren oder interessanten Ereignisse

Definition (Wahrscheinlichkeit). Sei Ω die Stichprobenmenge, \mathcal{A} eine σ -Algebra

$$P : \mathcal{A} \mapsto [0, 1]$$

heißt *Wahrscheinlichkeit*, wenn

1. $0 \leq P(A) \leq 1$ für alle $A \in \mathcal{A}$
2. $P(\emptyset) = 0$, $P(\Omega) = 1$
3. $P(\bigcup_{n=1}^{\infty} A_n) = \sum_{n=1}^{\infty} P(A_n)$ falls $A_n \cap A_m = \emptyset$ ($n \neq m$), $\forall A_n \in \mathcal{A}$

(Ω, \mathcal{A}, P) heißt *Wahrscheinlichkeitsraum*

Definition (Zufallsvariable). Sei der Wahrscheinlichkeitsraum (Ω, \mathcal{A}, P) gegeben; die Zufallsvariable

$$X : \Omega \mapsto \mathbb{R} : \omega \mapsto X(\omega)$$

ist eine *messbare* Abbildung von Ω nach \mathbb{R} .

Beispiel. Nummer des Rings der Zielscheibe, in dem der Pfeil steckt.

Definition (Mehrdimensionale Zufallsvariable). Seien X_1, X_2, \dots, X_n auf (Ω, \mathcal{A}, P) definierte Zufallsvariable

$$X : \Omega \mapsto \mathbb{R}^n : \omega \mapsto (X_1(\omega), X_2(\omega), \dots, X_n(\omega))$$

Beispiel. $\Omega = \{\text{Bevölkerung einer Stadt}\}$

$X_1 \dots$ Größe

$X_2 \dots$ Gewicht

$X_3 \dots$ Alter

Definition (Stetige Zufallsvariable). X heißt *stetige Zufallsvariable*, wenn es eine Wahrscheinlichkeitsdichte $p(x)$ gibt, sodass

$$P(\{\omega \in \Omega | X(\omega) < t\}) = P(X < t) = \int_{-\infty}^t p(x) dx$$

Bemerkung.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} P(\{\omega \in \Omega | X(\omega) < t\}) = \int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1$$

(irgendeinen Wert hat X)

Bemerkung.

$$P(X \in [a, b]) = \int_a^b p(x) dx$$

da, gemäß den Axiomen von P ,

$$\begin{aligned} P(X < a) + P(a \leq x \leq b) &= P(x < b) \\ P(a \leq x \leq b) &= P(x < b) - P(X < a) \end{aligned}$$

Mehrdimensionale, stetige Zufallsvariable

$$P(\{\omega \in \Omega | (X_1(\omega), X_n(\omega), \dots, X_n(\omega)) \in B\}) = P(X \in B) = \int_B p(x_1, x_2, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n$$

Definition (Erwartungswert einer stetigen Zufallsvariable X).

$$\langle X \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x) dx$$

beziehungsweise, falls $Y = g(X)$,

$$\langle Y \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} g(x)p(x) dx$$

7.3 Stochastische Prozesse

Definition (Stochastischer Prozess). Sei I ein Intervall in \mathbb{R} . Wenn für jedes $t \in I$ eine Zufallsvariable $X_t : \Omega \mapsto \mathbb{R}$ existiert, dann heißt $\{X_t\}_{t \in I}$ *stochastischer Prozess*.

Beispiel. Mein Kapital beim Pokerspiel als Funktion der Zeit.

Wir betrachten solche stochastische Prozesse, die durch Vorgabe *aller* $p_i(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots)$ definiert sind. Dann ist p_i die Dichte zur Wahrscheinlichkeit, dass x_1 zu t_1 , x_2 zu t_2, \dots angenommen wird, wobei folgende Eigenschaften der p_i gefordert werden:

1. $p_i \geq 0$
2. p_i bleiben unverändert, wenn $(x_k, t_k) \leftrightarrow (x_j, t_j)$ ausgetauscht werden

3. $\int p(y_1, t_1; \dots; y_{n-1}, t_{n-1}; y_n, t_n) dy_n = p(y_1, t_1; \dots; y_{n-1}, t_{n-1})$ (Verträglichkeitsbedingung)
4. $\int p(y, t) dy = 1$

