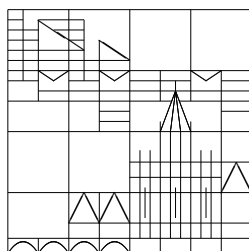


Skript zum Theorie-Teil der Vorlesung

Theorie und Numerik partieller Differentialgleichungen I

Wintersemester 2020/21

Robert Denk



Universität Konstanz

Fachbereich Mathematik und Statistik

Stand: 30.11.2020

Inhaltsverzeichnis

1	Ein erster Überblick	3
	a) Grundbegriffe und Beispiele	3
	b) Lösungsansätze	7
2	Elementare Lösungsmethoden	14
	a) Gleichungen erster Ordnung	14
	b) Typeinteilung bei linearen Gleichungen zweiter Ordnung	19
3	Grundlösungen und elliptische Gleichungen	24
	a) Faltung von Distributionen	24
	b) Existenz einer Grundlösung	27
	c) Das Maximumprinzip	31
4	Parabolische Theorie	33
	a) Grundlegendes zur Fourier-Transformation	33
	b) Die Wärmeleitungsgleichung	37
	c) Die Gleichung von Black und Scholes	40
	d) Maximumprinzip	44
5	Hyperbolische Theorie	47
	a) Die eindimensionale Wellengleichung	47
	b) Die Wellengleichung im \mathbb{R}^3	49
	c) Die Wellengleichung im \mathbb{R}^2	53
	d) Energiegleichung	55
6	Hilbertraum-Methoden: Dirichlet-Formen	57
	a) Die Randwertaufgabe zu $-\Delta + 1$	57
	b) Allgemeinere Differentialoperatoren	59
	Literatur	64

1. Ein erster Überblick

- Die roten Zahlen auf dem Rand zeigen an, in welchem Video und an welcher Stelle der entsprechende Punkt zu finden ist. So heißt etwa 01a/04:37, dass der Punkt „1.1 Worum geht’s“ im Video [PDGL-01a.mp4](#) nach 4 Minuten und 37 Sekunden beginnt.

1.1 Worum geht’s? In diesem einleitenden Abschnitt sollen wichtige Beispiele partieller Differentialgleichungen vorgestellt werden und mögliche Ansätze zu ihrer Lösung diskutiert werden. Auch wenn nicht alle Ansätze im Laufe dieser Vorlesung vollständig diskutiert werden können, sollte man hier einen ersten Überblick erhalten. Auch sollte hier klar werden, wie komplex (und damit interessant) partielle Differentialgleichungen sind.

01a/04:37

a) Grundbegriffe und Beispiele

Ziel ist es, eine Einführung in die Theorie partieller Differentialgleichungen zu geben und sich dabei von Beispielen aus der mathematischen Physik leiten zu lassen, was auch aus historischer Sicht nicht ungerechtfertigt ist. Bekannt sind gewöhnliche Differentialgleichungen, etwa zum freien Fall: Gesucht wird eine Funktion $y : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, welche

$$y''(t) = -g, \quad y(0) = y_0, \quad y'(0) = y_1$$

erfüllt, dabei sind y_0 und y_1 sowie g vorgegebene reelle Werte.

Nun sind aber die meisten Phänomene von mehr als nur einer Variablen abhängig, das heißt es treten partielle Ableitungen bzw. partielle Differentialgleichungen auf.

Zunächst soll der Begriff der partiellen Differentialgleichung formal geklärt werden. Im folgenden sei $n \in \mathbb{N}$ beliebig gegeben und G eine offene, nichtleere Teilmenge des \mathbb{R}^n .

1.2 Definition. Für $m, l \in \mathbb{N}$ sei

$$F : \mathbb{R}^n \times (\mathbb{R}^m \times \dots \times \mathbb{R}^m) \longrightarrow \mathbb{R}^l$$

eine Abbildung, an welche zunächst keine weiteren „Anforderungen“ gestellt werden. Sei nun $k \in \mathbb{N}_0$. Für $\alpha := (\alpha_1, \dots, \alpha_n) \in \mathbb{N}_0^n$ heißt

$$F(x, (\partial^\alpha u(x))_{0 \leq |\alpha| \leq k}) = 0 \tag{1-1}$$

- (i) *partielle Differentialgleichung (PDGL) der Ordnung k* für eine Funktion $u : G \rightarrow \mathbb{R}^m$, sofern $l = 1$ gilt.

01a/14:55

- (ii) System von l partiellen Differentialgleichungen der Ordnung k für eine Funktion $u : G \rightarrow \mathbb{R}^m$, sofern $l > 1$ gilt.

Dabei und im folgenden verwenden wir die Multiindex-Schreibweise: Es ist

$$\partial^\alpha u(x) := \left(\frac{\partial}{\partial x_1}\right)^{\alpha_1} \dots \left(\frac{\partial}{\partial x_n}\right)^{\alpha_n} u(x) \quad (\alpha \in \mathbb{N}_0^n).$$

Andere verwendete Schreibweisen sind

$$u_t := \partial_t u := \frac{\partial}{\partial t} u, \quad \partial_i u := u_{x_i} := \frac{\partial}{\partial x_i} u.$$

Ist $n = 1$, so handelt es sich bei (1-1) offenbar um ein System von gewöhnlichen Differentialgleichungen, mit welchen wir uns hier aber nicht weiter befassen werden.

Man sucht somit eine hinreichend differenzierbare Funktion u , so dass (1-1) für alle $x \in G$ gilt. (z.B. $u \in C^k(G, \mathbb{R}^m)$). Eine solche Funktion u heißt dann (klassische) *Lösung* oder *Integral* von (1-1). Da die Existenz einer klassischen Lösung in vielen Fällen nicht gesichert ist, gibt es viele weitere Lösungsbegriffe wie etwa schwache Lösungen. Diese werden später besprochen. Zur Gleichung (1-1) kommen in der Regel vorgegebene Werte - Anfangswerte und oder Randwerte - auf Untermannigfaltigkeiten in G hinzu, welche zumindest die Eindeutigkeit der Lösung sichern sollen.

01a/23:30

1.3 Beispiel. Das folgende Beispiel zeigt, dass der Lösungsbegriff bei partiellen Differentialgleichungen sehr präzise definiert werden muss. Sei etwa $G = (0, 1)^2 \subset \mathbb{R}^2$ und $\varphi(x, y) := x^2$ ($(x, y) \in \partial G$). Betrachte das Randwertproblem

$$\begin{aligned} \Delta u(x, y) &= 0 \quad ((x, y) \in G), \\ u(x, y) &= \varphi(x, y) \quad ((x, y) \in \partial G). \end{aligned}$$

Dieses Randwertproblem besitzt keine Lösung $u \in C^2(\overline{G})$. Denn falls es eine derartige Lösung gäbe, so wäre $u_{xx}(x, 0) = \varphi_{xx}(x, 0) = 2$ für alle $x \in [0, 1]$ und damit insbesondere $u_{xx}(0, 0) = 2$. Genauso gilt $u_{yy}(0, 0) = \varphi_{yy}(0, 0) = 0$, und man erhält $\Delta u(0, 0) = u_{xx}(0, 0) + u_{yy}(0, 0) = 2$ im Widerspruch zu $\Delta u = 0$.

Die folgende Definition und viele weitere Aussagen werden nur für skalare PDGL (d.h. für $m = 1$) formuliert; die Übertragung auf Systeme von PDGL ist aber ohne wesentliche Änderung möglich. Ebenso kann man komplexwertige Koeffizienten und Lösungen betrachten.

01a/30:50

1.4 Definition. a) Die PDGL (1-1) heißt linear, falls sie die Gestalt

$$\sum_{|\alpha| \leq k} a_\alpha(x) \partial^\alpha u(x) = f(x)$$

hat, wobei $f, a_\alpha: G \rightarrow \mathbb{R}$ gegebene Funktionen sind. Im Fall $f = 0$ heißt obige Gleichung homogen.

b) Die PDGL (1-1) heißt semilinear, falls sie die Form

$$\sum_{|\alpha|=k} a_\alpha(x) \partial^\alpha u(x) + a_0(x, (\partial^\alpha u(x))_{0 \leq |\alpha| \leq k-1}) = 0$$

besitzt.

c) Die PDGL (1-1) heißt quasilinear, falls sie die Form

$$\sum_{|\alpha|=k} a_\alpha(x, (\partial^\alpha u(x))_{0 \leq |\alpha| \leq k-1}) \partial^\alpha u(x) + a_0(x, (\partial^\alpha u(x))_{0 \leq |\alpha| \leq k-1}) = 0$$

besitzt.

d) Falls die PDGL (1-1) nichtlinear in den höchsten Ableitungen ist (d.h. falls keiner der Fälle a)-c) zutrifft), heißt die Gleichung stark nichtlinear oder voll nichtlinear.

1.5 Beispiele. a) (**Potentialgleichung**) Für eine Funktion $u: G \rightarrow \mathbb{R}$ ist die Potentialgleichung oder Laplace-Gleichung gegeben durch

01a/36:20

$$\Delta u(x) \equiv \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} u(x) = 0.$$

Hier ist u etwa ein Potential, eine (stationäre) Temperatur, eine Konzentration oder ein Druck. Es handelt sich um eine sog. elliptische Dgl.

b) (**Wellengleichung**) Für eine Funktion $u: \mathbb{R} \times G \rightarrow \mathbb{R}$, $G \subset \mathbb{R}^n$ ist die Wellengleichung gegeben durch

$$u_{tt}(t, x) - \Delta u(t, x) = 0 \quad (\text{linear}),$$

$$u_{tt} - \operatorname{div} \frac{\nabla u}{\sqrt{1 + |\nabla u|^2}} = 0 \quad (\text{nichtlinear}).$$

Hier beschreibt t die Zeit, x den Ort und $u = u(t, x)$ etwa die Auslenkung eines Stabes ($n = 1$), einer Membran ($n = 2$) oder die Ausbreitung von Schall oder elektromagnetischen Wellen ($n = 3$). Auf physikalische Konstanten wird soweit möglich verzichtet. Die Wellengleichung ist der Prototyp einer hyperbolischen Gleichung.

c) (**Wärmeleitungsgleichung**) Für eine Funktion $u: \mathbb{R} \times G \rightarrow \mathbb{R}$, $G \subset \mathbb{R}^n$ ist die Wärmeleitungsgleichung gegeben durch

$$u_t(t, x) - \Delta u(t, x) = 0.$$

In Anwendungen beschreibt $u = u(t, x)$ die Temperatur bzw. die Konzentration von Substanzen. Diese Gleichung ist der Mustervertreter einer parabolischen Gleichung.

d) **(Populations- bzw. Reaktionsdiffusionsgleichungen)**

01b/00:25

Für Funktionen $u_1, u_2 : \mathbb{R}_+ \times G \rightarrow \mathbb{R}$, $G \subset \mathbb{R}^n$ sind diese oft von der Gestalt

$$\begin{aligned}\partial_t u_1(t, x) - \Delta u_1(t, x) &= f_1(t, x, u_2(t, x)) \\ \partial_t u_2(t, x) - \Delta u_2(t, x) &= f_2(t, x, u_1(t, x)).\end{aligned}$$

Hierbei beschreiben u_1, u_2 die Populationen bzw. Konzentrationen zum Zeitpunkt t am Ort x .

e) **Black-Scholes-Gleichung** Für eine Funktion $V : (0, \infty)^2 \rightarrow \mathbb{R}$, ist die Black-Scholes-Gleichung gegeben durch

$$V_t(t, s) + \frac{1}{2}\sigma^2 s^2 V_{ss}(t, s) + rsV_s(t, s) - rV(t, s) = 0.$$

Hierbei sind σ, r feste Parameter, V beschreibt den Wert der Option, $s : (0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}$, $t \mapsto s(t)$ den Wert des Papiers.

f) **(Schrödingergleichung)** Die Differentialgleichung

$$u_t - i\left(\Delta u + \frac{1}{|x|}u\right) = 0$$

heißt Schrödingergleichung und findet Anwendung etwa in der Quantenmechanik. Das Potential $\frac{1}{|x|}$ kann je nach Modell auch entfallen oder durch eine anderes Potential ersetzt werden. Mit physikalischen Konstanten lautet die Schrödinger-Gleichung ohne Potential

$$i\hbar\partial_t u + \frac{\hbar^2}{2m}\Delta u = 0,$$

wobei \hbar das Plancksche Wirkungsquantum und m die Masse ist.

g) **(Maxwell-Gleichungen)** Hierbei handelt es sich um ein System von PDGL für Funktionen $E, H : \mathbb{R} \times G \rightarrow \mathbb{R}^3$, welches in einfachster Form gegeben ist durch

$$E_t - \operatorname{rot} H = 0, \quad H_t + \operatorname{rot} E = 0.$$

Dabei ist E die elektrische Feldstärke und H die magnetische Feldstärke.

h) **Navier-Stokes-Gleichungen** Auch hierbei handelt es sich um ein System für Funktionen $u : (0, \infty) \times G \rightarrow \mathbb{R}^3$ und $p : (0, \infty) \times G \rightarrow \mathbb{R}$, gegeben durch

$$u_t + (u \cdot \nabla)u - \Delta u = -\nabla p, \quad \operatorname{div} u = 0. \quad (1-2)$$

Dies ist eine nichtlineare Gleichung, ihre Linearisierung (d.h. ohne $(u \cdot \nabla)u$) heißt Stokes-Gleichung.

Die Lösbarkeit der Navier-Stokes-Gleichung ist auch Gegenstand eines der sieben Millennium-Probleme, deren Lösung mit 1 Million \$ dotiert ist. Genauer geht es um folgende Fragestellung: Setzt man z.B. $G = \mathbb{R}^3$ und fügt man dem System (1-2) noch die Anfangsbedingung

$$u|_{t=0} = u_0 \quad (1-3)$$

hinzu, so ist bekannt, dass für genügend reguläre Anfangswerte für das System (1-2)-(1-3) global schwache Lösungen (z.B. für $u_0 \in L^2(\mathbb{R}^3)$) bzw. zeitlich lokal klassische Lösungen (z.B. für $u_0 \in L^3(\mathbb{R}^3)$) existieren. Allerdings ist i.A. die Frage nach der Eindeutigkeit von schwachen Lösungen bzw. nach der Existenz von global klassischen Lösungen seit über 70 Jahren unbeantwortet. Die Aufgabe des Millennium-Problems liegt im Nachweis der Existenz global klassischer Lösungen bzw. in der Angabe eines Gegenbeispiels.

Damit sind nur wenige in möglichst einfacher Darstellung auftretende Beispiele gewählt. Viele weitere Beispiele kommen aus der Geometrie, der Chemie sowie der Biologie. An den Beispielen kann man aber bereits erkennen, dass die Theorie der Partiellen Differentialgleichungen sehr viele Aspekte haben muss, um alle diese verschiedenen Phänomene beschreiben zu können. Typische Fragen, die gestellt werden sind dann von der Art:

01b/16:30

- (i) Existenz und Eindeutigkeit von Lösungen
 - (a) Gibt es Lösungen und wenn ja, in welchem Sinn („klassisch“ oder „schwach“)?
 - (b) Gibt es lokale oder gar globale Lösungen?
 - (c) Welche Kriterien müssen erfüllt sein?
- (ii) Hängen die Lösungen stetig von den Daten ab??
- (iii) Wie können Lösungen dargestellt werden?
- (iv) Wie können Lösungen explizit berechnet werden?
- (v) Wie ist das „qualitative“ Verhalten von Lösungen?

b) Lösungsansätze

Um PDGL zu lösen, gibt es keine Standardmethode, ebenso wenig wie es eine einheitliche Theorie von PDGL gibt (noch weniger als bei den gewöhnlichen Dgl.). Selbst bei linearen PDGL ist es im allgemeinen nicht möglich, eine Lösung direkt zu berechnen. In obigen Beispielen haben wir die einfachsten Beispiele parabolischer, elliptischer und hyperbolischer Gleichungen kennen gelernt. Das Lösungsverhalten,

auch schon die Frage der Existenz und Eindeutigkeit, dieser drei Grundtypen von PDGL ist recht unterschiedlich. Aber es gibt auch viele Gleichungen, welche in keine der Klassen fallen und eine einzelne Betrachtung erfordern. Noch schwerer ist es, Aussagen über nichtlineare Gleichungen zu treffen, die Theorie nichtlinearer PDGL ist eines der größten Forschungsgebiete innerhalb der Mathematik.

Die genannten Typen von PDGL werden für lineare Gleichungen zweiter Ordnung in Abschnitt 2.2 definiert, allgemeinere Definitionen etwa parabolischer Gleichungen folgen später.

Nun sollen einige Lösungsansätze kurz vorgestellt und diskutiert werden. Dabei sind die Aussagen nicht mathematisch präzise formuliert und zum Teil auch recht subjektiv. Einige Ansätze werden wir im Verlauf dieser Vorlesung und ihren Fortsetzungen kennen lernen.

01b/20:15

(i) Gleichungen erster Ordnung. Bei einfachen Beispielen von linearen PDGL erster Ordnung (etwa für Funktionen $u: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$) kann man Parametrisierungen betrachten, wodurch die Gleichungen im wesentlichen auf gewöhnliche Dgl. zurückgeführt werden. Dies ist die Methode der Charakteristiken, welche in Abschnitt 2 a) besprochen wird. Obwohl die Methode auch auf nichtlineare Gleichungen ausgeweitet werden kann, ist die Anwendbarkeit relativ eingeschränkt.

(ii) Potenzreihenansatz bei analytischen Koeffizienten. Wie bei gewöhnlichen Dgl. auch, kann man einen Lösungsansatz durch Potenzreihenentwicklung versuchen. Dabei handelt es sich jetzt um eine Potenzreihe in mehreren Variablen, Voraussetzung ist, dass die Koeffizienten reell analytisch sind. Der zugehörige Satz von Cauchy und Kovalevskaya wird in Abschnitt 2 b) besprochen.

(iii) Potentialtheorie. Bei diesem Ansatz wird auf klassische Differenzierbarkeit (zunächst) verzichtet, man betrachtet Lösungen in der Menge der Distributionen. Als Beispiel sei die Potentialgleichung

$$\Delta u = f$$

in \mathbb{R}^3 genannt. Man sucht eine Grundlösung, d.h. eine distributionelle Lösung der Gleichung $\Delta g = \delta$, wobei δ die Dirac-Distribution ist. Verwendet man wichtige Eigenschaften der Faltung, nämlich

$$\Delta(f * g) = f * (\Delta g)$$

und

$$u * \delta = u,$$

so erhält man für $u := f * g$ die Gleichung

$$\Delta u = \Delta(f * g) = f * (\Delta g) = f * \delta = f.$$

Also ist u eine „Lösung“ der Potentialgleichung.

Es ist klar, dass man bei diesem Ansatz zunächst einige Begriffe klären muss, etwa den Begriff der Distribution. Eng verwandt mit diesem Ansatz ist der Begriff der Greenschen Funktion, der auch schon aus den gewöhnlichen Dgl. bekannt sein sollte. Auch dort wurde die Lösung als Integral geschrieben wie bei der Faltung.

Der Potentialansatz ist wesentlich allgemeiner als man im ersten Moment meinen möchte. Ein Nachteil dieses Ansatzes ist, dass man zunächst nicht auf klassische Lösungen kommt (die Differenzierbarkeit der Lösung muss separat untersucht werden), was allerdings bei fast allen wichtigen Lösungsansätzen der Fall ist. Ein weiterer Nachteil besteht darin, dass man die Grundleistung bzw. die Greensche Funktion finden muss, was sehr von der Gleichung abhängt. Es ist relativ schwer, allgemeine Aussagen über Klassen von PDGL mit dieser Methode zu beweisen. Wenn man allerdings die Greensche Funktion kennt, kann man recht präzise Aussagen über die Lösung treffen. Dies liegt auch daran, dass die Lösung als Faltung, d.h. als Integral geschrieben wird und Integraloperatoren relativ gut zugänglich sind. Die Potentialmethode kann daher auch gut für nichtglatte Gebiete (d.h. im Fall eines nichtglatten Randes ∂G) verwendet werden. Im konkreten Fall sind oft recht technische Abschätzungen zu beweisen (aber auch das ist bei fast allen Methoden der Fall).

Da die Grundleistungen im allgemeinen Singularitäten aufweisen, ist dieser Ansatz eng verbunden mit der Theorie singulärer Integraloperatoren, einem großen Gebiet innerhalb der Operatortheorie. Wir werden die Potentialmethode exemplarisch in diesem Semester kennen lernen.

(iv) Schwache Lösungen. Eine Möglichkeit, auch die Lösbarkeit partieller Differentialgleichungen zu beweisen, verwendet den Begriff der schwachen Lösung. Dabei wird auf die klassische Differenzierbarkeit verzichtet und die Lösung in einem geeigneten Sobolevraum gesucht. Statt den Differentialoperator selbst zu betrachten, studiert man die zugehörige Bilinearform, die Dirichlet-Form. Dies hat den Vorteil, dass weniger Glattheitsbedingungen an die Lösung gestellt werden müssen. Bei einem Operator zweiter Ordnung ist die schwache Lösung nur im Sobolevraum erster Ordnung. Die Lösbarkeit folgt nun aus Sätzen über Bilinearformen in Hilberträumen, wie etwa den Satz von Riesz oder den Satz von Lax-Milgram.

(v) Energieabschätzungen. Wir betrachten das sog. Anfangsrandwertproblem für die Wellengleichung in einem Gebiet $G \subset \mathbb{R}^n$, gegeben durch

$$\begin{aligned} u_{tt}(t, x) - \Delta u(t, x) &= 0 && ((t, x) \in [0, \infty) \times G, \\ u(t, x) &= 0 && ((t, x) \in [0, \infty) \times \partial G), \\ u(0, x) &= u_0(x) && (x \in G), \\ u_t(0, x) &= u_1(x) && (x \in G). \end{aligned}$$

Man kann zeigen, dass für jede Lösung die Energie

$$E(t) := \|u_t(t, \cdot)\|_{L^2(G)}^2 + \|\nabla u(t, \cdot)\|_{L^2(G)}^2$$

unabhängig von t , also konstant ist. Dieser Ansatz der Energieabschätzungen kann (für allgemeinere Gleichungen) insbesondere dazu verwendet werden, um Aussagen über die Lebensdauer einer Lösung und die Stabilität zu gewinnen. Eng mit diesem Ansatz verbunden ist der Ansatz der Lyapunov-Funktion, der auch schon für gewöhnliche Dgl. diskutiert wurde. Diese Methode ist auch gut geeignet für nichtlineare Gleichungen (insbesondere für hyperbolische Gleichungen). Der Nachteil bzw. der Aufwand hierbei ist es, einen geeigneten Energiebegriff zu finden und die Abschätzung der Energie zu beweisen, was wiederum oft an der speziellen Gleichung liegt.

(vi) Ansatz durch Fourierreihen. Wir betrachten die Wärmeleitungsgleichung

$$u_t + Au = 0$$

mit $A := -\Delta$. Der Reihenansatz betrachtet zunächst Lösungen, bei welchen die Variablen x und t separiert sind, d.h. Lösungen der Form

$$u(t, x) = \psi(t)\varphi(x).$$

Wenn nun φ eine Eigenfunktion von A ist, d.h. wenn ein Eigenwert λ existiert mit

$$A\varphi = \lambda\varphi,$$

so ist $u(t, x) = e^{-\lambda t}\varphi(x)$ eine Lösung der Gleichung. Im allgemeinen wird diese Lösung noch nicht die richtigen Anfangs- und Randbedingungen (die oben weggelassen wurden) erfüllen. Daher wird man alle Eigenwerte λ_n von A suchen und einen Reihenansatz der Form

$$u(t, x) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n(t)\varphi_n(x)$$

wählen. Hierbei seien φ_n Eigenfunktionen zu λ_n .

Dieser hier nur sehr grob beschriebene Ansatz kann auch bei wesentlich allgemeineren Differentialoperatoren A funktionieren. Wichtige Fragen in diesem Zusammenhang sind:

- Wie ist der zu einer PDGL gehörige Differentialoperator A definiert?
- Besitzt A Eigenfunktionen, oder etwas allgemeiner: wie sieht das Spektrum von A aus?
- Ist jede Lösung durch obigen Reihenansatz darstellbar? Das ist die Frage nach der Vollständigkeit der Eigenfunktionen.
- Wie gut ist die Konvergenz in obiger Reihe? Für gute Konvergenz (etwa gleichmäßige Konvergenz) muss man oft aufwändige Abschätzungen beweisen.

Der Reihenansatz benutzt Operatortheorie, wie bereits an obigen Begriffen wie Spektrum klar wird. Er funktioniert im wesentlichen nur bei PDGL, welche in einem beschränkten Gebiet G (mit entsprechenden Randbedingungen) gegeben sind. In konkreten Fällen kann es schwer oder unmöglich sein, die Eigenfunktionen zu finden. Wenn eine explizite Angabe der Eigenfunktionen möglich ist (etwa in Rechteckgebieten oder Sektoren), kann man die Lösbarkeit und die Lösungen oft recht gut analysieren. Auch falls die Eigenfunktionen nicht explizit angegeben werden können, kann man mit diesem Ansatz eine ganze Reihe abstrakter Aussagen treffen. Damit eignet sich der Fourierreihen-Ansatz für viele Gleichungen.

(vii) Ansatz durch Fourier-Transformation. Als Beispiel betrachten wir eine Variante der Potentialgleichung

$$-\Delta u + u = f.$$

Zur Lösung verwendet man die Fourier-Transformation im \mathbb{R}^n , welche definiert ist durch

$$(\mathcal{F}u)(\xi) := (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} u(x) e^{-ix\xi} dx.$$

Die Theorie der Fourier-Transformation besagt insbesondere, dass

$$\mathcal{F}: L^2(\mathbb{R}^n) \rightarrow L^2(\mathbb{R}^n)$$

ein isometrischer Isomorphismus ist (Satz von Plancherel). Außerdem kann die Fourier-Transformierte der Ableitung berechnet werden durch

$$[\mathcal{F}(\partial^\alpha u)](\xi) = i^{|\alpha|} \xi^\alpha (\mathcal{F}u)(\xi).$$

Eingesetzt erhält man in unserem Beispiel

$$\mathcal{F}(-\Delta u + u)(\xi) = (|\xi|^2 + 1)(\mathcal{F}u)(\xi),$$

und eine Lösung obiger Gleichung ist gegeben durch

$$u := \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{(\mathcal{F}f)(\xi)}{|\xi|^2 + 1} \right].$$

Tatsächlich funktioniert dieser Ansatz bei vielen PDGL sehr gut. Durch den Satz von Plancherel ist $L^2(\mathbb{R}^n)$ ein kanonischer Grundraum für diesen Ansatz, und die daraus abgeleiteten Sobolevräume bilden einen zentralen Begriff in der Theorie PDGL.

Da die Fourier-Transformation nur im ganzen Raum \mathbb{R}^n definiert ist, muss man für Randwertprobleme diesen Ansatz modifizieren. Auch wenn die Koeffizienten der PDGL von x abhängen, wird der Ansatz komplizierter. Sei etwa

$$Au(x) := \sum_{|\alpha| \leq k} a_\alpha(x) \partial^\alpha u(x)$$

ein partieller Differentialoperator mit ortsabhängigen Koeffizienten. Dann definiert man das Symbol von A durch

$$a(x, \xi) := \sum_{|\alpha| \leq k} a_\alpha(x) (i\xi)^\alpha.$$

Das Symbol obiger Gleichung ist somit $|\xi|^2 + 1$. In Anlehnung an die Formel der inversen Fourier-Transformation

$$(\mathcal{F}^{-1}g)(x) = (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} g(\xi) e^{ix\xi} d\xi$$

definiert man zu obiger Gleichung den Lösungsansatz

$$u(x) := (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} \frac{(\mathcal{F}f)(\xi)}{a(x, \xi)} e^{ix\xi} d\xi.$$

Dies ist ein Beispiel eines sog. Pseudodifferentialoperators. Die Theorie derartiger Operatoren ist sehr kompliziert, aber auch sehr nützlich für PDGL.

Der Ansatz durch Fourier-Transformation und seine Varianten (etwa über Laplace-Transformation) ist einer der allgemeinsten Ansätze etwa für parabolische Gleichungen. Der zugrunde gelegte Lösungsbegriff ist die distributionelle Lösung, wobei die Distributionen Elemente gewisser Sobolevräume sind. Man kann damit Aussagen über Lösungen treffen, ohne die Lösung selbst berechnen zu müssen. Es besteht eine enge Verbindung zur Potentialtheorie. Ein Nachteil dieses Ansatzes ist auch seine Allgemeinheit: Für konkrete Gleichungen führen andere Ansätze oft auf stärkere Aussagen.

(viii) Anwendung des Spektralsatzes und der Halbgruppentheorie. Wir betrachten nochmals die Wärmeleitungsgleichung

$$\partial_t u - \Delta u = 0$$

im \mathbb{R}^n mit dem Anfangswert

$$u(0, x) = u_0(x) \quad (x \in \mathbb{R}^n).$$

Würde man den Operator Δ durch eine Matrix $A \in \mathbb{C}^{k \times k}$ ersetzen, wäre eine Fundamentalmatrix der entstehenden Dgl. gegeben durch

$$Z(t) := \exp(tA).$$

Es liegt also nahe, auch hier die Lösung u zu definieren durch

$$u(t, x) := \exp(t\Delta)u_0(x).$$

Damit stellt sich die Frage, wie $\exp(t\Delta)$ definiert werden kann. In diesem Fall ist kein Reihenansatz wie bei Matrizen möglich (der Laplace-Operator besitzt keine endliche

Operatornorm). Mit Hilfe des Spektralsatzes, einem zentralen Ergebnis der Funktionalanalysis, ist es jedoch möglich, Funktionen von selbstadjungierten Operatoren zu definieren. Insbesondere können Funktionen wie $\exp(t\Delta)$ und $\cos(t\sqrt{\Delta})$ definiert werden und damit Lösungen von Wärmeleitungs- und Wellengleichung angegeben werden.

Falls der Spektralsatz anwendbar ist, handelt es sich um die vielleicht beste Methode, PDGL zu lösen. Viele Eigenschaften der Lösung sind mit diesem Satz beweisbar, der in (v) beschriebene Ansatz durch Fourier-Reihen kann als Spezialfall des Spektralsatzes betrachtet werden. Selbst zur Fourier-Transformation, wie sie in (vi) beschrieben wurde, besteht eine Querverbindung.

Der Spektralsatz ist zunächst beschränkt auf selbstadjungierte Operatoren. Falls der Operator nicht selbstadjungiert ist, gibt es allgemeinere Zugänge zur Definition von $\exp(t\Delta)$, welche unter dem Begriff der Halbgruppentheorie zusammengefasst werden. Die Halbgruppentheorie ist insbesondere wichtig, falls die PDGL statt in L^2 in L^p mit $p \neq 2$ betrachtet werden soll. In diesem Fall verliert man die Hilbertraumstruktur ($L^p(\mathbb{R}^n)$ ist nur noch Banachraum), und selbstadjungierte Operatoren sind nur in Hilberträumen definiert.

Selbst wenn der Spektralsatz anwendbar ist, wie es in vielen Beispielen aus der Physik der Fall ist, müssen die PDGL im Einzelfall noch recht genau untersucht werden, um wirklich gute Aussagen zu erhalten. Bei diesem wie auch bei allen anderen Ansätzen bleibt immer noch viel zu tun, und es gibt auf dem Gebiet der PDGL wesentlich mehr offene Fragen als Antworten.

2. Elementare Lösungsmethoden

02a/08:00

2.1 Worum geht's? In diesem Abschnitt werden erste Lösungsmethoden für partielle Differentialgleichungen vorgestellt. Bei Gleichungen erster Ordnung im \mathbb{R}^2 kann letztlich eine Reduktion auf gewöhnliche Differentialgleichung erfolgen; aus den entsprechenden Sätzen über die eindeutige Lösbarkeit gewöhnlicher Differentialgleichungen erhält man die *lokale* Lösbarkeit der PDGL. Ebenfalls eine lokale Lösbarkeit wird im Satz von Cauchy-Kovalevskaya bewiesen, bei welchem der Potenzreihenansatz verwendet wird. Ebenfalls in diesem Abschnitt findet sich eine erste Einteilung PDGL zweiter Ordnung, bei welchen die wichtigsten Typen vorgestellt werden.

a) Gleichungen erster Ordnung

02a/12:30

Wir betrachten im Folgenden nur lineare PDGL erster Ordnung in \mathbb{R}^n , die Grundidee der Methode der Charakteristiken lässt sich auch auf nichtlineare Gleichungen und Gleichungen höherer Ordnung übertragen. Für die Darstellung verwenden wir außerdem $n = 2$, eine Übertragung auf höhere Dimensionen geht problemlos. Wir betrachten also in einem Gebiet $G \subset \mathbb{R}^2$ für die gesuchte Funktion $u = u(x, y)$ die Gleichung

$$a_1(x, y)u_x(x, y) + a_2(x, y)u_y(x, y) = b(x, y)u(x, y) + c(x, y) \quad ((x, y) \in G). \quad (2-1)$$

Dabei seien $a_1, a_2 \in C^1(G)$ mit $a(x, y) := (a_1(x, y), a_2(x, y)) \neq 0$ ($(x, y) \in G$) und $b, c \in C(G)$. Diese Gleichung muss für die eindeutige Lösbarkeit noch mit Anfangsbedingungen versehen werden. Dazu sei $\Gamma_0 \subset G$ eine differenzierbare Kurve (im n -dimensionalen: eine differenzierbare $(n - 1)$ -dimensionale Hyperfläche, siehe Abbildung 1)), und $f \in C^1(\Gamma_0)$ der gegebene Wert auf Γ_0 . Die Anfangsbedingung hat dann die Form

$$u(x, y) = f(x, y) \quad ((x, y) \in \Gamma_0). \quad (2-2)$$

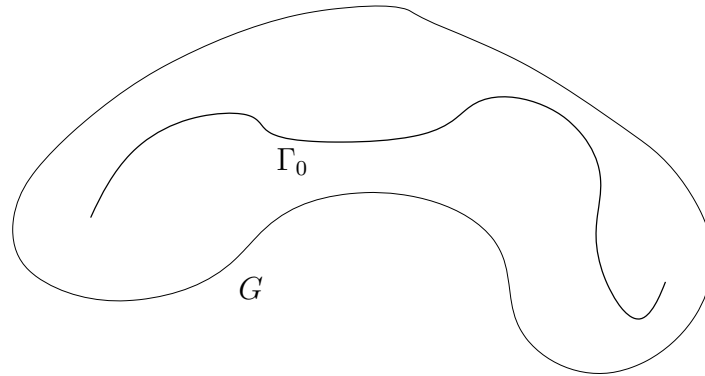
Die Kombination von (2-1) und (2-2) ist ein typisches Beispiel einer Cauchyschen Anfangswertaufgabe.

Die Methode der Charakteristiken besteht darin, die gesuchte Lösung u zunächst auf geeignet gewählten Kurven zu berechnen. Dabei werden diese Kurven (Charakteristiken) so gewählt, dass entlang dieser Kurve die Lösung u sich als Lösung einer gewöhnlichen Differentialgleichung ergibt. Sei $\chi: [\alpha, \beta] \rightarrow \mathbb{R}^2$ eine Parametrisierung einer Charakteristik $X = [\chi]$. Man betrachtet dann u entlang der Kurve X , d.h. man definiert

$$z(t) := u(\chi(t)) = u(\chi_1(t), \chi_2(t)) \quad (t \in [\alpha, \beta]).$$

Für die Ableitung $z'(t)$ erhält man mit der Kettenregel

$$z'(t) = \chi_1'(t)u_x(\chi(t)) + \chi_2'(t)u_y(\chi(t)) \quad (t \in [\alpha, \beta]). \quad (2-3)$$

Abbildung 1: Beispiel für eine Hyperebene Γ_0 in einem Gebiet G .

Wählt man χ so, dass $\chi'_1(t) = a_1(\chi(t))$ und $\chi'_2(t) = a_2(\chi(t))$ gilt und beachtet man entlang der Kurve X die PDGL (2-1), so folgt

$$z'(t) = a_1(\chi(t))u_x(\chi(t)) + a_2(\chi(t))u_y(\chi(t)) = b(\chi(t))z(t) + c(\chi(t)) \quad (t \in [\alpha, \beta]).$$

Dies ist eine gewöhnliche Differentialgleichung für z , welche eindeutig lösbar ist, falls der Anfangswert an einer Stelle t_0 vorgegeben ist.

Die wesentliche Bedingung war, dass $\chi'(t) = a(\chi(t))$ gilt. Derselbe Ansatz funktioniert auch noch, falls die Vektoren $\chi'(t)$ und $a(\chi(t))$ Vielfaches voneinander, also linear abhängig sind. Dies ist die Motivation für folgende Definition:

2.2 Definition. Eine Kurve $X = [\chi]$, die durch $\chi(t) = \begin{pmatrix} \chi_1(t) \\ \chi_2(t) \end{pmatrix}$ ($t \in [\alpha, \beta]$) parametrisiert wird, heißt Charakteristik der partiellen Differentialgleichung (2-1), falls

02a/33:50

$$\chi'_1(t)a_2(\chi(t)) - \chi'_2(t)a_1(\chi(t)) = 0 \quad (t \in [\alpha, \beta]) \quad (2-4)$$

gilt. Sie heißt charakteristisch in $t_0 \in [\alpha, \beta]$, falls (2-4) an der Stelle $t = t_0$ gilt.

2.3 Beispiele. (i) Gegeben sei die partielle Differentialgleichung $u_x - u_y = 0$. Man erhält man die Charakteristiken dieser partiellen Differentialgleichung, indem man $-\chi'_1 - \chi'_2 = 0$ löst. Mittels Integration erhält man $\chi_2(t) = -\chi_1(t) + \text{const}$. Demnach sind die Charakteristiken parallele Geraden zur 2. Winkelhalbierenden im \mathbb{R}^2 (Abb. 2).

02a/36:20

(ii) Ist die Gleichung $u_x + u_y = 0$ gegeben, so ergibt sich analog wie oben, dass die Charakteristiken parallele Geraden zur 1. Winkelhalbierenden sind (Abb. 3).

2.4 Bemerkung. Sei $(x_0, y_0) \in G$ gegeben. Dann bietet es sich an, eine Charakteristik durch (x_0, y_0) zu suchen, indem wir das folgende System gewöhnlicher

02a/39:30

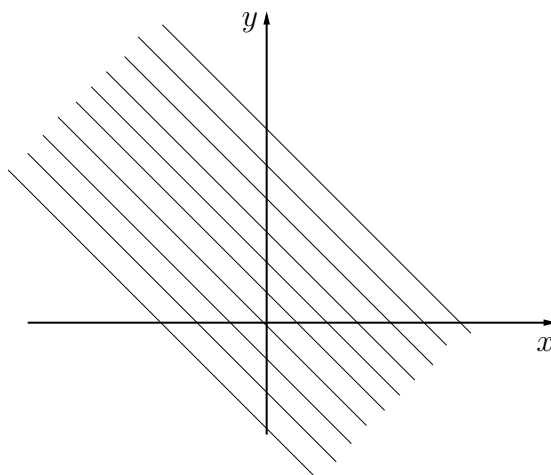


Abbildung 2: Charakteristiken

Differentialgleichungen zu lösen versuchen:

$$\begin{aligned}\chi_1' &= a_1(\chi_1, \chi_2), & \chi_1(0) &= x_0 \\ \chi_2' &= a_2(\chi_1, \chi_2), & \chi_2(0) &= y_0\end{aligned}\tag{2-5}$$

Die Voraussetzung an a_1, a_2 und der Satz von Picard-Lindelöf implizieren die eindeutige Lösbarkeit dieses Systems. Es kann sogar gezeigt werden, dass jede Charakteristik durch (x_0, y_0) wie in (2-5) parametrisiert werden kann.

02b/01:00

2.5 Satz. Ist die Funktion $u : G \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ im Punkt $(x_0, y_0) \in G$ vorgegeben, so ist jede Lösung von (2-1) auf jeder Charakteristik $[\chi]$ durch (x_0, y_0) eindeutig bestimmt.

Beweis. Es sei $\chi(t) = (\chi_1(t), \chi_2(t))$ für $t \in [\alpha, \beta]$ eine Charakteristik durch (x_0, y_0) . O.B.d.A. gelte $0 \in [\alpha, \beta]$ und $\chi(0) = (x_0, y_0)$. Ist u eine Lösung von (2-1), so setzen wir $z(t) := u(\chi(t))$. Offensichtlich gilt dann

$$\begin{aligned}z'(t) &= \chi_1'(t)u_x(\chi(t)) + \chi_2'(t)u_y(\chi(t)) \\ &= a_1(\chi(t))u_x(\chi(t)) + a_2(\chi(t))u_y(\chi(t)) \\ &= b(\chi(t))z(t) + c(\chi(t)),\end{aligned}$$

und $z(0) = u(x_0, y_0)$ ist laut Voraussetzung gegeben. Demnach genügt z einer linearen, gewöhnlichen Differentialgleichung, welche eindeutig lösbar ist. \square

Dieses Resultat gibt uns nun die Möglichkeit, die Cauchysche Anfangswertaufgabe (2-1)–(2-2) lokal zu lösen. Zu beachten ist, dass der Beweis des folgenden Satzes

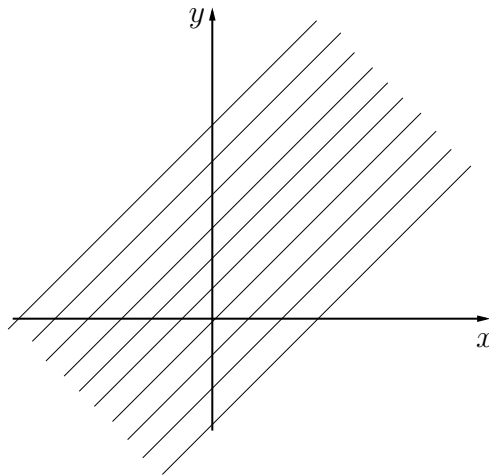


Abbildung 3: Charakteristiken

konstruktiv ist, d.h., dass wir durch analoges Vorgehen wie im Beweis Lösungen explizit konstruieren können.

2.6 Satz. Es sei $\Gamma_0 = [\gamma]$ eine Kurve in G , welche durch $\gamma(t) := \begin{pmatrix} \gamma_1(t) \\ \gamma_2(t) \end{pmatrix}$ ($t \in [\alpha, \beta]$) parametrisiert wird. Weiter sei Γ im Punkt $\gamma(s_0) =: (x_0, y_0)$ nicht charakteristisch, d.h. $\gamma'_1(s_0)a_2(\gamma(s_0)) - \gamma'_2(s_0)a_1(\gamma(s_0)) \neq 0$. Dann gibt es eine Umgebung $U = U(x_0, y_0) \subset G$, in welcher die Cauchysche Anfangswertaufgabe (2-1)–(2-2) eindeutig lösbar ist.