Satz (Fundamentalsatz von Kolmogoroff (o. Bew.)). *Zu jeder Familie von p_i mit obigen Eigenschaften existiert ein Maßraum (Ω, \mathcal{A}, P) und ein entsprechender stochastischen Prozess $\{X_t\}_{t \in I}$.*

Bemerkung. Für festes t_0 ist $X_{t_0}(\omega)$ eine Abbildung von $\Omega \rightarrow \mathbb{R}: \omega \rightarrow X_{t_0}(\omega)$, also eine Zufallsvariable. Für festes ω_0 ist $X_t(\omega_0)$ eine Abb. $I \rightarrow \mathbb{R}, t \rightarrow X_t(\omega_0)$, also ein stochastischer Prozess, genannt *Pfad* oder *Realisierung* des stoch. Prozesses.

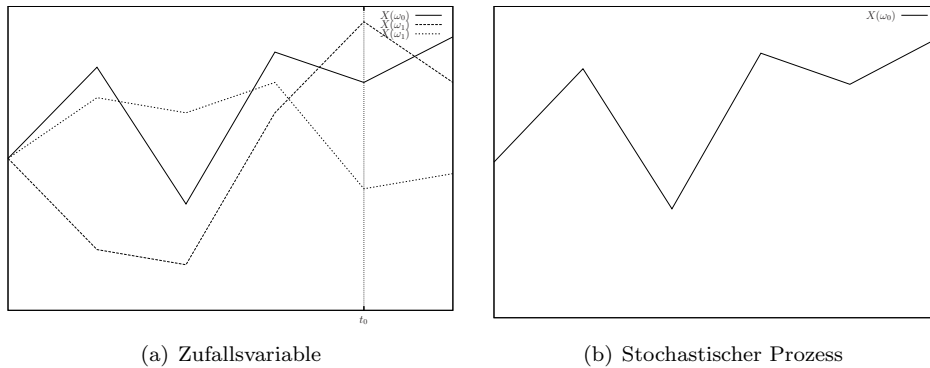


Abbildung 7.1: Zufallsvariable und stochastischer Prozess

Definition (bedingte Wahrscheinlichkeitsdichte).

$$p(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots | y_1, \tau_1; y_2, \tau_2; \dots) := \frac{p(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots; y_1, \tau_1; y_2, \tau_2; \dots)}{p(y_1, \tau_1; y_2, \tau_2; \dots)}$$

Wahrscheinlichkeitsdichte, dass x_1 zu t_1, x_2 zu t_2, \dots angenommen wird, wenn y_1 zu τ_1, y_2 zu τ_2, \dots angenommen wird.

Definition (Markov-Prozess). X_t heißt *Markov-Prozess*, wenn für $\tau_1 < \dots < \tau_m < t_1 < \dots < t_n$ gilt:

$$p(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots; x_n, t_n | y_1, \tau_1; y_2, \tau_2; \dots; y_m, \tau_m) = p(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots; x_n, t_n | y_m, \tau_m)$$

Bedingte Wahrscheinlichkeitsdichte eines Markov-Prozesses ist ausschließlich durch aktuellste Bedingung bestimmt: "Zukunft hängt von der Vergangenheit nur über die Gegenwart ab."

Beispiel (Kapital beim Pokern). Nur zu dem Kapital, das ich gerade habe, kann ich etwas dazugewinnen, bzw. etwas davon verlieren.

Satz. *Ein Markov-Prozess ist durch $p(x, t)$ und $p(x_2, t_2 | x_1, t_1)$ vollständig bestimmt (o. Bew.)*

Beispiel. Sei $t_1 < t_2 < t_3$

$$\begin{aligned} p(y_1, t_1; y_2, t_2; y_3, t_3) &= p(y_3, t_3 | y_1, t_1; y_2, t_2) \cdot p(y_1, t_1; y_2, t_2) \\ &= p(y_3, t_3 | y_2, t_2) p(y_2, t_2 | y_1, t_1) p(y_1, t_1) \end{aligned}$$

Können also auf Zwei-Punkt- und Ein-Punkt-Bedingung zurückführen.