02b/09:50

Beweisskizze. Für festes $s \in [\alpha, \beta]$ sei $\chi_s(t)$ ($t \in [\alpha_s, \beta_s]$), $0 \in (\alpha_s, \beta_s)$, eine Charakteristik, für die $\chi_s(0) = \gamma(s) = (\gamma_1(s), \gamma_2(s))$ gilt. Wir definieren nun für eine Umgebung B von $(s_0, 0)$ die Funktion $\psi: B \rightarrow \mathbb{R}^2$ durch $\psi(s, t) := \chi_s(t)$. Man kann zeigen, dass ψ stetig differenzierbar ist. Es gilt $\psi(s_0, 0) = (x_0, y_0)$. Weiter gilt unter Verwendung von Bemerkung 2.4

$$\partial_t \psi(s, t) = \partial_t \chi_s(t) = (\chi'_{s,1}(t), \chi'_{s,2}(t)) = (a_1(\chi_s(t)), a_2(\chi_s(t)))$$

und

$$\partial_s \psi(s, 0) = \partial_s \gamma(s) = (\gamma'_1(s), \gamma'_2(s))^T.$$

Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} \det \psi'(s_0, 0) &= \begin{vmatrix} \gamma'_1(s_0) & a_1(\chi_{s_0}(0)) \\ \gamma'_2(s_0) & a_2(\chi_{s_0}(0)) \end{vmatrix} \\ &= \gamma'_1(s_0)a_2(\chi_{s_0}(0)) - \gamma'_2(s_0)a_1(\chi_{s_0}(0)) \neq 0, \end{aligned}$$

was die lokale Umkehrbarkeit der Funktion ψ sichert. Es gibt also eine offene Umgebung $V = V(s_0, 0)$ von $(s_0, 0)$, für die $\psi|_V$ injektiv ist. Sei $U := \psi(V)$, dann ist U

offen und $\psi^{-1}: U \rightarrow V$ stetig differenzierbar. Sei nun $z(s, \cdot)$ die nach vorigem Satz eindeutig bestimmte Lösung auf der Charakteristik χ_s mit $z(s, 0) = f(\gamma(s))$. Man definiert

$$u(x, y) := z(\psi^{-1}(x, y)).$$

Man kann zeigen, dass u tatsächlich die gesuchte Lösung ist. \square

Wir wollen uns den Beweis des obigen Satzes anhand eines Beispiels veranschaulichen.

02b/30:30

2.7 Beispiel. Es seien $\Gamma := \{(x, 1) | x \in \mathbb{R}\} \subset \mathbb{R}^2$, $\alpha \in \mathbb{R}$ und $\varphi \in C^1(\mathbb{R})$. Wir versuchen das Problem

$$\begin{aligned} xu_x + yu_y &= \alpha u \\ u|_{\Gamma} &= \varphi \end{aligned}$$

zu lösen. Bekanntlich erhalten wir eine Charakteristik, welche durch den Punkt $(s, 1)$ geht, durch Lösen der Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} x' &= x & \text{bzw.} & & y' &= y \\ x(0) &= s & & & y(0) &= 1 \end{aligned}$$

Wir erhalten also $\chi_s(t) := (se^t, e^t)$ (Abb. 4) und definieren

$$\psi(s, t) := \chi_s(t)$$

Für die Umkehrabbildung von ψ ergibt sich:

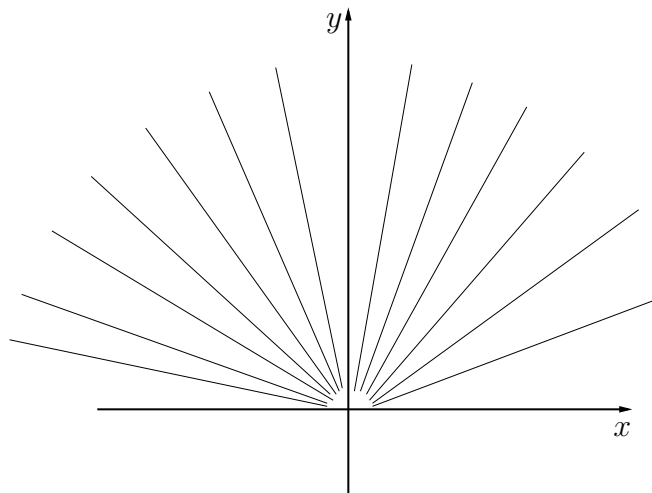


Abbildung 4: Charakteristiken

$$\psi^{-1}(x, y) = \left(\frac{x}{y}, \ln(y) \right)$$

Nun bleibt noch $z(s, \cdot)$ zu bestimmen. Wir erhalten

$$z(s, t) = \varphi(s)e^{\alpha t}$$

und damit insgesamt

$$u(x, y) = z(\psi^{-1}(x, y)) = \varphi\left(\frac{x}{y}\right)y^\alpha.$$

b) Typeinteilung bei linearen Gleichungen zweiter Ordnung

Wie in den ersten Beispielen schon erwähnt, gibt es drei große Klassen von PDGL (elliptisch, parabolisch und hyperbolisch), wobei nicht jede PDGL zu einer der drei Klassen gehören muss. Hier soll eine erste Definition gegeben werden.

2.8 Definition. Gegeben sei eine semilineare PDGL zweiter Ordnung der Form

03a/05:40

$$\sum_{|\alpha|=2} a_\alpha(x)\partial^\alpha u(x) + F(x, u(x), \nabla u(x)) = 0 \quad (2-6)$$

in einem Gebiet $G \subset \mathbb{R}^n$ mit Koeffizienten $a_\alpha: G \rightarrow \mathbb{R}$ und $F: G \times \mathbb{R}^{n+1} \rightarrow \mathbb{R}$.

Der Ausdruck

$$L(x, D)u(x) := \sum_{|\alpha|=2} a_\alpha(x)\partial^\alpha u(x) =: \sum_{j,k=1}^n A_{jk}(x) \frac{\partial^2 u(x)}{\partial x_j \partial x_k}$$

heißt der Hauptteil der Gleichung (2-6) oder des zugehörigen Differentialoperators. Die Matrix $A(x) := (A_{jk}(x))_{j,k=1,\dots,n}$ sei o.E. symmetrisch (da für die Lösungen $\partial_j \partial_k u = \partial_k \partial_j u$ gelten soll).

Die Funktion

$$L(x, \cdot): \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}, \xi \mapsto L(x, \xi) := \sum_{|\alpha|=2} a_\alpha(x)(i\xi)^\alpha = - \sum_{|\alpha|=2} a_\alpha(x)\xi^\alpha$$

heißt Hauptsymbol des formalen Differentialoperators $L(x, D)$.

a) Die Gleichung (2-6) heißt elliptisch an der Stelle $x \in G$, falls $A(x)$ nur positive oder nur negative Eigenwerte besitzt.

b) Die Gleichung (2-6) heißt parabolisch an der Stelle $x \in G$, falls genau ein Eigenwert von $A(x)$ verschwindet und alle anderen Eigenwerte dasselbe Vorzeichen haben.

c) Die Gleichung (2-6) heißt hyperbolisch an der Stelle $x \in G$, falls genau $n - 1$ Eigenwerte von $A(x)$ dasselbe Vorzeichen haben und der verbleibende Eigenwert das entgegengesetzte Vorzeichen besitzt.

d) Gelten die obigen Bedingungen für alle $x \in G$, so heißt die Gleichung elliptisch, parabolisch bzw. hyperbolisch.

03a/24:00

2.9 Bemerkung. a) Der Grund für die Definition des Hauptsymbols liegt in der Fouriertransformation. Es gilt, falls a_α nicht von x abhängt,

$$\mathcal{F}\left(\sum_{|\alpha|=2} a_\alpha \partial^\alpha u\right)(\xi) = \sum_{|\alpha|=2} a_\alpha (i\xi)^\alpha (\mathcal{F}u)(\xi) = L(x, \xi)(\mathcal{F}u)(\xi).$$

b) Man beachte, dass das Hauptsymbol mit Hilfe der Matrix A in der Form

$$L(x, \xi) = -\sum_{j,k=1}^n A_{jk}(x) \xi_j \xi_k = -\xi^\top A(x) \xi.$$

geschrieben werden kann. Für $n = 2$ erhält man beispielsweise

$$\begin{aligned} \sum_{|\alpha|=2} a_\alpha(x) \partial^\alpha u(x) &= a_{(2,0)}(x) \partial_1^2 u(x) + a_{(1,1)}(x) \partial_1 \partial_2 u(x) + a_{(0,2)}(x) \partial_2^2 u(x) \\ &= \sum_{j,k=1}^2 A_{jk}(x) \partial_j \partial_k u(x) \end{aligned}$$

mit der Matrix

$$A(x) = (A_{jk}(x))_{j,k=1,2} = \begin{pmatrix} a_{(2,0)}(x) & \frac{1}{2}a_{(1,1)}(x) \\ \frac{1}{2}a_{(1,1)}(x) & a_{(0,2)}(x) \end{pmatrix}.$$

Für das Hauptsymbol erhält man

$$L(x, \xi) = -a_{(2,0)}(x) \xi_1^2 - a_{(1,1)}(x) \xi_1 \xi_2 - a_{(0,2)}(x) \xi_2^2 = -(\xi_1, \xi_2) A(x) \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}.$$

Wir betrachten im Gebiet $G \subset \mathbb{R}^n$ wieder die semilineare Differentialgleichung

$$\sum_{|\alpha|=2} a_\alpha(x) \partial^\alpha u(x) + F(x, u(x), \nabla u(x)) = 0. \quad (2-7)$$

Um eindeutige Lösbarkeit zu erhalten, müssen noch Randbedingungen an die Funktion gestellt werden.

03a/33:50

2.10 Definition. Im Gebiet G betrachte man die Differentialgleichung (2-7). Sei ferner $g: \partial G \rightarrow \mathbb{R}$ eine Funktion.

a) Die Randbedingung

$$u|_{\partial G} = g \quad (2-8)$$

heißt Dirichlet-Randbedingung, das Randwertproblem (2-7), (2-8) heißt Dirichlet-sches Randwertproblem oder Dirichletsche Randwertaufgabe.

b) Sei $\nu: \partial G \rightarrow \mathbb{R}^n$ der äußere Normalen-Einheitsvektor an ∂G (dieser existiert, falls ∂G hinreichend glatt ist). Dann heißt die Randbedingung

$$\frac{\partial}{\partial \nu} u(x) = g(x) \quad (x \in \partial G)$$

Neumann-Randbedingung.

c) Randbedingungen der Form $\alpha u + \beta \frac{\partial}{\partial \nu} u = g$ auf ∂G heißen gemischte Randbedingungen oder Robin-Randbedingungen.

Wir haben oben die Methode der Charakteristiken für Gleichungen erster Ordnung kennengelernt. Ein analoger Begriff lässt sich auch bei Gleichungen zweiter Ordnung definieren:

2.11 Definition. Gegeben sei die Gleichung (2-7) und das zugehörige Hauptsymbol $L(x, \xi)$. Eine $(n-1)$ -dimensionale Hyperfläche Γ der Form $\Gamma = \{x \in G : \Phi(x) = 0\}$ mit $\Phi \in C^1(G; \mathbb{R})$ heißt eine Charakteristik der Gleichung (2-7), falls gilt:

03b/03:45

$$L(x, \nabla \Phi(x)) = 0 \quad (x \in \Gamma).$$

2.12 Bemerkung. a) Nach Definition von $L(x, \xi)$ gilt

03b/07:40

$$L(x, \nabla \Phi(x)) = -\nabla \Phi(x)^\top A(x) \nabla \Phi(x).$$

Falls $z: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ eine skalare Funktion ist, so folgt für $u(x) := z(\Phi(x)): G \rightarrow \mathbb{R}$ mit der Kettenregel

$$\begin{aligned} L(x, D)u(x) &= \sum_{j,k=1}^n A_{jk}(x) \partial_j \partial_k z(\Phi(x)) \\ &= \sum_{j,k=1}^n \left(z''(\Phi(x)) A_{jk}(x) \partial_j \Phi(x) \partial_k \Phi(x) + z'(\Phi(x)) A_{jk}(x) \partial_j \partial_k \Phi(x) \right) \\ &= z''(\Phi(x)) \nabla \Phi(x)^\top A(x) \nabla \Phi(x) + \dots \end{aligned}$$

Nach Definition einer Charakteristik verschwindet der erste Term, d.h. u erfüllt die Gleichung bis auf Terme erster Ableitungsordnung.

b) Die obige Definition ist konsistent zur früheren Definition einer Charakteristik. Sei $a_1 \partial_1 u + a_2 \partial_2 u = bu + c$ eine lineare Gleichung erster Ordnung. Sei $\Gamma \subset \mathbb{R}^2$ eine Kurve, welche durch γ parametrisiert wird. Beschreibt man Γ mit einer Gleichung $\Gamma = \{x \in G : \Phi(x) = 0\}$, so sieht man sofort, dass auf Γ gilt: $\langle \nabla \Phi, \gamma' \rangle = 0$. Damit gilt

$\nabla\Phi(x) = c \begin{pmatrix} \gamma'_2 \\ -\gamma'_1 \end{pmatrix}$ mit einer Konstanten $c \in \mathbb{R} \setminus \{0\}$. Die Bedingung aus Definition 2.2 war

$$a_1\gamma'_2 - a_2\gamma'_1 = 0.$$

Dies ist für Φ äquivalent zu

$$a_1\partial_1\Phi + a_2\partial_2\Phi = 0.$$

Definiert man das Hauptsymbol durch $L(x, \xi) := a_1(x)i\xi_1 + a_2(x)i\xi_2$, so lässt sich dies schreiben als

$$L(x, \nabla\Phi(x)) = 0 \quad (x \in \Gamma).$$

03b/27:20

2.13 Bemerkung. Die Typeinteilung aus Definition 2.8 kann auch anhand der Charakteristiken erklärt werden. Eine Charakteristik ist bestimmt durch die Gleichung $\nabla\Phi(x)^\top A(x)\nabla\Phi(x) = 0$.

- (i) Falls (2-7) elliptisch ist, so ist $A(x)$ (positiv oder negativ) definit, und aus $\xi^\top A(x)\xi = 0$ folgt $\xi = 0$, d.h. es existieren keine Charakteristiken.
- (ii) Falls (2-7) parabolisch ist, so existiert genau eine Charakteristikenschar.
- (iii) Falls (2-7) hyperbolisch ist, existieren zwei Charakteristikenscharen.

Dies entspricht in der Theorie der Kegelschnitte genau der Ellipse, Parabel, Hyperbel als Lösungsmenge der Gleichung (in \mathbb{R}^2)

$$(\xi_1, \xi_2)^\top A(x) \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix} = \text{const}, \quad \xi_1, \xi_2 \in \mathbb{R}.$$

03b/33:30

2.14 Beispiele. a) Ist $L = \Delta = \partial_x^2 + \partial_y^2$, so folgt unmittelbar $a_{20} = a_{02} = 1$ und $a_{11} = 0$. Man erhält

$$A(x) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

und damit ist L ein elliptischer Differentialoperator.

b) Ist dagegen $L = \partial_y - \partial_x^2$, so folgt

$$A(x) = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

und L ist ein parabolischer Differentialoperator.

c) Ein hyperbolischer Operator ist, wie man leicht nachrechnet, durch $L = \partial_y^2 - \partial_x^2$ gegeben. Hier ist

$$A(x) = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Es gibt nur wenige allgemeine Sätze zur Lösbarkeit von (Anfangs-)Randwertaufgaben bzw. der Cauchyschen Anfangswertaufgabe. Einer davon ist der Satz von Cauchy und Kowalevsky, der hier aber nicht bewiesen werden kann.

2.15 Satz (Satz von Cauchy–Kowalevsky). Für die Cauchysche Anfangswertaufgabe

03b/40:20

$$u_{xx} = f(x, y, u, u_x, u_y, u_{xy}, u_{yy}), \quad u(0, y) = u_0(y), \quad u_x(0, y) = u_1(y)$$

gilt: Ist f in einer Umgebung von $(0, 0, u_0(0), u_1(0), u'_0(0), u'_1(0), u''_0(0))$ analytisch, sowie u_0, u_1 in einer Umgebung von $y = 0$, so gibt es genau eine Lösung in einer Umgebung von $(x, y) = (0, 0)$, welche dort analytisch ist.

3. Grundlösungen und elliptische Gleichungen

04a/06:30

3.1 Worum geht's? In der Theorie der partiellen Differentialgleichungen ist es oftmals sinnvoll, den Begriff der bekannten klassischen Differenzierbarkeit aufzulockern. Dies ermöglicht es etwa, Lösungsbegriffe zu definieren, die zwar schwächer sind als bereits bekannte, trotzdem aber für manche Anwendungen ausreichend sind. Dazu dient die Theorie der Distributionen, die uns schon aus der Funktionalanalysis bekannt ist. Nun werden die Faltung von Distributionen und der Begriff der Grundlösung behandelt. Darüber hinaus sollen anhand der Laplace- oder Potentialgleichung einige Grundbegriffe der Potentialtheorie vorgestellt werden. Dabei geht es vor allem um den Existenznachweis einer Grundlösung, Randwertaufgaben werden kurz angesprochen.

Die Lösungen der Laplace-Gleichung heißen auch harmonische Funktionen. Es gelten viele Eigenschaften, welche für eine große Klasse elliptischer Gleichung zutreffen, wie etwa das Maximumprinzip. Auch gibt es eine Querverbindung zur Funktionentheorie: Der Realteil einer holomorphen Funktion ist eine harmonische Funktion.

a) Faltung von Distributionen

04a/11:40

Sei im Folgenden $\mathbb{K} \in \{\mathbb{R}, \mathbb{C}\}$. Wir verwenden das Konzept der Distribution, welches wir hier noch kurz zusammenfassen wollen. Für eine offene Teilmenge $G \subset \mathbb{R}^n$ definiert man die Menge der Testfunktionen durch

$$\mathcal{D}(G) := C_0^\infty(G) := \{u \in C^\infty(G) : \text{supp } \varphi \subset G, \text{supp } \varphi \text{ kompakt}\}.$$

Dabei ist der Träger einer Funktion φ der Abschluss (in \mathbb{R}^n) von $\{x \in G : \varphi(x) \neq 0\}$. Man definiert die Konvergenz im Raum der Testfunktionen folgendermaßen:

Eine Folge $(\varphi_k)_{k \in \mathbb{N}} \subset \mathcal{D}(G)$ konvergiert genau dann gegen 0, falls eine kompakte Menge $K \subset G$ existiert mit $\text{supp } \varphi_k \subset K$ und falls gilt

$$\sup_{y \in K} |(\partial^\alpha \varphi_k)(y)| \rightarrow 0 \quad (k \rightarrow \infty) \quad \text{für alle } \alpha \in \mathbb{N}_0^n.$$

In diesem Fall schreibt man $\varphi_k \xrightarrow{\mathcal{D}(G)} 0$. Neben der Bedingung an die Träger muss die Folge also mit allen Ableitungen gleichmäßig gegen 0 konvergieren.

Die Menge der Distributionen wird nun definiert durch

$$\mathcal{D}'(G) := \{u : \mathcal{D}(G) \rightarrow \mathbb{K} \mid u \text{ linear und stetig}\},$$

wobei eine Abbildung $u : \mathcal{D}(G) \rightarrow \mathbb{K}$ stetig heißt, falls für alle Folgen $(\varphi_k)_{k \in \mathbb{N}_0} \subset \mathcal{D}(G)$ mit $\varphi_k \xrightarrow{\mathcal{D}(G)} 0$ gilt $u\varphi_k \rightarrow 0$.

Ein typisches Beispiel einer Distribution ist die Dirac-Distribution

$$\delta_{x_0}: \mathcal{D}(G) \rightarrow \mathbb{K}, \varphi \mapsto \varphi(x_0)$$

mit $x_0 \in G$. Sei $L^1_{\text{loc}}(G)$ die Menge aller Funktionen $f: G \rightarrow \mathbb{K}$, für welche $f|_K \in L^1(K)$ für alle kompakten $K \subset G$ gilt (lokal-integrierbare Funktionen auf G). Dann wird durch

$$[f](\varphi) := \int_G f(x)\varphi(x)dx \quad (\varphi \in \mathcal{D}(G))$$

ebenfalls eine Distribution definiert. Eine Distribution $u \in \mathcal{D}'(G)$ heißt regulär, falls ein $f \in L^1_{\text{loc}}(G)$ existiert mit $u = [f]$.

Der Fall einer regulären Distribution (partielle Integration) ist auch die Motivation für folgende Definition: Sei $\alpha \in \mathbb{N}_0^n$ ein Multiindex, und sei $u \in \mathcal{D}'(G)$. Dann definiert man die Ableitung $\partial^\alpha u \in \mathcal{D}'(G)$ durch

$$(\partial^\alpha u)(\varphi) := (-1)^{|\alpha|} u(\partial^\alpha \varphi) \quad (\varphi \in \mathcal{D}(G)).$$

Wir betrachten nun vor allem $G = \mathbb{R}^n$ und definieren eine Grundlösung als eine distributionelle Lösung einer partiellen Differentialgleichung.

3.2 Definition. Sei $N \in \mathbb{N}$ und

$$L := \sum_{|\alpha| \leq N} a_\alpha \partial^\alpha$$

ein linearer Differentialoperator mit konstanten Koeffizienten $a_\alpha \in \mathbb{C}$. $g \in \mathcal{D}'(\mathbb{R}^n)$ heißt Grundlösung (oder Fundamentallösung) zu L , falls

$$Lg = \delta_0$$

gilt, wobei dies als Gleichheit in $\mathcal{D}'(\mathbb{R}^n)$ zu verstehen ist.

Eine Grundlösung ist nicht eindeutig bestimmt. Gilt z.B. $Lu = 0$, dann ist mit g auch $g + u$ eine Grundlösung zu L .

Um die Bedeutung von Grundlösungen zu analysieren, brauchen wir den Begriff der Faltung. Für $f \in L^1_{\text{loc}}(\mathbb{R}^n)$ und $\varphi \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$ ist die Faltung

$$(f * \varphi)(x) := \int_{\mathbb{R}^n} f(x-y)\varphi(y)dy = \int_{\mathbb{R}^n} f(y)\varphi(x-y)dy$$

wohldefiniert (Hölderungleichung). Das letzte Integral kann gelesen werden als $(f * \varphi)(x) = [f](\varphi(x - \cdot))$. Dies motiviert folgende Definition.

3.3 Definition. Sei $u \in \mathcal{D}'(\mathbb{R}^n)$ und $\varphi \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$. Die Faltung von u und φ ist definiert durch

$$(u * \varphi)(x) := u(\varphi(x - \cdot)) \quad (x \in \mathbb{R}^n).$$

04b/03:30

04b/11:30

04b/14:40

3.4 Beispiel. Für die Dirac-Distribution δ_0 gilt

$$(\delta_0 * \varphi)(x) = \delta_0(\varphi(x - \cdot)) = \varphi(x - 0) = \varphi(x) \quad (\varphi \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n), x \in \mathbb{R}^n),$$

d.h. $\delta_0 * \varphi = \varphi$ für alle $\varphi \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$.

04b/17:30

3.5 Satz. Seien $u \in \mathcal{D}'(\mathbb{R}^n)$ und $\varphi \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$. Dann gilt:

a) $u * \varphi \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$, d.h. insbesondere gilt $u * \varphi \in \mathcal{D}'(\mathbb{R}^n)$, aufgefasst als reguläre Distribution.

b) $\partial^\alpha(u * \varphi) = (\partial^\alpha u) * \varphi = u * (\partial^\alpha \varphi) \quad (\alpha \in \mathbb{N}_0^n)$.

Beweis. (i) Wir zeigen zunächst, dass der Differenzenquotient von φ gleichmäßig konvergiert. Seien $h \in (-1, 1) \setminus \{0\}$ und e_j der j -te Einheitsvektor im \mathbb{R}^n . Dann gilt nach dem Mittelwertsatz

$$\frac{1}{h}(\varphi(x + he_j - y) - \varphi(x - y)) = (\partial_j \varphi)(x + \theta e_j - y)$$

mit $\theta = \theta(x, y, h)$, $|\theta| \leq |h|$. Als stetige Funktion mit kompaktem Träger ist $\partial_j \varphi$ gleichmäßig stetig. Zu $\varepsilon > 0$ existiert daher ein $\delta > 0$ so, dass

$$|(\partial_j \varphi)(x + \theta e_j - y) - (\partial_j \varphi)(x - y)| < \varepsilon \quad (y \in \mathbb{R}^n),$$

falls $|\theta| \leq |h| < \delta$. Somit erhalten wir für $|h| < \delta$

$$\sup_{y \in \mathbb{R}^n} \left| \frac{1}{h}(\varphi(x + he_j - y) - \varphi(x - y)) - (\partial_j \varphi)(x - y) \right| < \varepsilon.$$

(ii) Differenzierbarkeit von $u * \varphi$: Ersetzt man in der letzten Formel φ durch $\partial^\alpha \varphi$ mit $\alpha \in \mathbb{N}_0^n$, so erhält man

$$\sup_{y \in \mathbb{R}^n} \left| \frac{1}{h}((\partial^\alpha \varphi)(x + he_j - y) - (\partial^\alpha \varphi)(x - y)) - (\partial_j \partial^\alpha \varphi)(x - y) \right| \rightarrow 0 \quad (h \rightarrow 0).$$

Wegen $\partial_y^\alpha [\varphi(x + he_j - y)] = (-1)^{|\alpha|} (\partial^\alpha \varphi)(x + he_j - y)$ folgt daraus

$$\frac{1}{h} [\varphi(x + he_j - \cdot) - \varphi(x - \cdot)] \xrightarrow{\mathcal{D}(\mathbb{R}^n)} (\partial_j \varphi)(x - \cdot) \quad (h \rightarrow 0).$$

Aus der Linearität und Stetigkeit von u erhält man

$$\begin{aligned} \frac{1}{h} [(u * \varphi)(x + he_j) - (u * \varphi)(x)] &= u \left(\frac{1}{h} [\varphi(x + he_j - \cdot) - \varphi(x - \cdot)] \right) \\ &\rightarrow u [(\partial_j \varphi)(x - \cdot)] = (u * (\partial_j \varphi))(x). \end{aligned}$$

Also ist $u * \varphi$ partiell differenzierbar, und es gilt $\partial_j(u * \varphi) = u * (\partial_j \varphi)$.

Iterativ folgt nun $\partial_k \partial_j (u * \varphi) = u * (\partial_k \partial_j \varphi)$ etc., und wir erhalten $u * \varphi \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$ und $\partial^\alpha (u * \varphi) = u * (\partial^\alpha \varphi)$.

(iii) Um die zweite Gleichheit in b) zu zeigen, setzt man die Definitionen ein und erhält

05a/07:30

$$\begin{aligned} [(\partial^\alpha u) * \varphi](x) &= (\partial^\alpha u)[y \mapsto \varphi(x - y)] \\ &= (-1)^{|\alpha|} u[y \mapsto \partial_y^\alpha (\varphi(x - y))] \\ &= u[y \mapsto (\partial^\alpha \varphi)(x - y)] = [u * (\partial^\alpha \varphi)](x). \end{aligned}$$

□

Wir kommen nun zum entscheidenden Resultat über Grundlösungen von Differentialgleichungen, die wir zunächst definieren wollen.

3.6 Satz. Sei $L := \sum_{|\alpha| \leq N} a_\alpha \partial^\alpha$ ein linearer Differentialoperator mit $a_\alpha \in \mathbb{C}$ und sei $f \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$. Sei weiterhin g Grundlösung zu L . Dann ist

05a/10:50

$$u := g * f \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$$

eine Lösung der Gleichung $Lu = f$ (im Sinne von Distributionen).

Beweis. Mit Satz 3.5 und Beispiel 3.4 folgt

$$Lu = L(g * f) = (Lg) * f = \delta_0 * f = f.$$

□

Beachte, dass keineswegs klar ist, dass zu jedem Differentialoperator L immer eine Grundlösung existiert. Im nächsten Abschnitt wollen wir dies für die Potentialgleichung nachweisen.

b) Existenz einer Grundlösung

Im folgenden sei wieder $G \subset \mathbb{R}^n$ ein Gebiet. Wir betrachten die Laplace- oder Potentialgleichung

$$-\Delta u = f. \tag{3-1}$$

3.7 Definition. Eine Funktion $u \in C^2(G)$ heißt harmonisch, falls $\Delta u = 0$ in G gilt.

05a/16:40

Bei PDGL muss man häufig auf die Glattheit des Gebietes G achten. Sei dazu $m \in \mathbb{N}$. Ein Gebiet heißt ein C^m -Gebiet oder ein Gebiet mit C^m -Rand, falls der Rand lokal als Graph einer C^m -Funktion darstellbar ist. Äquivalent dazu ist, dass

der Rand eine C^m -Untermannigfaltigkeit des \mathbb{R}^n ist. Für eine Funktion $u: G \rightarrow \mathbb{C}$ schreiben wir $u \in C^m(\overline{G})$, falls $u \in C^m(G)$ gilt und eine Fortsetzung $\tilde{u}: \tilde{G} \rightarrow \mathbb{C}$ von u existiert mit $\tilde{u} \in C^m(\tilde{G})$ und einem Gebiet $\tilde{G} \supset \overline{G}$.

Im folgenden sei an die Greenschen Formeln erinnert. Für ein beschränktes C^1 -Gebiet G und für $u, v \in C^2(G) \cap C^1(\overline{G})$ gilt die erste Greensche Formel

$$\int_G u(x) \Delta v(x) dx + \int_G \langle \nabla u(x), \nabla v(x) \rangle dx = \int_{\partial G} u(x) \frac{\partial v}{\partial n}(x) dS(x). \quad (3-2)$$

Dabei ist $n: \partial G \rightarrow \mathbb{R}^n$ der äußere Normaleneinheitsvektor, und $dS(x)$ steht für das $(n-1)$ -dimensionale Flächenmaß.

Durch Rollentausch von u und v und Subtraktion erhält man die zweite Greensche Formel

$$\int_G (u(x) \Delta v(x) - v(x) \Delta u(x)) dx = \int_{\partial G} \left(u(x) \frac{\partial v}{\partial n}(x) - v(x) \frac{\partial u}{\partial n}(x) \right) dS(x). \quad (3-3)$$

05a/33:20

3.8 Bemerkung. a) Sei $\omega_n := \lambda_{n-1}(\{x \in \mathbb{R}^n : |x| = 1\})$ der $(n-1)$ -dimensionale Flächeninhalt der Einheitssphäre. Für $k \in \mathbb{N}$ und $r > 0$ gilt dann die Gleichheit

$$\begin{aligned} \int_{B(0,r)} |x|^{-k} dx &= \int_0^r \int_{|x|=\rho} |x|^{-k} dS(x) d\rho \\ &= \int_0^r \rho^{-k} \int_{|x|=\rho} dS(x) d\rho = \int_0^r \rho^{-k} \lambda_{n-1}(\partial B(0, \rho)) d\rho \\ &= \lambda_{n-1}(\partial B(0, 1)) \int_0^r \rho^{n-1-k} d\rho = \omega_n \int_0^r \rho^{n-1-k} d\rho. \end{aligned}$$

Damit ist $|x|^{-k}$ genau dann auf $B(0, r)$ integrierbar, falls $k \in (-\infty, n)$.

b) Es gilt

$$\omega_n = \frac{2\pi^{n/2}}{\Gamma(\frac{n}{2})},$$

wobei Γ die Gamma-Funktion ist. Es gilt $\Gamma(k) = (k-1)!$ und $\Gamma(k + \frac{1}{2}) = \frac{(2k)!}{k!4^k} \sqrt{\pi}$ für $k \in \mathbb{N}$. Insbesondere ist $\omega_3 = 4\pi$.

05b/00:20

c) Speziell im \mathbb{R}^3 sei $f: \mathbb{R}^3 \setminus \{0\} \rightarrow \mathbb{R}$, $x \mapsto |x|^{-1}$. Dann gilt

$$\partial_i f(x) = -\frac{x_i}{|x|^3}, \quad \partial_j \partial_i f(x) = -\frac{1}{|x|^3} \delta_{ij} + 3 \frac{x_i x_j}{|x|^5}.$$

Damit ist f harmonisch in $\mathbb{R}^3 \setminus \{0\}$. Weiter gilt

$$|\nabla f(x)| = |x|^{-2}, \quad \left\langle \nabla f(x), \frac{x}{|x|} \right\rangle = -|x|^{-2}.$$

Es gilt $f \in L^1(B(0, r))$, $\partial_i f \in L^1(B(0, r))$ und $\partial_i \partial_j f \notin L^1(B(0, r))$ für alle i, j .

3.9 Satz. Die zur Funktion $g: \mathbb{R}^3 \setminus \{0\} \rightarrow \mathbb{R}$, $g(x) := \frac{1}{4\pi|x|}$ gehörige reguläre Distribution $[g]$ ist eine Grundlösung zum Laplaceoperator $-\Delta$.

05b/09:00

Beweis. Sei $\varphi \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^3)$, dann gilt für beliebiges $\varepsilon > 0$ zunächst

$$\Delta \left[\frac{1}{|x|} \right] (\varphi) = \int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{|x|} \Delta \varphi(x) dx = \int_{|x| < \varepsilon} \frac{1}{|x|} \Delta \varphi(x) dx + \int_{|x| > \varepsilon} \frac{1}{|x|} \Delta \varphi(x) dx.$$

Wir erhalten mit geeigneten Konstanten $C = C(\varphi) > 0$ und $\tilde{C} > 0$

$$\left| \int_{|x| < \varepsilon} \frac{1}{|x|} \Delta \varphi(x) dx \right| \leq \left| C \cdot \int_{|x| < \varepsilon} \frac{1}{|x|} dx \right| \leq \tilde{C} \int_0^\varepsilon r dr = \mathcal{O}(\varepsilon^2).$$

Weiter ergibt sich unter Verwendung der zweiten Greenschen Formel und Bemerkung 3.8c), dass

$$\begin{aligned} \int_{|x| > \varepsilon} \frac{1}{|x|} \Delta \varphi(x) dx &= \int_{|x| = \varepsilon} \frac{\partial \varphi}{\partial n}(x) \frac{1}{|x|} dS(x) - \int_{|x| = \varepsilon} \varphi(x) \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{|x|} dS(x) \\ &\quad + \int_{|x| > \varepsilon} \varphi(x) \Delta \frac{1}{|x|} dx \\ &= \int_{|x| = \varepsilon} \varphi(x) \left\langle \nabla \frac{1}{|x|}, \frac{x}{\varepsilon} \right\rangle dS(x) + \mathcal{O}(\varepsilon) \\ &= - \int_{|x| = \varepsilon} \varphi(x) \frac{1}{\varepsilon^2} dS(x) + \mathcal{O}(\varepsilon). \end{aligned}$$

Man beachte hier, dass der äußere Normaleneinheitsvektor gegeben ist durch $n(x) = -\frac{x}{\varepsilon}$. Wir erhalten insgesamt:

$$\begin{aligned} \Delta \frac{1}{|x|} (\varphi) &= -\frac{1}{\varepsilon^2} \int_{|x| = \varepsilon} \varphi(x) dS(x) + \mathcal{O}(\varepsilon) + \mathcal{O}(\varepsilon^2) \\ &= -4\pi\varphi(0) - \frac{1}{\varepsilon^2} \int_{|x| = \varepsilon} (\varphi(x) - \varphi(0)) dS(x) + \mathcal{O}(\varepsilon) + \mathcal{O}(\varepsilon^2) \\ &\rightarrow -4\pi\varphi(0) \quad (\varepsilon \rightarrow 0), \end{aligned}$$

und das war zu zeigen. □

3.10 Satz. Sei $f \in L^1(\mathbb{R}^3)$. Dann gilt $u := g * f \in L^1_{\text{loc}}(\mathbb{R}^3)$ und $-\Delta u = f$ in $\mathcal{D}'(\mathbb{R}^3)$.

05b/32:40

Beweis. Sei $K \subset \mathbb{R}^3$ kompakt, dann folgt mit einer von K abhängigen Konstanten $C > 0$, dass

$$\int_K |u(x)| dx \leq \int_{\mathbb{R}^3} |f(y)| \left(\int_K \frac{1}{|x-y|} dx \right) dy \leq C \|f\|_{L^1} < \infty.$$

Wegen Satz 3.6 ist die Behauptung klar für $f \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^3)$. Mit dem Satz von Fubini und Satz 3.5(ii) folgt dann

$$\begin{aligned} -\Delta[u](\varphi) &= -[u](\Delta\varphi) = - \int_{\mathbb{R}^3} u(x) \Delta\varphi(x) dx \\ &= - \int_{\mathbb{R}^3} f(y) \int_{\mathbb{R}^3} g(x-y) \Delta\varphi(x) dx dy \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} f(y) \varphi(y) dy = [f](\varphi). \end{aligned}$$

Für die vorletzte Gleichheit wurde die Symmetrie $g(x-y) = g(y-x)$ verwendet, woraus

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}^3} g(x-y) \Delta\varphi(x) dx &= \int_{\mathbb{R}^3} g(y-x) \Delta\varphi(x) dx = (g * (\Delta\varphi))(y) \\ &= ([g] * (\Delta\varphi))(y) = ([\Delta g] * \varphi)(y) = -(\delta_0 * \varphi)(y) = -\varphi(y) \end{aligned}$$

folgt. □

06a/05:00

3.11 Bemerkung. (i) Zu bemerken ist in diesem Zusammenhang, dass wir sogar $u \in C^2(\mathbb{R}^3)$ erhalten, sofern f hölderstetig ist. Insbesondere gilt dann auch $-\Delta u = f$ im klassischen Sinn. Dies ist nicht richtig, wenn „nur“ $f \in C(\mathbb{R}^3)$ ist.

(ii) Eine Grndlösung hilft auch bei der Konstruktion von Lösungen zu Randwertproblemen der Form

$$\begin{cases} Lu = f & \text{in } G, \\ u|_{\partial G} = h_1 \quad \text{oder} \quad \frac{\partial u}{\partial n}|_{\partial G} = h_2, \end{cases}$$

wobei $G \subseteq \mathbb{R}^n$ ein genügend glattes Gebiet. Hierbei wählt man die Grndlösung geschickt, d.h. $\tilde{g} = g + u$ mit $Lu = 0$, so dass die Randbedingung erfüllt ist. Dies führt zum Begriff der Greenschen Funktion. Die explizite Angabe einer Greenschen Funktion ist i.a. nur für Gebiete G mit hoher Symmetrie möglich, wie z.B. für $G = B(0, R)$ oder $G = \mathbb{R}_+^n$.

(iii) Im \mathbb{R}^n ist durch die zur Funktion

$$g_n: \mathbb{R}^n \setminus \{0\} \rightarrow \mathbb{R}, \quad g_n(x) := \begin{cases} \frac{1}{(n-2)\omega_n |x|^{n-2}} & \text{für } n \geq 3 \\ -\frac{1}{2\pi} \ln(|x|) & \text{für } n = 2 \end{cases}$$

gehörige reguläre Distribution eine Grndlösung zum Laplace-Operator $-\Delta$ gegeben (Beweis verläuft ähnlich wie in Satz 3.9).

c) Das Maximumprinzip

3.12 Satz. Sei $G \subset \mathbb{R}^n$ ein beschränktes Gebiet und $u \in C(\overline{G}) \cap C^2(G)$.

06a/13:40

- (1) Gilt $\Delta u \geq 0$ in G , dann nimmt u sein Maximum auf ∂G an, d.h. es gilt $\max_{x \in \overline{G}} u(x) = \max_{x \in \partial G} u(x)$.
- (2) Gilt $\Delta u \leq 0$ in G , dann nimmt u sein Minimum auf ∂G an.

Beweis. Wir beweisen den Satz o.B.d.A. für ein Maximum.

1. Schritt: $\Delta u > 0$. Angenommen u nimmt sein Maximum in $x_0 \in G$ an. Dann ist die Hessematrix $\text{Hess } f(x_0) := (\partial_{x_j} \partial_{x_k} u(x_0))_{j,k=1}^n$ negativ semidefinit, was $\Delta u(x_0) = \text{tr Hess } f(x_0) \leq 0$ impliziert, aber wegen der Annahme nicht sein kann. Also ist in diesem Fall $\max_{x \in \overline{G}} u(x) = \max_{x \in \partial G} u(x)$.

2. Schritt: $\Delta u \geq 0$. Wir betrachten für $\varepsilon > 0$ die Funktion $u_\varepsilon(x) := u(x) + \varepsilon e^{-x_1}$. Dann gilt

$$\Delta u_\varepsilon(x) = \Delta u(x) + \varepsilon e^{-x_1} > 0 \quad (x \in G).$$

Aus dem 1. Schritt folgt somit $\max_{x \in \overline{G}} u_\varepsilon(x) = \max_{x \in \partial G} u_\varepsilon(x)$. Wegen

$$\max_{x \in \overline{G}} u_\varepsilon(x) \rightarrow \max_{x \in \overline{G}} u(x)$$

für $\varepsilon \rightarrow 0$ folgt die Behauptung. □

3.13 Korollar. Sei $u \in C^2(G) \cap C(\overline{G})$ mit $\Delta u = 0$ in G und $u|_{\partial G} = 0$. Dann gilt $u = 0$.

06a/26:20

Beweis. Aus $\Delta u = 0$ folgt mit Satz 3.12, dass u Minimum und Maximum auf ∂G annimmt. Wegen $u|_{\partial G} = 0$ muss daher $u = 0$ gelten. □

3.14 Korollar. Die Dirichletsche Randwertaufgabe $-\Delta u = f$, $u|_{\partial G} = g$ besitzt höchstens eine Lösung $u \in C^2(G) \cap C(\overline{G})$.

06a/28:30

Beweis. Seien $u_1, u_2 \in C^2(G) \cap C(\overline{G})$ zwei Lösungen. Wegen $\Delta(u_1 - u_2) = 0$ und $(u_1 - u_2)|_{\partial G} = 0$ impliziert Korollar 3.13 die Behauptung. □

3.15 Bemerkung. Harmonische Funktionen, d.h. $\Delta u = 0$, besitzen neben dem Maximumprinzip noch viele weitere Eigenschaften, die auch holomorphe Funktionen besitzen, wie z.B. die Mittelwerteigenschaft: Ist $u \in C^2(G)$, dann gilt

06a/31:00

$$\Delta u = 0 \quad \text{in } G$$

$$\Leftrightarrow u(x) = \frac{1}{\omega_n r^{n-1}} \int_{\partial B(x,r)} u(y) dS(y) \quad (x \in G, r > 0),$$

wobei $\overline{B(x,r)} \subseteq G$.

4. Parabolische Theorie

4.1 Worum geht's? Die Fourier-Transformation ist eines der wichtigsten Hilfsmittel in der Theorie partieller Differentialgleichungen. Dies liegt vor allem daran, dass die Fourier-Transformation eine partielle Ableitung in eine punktweise Multiplikation verwandelt. So gilt z.B. für den Laplace-Operator $-\Delta u(x) = [\mathcal{F}^{-1}|\xi|^2 \mathcal{F}u](x)$. Dies erlaubt bei geeigneten Gleichungen auch eine direktes Invertieren des Operators und damit eine Berechnung der Lösung.