Chapman-Kolmogorow-Gleichung $p(x, t)$ und $p(x_2, t_2 | x_1, t_1)$ sind nicht beliebig wählbar, sondern erfüllen:

1. die Verträglichkeitsbedingung $p(y_3, t_3) = \int_{-\infty}^{\infty} p(y_1, t_1; y_3, t_3) dy_1$ bzw.

$$p(y_3, t_3) = \int_{-\infty}^{\infty} p(y_3, t_3 | y_1, t_1) p(y_1, t_1) dy_1$$

2. Für Markovprozesse und mit $t_1 < t_2 < t_3$ gilt

$$\begin{aligned} p(y_1, t_1; y_2, t_2; y_3, t_3) &= p(y_3, t_3 | y_2, t_2) p(y_2, t_2 | y_1, t_1) p(y_1, t_1) \\ \frac{p(y_1, t_1; y_2, t_2; y_3, t_3)}{p(y_1, t_1)} &= p(y_3, t_3 | y_2, t_2) p(y_2, t_2 | y_1, t_1) \end{aligned}$$

und, mit Integration über y_2 ,

$$p(y_3, t_3 | y_1, t_1) = \int_{-\infty}^{\infty} dy_2 p(y_3, t_3 | y_2, t_2) p(y_2, t_2 | y_1, t_1)$$

Das ist die Chapman-Kolmogoroff-Gleichung (7.1).

Differentielle Chapman-Kolmogorow-Gleichung Wir schreiben im Folgenden die Chapman-Kolmogoroff-Gleichung (7.1) als DGL um. Zunächst seien

$$A(y, t) := \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{|x-y| < \epsilon} dx (x-y) p(x, t + \Delta t | y, t) \quad (7.3)$$

$$B(y, t) := \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{|x-y| < \epsilon} dx (x-y)^2 p(x, t + \Delta t | y, t) - \mathcal{O}(\epsilon) \quad (7.4)$$

$$0 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} p(x, t + \Delta t | y, t) \quad \text{für } |x-y| > \epsilon \quad (7.5)$$

Sei $t > t'$ und $f(x)$ eine beliebige, zweimal stetig differenzierbare Funktion; dann ist

$$\begin{aligned} \int dx f(x) \frac{\partial}{\partial t} p(x, t | y, t') &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\{ \int dx f(x) p(x, t + \Delta t | y, t') - \int dz f(z) p(z, t | y, t') \right\} \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\{ \int dx f(x) \int dz p(x, t + \Delta t | z, t) p(z, t | y, t') \right. \\ &\quad \left. - \int dz f(z) \int dx p(x, t + \Delta t | z, t) p(z, t | y, t') \right\} \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int \int dx dz [f(x) - f(z)] p(x, t + \Delta t | z, t) p(z, t | y, t') \end{aligned}$$

In der zweiten Zeile haben wir die Chapman-Kolmogoroff-Gleichung (7.1) sowohl im ersten wie auch im zweiten Term verwendet, und im zweiten Term zusätzlich, dass $\int dx p(x, t + \Delta t | z, t) = 1$. Nun entwickeln wir $f(x) - f(z)$ in eine Taylor-Reihe in z ,

$$f(x) - f(z) = (x-z) \frac{\partial f}{\partial z}(z) + \frac{1}{2} (x-z)^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}(z) + \dots$$

und damit

$$\begin{aligned} \int dx f(x) \frac{\partial}{\partial t} p(x, t | y, t') &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_{|x-z| < \epsilon} dx dz \left[(x-z) \frac{\partial f}{\partial z}(z) + \frac{1}{2} (x-z)^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}(z) + \dots \right] \cdot \\ &\quad p(x, t + \Delta t | z, t) p(z, t | y, t') + \lim_{\Delta t} \frac{1}{\Delta t} \int_{|x-z| > \epsilon} dx dz \dots \\ &= \int dz \left[A(z, t) \frac{\partial f}{\partial z}(z) + \frac{1}{2} B(z, t) \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}(z) \right] p(z, t | y, t') \end{aligned}$$

unter Verwendung von (7.3, 7.4, 7.5). Weiters erhalten wir mittels partieller Integration

$$\int dx f(x) \frac{\partial}{\partial t} p(x, t | y, t') = \int dz f(z) \left[-\frac{\partial}{\partial z} (Ap) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (Bp) \right] = \int dz f(z) \frac{\partial}{\partial z} \left[-A + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} B \right]$$

und, da $f(x)$ beliebig, schließlich:

Fokker-Planck-Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} p(x, t | y, t') = \frac{\partial}{\partial x} \left[-A(x, t) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} B(x, t) \right] p(x, t | y, t') \quad (7.6)$$

Beispiel. $A = 0$, $B = 1$ führt zur Diffusionsgleichung, welche die Brown'sche Bewegung beschreibt: „Wiener-Prozess“ (Diffusionskonstante $D = \frac{1}{2}$). Schreibweise, wenn es sich um Wiener-Prozess handelt: W_t statt X_t

7.4 Stochastische Differenzialgleichungen und der Itô-Kalkül

Allgemein ist die Langevin Gleichung

$$\frac{dx(t)}{dt} = a(x(t), t) + b(x(t), t)\eta(t)$$

$\eta(t)$ sei „höchst unregelmäßig“ (weißes Rauschen), sodass

$$\langle \langle \eta(t) f(x(t)) \rangle \rangle = 0$$

und insbesondere

$$\langle \langle \eta(t) \rangle \rangle = 0 \quad \langle \langle \eta(t)\eta(t') \rangle \rangle = \delta(t - t')$$

Behauptung.

$$W_t(\omega_0) := \int_0^t \eta(\tau) d\tau$$

ist Wiener-Prozess.

Beweis.

$$\langle \langle W_t^2 \rangle \rangle = \int_0^t d\tau \int_0^t d\tau' \langle \langle \eta(\tau)\eta(\tau') \rangle \rangle = \int_0^t d\tau \int_0^t d\tau' \delta(\tau - \tau') = t$$

(Also ist wie zuvor die Diffusionskonstante $D = \frac{1}{2}$)

□

Wir erkennen:

$$\langle\langle \dots \rangle\rangle = \langle \dots \rangle$$

Also der üblicher Erwartungswert bezüglich Wahrscheinlichkeitsdichten des Wiener-Prozesses.

Wir schreiben nun die Langevin-Gleichung (7.2) als Integralgleichung um

$$x(t) - x(0) = \int_0^t a(x(\tau), \tau) d\tau + \int_0^t b(x(\tau), \tau) \eta(\tau) d\tau$$

mit

$$W_t = \int_0^t \eta(\tau) d\tau$$

motivieren wir salopp

$$dW_t = \eta(t) dt$$

und *definieren* mathematisch sauber (ohne η)

$$x(t) - x(0) = \int_0^t a(x(\tau), \tau) d\tau + \int_0^t b(x(\tau), \tau) dW_\tau$$

Das ist eine stochastische Integralgleichung; $\int_0^t a(x(\tau), \tau) d\tau$ ist gewöhnliches Riemann-Integral, $\int_0^t b(x(\tau), \tau) dW_\tau$ ist Ito-stochastisches Integral.

Definition (Itô-stochastisches Integral).

$$\int_0^t b(x(\tau), \tau) dW_\tau = \text{qm} - \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \sum_{i=1}^n b(x(t_{i-1}), t_{i-1}) (W_{t_i} - W_{t_{i-1}}) \right\}$$

Dabei ist n die Anzahl der Unterteilungen des Intervalls $[0, t]$; und

$$\text{qm} - \lim_{n \rightarrow \infty} s_n = s \Leftrightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} \langle (s_n - s)^2 \rangle = 0$$

Definition (Itô-stochastische Differentialgleichung).

$$dx = a(x(t), t) dt + b(x(t), t) dW_t$$

ist symbolische Schreibweise, bedeutet das gleiche wie die stochastische Integralgleichung.

Satz (Zusammenhang von Itô-stochastischer DGL und Fokker-Planck-Gleichung (o.Bew.)).

$$dx = a dt + b dW_t \Leftrightarrow \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(-a + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} b^2 \right) p$$