06a/37:00

Bei parabolischen PDGL wie etwa der Wärmeleitungsgleichung führt die Anwendung der Fourier-Transformation auf eine gewöhnliche Differentialgleichung, welche explizit lösbar ist. Wir erhalten eine Lösungsdarstellung als Integral. Eine der berühmtesten Gleichungen der Finanzmathematik ist die Black-Scholes-Gleichung, welche sich durch geeignete Transformationen auf die Wärmeleitungsgleichung reduzieren lässt.

a) Grundlegendes zur Fourier-Transformation

Die Fourier-Transformation ist besonders günstig auf dem Schwartz-Raum zu betrachten. Dieser ist folgendermaßen definiert. Die Fourier-Transformierte verwandelt partielle Ableitungen in punktweise Multiplikation mit den Koordinatenfunktionen. Dies ist einer der Gründe, warum die Fourier-Transformation für PDGL so wichtig ist.

4.2 Definition und Satz (Schwartz-Raum). Der Vektorraum $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ besteht aus allen Funktionen $\varphi \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$, für welche gilt:

06b/01:10

$$p_{\alpha,\beta}(\varphi) := \sup_{x \in \mathbb{R}^n} |x^\alpha \partial^\beta \varphi(x)| < \infty \quad (\alpha, \beta \in \mathbb{N}_0^n).$$

Durch die abzählbare Familie $L = \{p_{\alpha,\beta} : \alpha, \beta \in \mathbb{N}_0^n\}$ von Normen auf $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ wird eine metrisierbare lokalkonvexe Topologie definiert, welche $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ zu einem Fréchetraum macht. Der Raum $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$, versehen mit dieser Topologie, heißt Raum der schnell fallenden Funktionen oder Schwartz-Raum. Übersetzt man die eben angegebene lokalkonvexe Topologie in Konvergenz von Folgen, so erhält man, dass eine Folge $(\varphi_k)_{k \in \mathbb{N}} \subset \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ genau dann gegen 0 konvergiert, falls für alle $\alpha, \beta \in \mathbb{N}_0^n$ gilt

$$\sup_{x \in \mathbb{R}^n} |x^\alpha \partial^\beta \varphi_k(x)| \rightarrow 0 \quad (k \rightarrow \infty).$$

Dies ist äquivalent zur Bedingung

$$\forall N \in \mathbb{N}_0 : \sup_{x \in \mathbb{R}^n} \max_{|\beta| \leq N} |x|^\beta |\partial^\beta \varphi_k(x)| \rightarrow 0 \quad (k \rightarrow \infty).$$

06b/12:00

4.3 Bemerkung. a) Offensichtlich gilt $\mathcal{D}(\mathbb{R}^n) \subset \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$. Die Identität $i: \mathcal{D}(\mathbb{R}^n) \rightarrow \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$, $\varphi \mapsto \varphi$, ist aber auch stetig. Denn falls $(\varphi_k)_{k \in \mathbb{N}} \subset \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$ mit $\varphi_k \rightarrow_{\mathcal{D}} 0$, so folgt nach Definition der Konvergenz in $\mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$ insbesondere $\text{supp } \varphi_k \subset K$ für ein Kompaktum K . Wir erhalten für alle $N \in \mathbb{N}_0$

$$\sup_{x \in \mathbb{R}^n} |x|^N |\partial^\beta \varphi_k(x)| \leq C_{K,N} \sup_{x \in K} |\partial^\beta \varphi_k(x)| \rightarrow 0 \quad (k \rightarrow \infty),$$

d.h. es gilt auch $\varphi_k \rightarrow 0$ in $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$. Damit ist i folgenstetig, und nach Definition der lokalkonvexen Topologien in $\mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$ und $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ auch stetig. Man schreibt $\mathcal{D}(\mathbb{R}^n) \hookrightarrow \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$. Da $\mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$ dicht in $L^p(\mathbb{R}^n)$ liegt, ist somit auch $\mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ dicht in $L^p(\mathbb{R}^n)$ für $1 \leq p < \infty$.

b) Sei $a > 0$ und $f(x) := e^{-a|x|^2}$. Dann gilt $f \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$.

Im folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften der Faltung und der Fourier-Transformation ohne Beweis angegeben.

06b/19:30

4.4 Definition (Faltung). Seien $f, g: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{C}$ messbar. Definiere

$$N_{f,g} := \left\{ x \in \mathbb{R}^n : \int |f(y)| \cdot |g(x-y)| dy = \infty \right\}$$

und das Faltungsprodukt $f * g: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{C}$ durch

$$(f * g)(x) := \begin{cases} \int f(y)g(x-y)dy, & x \notin N_{f,g}, \\ 0, & x \in N_{f,g}. \end{cases}$$

06b/21:20

4.5 Bemerkung. a) Falls $f, g \in L^1(\mathbb{R}^n)$, so ist $\lambda(N_{f,g}) = 0$ und $f * g \in L^1(\mathbb{R}^n)$ mit

$$\|f * g\|_1 \leq \|f\|_1 \cdot \|g\|_1.$$

b) Sei $1 \leq p, q \leq \infty$ mit $\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 1$. Für $f \in L^p(\mathbb{R}^n)$ und $g \in L^q(\mathbb{R}^n)$ ist dann $\lambda(N_{f,g}) = 0$ und $f * g \in L^\infty(\mathbb{R}^n)$ mit

$$\|f * g\|_\infty \leq \|f\|_p \cdot \|g\|_q.$$

c) Falls $f, g, h \in L^1(\mathbb{R}^n)$, so ist $(f * g) * h = f * (g * h)$, d.h. die Faltung ist assoziativ.

d) Sei $f \in L^1_{\text{loc}}(\mathbb{R}^n)$ und $g \in C^k_c(\mathbb{R}^n)$ mit $k \in \mathbb{N}_0 \cup \{\infty\}$. Dann ist $f * g \in C^k(\mathbb{R}^n)$, und es gilt

$$\partial^\alpha (f * g) = f * (\partial^\alpha g) \quad (|\alpha| \leq k).$$

Insbesondere ist $f * g \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$, falls $g \in \mathcal{D}(\mathbb{R}^n)$.

06b/28:30

4.6 Definition (Fourier-Transformation). Zu $f \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ ist die Fourier-Transformierte $\mathcal{F}f$ definiert durch

$$\mathcal{F}f(\xi) := \hat{f}(\xi) := (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} f(x) e^{-ix\xi} dx \quad (\xi \in \mathbb{R}^n).$$

Hierbei ist $x\xi := \langle x, \xi \rangle$ das Standard-Skalarprodukt.

4.7 Lemma (Eigenschaften). Seien $f \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$, $s > 0$, $a \in \mathbb{R}^n$ und $\alpha \in \mathbb{N}_0^n$.

06b/32:15

a) Für $g(x) := f(x)e^{iax}$ gilt $\hat{g}(\xi) = \hat{f}(\xi - a)$.

b) Für $g(x) := f(x - a)$ gilt $\hat{g}(\xi) = \hat{f}(\xi)e^{-ia\xi}$.

c) Für $g(x) := \overline{f(-x)}$ gilt $\hat{g}(\xi) = \overline{\hat{f}(\xi)}$.

d) Für $g(x) := f(\frac{x}{s})$ gilt $\hat{g}(\xi) = s^n \hat{f}(s\xi)$.

e) $\mathcal{F}f \in C^\infty(\mathbb{R}^n)$ und $\partial^\alpha(\mathcal{F}f) = (-i)^{|\alpha|} \mathcal{F}g$, wobei $g(x) := x^\alpha f(x)$.

f) $\mathcal{F}(\partial^\alpha f)(\xi) = i^{|\alpha|} \xi^\alpha (\mathcal{F}f)(\xi) \quad (\xi \in \mathbb{R}^n)$.

g) Die Fourier-Transformation $\mathcal{F} : \mathcal{S}(\mathbb{R}^n) \rightarrow \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)$ ist stetig und bijektiv mit Inverser

$$(\mathcal{F}^{-1}g)(x) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2}} \int_{\mathbb{R}^n} g(\xi) e^{ix\xi} d\xi \quad (x \in \mathbb{R}^n).$$

h) (Satz von Plancherel.) Es gilt

$$\langle f, g \rangle_{L^2(\mathbb{R}^n)} = \langle \mathcal{F}f, \mathcal{F}g \rangle_{L^2(\mathbb{R}^n)} \quad (f, g \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)).$$

Somit ist \mathcal{F} eine Isometrie und damit eindeutig zu einem isometrischen Isomorphismus $\mathcal{F} : L^2(\mathbb{R}^n) \rightarrow L^2(\mathbb{R}^n)$ fortsetzbar, der ebenfalls Fourier-Transformation genannt wird. Insbesondere gilt

$$\|\mathcal{F}f\|_2 = \|f\|_2 \quad (f \in L^2(\mathbb{R}^n)).$$

i) Ist $g \in L^1(\mathbb{R}^n)$, dann ist \hat{g} wohldefiniert und es gilt

$$\|\hat{g}\|_{L^\infty(\mathbb{R}^n)} \leq \|g\|_{L^1(\mathbb{R}^n)}.$$

j) Seien $f, g \in L^1(\mathbb{R}^n)$ und $h := f * g$. Dann gilt $\hat{h}(\xi) = (2\pi)^{n/2} \hat{f}(\xi) \cdot \hat{g}(\xi)$.

Das folgende Ergebnis zeigt einen Fixpunkt der Fourier-Transformation.

4.8 Lemma. Definiere $\gamma_n(x) := \exp(-\frac{|x|^2}{n})$ ($x \in \mathbb{R}^n$). Dann gilt $\mathcal{F}\gamma_n = \gamma_n$.

07a/04:15

Beweis. (i) Wir betrachten zunächst den Fall $n = 1$. Durch Ableiten erhält man $\gamma_1'(x) + x\gamma_1(x) = 0$. Wendet man auf diese Gleichung die Fourier-Transformation an, so folgt mit Lemma 4.7 e) und f) $i\xi\hat{\gamma}_1(\xi) + i(\hat{\gamma}_1)'(\xi) = 0$. Wegen $\gamma_1(0) = 1$ und

$$\hat{\gamma}_1(0) = (2\pi)^{-1/2} \int_{\mathbb{R}} e^{-x^2/2} dx = 1$$

sind sowohl γ als auch $\hat{\gamma}$ Lösungen des linearen Anfangswertproblems $y'(x) + xy(x) = 0$, $y(0) = 1$. Da dieses eindeutig lösbar ist, folgt $\gamma = \hat{\gamma}$.

(ii) Für $n \geq 2$ gilt $\gamma_n(x) = \gamma_1(x_1) \cdot \dots \cdot \gamma_1(x_n)$ und daher

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_n(\xi) &= (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} \left(e^{-x_1^2/2} \cdot \dots \cdot e^{-x_n^2/2} e^{-ix_1\xi_1} \cdot \dots \cdot e^{-ix_n\xi_n} \right) d(x_1, \dots, x_n) \\ &= \hat{\gamma}_1(\xi_1) \cdot \dots \cdot \hat{\gamma}_1(\xi_n) = \gamma_1(\xi_1) \cdot \dots \cdot \gamma_1(\xi_n) = \gamma_n(\xi). \end{aligned}$$

□

07a/14:50

4.9 Definition. a) Eine temperierte Distribution ist eine stetige lineare Abbildung $u: \mathcal{S}(\mathbb{R}^n) \rightarrow \mathbb{C}$. Der Raum der temperierten Distributionen wird mit $\mathcal{S}'(\mathbb{R}^n)$ bezeichnet.

b) Für $u \in \mathcal{S}'(\mathbb{R}^n)$ wird die Fourier-Transformierte $\mathcal{F}u$ definiert durch

$$(\mathcal{F}u)(\varphi) := u(\mathcal{F}\varphi) \quad (\varphi \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^n)).$$

07a/17:00

4.10 Bemerkung. a) Nach Lemma 4.7 g) ist $\mathcal{F}u: \mathcal{S}(\mathbb{R}^n) \rightarrow \mathbb{C}$ wieder stetig als Komposition stetiger Abbildungen. Damit ist

$$\mathcal{F}: \mathcal{S}'(\mathbb{R}^n) \rightarrow \mathcal{S}'(\mathbb{R}^n)$$

linear und bijektiv mit $\mathcal{F}^4 = \text{id}_{\mathcal{S}'(\mathbb{R}^n)}$.

b) Für $1 \leq p \leq \infty$ gelten die Einbettungen

$$\mathcal{D}(\mathbb{R}^n) \hookrightarrow \mathcal{S}(\mathbb{R}^n) \hookrightarrow L^p(\mathbb{R}^n) \hookrightarrow \mathcal{S}'(\mathbb{R}^n) \hookrightarrow \mathcal{D}'(\mathbb{R}^n).$$

Die erste Einbettung ist Inhalt von Bemerkung 4.3a). Die zweite Einbettung ist Übungsaufgabe. Die letzten beiden Einbettungen folgen dann mittels Dualität und wegen $(L^{p'})' = L^p$ für $1/p + 1/p' = 1$ aus den ersten beiden Einbettungen, wobei wir hier $p > 1$ voraussetzen müssen. Die dritte Einbettung für $p = 1$ ist ebenfalls Übungsaufgabe.

c) Es gilt $\delta_{x_0} \in \mathcal{S}'(\mathbb{R}^n)$, denn $\delta_{x_0}: \mathcal{S}(\mathbb{R}^n) \rightarrow \mathbb{C}$, $\varphi \mapsto \delta_{x_0}(\varphi) = \varphi(x_0)$ ist wohldefiniert, linear und wegen

$$|\delta_{x_0}(\varphi_k)| = |\varphi_k(x_0)| \leq \sup_{x \in \mathbb{R}^n} |\varphi_k(x)| = p_{0,0}(\varphi_k) \rightarrow 0 \quad (\varphi_k \rightarrow_{\mathcal{S}'(\mathbb{R}^n)} 0)$$

stetig.

d) Wie vorher ist die Faltung definiert durch

$$(u * \varphi)(x) := u(\varphi(x - \cdot)), \quad u \in \mathcal{S}'(\mathbb{R}^n), \quad \varphi \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^n),$$

und es gilt $\partial^\alpha(u * \varphi) = (\partial^\alpha u) * \varphi = u * (\partial^\alpha \varphi)$ ($\alpha \in \mathbb{N}_0^n$).

b) Die Wärmeleitungsgleichung

Die Wärmeleitungsgleichung, oder allgemeiner: eine Diffusionsgleichung, beschreibt in den Anwendungen die zeitliche Entwicklung der Dichte u einer Einheit wie zum Beispiel Wärme oder eine chemische Konzentration. Ist $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ und $V \subset \Omega$ eine beliebige glatt berandete Teilmenge, so sollte die Veränderungsrate in V gleich dem Negativen des Nettodurchflusses durch den Rand ∂V sein:

07a/27:30

$$\frac{d}{dt} \int_V u dx = - \int_{\partial V} \langle F, \nu \rangle dx = - \int_V \operatorname{div} F$$

wobei F die Flußdichte ist. Damit ergibt sich nun

$$u_t = - \operatorname{div} F$$

Vielfach hat F die Gestalt $F = -a \nabla u$ für eine Konstante $a > 0$. Dann erhält man

$$u_t = a \Delta u$$

Interessant ist auch der Fall, dass die Koeffizienten nicht nur von x sondern von t und x abhängig sind. Verallgemeinerte Probleme sind:

$$u_t - \sum_{i,k=1}^n \partial_i a_{ik} \partial_k u = 0$$

oder

$$u_t - \sum_{i,k=1}^n a_{ik}(x) \partial_i \partial_k u + \sum_{i=1}^n b_i(x) \partial_i u + c(x) = 0$$

Zunächst befassen wir uns mit der klassischen Theorie.

Wir suchen eine Funktion $u \in C^1((0, \infty) \times \mathbb{R}^n) \cap C([0, \infty) \times \mathbb{R}^n)$ mit $u(t, \cdot) \in C^2(\mathbb{R}^n)$ für $t > 0$, die das Anfangswertproblem

$$\begin{aligned} \partial_t u - \Delta u &= 0, & (t, x) &\in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n \\ u(0, x) &= u_0(x), & x &\in \mathbb{R}^n \end{aligned} \tag{4-1}$$

bei gegebenem $u_0 \in C_b(\mathbb{R}^n) := \{u \in C(\mathbb{R}^n) : u \text{ beschränkt}\}$ löst. Dabei ist $\Delta = \sum_{j=1}^n \partial_j^2$, d.h. der Laplace-Operator bezieht sich nur auf die Ortsvariablen x .

4.11 Bemerkung. Sei $u: (0, \infty) \times \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{C}$ eine hinreichend glatte Lösung des Anfangswertproblems (4-1). Dann gilt für alle $(t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n$

$$u(t, x) = (4\pi t)^{-\frac{n}{2}} \int_{\mathbb{R}^n} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} u_0(y) dy. \quad (4-2)$$

Um dies zu sehen, betrachten wir die Fouriertransformation (bzgl. x) von u . Sei also

$$\hat{u}(t, \xi) := (\mathcal{F}u(t, \cdot))(\xi) = (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} e^{-ix \cdot \xi} u(t, x) dx.$$

Ableiten unter dem Integral liefert $\partial_t \hat{u}(t, \xi) = (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} e^{-ix \cdot \xi} \partial_t u(t, x) dx$. Weiter gilt nach Lemma 4.7 f)

$$(\mathcal{F} \Delta u(t, \cdot))(\xi) = -|\xi|^2 \hat{u}(t, \xi)$$

Wir erhalten also

$$\begin{aligned} \partial_t \hat{u}(t, \xi) + |\xi|^2 \hat{u}(t, \xi) &= 0 & ((t, \xi) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n) \\ \hat{u}(0, \xi) &= \hat{u}_0(\xi) & (\xi \in \mathbb{R}^n) \end{aligned}$$

Bei festem ξ handelt es sich um eine gewöhnliche Differentialgleichung in t . Diese wird durch

$$\hat{u}(t, \xi) = e^{-t|\xi|^2} \hat{u}_0(\xi)$$

gelöst. Wir erhalten

$$\begin{aligned} u(t, x) &= (\mathcal{F}^{-1} \hat{u}(t, \cdot))(x) = (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} e^{ix \cdot \xi} \hat{u}(t, \xi) d\xi \\ &= (2\pi)^{-n/2} \int_{\mathbb{R}^n} e^{ix \cdot \xi} e^{-t|\xi|^2} \hat{u}_0(\xi) d\xi \\ &= (2\pi)^{-n} \int_{\mathbb{R}^n} \left(\int_{\mathbb{R}^n} e^{ix \cdot \xi} e^{-t|\xi|^2} e^{-iy \cdot \xi} u_0(y) dy \right) d\xi \\ &= \int_{\mathbb{R}^n} \left((2\pi)^{-n} \int_{\mathbb{R}^n} e^{i(x-y) \cdot \xi - t|\xi|^2} d\xi \right) u_0(y) dy \\ &=: \int_{\mathbb{R}^n} K(t, x, y) u_0(y) dy. \end{aligned}$$

Für die Funktion $f(\xi) := e^{-t|\xi|^2} = \gamma_n(\sqrt{2t}\xi)$ ($\xi \in \mathbb{R}^n$) gilt wegen $\hat{\gamma}_n = \gamma_n$ und nach Lemma 4.7 d) $\hat{f}(z) = (2t)^{-n/2} \hat{\gamma}(z/\sqrt{2t}) = (2t)^{-n/2} \gamma(z/\sqrt{2t})$. Damit erhalten wir

$$\begin{aligned} K(t, x, y) &:= (2\pi)^{-n} \int_{\mathbb{R}^n} e^{i(x-y) \cdot \xi - t|\xi|^2} d\xi & (4-3) \\ &= (2\pi)^{-n/2} \hat{f}(y-x) = (2\pi)^{-n/2} (2t)^{-n/2} \gamma\left(\frac{y-x}{\sqrt{2t}}\right) \\ &= (4\pi t)^{-n/2} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}}, \end{aligned}$$

was (4-2) zeigt.

Wir haben damit für hinreichend glatte Lösungen u eine Lösungsdarstellung erhalten, welche wir verwenden können, um (auch für weniger glatte Anfangswerte) eine Lösung zu definieren. Man erhält z.B. das folgende Resultat, welches die Wärmeleitungsgleichung in \mathbb{R}^n für stetige und beschränkte Anfangsdaten explizit löst.

4.12 Satz. Sei $u_0 \in C_b(\mathbb{R}^n)$. Definiert man für $(t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n$

07b/20:00

$$u(t, x) := (4\pi t)^{-\frac{n}{2}} \int_{\mathbb{R}^n} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}} u_0(y) dy, \quad (4-4)$$

so gilt $u \in C^\infty((0, \infty) \times \mathbb{R}^n)$, und u löst das Anfangswertproblem

$$\begin{aligned} \partial_t u(t, x) - \Delta u(t, x) &= 0 & ((t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n), \\ \lim_{t \searrow 0} u(t, x) &= u_0(x) & (x \in \mathbb{R}^n). \end{aligned}$$

Beweis. Offenbar ist die Abbildung u wohldefiniert. Sei K wieder wie in (4-3) definiert, d.h. es gilt $u(t, x) = \int_{\mathbb{R}^n} K(t, x, y) u_0(y) dy$. Es gilt $K \in C^\infty((0, \infty) \times \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^n)$ sowie für jedes feste $y \in \mathbb{R}^n$

$$(\partial_t - \Delta_x)K(t, x, y) = 0 \quad ((t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n),$$

wie man leicht nachrechnet. Da alle Ableitungen von K wieder exponentiell fallen, dürfen wir die Ableitung ins Integral ziehen, und wir erhalten $u \in C^\infty((0, \infty) \times \mathbb{R}^n)$ sowie $\partial_t u - \Delta u = 0$.

Für die Anfangsbedingung wendet man Bemerkung 4.11 auf die konstante Funktion $u_0(x) = 1$ und die entsprechende Lösung $u(t, x) = 1$ an und erhält $\int_{\mathbb{R}^n} K(t, x, y) dy = 1$. Sei nun $x \in \mathbb{R}^n$ und $\varepsilon > 0$. Wir wählen $\delta > 0$ mit $|u_0(x) - u_0(y)| < \varepsilon$ für alle y mit $|x - y| < \delta$. Dann folgt mit $M := \sup_{x \in \mathbb{R}^n} |u_0(x)|$

$$\begin{aligned} |u(t, x) - u_0(x)| &= \left| \int_{\mathbb{R}^n} K(t, x, y) (u_0(y) - u_0(x)) dy \right| \\ &\leq \int_{|x-y| < \delta} K(t, x, y) |u_0(y) - u_0(x)| dy + \int_{|x-y| \geq \delta} K(t, x, y) |u_0(y) - u_0(x)| dy \\ &\leq \varepsilon \int_{\mathbb{R}^n} K(t, x, y) dy + 2M \int_{|x-y| \geq \delta} K(t, x, y) dy \\ &= \varepsilon + 2M \pi^{-\frac{n}{2}} \int_{|\eta| \geq \frac{\delta}{\sqrt{4t}}} e^{-|\eta|^2} d\eta \\ &< 2\varepsilon, \end{aligned}$$

falls $t < t_0$ für ein geeignet gewähltes t_0 gilt. Dabei wurde die Substitution $\eta = \frac{x-y}{\sqrt{4t}}$ verwendet. Für alle $x \in \mathbb{R}^n$ gilt somit $u(t, x) \rightarrow u_0(x)$ ($t \searrow 0$), was zu zeigen war. \square

07b/39:10

4.13 Bemerkung. a) Die Funktion $K(t, x, y) = (4\pi t)^{-n/2} e^{-\frac{|x-y|^2}{4t}}$ heißt auch der Wärmeleitungskern oder heat kernel.

b) Wie im Beweis bereits erwähnt, gilt sogar $u \in C^\infty((0, \infty) \times \mathbb{R}^n)$. Selbst für nur stetige (aber nicht differenzierbare) Anfangswerte u_0 ist die Lösung $u(t, \cdot)$ für alle $t > 0$ unendlich glatt. Das ist eine typische Glättungseigenschaft parabolischer Gleichungen.

c) Der Lösungsformel (4-4) sieht man an, dass unendliche Ausbreitungsgeschwindigkeit vorliegt, denn $u(t, \cdot)$ hängt für $t > 0$ von allen Werten von u_0 ab, bzw. $u_0(\cdot)$ beeinflusst für $t > 0$ sofort alle $u(t, x)$ für beliebige $x \in \mathbb{R}^n$. Aus (4-4) folgt auch

$$u(t, x) \leq \left(\int_{\mathbb{R}^n} K(t, x, y) dy \right) \sup_{z \in \mathbb{R}^n} u_0(z) = \|u_0\|_\infty$$

sowie

$$\inf_{z \in \mathbb{R}^n} u_0(z) \leq u(t, x) \leq \sup_{z \in \mathbb{R}^n} u_0(z).$$

Hierbei handelt es sich offenbar um eine Art Maximumprinzip.

c) Die Gleichung von Black und Scholes

08a/04:50

4.14 Bemerkung. Die Formel von Black und Scholes behandelt die Optionspreisbewertung. Zur Beschreibung des Modells verwenden wir innerhalb dieser Bemerkung die in der Stochastik übliche Schreibweise S_t statt $S(t)$, d.h. vorübergehend ist S_t nicht die partielle Ableitung.

Sei $(S_t)_{t \in [0, T]}$ der Kurs eines Basiswerts. Dann genügt S_t nach einem Standardmodell der Finanzmathematik der stochastischen Differentialgleichung

$$dS_t = \mu S_t dt + \sigma S_t dW_t.$$

Dabei sind $\mu \in \mathbb{R}$ und $\sigma \geq 0$ konstante Parameter, und W_t ist die Brownsche Bewegung.

Gesucht ist der Wert $V(S_t, t)$ einer Option auf den Basiswert zum Zeitpunkt t . Eine festverzinsliche Anlage (Bond) mit Zinssatz $r \geq 0$ erfüllt die Gleichung

$$dB_t = r B_t dt.$$

Wir bilden ein Portfolio aus $c_1(t)$ Anteilen des Bonds, $c_2(t)$ Anteilen des Basiswerts und einer verkauften Option, d.h. für den zugehörigen Wert Y_t gilt

$$Y_t = c_1(t) B_t + c_2(t) S_t - V(S_t, t). \quad (4-5)$$

Wir nehmen an, dass das Portfolio Y_t risikolos ist und der Markt keine Arbitrage zulässt. In diesem Fall kann das Portfolio nur soviel erwirtschaften wie eine risikolose Anleihe. Wir erhalten

$$dY_t = rY_t dt. \quad (4-6)$$

Falls das Portfolio selbstfinanzierend ist, gilt

$$dY_t = c_1(t)dB_t + c_2(t)dS_t - dV(S_t, t). \quad (4-7)$$

Um den letzten Term zu berechnen, wenden wir das Lemma von Itô an und erhalten

$$\begin{aligned} dV(S_t, t) &= \frac{\partial V}{\partial t} dt + \frac{\partial V}{\partial S} dS_t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial S^2} dS_t^2 \\ &= \left(\frac{\partial V}{\partial t} + \mu S_t \frac{\partial V}{\partial S} + \frac{1}{2} \sigma^2 S_t^2 \frac{\partial^2 V}{\partial S^2} \right) dt + \sigma S_t \frac{\partial V}{\partial S} dW_t. \end{aligned} \quad (4-8)$$

Wir können die Differentialgleichungen für B_t , S_t und die Gleichung (4-8) in (4-7) einsetzen und erhalten

$$\begin{aligned} dY_t &= \left[c_1(t)rB_t + c_2(t)\mu S_t - \left(\frac{\partial V}{\partial t} + \mu S_t \frac{\partial V}{\partial S} + \frac{1}{2} \sigma^2 S_t^2 \frac{\partial^2 V}{\partial S^2} \right) \right] dt \\ &\quad + \left(c_2(t)\sigma S_t - \sigma S_t \frac{\partial V}{\partial S} \right) dW_t. \end{aligned} \quad (4-9)$$

Wir haben die beiden Darstellungen (4-6) und (4-9) für dY_t gefunden. Der Vergleich dieser Darstellungen liefert nun, dass in (4-9) die letzte Klammer verschwindet, d.h. es gilt $\frac{\partial V}{\partial S}(S_t, t) = c_2(t)$. Setzt man (4-5) und (4-9) in (4-6) ein ergibt sich die Gleichheit

$$\begin{aligned} r \left(c_1(t)B_t + S_t \frac{\partial V}{\partial S}(S_t, t) - V(S_t, t) \right) dt &= rY_t dt = dY_t \\ &= \left[c_1(t)rB_t - \frac{\partial V}{\partial t}(S_t, t) - \frac{1}{2} \sigma^2 S_t^2 \frac{\partial^2 V}{\partial S^2}(S_t, t) \right] dt. \end{aligned}$$

Durch Gleichsetzen der Koeffizienten erhalten wir eine partielle Differentialgleichung für die Funktion $V = V(S, t)$, wobei wir S als unabhängige Variable ansehen:

$$\frac{\partial V}{\partial t}(S, t) + \frac{1}{2} \sigma^2 S^2 \frac{\partial^2 V}{\partial S^2}(S, t) + rS \frac{\partial V}{\partial S}(S, t) - rV(S, t) = 0.$$

Dies ist eine Gleichung in $(S, t) \in (0, \infty) \times (0, T)$, welche noch mit Randbedingungen versehen werden muss. Da eine Option auf einen wertlosen Basiswert selbst wertlos ist, schreiben wir $V(0, t) = 0$ ($t \in [0, T]$) vor. Bei einem europäischen Call ist die Endbedingung gegeben durch

$$V(S, T) = (S - E)_+ := \max\{S - E, 0\},$$

wobei E der Ausübungspreis der Option ist. Für $S \rightarrow \infty$ ist die Option annähernd soviel wert wie der Basiswert selbst, d.h. man verlangt

$$\lim_{S \rightarrow \infty} \frac{V(S, t)}{S} = 1 \quad (t \in [0, T]).$$

Insgesamt erhalten wir folgende Differentialgleichung von Black und Scholes, welche wir jetzt wieder in der üblichen Schreibweise $V = V(t, s)$ aufschreiben.

$$\begin{aligned} V_t + \frac{1}{2}\sigma^2 s^2 V_{ss} + r s V_s - r V &= 0 && ((t, s) \in (0, T) \times (0, \infty)), \\ V(T, s) &= \max(s - E, 0) && (s \in (0, \infty)), \\ V(t, 0) &= 0 && (t \in [0, T]), \\ \lim_{s \rightarrow \infty} V(t, s)/s &= 1 && (t \in [0, T]). \end{aligned} \tag{4-10}$$

Die folgende Black-Scholes-Formel erschien am 15. 10. 1977 in der New York Times.

08b/01:15

4.15 Satz (Black-Scholes-Formel). Zu $d \in \mathbb{R}$ sei

$$N(d) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-d}^{\infty} e^{-\frac{\rho^2}{2}} d\rho.$$

Definiere

$$d_{1,2}(t, s) := \frac{\ln\left(\frac{s}{E}\right) + \left(r \pm \frac{\sigma^2}{2}\right)(T - t)}{\sigma\sqrt{T - t}}$$

und

$$V(t, s) := sN(d_1(t, s)) - Ee^{-r(T-t)}N(d_2(t, s)) \quad ((t, s) \in (0, T) \times (0, \infty)).$$

Dann löst V die Black-Scholes-Gleichung (4-10).

Beweis. Wir beginnen mit einer Variablentransformation: Für $s > 0$ sei $x := \ln\left(\frac{s}{E}\right)$ bzw. $s = Ee^x$ und $\tau := \frac{1}{2}\sigma^2(T - t)$ bzw. $t = T - \frac{\tau}{\frac{1}{2}\sigma^2}$. Ferner sei

$$v(\tau, x) := \frac{V(t, s)}{E} = \frac{V\left(T - \frac{\tau}{\frac{1}{2}\sigma^2}, Ee^x\right)}{E}$$

Damit geht unser Problem in

$$\begin{aligned} v_\tau &= v_{xx} + (k_1 - 1)v_x - k_1 v, && (\tau, x) \in [0, \frac{1}{2}\sigma^2 T] \times \mathbb{R}, \\ v(0, x) &= \max(e^x - 1, 0), && x \in \mathbb{R}, \\ v(\tau, -\infty) &= 0, && \tau \in [0, \frac{1}{2}\sigma^2 T], \\ v(\tau, x)/e^x &\rightarrow 1 \quad (x \rightarrow \infty), && \tau \in [0, \frac{1}{2}\sigma^2 T], \end{aligned}$$

über, wobei $k_1 := \frac{2r}{\sigma^2}$ gesetzt wurde. Um dieses Problem zu lösen, wählen wir den folgenden Ansatz:

$$u(\tau, x) := e^{-(\alpha x + \beta \tau)} v(\tau, x) \quad \text{bzw.} \quad v(\tau, x) = e^{\alpha x + \beta \tau} u(\tau, x)$$

für gewisse, noch zu wählende $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$. Wir erhalten

$$\begin{aligned} v_\tau &= \beta v + e^{\alpha x + \beta \tau} u_\tau = \beta e^{\alpha x + \beta \tau} u + e^{\alpha x + \beta \tau} u_\tau, \\ v_x &= \alpha v + e^{\alpha x + \beta \tau} u_x = \alpha e^{\alpha x + \beta \tau} u + e^{\alpha x + \beta \tau} u_x, \\ v_{xx} &= \alpha v_x + \alpha e^{\alpha x + \beta \tau} u_x + e^{\alpha x + \beta \tau} u_{xx} = \alpha^2 e^{\alpha x + \beta \tau} u + 2\alpha e^{\alpha x + \beta \tau} u_x + e^{\alpha x + \beta \tau} u_{xx} \end{aligned}$$

und weiter

$$\begin{aligned} 0 &= v_\tau - v_{xx} - (k_1 - 1)v_x + k_1 v \\ &= e^{\alpha x + \beta \tau} \{ \beta u + u_\tau - \alpha^2 u - 2\alpha u_x - u_{xx} - (k_1 - 1)(\alpha u + u_x) + k_1 u \} \end{aligned}$$

also

$$u_\tau = u_{xx} + (2\alpha + (k_1 - 1))u_x + (-\beta + \alpha^2 + \alpha(k_1 - 1) - k_1)u$$

Sinnigerweise wählen wir nun

$$\alpha := -\frac{k_1 - 1}{2}, \quad \beta := \frac{(k_1 - 1)^2}{4} - \frac{(k_1 - 1)^2}{2} - k_1 = -\frac{(k_1 + 1)^2}{4}$$

und damit erfüllt die Funktion

$$u(\tau, x) := e^{\frac{1}{2}(k_1 - 1)x + \frac{1}{4}(k_1 + 1)^2 \tau} v(\tau, x)$$

das folgende System:

$$\begin{aligned} u_\tau &= u_{xx}, & (\tau, x) &\in [0, \frac{1}{2}\sigma^2 T] \times \mathbb{R}, \\ u(0, x) &= \max\left(e^{\frac{k_1 + 1}{2}x} - e^{\frac{k_1 - 1}{2}x}, 0\right) =: u_0(x), & x &\in \mathbb{R}, \\ u(\tau, x)e^{-\frac{1}{2}(k_1 - 1)x} &\rightarrow 0, & (x \rightarrow -\infty), & \tau \in [0, \frac{1}{2}\sigma^2 T], \\ u(\tau, x)e^{-\frac{1}{2}(k_1 - 1)x} / e^{\frac{1}{4}(k_1 + 1)^2 \tau} e^x &\rightarrow 1 & (x \rightarrow \infty), & \tau \in [0, \frac{1}{2}\sigma^2 T]. \end{aligned}$$

Nach dem vorigen Abschnitt ist aber

$$u(\tau, x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{|x-y|^2}{4\tau}} u_0(y) dy$$

eine Lösung zu obigem Problem mit

$$\lim_{\substack{\tau \rightarrow 0 \\ x \rightarrow \xi}} u(\tau, x) = u_0(\xi).$$

Mit $z := \frac{y-x}{\sqrt{2\tau}}$ folgt

$$u(\tau, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(x + \sqrt{2\tau}z) e^{-\frac{z^2}{2}} dz.$$

Es gilt

$$u_0(x + \sqrt{2\tau}z) = \max \left(e^{\frac{k_1+1}{2}x + \frac{k_1+1}{2}\sqrt{2\tau}z} - e^{\frac{k_1-1}{2}x + \frac{k_1-1}{2}\sqrt{2\tau}z}, 0 \right).$$

Damit folgt

$$\begin{aligned} u(\tau, x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{x}{\sqrt{2\tau}}}^{\infty} e^{\frac{1}{2}(k_1+1)(x+\sqrt{2\tau}z)} e^{-\frac{1}{2}z^2} dz \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{x}{\sqrt{2\tau}}}^{\infty} e^{\frac{1}{2}(k_1-1)(x+\sqrt{2\tau}z)} e^{-\frac{1}{2}z^2} dz \end{aligned}$$

Weiter gilt

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{x}{\sqrt{2\tau}}}^{\infty} e^{\frac{1}{2}(k_1+1)(x+\sqrt{2\tau}z)} e^{-\frac{1}{2}z^2} dz \\ &= \frac{e^{\frac{1}{2}(k_1+1)x}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{x}{\sqrt{2\tau}}}^{\infty} e^{\frac{1}{4}(k_1+1)^2\tau} e^{-\frac{1}{2}(z-\frac{1}{2}(k_1+1)\sqrt{2\tau})^2} dz \\ &= e^{\frac{1}{2}(k_1+1)x + \frac{1}{4}(k_1+1)^2\tau} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\frac{x}{\sqrt{2\tau}} - \frac{1}{2}(k_1+1)\sqrt{2\tau}}^{\infty} e^{-\frac{\rho^2}{2}} d\rho \\ &= e^{\frac{1}{2}(k_1+1)x + \frac{1}{4}(k_1+1)^2\tau} N(d_1) \end{aligned}$$

mit $d_1 := \frac{x}{\sqrt{2\tau}} + \frac{1}{2}(k_1+1)\sqrt{2\tau}$ und $N(d_1) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-d_1}^{\infty} e^{-\frac{\rho^2}{2}} d\rho$. Wir erhalten

$$u(\tau, x) = e^{\frac{1}{2}(k_1+1)x + \frac{1}{4}(k_1+1)^2\tau} N(d_1) - e^{\frac{1}{2}(k_1-1)x + \frac{1}{4}(k_1-1)^2\tau} N(d_2)$$

mit $d_2 := \frac{x}{\sqrt{2\pi}} + \frac{1}{2}(k_1-1)\sqrt{2\tau}$. Rückwärts ergibt sich nun

$$v(\tau, x) = e^x N(d_1) - e^{-k_1\tau} N(d_2)$$

und

$$V(t, s) = sN(d_1) - Ee^{-r(T-t)}N(d_2)$$

mit $d_{1,2} = \frac{\ln(\frac{s}{E}) + (r \pm \frac{\sigma^2}{2})(T-t)}{\sigma\sqrt{T-t}}$. □

d) Maximumprinzip

In diesem Abschnitt wollen wir uns mit einem Maximumprinzip für parabolische Differentialoperatoren von der Form

$$Lu = \sum_{i,j=1}^n a_{ij}(t, x) \partial_{x_i} \partial_{x_j} u + \sum_{i=1}^n b_i(t, x) \partial_{x_i} u + c(t, x)u - u_t = f(t, x)$$

für $x \in \bar{\Omega}$, Ω Gebiet im \mathbb{R}^n , $t \in [0, T]$ beschäftigen. Sei $D := (0, T] \times \Omega$, $Q := (0, T) \times \Omega$, $\Sigma := [0, T] \times \partial\Omega \cup (\{0\} \times \Omega)$. Vorausgesetzt sei $a_{ij}, b_i, c \in C(\bar{D})$ und (a_{ij}) sei gleichmäßig positiv definit. Wir wollen das schwache Maximumprinzip beweisen:

4.16 Satz. Sei Ω beschränkt und $u \in C^2(\bar{Q})$ mit $Lu \geq 0$ in Q , sowie $c = 0$. Dann nimmt u sein Maximum auf Σ an. 08b/28:20

Beweis. (i) Sei $Lu > 0$ in Q . Wir beweisen, dass u sein Maximum nicht in Q annimmt. Sei dazu angenommen, dass u sein Maximum in $(t_0, x_0) \in Q$ annimmt. Offenbar gilt dann $u_t(t_0, x_0) = 0$ und $\partial_i u(t_0, x_0) = 0$. Weiter ist $(\partial_{x_i} \partial_{x_j} u(t_0, x_0))_{i,j}$ negativ semidefinit. Wegen der positiven Definitheit von $(a_{ij})_{i,j=1}^n$ folgt damit

$$\sum_{i,j=1}^n a_{ij}(t_0, x_0) \partial_{x_i} \partial_{x_j} u(t_0, x_0) \leq 0$$

und also folgt $Lu(t_0, x_0) \leq 0$, was aber im Widerspruch zur Voraussetzung steht.

(ii) Sei nun $Lu \geq 0$, $\varepsilon > 0$, $u_\varepsilon(t, x) := u(t, x) + \varepsilon e^{\gamma x_1}$, wobei die Konstante γ noch zu bestimmen ist. Es ist $Lu_\varepsilon = Lu + \varepsilon(\gamma^2 a_{11} + \gamma b_1) e^{\gamma x_1} > 0$ in Q , falls $\gamma = \gamma(a_{11}, b_1)$ groß genug ist. Nach (i) folgt

$$\max_{\bar{D}} u_\varepsilon = \max_{\partial D} u_\varepsilon \quad (\varepsilon > 0) \quad \implies \quad \max_{\bar{D}} u = \max_{\partial D} u$$

(iii) Sei $Lu > 0$. Wir zeigen, dass u sein Maximum nicht auf $\{T\} \times \Omega$ annimmt. Es sei $x_0 \in \Omega$ mit $u(T, x_0) = \max_{y \in \Omega} u(T, y)$. Es folgt

$$\sum_{i,j=1}^n a_{ij}(T, x_0) \partial_{x_i} \partial_{x_j} u(T, x_0) + \sum_{i=1}^n b_i(T, x_0) \partial_{x_i} u(T, x_0) \leq 0$$

Ferner gilt $u_t(T, x_0) \geq 0$ und also folgt $Lu(T, x_0) \leq 0$ was nicht sein kann.

(iv) Sei $Lu \geq 0$, $\varepsilon > 0$, $u_\varepsilon(t, x) := u(t, x) + \varepsilon e^{-t}$. Es folgt $Lu_\varepsilon = Lu + \varepsilon e^{-t} > 0$. Wegen (i), (iii) folgt mit $\varepsilon \rightarrow 0$ die Behauptung. □

4.17 Korollar. Es gelte $c = 0$, $Lu = Lv$ sowie $u(0, x) = v(0, x)$ ($x \in \Omega$) und $u(t, x) = v(t, x)$ ($t > 0, x \in \partial\Omega$). Dann gilt schon $u = v$. 09a/06:00

Es gilt auch das starke Maximumprinzip:

4.18 Satz. Gelte $Lu \geq 0$ und sei $M := \sup_D u$. Sei $u(t_0, x_0) = M$ für ein $(t_0, x_0) \in D$ und es gelte eine der folgenden Bedingungen: 09a/09:40

(i) $c = 0$

(ii) $c \leq 0$ und $M \geq 0$

(iii) $M = 0$

Dann gilt $u = M$ in $[0, t_0] \times \bar{\Omega}$.

5. Hyperbolische Theorie

5.1 Worum geht's? Als Standardvertreter für hyperbolische Gleichungen wollen wir uns in diesem Abschnitt mit der Wellengleichung beschäftigen. Der Reihe nach werden wir Lösungsdarstellungen für die Wellengleichung in einer, dann in drei und schließlich in zwei Dimensionen konstruieren. An den expliziten Formeln lässt sich ein völlig anderes Verhalten der Lösungen ablesen, als es bei elliptischen oder parabolischen Gleichungen der Fall ist. Am Ende des Kapitels werden wir auf allgemeine Lösungsmethoden mittels Fouriertransformation und auf Energieabschätzungen eingehen.

09a/13:20

a) Die eindimensionale Wellengleichung

Die Wellengleichung modelliert z.B. die Auslenkung einer schwingenden Saite oder eines Stabes ($n = 1$), einer Membran ($n = 2$) oder eines elastischen Körpers ($n = 3$). Sie ergibt sich aus dem Newtonschen Kraftgesetz

$$F = m \cdot a.$$

Hierbei bezeichnet F die auf einen Körper wirkende Kraft, m seine Masse und a die Beschleunigung. Ist $u(t, x)$ die Auslenkung des Körpers an der Stelle x zur Zeit t , so ist die Gesamtbeschleunigung in einem Teilgebiet $V \subset \mathbb{R}^n$ gegeben durch $\int_V \partial_t^2 u(t, x) dx$. Die auf den Körper wirkende effektive Kraft im Bereich V ist

$$- \int_{\partial V} \langle F(x), n(x) \rangle dS(x),$$

wobei $n(x)$ den äußeren Normalenvektor an ∂V bezeichne. Aus dem Newtonschen Kraftgesetz und dem Satz von Gauß erhält man daher

$$\int_V m \partial_t^2 u(t, x) dx = \int_{\partial V} \langle F(t, x), n(x) \rangle dS(x) = - \int_V \operatorname{div} F(t, x) dx.$$

Da dies für alle glatten Gebiete $V \subset \mathbb{R}^n$ gilt, folgt

$$m \partial_t^2 u(t, x) = - \operatorname{div} F(t, x).$$

In einer Dimension, $n = 1$, kann die Kraft modelliert werden als

$$F = -T \frac{\partial_x u}{\sqrt{1 + |\partial_x u|^2}},$$

wobei $T > 0$ der materialabhängige Spannungskoeffizient ist. Eingesetzt erhält man die nichtlineare Wellengleichung

$$u_{tt} - c^2 \partial_x \frac{u_x}{\sqrt{1 + |u_x|^2}} = 0,$$

wobei $c := \sqrt{T/m}$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle bezeichnet. Unter der weiteren Annahme, dass $|u_x|$ sehr klein ist, liefert die Taylorentwicklung, dass $\sqrt{1 + |u_x|^2} \approx 1$. Dies führt zur linearen eindimensionalen Wellengleichung, die zusammen mit Anfangsbedingungen die Gestalt

$$\begin{cases} u_{tt} - c^2 u_{xx} = 0, & (t, x) \in \mathbb{R}^2, \\ u|_{t=0} = u_0, & x \in \mathbb{R}, \\ u_t|_{t=0} = u_1, & x \in \mathbb{R}, \end{cases} \quad (5-1)$$

annimmt. Zur Lösung nehmen wir zunächst eine Variablentransformation vor. Wir setzen $\zeta := x + ct$ und $\eta := x - ct$ bzw. $x = \frac{\zeta + \eta}{2}$ und $t = \frac{\zeta - \eta}{2c}$. Weiter sei $v(\zeta, \eta) := u(\frac{\zeta - \eta}{2c}, \frac{\zeta + \eta}{2})$, dann ergibt sich für die quadratischen partiellen Ableitungen:

$$\begin{aligned} u_{xx} &= (v_\zeta + v_\eta)_x = v_{\zeta\zeta} + 2v_{\zeta\eta} + v_{\eta\eta} \\ u_{tt} &= c(v_\zeta - v_\eta)_t = c^2 v_{\zeta\zeta} - 2c^2 v_{\zeta\eta} + c^2 v_{\eta\eta} \end{aligned}$$

Mithilfe der Differentialgleichung erhält man $v_{\zeta\eta} = 0$. Damit ist klar, dass für geeignete Funktionen f und g

$$v(\zeta, \eta) = f(\zeta) + g(\eta)$$

gilt. Durch Rücktransformation ergibt sich nun unmittelbar

$$u(t, x) = f(x + ct) + g(x - ct).$$

Unser Ziel ist natürlich, die Funktionen f und g explizit anzugeben. Das ist unter Verwendung der Anfangsbedingungen auch tatsächlich möglich. Es soll ja $u(0, x) = f(x) + g(x) = u_0(x)$ und $\partial_t u(0, x) = c(f'(x) - g'(x)) = u_1(x)$ gelten. Aus der zweiten Bedingung folgern wir zunächst durch Integration $f(x) - g(x) = \frac{1}{c} \int_{x_0}^x u_1(s) ds + k$ und erhalten dann:

$$\begin{aligned} u(t, x) &= \frac{1}{2} \left\{ u_0(x + ct) + k + \frac{1}{c} \int_{x_0}^{x+ct} u_1(s) ds \right. \\ &\quad \left. + u_0(x - ct) - k - \frac{1}{c} \int_{x_0}^{x-ct} u_1(s) ds \right\} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ u_0(x + ct) + u_0(x - ct) + \frac{1}{c} \int_{x-ct}^{x+ct} u_1(s) ds \right\}. \end{aligned} \quad (5-2)$$

Diese „Lösungsformel“ wird auch als d'Alembertsche¹ Formel bezeichnet. Bei dieser Formel ist die Beziehung zwischen Daten und Lösung schön zu erkennen. Wir haben somit bewiesen:

09a/39:40

5.2 Satz. Sei $u_0 \in C^2(\mathbb{R})$, $u_1 \in C^1(\mathbb{R})$ und u definiert wie in (5-2). Dann gilt $u \in C^2(\mathbb{R}^2)$ ist eindeutige Lösung von (5-1).

¹Jean Baptiste Le Rond d'Alembert, 16.11.1717 - 29.10.1783

Als Nächstes wollen wir das Anfangsrandwertproblem

$$\begin{cases} u_{tt} - c^2 u_{xx} = 0, & (t, x) \in (0, \infty)^2, \\ u(t, 0) = 0, & t \in (0, \infty), \\ u(0, x) = u_0, & x \in (0, \infty), \\ u_t(0, x) = u_1, & x \in (0, \infty), \end{cases} \quad (5-3)$$

betrachten, wobei $u_0(0) = u_0''(0) = u_1(0) = 0$ sei. Dies gibt die Situation einer schwingenden Saite, die an einem Ende festgehalten wird (Dirichletrandbedingungen), wieder. Es handelt sich also um eine reflektierte Welle. Diese, anschaulich sehr einleuchtende, Tatsache macht man sich auch zunutze, um eine Lösung zu konstruieren. Man reflektiert hierzu einfach die Anfangsdaten antisymmetrisch, d.h. man setzt

$$\tilde{u}_0(x) := \begin{cases} u_0(x), & x \geq 0, \\ -u_0(-x), & x < 0, \end{cases}$$

und \tilde{u}_1 entsprechend. Dann erhält man durch die d'Alembert'sche Formel eine Lösung auf ganz \mathbb{R} , die gegeben ist durch

$$\tilde{u}(t, x) = \frac{1}{2} \left(\tilde{u}_0(x + ct) + \tilde{u}_0(x - ct) + \frac{1}{c} \int_{x-ct}^{x+ct} \tilde{u}_1(s) ds \right).$$

Setzt man $x = 0$ ergibt sich aus der Definition von \tilde{u}_0 und \tilde{u}_1 sofort $\tilde{u}(t, 0) = 0$ für alle $t \in (0, \infty)$. Damit löst die Funktion

$$u(t, x) := \tilde{u}|_{[0, \infty)^2}(t, x) \quad (5-4)$$

das Problem (5-3). Wir erhalten somit:

5.3 Satz. Sei $u_0 \in C^2([0, \infty))$, $u_1 \in C^1([0, \infty))$ und u definiert wie in (5-4). Dann gilt $u \in C^2((0, \infty)^2) \cap C^1([0, \infty) \times (0, \infty))$ ist eindeutige Lösung von (5-3) und es gilt

09b/08:40

$$u(t, x) = \frac{1}{2} \left\{ u_0(ct + x) - u_0(ct - x) + \frac{1}{c} \int_{ct-x}^{ct+x} u_1(s) ds \right\}, \quad x \leq ct. \quad (5-5)$$

An Darstellung (5-5) lässt sich schön die reflektierte Welle ablesen.

b) Die Wellengleichung im \mathbb{R}^3

Sie beschreibt etwa die Ausbreitung von Schall oder elektromagnetischen Wellen und ist gegeben durch

$$\begin{cases} u_{tt} - c^2 \Delta u = 0, & (t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^3, \\ u(0, x) = u_0, & x \in \mathbb{R}^3, \\ u_t(0, x) = u_1, & x \in \mathbb{R}^3. \end{cases} \quad (5-6)$$

5.4 Satz. Sei $u_0 \in C^2(\mathbb{R}^3)$, $u_1 \in C^1(\mathbb{R}^3)$. Dann existiert eine eindeutige Lösung $u \in C^2((0, \infty) \times \mathbb{R}^3) \cap C^1([0, \infty) \times \mathbb{R}^3)$ von (5-6) die gegeben ist durch

$$u(t, x) = \frac{1}{4\pi c^2 t} \int_{|y|=ct} u_1(x+y) dS(y) + \partial_t \frac{1}{4\pi c^2 t} \int_{|y|=ct} u_0(x+y) dS(y). \quad (5-7)$$

Darstellung (5-7) heißt Kirchhoff'sche Formel.

Im Beweis dieses Satzes werden folgende Zutaten verwendet:

- Für integrierbare Funktionen gilt folgende Variante des Prinzips von Cavalieri:

$$\int_{B(0,r)} f(x) dx = \int_0^r \int_{|x|=\rho} f(x) dS(x) d\rho.$$

- Skalierung bei Oberflächenintegralen im \mathbb{R}^3 :

$$\int_{|x|=1} f(rx) dS(x) = \frac{1}{r^2} \int_{|x|=r} f(y) dS(y).$$

- Kugelkoordinaten: Eine Parametrisierung der Oberfläche einer Kugel im \mathbb{R}^3 mit Radius $r > 0$ ist gegeben durch die Kugelkoordinaten

$$\gamma_r: (0, \pi) \times (0, 2\pi) \rightarrow \mathbb{R}^3, \quad \begin{pmatrix} \theta \\ \varphi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \varphi \\ r \sin \theta \sin \varphi \\ r \cos \theta \end{pmatrix} =: x(r, \theta, \varphi).$$

In diesem Fall gilt $\det(\gamma_r'(\theta, \varphi)^\top \gamma_r'(\theta, \varphi)) = r^4 \sin^2 \theta$, und das Oberflächenintegral lässt sich in dieser Parametrisierung berechnen durch

$$\int_{|x|=r} f(x) dS(x) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(x(r, \theta, \varphi)) r^2 \sin \theta d\varphi d\theta.$$

- Satz von Gauß: Unter geeigneten Voraussetzungen gilt für $V \in C^1(\overline{B(0, r)}; \mathbb{R}^3)$:

$$\int_{|x|<r} \operatorname{div} V(x) dx = \int_{|x|=r} \langle V(x), \nu(x) \rangle dS(x).$$

Speziell für $V = \nabla u$ erhält man

$$\int_{|x|<r} \Delta u(x) dx = \int_{|x|=r} \partial_\nu u(x) dS(x)$$

mit der Normalenableitung $\partial_\nu u(x) = \langle \nabla u(x), \nu(x) \rangle$, wobei $\nu(x)$ der äußere Normaleneinheitsvektor ist, d.h. es gilt $\nu(x) = \frac{x}{|x|} = \frac{x}{r}$.

Beweis von Satz 5.4. Wir werden (5-6) mit Hilfe der Methode des sphärischen Mittels auf eine eindimensionale Wellengleichung reduzieren. Ist hierzu u eine Lösung von (5-6), dann gilt mit dem Satz von Gauß

$$\int_{|x|<r} u_{tt}(t, x) dx = c^2 \int_{|x|<r} \Delta u(t, x) dx = c^2 \int_{|x|=r} \partial_\nu u(t, x) dS(x). \quad (5-8)$$

Zur Berechnung dieser Integrale verwenden wir das sphärische Mittel, das durch

$$\bar{u}(t, r) := \frac{1}{4\pi} \int_{|x|=1} u(t, rx) dS(x) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_{|y|=r} u(t, y) dS(y)$$

definiert ist. Verwendet man die oben definierten Kugelkoordinaten γ_r und setzt $\tilde{u}(t, r, \theta, \varphi) := u(t, x(r, \theta, \varphi))$, so erhält man

$$\bar{u}(t, r) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \tilde{u}(t, r, \varphi, \theta) \sin(\theta) d\varphi d\theta.$$

Es gilt

$$\begin{aligned} \partial_r \tilde{u}(t, r, \theta, \varphi) &= \langle \nabla u(t, x(r, \theta, \varphi)), \partial_r x(r, \theta, \varphi) \rangle \\ &= \left\langle \nabla u(t, x(r, \theta, \varphi)), \frac{x(r, \theta, \varphi)}{r} \right\rangle \\ &= \langle \nabla u(t, x(r, \theta, \varphi)), \nu(x(r, \theta, \varphi)) \rangle = (\partial_\nu u)(t, x(r, \theta, \varphi)). \end{aligned}$$

Setzt man dies in (5-8) ein und verwendet obiges Prinzip von Cavalieri, ergibt sich

$$\int_0^r \rho^2 \bar{u}_{tt}(t, \rho) d\rho = c^2 r^2 \partial_r \bar{u}(t, r).$$

Ableiten nach r und anschließendes Teilen durch r^2 liefert

$$\bar{u}_{tt} = c^2 \left(\bar{u}_{rr} + \frac{2}{r} \bar{u}_r \right).$$

Setzt man nun $v(t, r) := r \bar{u}(t, r)$ lässt sich leicht nachrechnen, dass v das folgende Anfangswertproblem löst:

$$\begin{cases} v_{tt} - c^2 v_{rr} = 0, & (t, r) \in (0, \infty)^2, \\ v(t, 0) = 0, & t \in (0, \infty), \\ v(0, r) = r \bar{u}_0, & r \in (0, \infty), \\ v_t(0, r) = r \bar{u}_1, & r \in (0, \infty), \end{cases}$$

wobei \bar{u}_0 und \bar{u}_1 die sphärischen Mittel der Anfangswerte bezeichnen. Nach Satz 5.3 und Formel (5-5) ist v gegeben durch

$$v(t, r) = \frac{1}{2c} \left(\int_{ct-r}^{ct+r} s \bar{u}_1(s) ds + \partial_t \int_{ct-r}^{ct+r} s \bar{u}_0(s) ds \right), \quad r \leq ct. \quad (5-9)$$

10a/10:40

Mit v ist auch \bar{u} bestimmt. Es bleibt die Frage, wie sich aus \bar{u} die Funktion u zurückgewinnen lässt. Hierzu wollen wir uns zunächst den Fall $r = 0$ betrachten. Eine einfache Anwendung des Satzes von der dominierten Konvergenz zeigt, dass

$$\bar{u}(t, 0) = \lim_{r \rightarrow 0} \bar{u}(t, r) = u(t, 0), \quad t \in (0, \infty).$$

Andererseits gilt aber auch

$$\bar{u}(t, 0) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{v(t, r)}{r} = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{v(t, r) - v(t, 0)}{r} = \partial_r v(t, 0).$$

Mit der expliziten Formel (5-9) lässt sich $v_r(t, 0)$ berechnen. Genauer erhält man

$$\partial_r v(t, 0) = t\bar{u}_1(ct) + \partial_t t\bar{u}_0(ct).$$

Die Rücktransformation auf kartesische Koordinaten liefert somit

$$u(t, 0) = \partial_r v(t, 0) = \frac{1}{4\pi c^2 t} \int_{|y|=ct} u_1(y) dS(y) + \partial_t \frac{1}{4\pi c^2 t} \int_{|y|=ct} u_0(y) dS(y), \quad (5-10)$$

was genau Formel (5-7) im Punkt $x = 0$ entspricht. Um auf die allgemeine Darstellung zu kommen nutzen wir aus, dass die betrachtete Wellengleichung (5-6) translationsinvariant ist. Setzt man nämlich für beliebiges $x_0 \in \mathbb{R}^3$,

$$w(t, x) := u(t, x + x_0),$$

dann sieht man ohne Schwierigkeiten, dass w Gleichung (5-6) löst zu den Anfangswerten

$$w_0(x) = u_0(x + x_0) \quad \text{und} \quad w_1(x) = u_1(x + x_0).$$

Die Anwendung von Formel (5-10) auf $w(t, 0) = u(t, x_0)$ liefert schließlich Darstellung (5-7). \square

10a/37:30

5.5 Bemerkung. An Formel (5-7) lässt sich ablesen, dass $u(t_0, x_0)$ nur von Werten von $u_0(x)$ und $u_1(x)$ auf der Kugeloberfläche $\partial B(x_0, ct_0)$ abhängt und nicht von Werten im Inneren der Kugel $B(x_0, ct_0)$. Dieser Sachverhalt wird *Huygens'sches Prinzip* genannt und ist der Grund dafür, dass wir Klänge scharf hören und Gegenstände scharf sehen können. D.h. physikalisch interpretiert sagt das Huygens'sche Prinzip, dass eine Person die sich im Abstand d zu einer zweiten Person befindet zum Zeitpunkt t_0 genau das hört, was die zweite Person zum Zeitpunkt $t_0 - d/c$ gesagt hat.

c) Die Wellengleichung im \mathbb{R}^2

Sie ist z.B. ein Modell für die Schwingung einer Membran (Trommel). Wir werden sehen, dass im zweidimensionalen Raum das Huygens'sche Prinzip nicht gilt. Wir betrachten

$$\begin{cases} u_{tt} - c^2 \Delta u = 0, & (t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^2, \\ u(0, x) = u_0, & x \in \mathbb{R}^2, \\ u_t(0, x) = u_1, & x \in \mathbb{R}^2. \end{cases} \quad (5-11)$$

5.6 Satz. Sei $u_0 \in C^2(\mathbb{R}^2), u_1 \in C^1(\mathbb{R}^2)$. Dann existiert eine eindeutige Lösung $u \in C^2((0, \infty) \times \mathbb{R}^2) \cap C^1([0, \infty) \times \mathbb{R}^2)$ von (5-11) die gegeben ist durch

10b/01:50

$$u(t, x) = \frac{1}{2\pi c} \int_{|y| \leq ct} \frac{u_1(x+y)}{\sqrt{c^2 t^2 - |y|^2}} dy + \partial_t \frac{1}{2\pi c} \int_{|y| \leq ct} \frac{u_0(x+y)}{\sqrt{c^2 t^2 - |y|^2}} dy. \quad (5-12)$$

Auch der Beweis dieses Satzes verwendet eine explizite Berechnung von Oberflächenintegralen: Falls eine $(n-1)$ -dimensionale Fläche Γ im \mathbb{R}^n als Graph einer Funktion $f: U \rightarrow \mathbb{R}$ mit $U \subset \mathbb{R}^{n-1}$ gegeben ist, d.h. es gilt $\Gamma = \{(y, f(y)) : y \in U\}$, so ist

$$\gamma: U \rightarrow \mathbb{R}^n, y \mapsto \begin{pmatrix} y \\ f(y) \end{pmatrix}$$

eine Parametrisierung von Γ . In diesem Fall gilt

$$\det(\gamma'(y)^\top \gamma'(y)) = 1 + |\nabla f(y)|^2$$

und damit

$$\int_{\Gamma} F(x) dS(x) = \int_U F(y, f(y)) \sqrt{1 + |\nabla f(y)|^2} dy. \quad (5-13)$$

Beweis von Satz 5.6. Wir formulieren den Beweis für $u_0 = 0$, da die Argumente für $u_0 \neq 0$ identisch sind. Der Trick des Beweises besteht darin, u als Lösung von (5-6) auf. Dies ist ohne Probleme möglich, wenn wir die auftretenden Funktionen einfach als konstant in x_3 auffassen. Satz 5.4 liefert dann

$$u(t, 0, 0) = \frac{1}{4\pi c^2 t} \int_{|(y_1, y_2, y_3)|=ct} u_1(y_1, y_2) dS(y_1, y_2, y_3).$$

Da u_1 nur von (y_1, y_2) abhängt, kann die Integration über die y_3 -Koordinate berechnet werden. Sei hierzu $U := \{(y_1, y_2) \in \mathbb{R}^2 : y_1^2 + y_2^2 \leq c^2 t^2\}$. Wir schreiben die obere Halbkugelschale $\partial B^+(0, ct) := \{y \in \partial B(0, ct) : y_3 > 0\}$ als Graph der Funktion $f: U \rightarrow \mathbb{R}, y \mapsto \sqrt{c^2 t^2 - y_1^2 - y_2^2}$. Dann gilt

$$1 + |\nabla f(y)|^2 = \frac{c^2 t^2}{c^2 t^2 - y_1^2 - y_2^2},$$

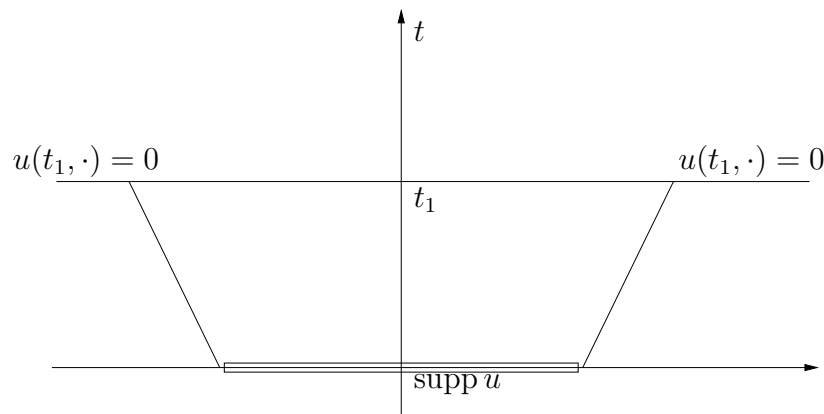


Abbildung 5: Endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit

und die Anwendung von (5-13) liefert

$$\begin{aligned} u(t, 0, 0) &= \frac{1}{4\pi c^2 t} \int_{|(y_1, y_2, y_3)|=ct} u_1(y_1, y_2) \, dS(y_1, y_2, y_3) \\ &= \frac{1}{2\pi c} \int_{|(y_1, y_2)| \leq ct} \frac{u_1(y_1, y_2)}{\sqrt{c^2 t^2 - y_1^2 - y_2^2}} \, d(y_1, y_2). \end{aligned}$$

Man beachte, dass die 4 im Nenner zu einer 2 wird, da wir über beide Halbkugelschalen integrieren müssen. Da wie (5-6) auch Gleichung (5-11) translationsunabhängig ist, folgt mit dem gleichen Translationsargument wie am Ende des Beweises von Satz 5.4 die Behauptung. \square

10b/26:50

5.7 Bemerkung. a) Formel (5-12) zeigt, dass in zwei Dimensionen die Lösung $u(t_0, x_0)$ auch von Werten von $u_0(x)$ und $u_1(x)$ im Inneren der Kugel $B(x_0, ct)$ abhängt, im Gegensatz zur Situation in drei Dimensionen. Damit gilt hier das Huygens'sche Prinzip nicht. Als alltägliches Beispiel stelle man sich z.B. einen Stein vor, der ins Wasser fällt. Hier wird nicht nur eine Welle erzeugt, die sich auf der zweidimensionalen Wasseroberfläche ausbreitet, sondern es bilden sich weitere mit der Zeit abklingende Wellen, die der ersten in einem bestimmten Abstand hinterherlaufen.

b) Man kann zeigen, dass das Huygens'sche Prinzip in allen ungeraden Dimensionen größer oder gleich 3 gilt, und in allen geraden Dimensionen nicht.

c) Die Darstellungen für die Lösung der Wellengleichung implizieren die für hyperbolische Gleichungen typische endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit (Abb. 5). Hat u_0 kompakten Träger, so auch $u(t, \cdot)$ für jedes $t \geq 0$. Im Gegensatz dazu hatten wir bei parabolischen Gleichungen unendliche Ausbreitungsgeschwindigkeit.

d) Energiegleichung

Wir haben oben die Wellengleichung in \mathbb{R}^n , $n \in \{1, 2, 3\}$, explizit gelöst. Für beliebige n kann man zwar keine explizite Lösung angeben, aber die Lösbarkeit kann wie bei der Wärmeleitungsgleichung über Fouriertransformation gezeigt werden.

10b/34:30

Wir betrachten die Gleichung

$$\begin{cases} u_{tt}(t, x) - \Delta u(t, x) = 0, & (t, x) \in (0, \infty) \times \mathbb{R}^n, \\ u(0, x) = u_0(x), & x \in \mathbb{R}^n, \\ u_t(0, x) = u_1(x), & x \in \mathbb{R}^n. \end{cases} \quad (5-14)$$

5.8 Bemerkung. Die Fouriertransformation nach x liefert die (zunächst formal) äquivalente Gleichung

$$\begin{cases} \widehat{u}_{tt}(t, \xi) + |\xi|^2 \widehat{u}(t, \xi) = 0, & t \in (0, \infty), \\ \widehat{u}(0, \xi) = u_0(\xi), \\ \widehat{u}_t(0, \xi) = u_1(\xi). \end{cases} \quad (5-15)$$

Hier wird ξ wieder als Parameter aufgefasst, d.h. (5-15) ist eine gewöhnliche DGL zweiter Ordnung in t , deren eindeutige Lösung gegeben ist durch

$$\widehat{u}(t, \xi) = \widehat{u}_0(\xi) \cos(|\xi|t) + \widehat{u}_1(\xi) \frac{\sin(|\xi|t)}{|\xi|}, \quad (t, \xi) \in [0, \infty) \times \mathbb{R}^n. \quad (5-16)$$

Unter Verwendung des Satzes von Plancherel kann man zeigen, dass für $u_0 \in H^1(\mathbb{R}^n)$ und $u_1 \in L^2(\mathbb{R}^n)$ eine eindeutige Lösung

$$u \in C^1([0, \infty), L^2(\mathbb{R}^n)) \cap C([0, \infty), H^1(\mathbb{R}^n))$$

von (5-14) existiert. Gilt weiter $u_0 \in H^k(\mathbb{R}^n)$ und $u_1 \in H^{k-1}(\mathbb{R}^n)$ für ein $k \in \mathbb{N}$, dann folgt

$$u \in \bigcap_{\ell=0}^k C^{k-\ell}([0, \infty), H^\ell(\mathbb{R}^n)).$$

Zum Schluss wollen wir noch die Energiegleichung für die allgemeine Wellengleichung herleiten. Für ein beliebiges Gebiet $G \subset \mathbb{R}^n$ betrachten wir hierzu

$$\begin{cases} u_{tt} - \Delta u = 0 & \text{in } (0, \infty) \times G, \\ u = 0 & \text{auf } (0, \infty) \times \partial G, \\ u|_{t=0} = u_0 & \text{in } G, \\ u_t|_{t=0} = u_1 & \text{in } G. \end{cases} \quad (5-17)$$

5.9 Satz. Sei $u \in C^2((0, \infty), L^2(G)) \cap C([0, \infty), H^2(G)) \cap C^1([0, \infty), H_0^1(G))$ Lösung von (5-17) und

$$E(0) := \frac{1}{2} \left(\|\nabla u_0\|_{L^2(G)}^2 + \|u_1\|_{L^2(G)}^2 \right) < \infty.$$

Dann gilt

$$E(t) := \frac{1}{2} \|u_t(t, \cdot)\|_{L^2(G)}^2 + \frac{1}{2} \|\nabla u(t, \cdot)\|_{L^2(G)}^2 = E(0) \quad (t \geq 0). \quad (5-18)$$

Beweis. Multiplizieren der ersten Zeile in (5-17) mit u_t und anschließendes Integrieren über x liefert

$$\langle u_{tt}(t), u_t(t) \rangle_{L^2(G)} - \langle \Delta u(t), u_t(t) \rangle_{L^2(G)} = 0.$$

Nun gilt

$$\int_G (\partial_t u_t) u_t dx = \frac{1}{2} \int_G \partial_t (u_t)^2 dx = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \|u_t\|_{L^2(G)}^2.$$

Mit dem Satz von Gauß folgt

$$\langle \Delta u, u_t \rangle_{L^2(G)} = \int_{\partial G} (\partial_\nu u) u_t dS(x) - \langle \nabla u_t, \nabla u \rangle_{L^2(G)} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \|\nabla u\|_{L^2(G)}^2,$$

wobei hier das Oberflächenintegral verschwindet, da wir $u(t) \in H_0^1(G)$ vorausgesetzt haben. Oben eingesetzt ergibt dies

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \|u_t(t)\|_{L^2(G)}^2 + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \|\nabla u(t)\|_{L^2(G)}^2 = 0 \quad (t \geq 0).$$

Integration über t liefert schließlich die Behauptung. \square

11a/29:00

5.10 Bemerkung. a) $E(t)$ representiert das Energiefunktional zur Gleichung (5-17). Der erste Term entspricht hierbei der kinetischen und der zweite der potentiellen Energie. Gleichung (5-18) besagt somit, dass die Gesamtenergie des Systems erhalten bleibt.

b) I.A., insbesondere für nichtlineare Gleichungen, erhält man nur $E(t) \leq E(0)$, was dann als Energieungleichung bezeichnet wird. Diese kann eine wichtige Rolle bei der Konstruktion von (schwachen) Lösungen sowie bei Stabilitätsuntersuchungen spielen.

6. Hilbertraum-Methoden: Dirichlet-Formen

6.1 Worum geht's? In diesem Abschnitt werden abstrakte Methoden verwendet, um die Lösbarkeit von Randwertproblemen zu beweisen. Dabei wird das Randwertproblem nicht im klassischen Sinn aufgefasst, sondern schwach formuliert. Die zugrunde liegenden Hilberträume sind Sobolevräume, und eine wesentliche Beweiszutat ist der Satz von Lax-Milgram, welcher sich mit Bilinearformen beschäftigt.

11a/33:00

Zunächst wird der Laplace-Operator als einfachstes Beispiel für die Anwendbarkeit von Hilbertraum-Methoden untersucht, danach werden die Ergebnisse auf allgemeine koerzitive Operatoren zweiter Ordnung übertragen.

Die folgenden zwei Zutaten aus der Hilbertraumtheorie werden hier wesentlich eingehen:

Sei $(H, \langle \cdot, \cdot \rangle_H)$ ein Hilbertraum über $\mathbb{K} = \mathbb{R}$ oder $\mathbb{K} = \mathbb{C}$.

- (1) Satz von Riesz: Sei $L \in H'$, d.h. $L : H \rightarrow \mathbb{K}$ ist linear und stetig, d.h. $\exists C > 0 \forall x \in H : |Lx| \leq C\|x\|_H$. Dann existiert ein eindeutig bestimmtes $x_L \in H$ mit

$$Lx = \langle x, x_L \rangle_H \quad (x \in H).$$

Insbesondere gilt $\|L\|_{H'} = \|x_L\|_H$, d.h. $L \mapsto x_L$ ist eine Isometrie. Dies erlaubt es (bzgl. $\langle \cdot, \cdot \rangle_H$) H' mit H zu identifizieren (Bsp: $(L^2)' = L^2$).

- (2) Orthogonales Komplement: Ist $H_1 \subseteq H$ ein abgeschlossener Unterraum von H , dann existiert ein abgeschlossener Unterraum $H_1^\perp \subseteq H$, so dass

$$H = H_1 \oplus_\perp H_1^\perp,$$

d.h. H ist die orthogonale Summe von H_1 und H_1^\perp , d.h. $\forall x \in H \exists_1 x_1 \in H_1, \exists_1 x_2 \in H_1^\perp : x = x_1 + x_2$ und $\langle x_1, x_2 \rangle_H = 0$.

a) Die Randwertaufgabe zu $-\Delta + 1$

Wir demonstrieren zunächst an einem einfachen Fall, wie Hilbertraummethoden zur Lösung führen. Sei $G \subset \mathbb{R}^n$ ein Gebiet. Die klassische Dirichletsche Randwertaufgabe lautet

$$\begin{aligned} -\Delta u + u &= 0 && \text{in } G, \\ u|_{\partial G} &= f && \text{auf } \partial G. \end{aligned}$$

Die Randbedingung wird in der Sprache der Sobolevräume interpretiert als $u - f \in H_0^1(G)$. Gesucht ist ein $u \in H^1(G)$, welches bei gegebenem $f \in H^1 = H^1(G) = W^{1,2}(G)$

(i) $u - f \in H_0^1(G)$ und

(ii) $-\Delta u + u = 0$ im distributionellen Sinne erfüllt.

Eine solche Lösung bezeichnet man auch als schwache Lösung des Randwertproblems.

11b/03:10

6.2 Bemerkung. Sei $u \in H^1(G)$. Dann gilt $-\Delta u + u = 0$ im distributionellen Sinn genau dann, falls

$$\langle u, \varphi \rangle_{H^1(G)} = 0 \quad (\varphi \in H_0^1(G)).$$

Dem die folgenden Bedingungen sind alle äquivalent:

$$\begin{aligned} -\Delta u + u &= 0 && \text{in } \mathcal{D}'(G), \\ \langle u, -\Delta \varphi + \varphi \rangle_{L^2} &= 0 && (\varphi \in \mathcal{D}(G)), \\ \langle \nabla u, \nabla \varphi \rangle_{L^2} + \langle u, \varphi \rangle_{L^2} &= 0 && (\varphi \in \mathcal{D}(G)), \\ \langle u, \varphi \rangle_{H^1} &= 0 && (\varphi \in \mathcal{D}(G)), \\ \langle u, \varphi \rangle_{H^1} &= 0 && (\varphi \in H_0^1(G)). \end{aligned}$$

11b/10:00

6.3 Satz. Sei $G \subset \mathbb{R}^n$ ein Gebiet. Für alle $f \in H^1(G)$ existiert genau ein $u \in H^1(G)$ mit

$$\begin{aligned} u - f &\in H_0^1(G) \\ \langle u, \varphi \rangle_{H^1(G)} &= 0 \quad (\varphi \in H_0^1(G)). \end{aligned}$$

Beweis. (i) Existenz: Nach dem Projektionssatz gilt $H^1(G) = H_0^1(G) \oplus (H_0^1(G))^\perp$. Jedes beliebige $f \in H^1(G)$ kann also für gewisse $f_1 \in H_0^1(G)$, $f_2 \in (H_0^1(G))^\perp$ wie folgt geschrieben werden:

$$f = f_1 + f_2$$

Wir setzen $u := f_2$. Dann gilt offensichtlich $u \in H^1(G)$ und $u - f = -f_1 \in H_0^1(G)$, sowie

$$\langle u, \varphi \rangle_{H^1} = \langle f_2, \varphi \rangle_{H^1} = 0 \quad (\varphi \in H_0^1(G)).$$

(ii) Eindeutigkeit: Sei u_1 eine weitere solche Lösung, dann betrachten wir $w := u - u_1$. Wir erhalten einerseits $w = (u - f) - (u_1 - f) \in H_0^1(G)$ und andererseits $w \in (H_0^1(G))^\perp$, da $u, u_1 \in (H_0^1(G))^\perp$. Damit folgt schon $w = 0$, also die eindeutige Lösbarkeit. \square

Wir wenden uns nun der Randwertaufgabe

$$\begin{aligned} -\Delta u + u &= f, \\ u|_{\partial G} &= 0. \end{aligned}$$

zu. Schwach formuliert bedeutet das, dass wir nach einem $u \in H_0^1(G)$ mit $-\Delta u + u = f$ im distributionellen Sinn suchen. Die folgenden Bedingungen sind wieder äquivalent:

$$\begin{aligned} -\Delta u + u &= f \quad \text{in } \mathcal{D}'(G), \\ \langle u, (-\Delta + 1)\varphi \rangle_{L^2} &= \langle f, \varphi \rangle_{L^2} \quad (\varphi \in \mathcal{D}(G)), \\ \langle u, \varphi \rangle_{H^1(G)} &= \langle f, \varphi \rangle_{L^2} \quad (\varphi \in H_0^1(G)). \end{aligned}$$

6.4 Satz. Sei $G \subset \mathbb{R}^n$ ein Gebiet. Dann existiert zu jedem $f \in L^2(G)$ genau ein $u \in H_0^1(G)$ mit

11b/22:10

$$\langle u, \varphi \rangle_{H^1(G)} = \langle f, \varphi \rangle_{L^2} \quad (\varphi \in H_0^1(G)).$$

Beweis. Wir definieren

$$\begin{aligned} F : H_0^1(G) &\longrightarrow \mathbb{C}, \\ \varphi &\longmapsto F\varphi := \overline{\langle f, \varphi \rangle_{L^2}} = \langle \varphi, f \rangle_{L^2}. \end{aligned}$$

Wegen

$$|F\varphi| \leq \|f\|_{L^2} \|\varphi\|_{L^2} \leq \|f\|_{L^2} \|\varphi\|_{H^1(G)}$$

handelt es sich bei F um ein stetiges lineares Funktional. Nach dem Rieszschen Darstellungssatz existiert genau ein $u \in H_0^1(G)$ mit

$$\overline{\langle u, \varphi \rangle_{H^1(G)}} = \langle \varphi, u \rangle_{H^1(G)} = F\varphi = \overline{\langle f, \varphi \rangle_{L^2}} \quad (\varphi \in H_0^1(G)).$$

Dies zeigt die Existenz und Eindeutigkeit.

□

b) Allgemeinere Differentialoperatoren

In diesem Abschnitt wollen wir den Laplace-Operator von Teil a) durch einen allgemeineren Operator ersetzen. Dazu benötigen wir ein weiteres Hilfsmittel aus der Hilbertraumtheorie. Im Folgenden sei $\mathbb{K} = \mathbb{R}$ oder $\mathbb{K} = \mathbb{C}$.

11b/37:30

6.5 Definition. Sei H ein \mathbb{K} -Hilbertraum.

a) Eine Abbildung $B: H \times H \rightarrow \mathbb{K}$ heißt eine Bilinearform (genauer Sesquilinearform) auf H , falls B linear im ersten Argument und konjugiert linear im zweiten Argument ist.

b) Eine Bilinearform $B: H \times H \rightarrow \mathbb{K}$ heißt stetig, falls eine Konstante $c > 0$ existiert mit

$$|B(u, v)| \leq c \|u\| \cdot \|v\| \quad (u, v \in H).$$

c) Eine stetige Bilinearform B auf H heißt koerzitiv, falls eine Konstante $p > 0$ existiert mit

$$\operatorname{Re} B(u, u) \geq p \|u\|^2 \quad (u \in H).$$

12a/10:50

6.6 Satz (Satz von Lax–Milgram). Es sei H ein Hilbertraum und $B(\cdot, \cdot)$ eine stetige Bilinearform auf H . Weiter existiere ein $p > 0$ mit

$$|B(u, u)| \geq p \|u\|^2 \quad (u \in H). \quad (6-1)$$

Dann existiert für alle $F \in H'$ genau ein $u \in H$, so dass

$$Fv = B(v, u) \quad (v \in H)$$

gilt.

Beweis. Es sei $u \in H$ beliebig aber fest gewählt. Da B stetig ist, ist $x \mapsto B(x, u)$ ein Element von H' . Das bedeutet, dass es nach dem Satz von Riesz genau ein $f_u \in H$ existiert, so dass $B(x, u) = \langle x, f_u \rangle$ für alle $x \in H$ gilt. Dies bestimmt eine lineare Abbildung $S: H \rightarrow H$, mit $u \mapsto Su := f_u$. Es folgt

$$\|Su\|^2 = \langle Su, Su \rangle = B(Su, u) \leq c \|Su\| \|u\|$$

und das impliziert die Stetigkeit von S . Ferner gilt

$$p \|u\|^2 \leq |B(u, u)| = |\langle u, Su \rangle| \leq \|u\| \|Su\|$$

was einerseits die Injektivität und andererseits die Stetigkeit von $S^{-1}: R(S) \rightarrow H$ impliziert.

Weiter ist $R(S) =: M$ abgeschlossen. Ist nämlich $(y_n)_{n \in \mathbb{N}}$ eine Folge in $R(S)$ mit $y_n \rightarrow y \in H$, so erkennen wir zunächst, dass zu jedem $n \in \mathbb{N}$ ein $x_n \in H$ existiert mit $y_n = Sx_n$. Wegen der Stetigkeit von S^{-1} ist nun auch $(x_n)_{n \in \mathbb{N}} \subset H$ eine konvergente Folge. Es existiert also ein $x \in H$ mit $x_n \rightarrow x$. Wegen der Stetigkeit von S folgt nun wieder, dass $Sx_n \rightarrow Sx$ gilt. Damit ist aber $Sx = y$.

Wegen der Abgeschlossenheit von M folgt aus dem Projektionssatz $H = M \oplus M^\perp$. Ist nun $w \in M^\perp$, so schließen wir

$$0 = |\langle w, Sw \rangle| = |B(w, w)| \geq p \|w\|^2$$

und damit $w = 0$. Also ist $R(S) = H$.

Sei nun $F \in H'$ beliebig gewählt. Nach Riesz existiert ein $f \in H$ mit $Fv = \langle v, f \rangle$ für alle $v \in H$. Sei $u := S^{-1}f$. Dann folgt $B(v, u) = \langle v, Su \rangle = \langle v, f \rangle = Fv$.

Sei nun noch $B(v, u_1) = B(v, u_2)$ für alle $v \in H$. Dann folgt zunächst $B(v, u_1 - u_2) = 0$ und weiter $B(u_1 - u_2, u_1 - u_2) = 0$ was wegen (6-1) schon $u_1 - u_2 = 0$ impliziert. \square

6.7 Definition. Sei $G \subset \mathbb{R}^n$ ein Gebiet. Gegeben sei ein Differentialoperator der Form

12a/34:50

$$A := - \sum_{i,k=1}^n \partial_i a_{ik}(x) \partial_k + \sum_{i=1}^n a_i(x) \partial_i + a(x).$$

Dabei seien $a_{ik}, a_i, a \in L^\infty(G; \mathbb{R})$ mit $a_{ik} = a_{ki}$, und es existiere ein $p > 0$ mit

$$\sum_{i,k=1}^n \xi_i a_{ik}(x) \xi_k \geq p |\xi|^2 \quad (\xi \in \mathbb{R}^n, x \in G). \quad (6-2)$$

Dann ist die zu A gehörige Dirichlet-Form $B: H^1(G) \times H^1(G) \rightarrow \mathbb{C}$ definiert durch

$$B(v, u) := \sum_{i,k=1}^n \langle \partial_i v, a_{ik} \partial_k u \rangle_{L^2} + \sum_{i=1}^n \langle v, a_i \partial_i u \rangle_{L^2} + \langle v, au \rangle_{L^2} \quad (u, v \in H^1(G)).$$

6.8 Lemma. a) Die zu A gehörige Dirichlet-Form B ist eine stetige Bilinearform auf $H^1(G)$.

12b/01:10

b) Es existieren Konstanten $c, d > 0$ mit

$$\operatorname{Re} B(u, u) \geq d \|\nabla u\|_{L^2(G)}^2 - c \|u\|_{L^2(G)}^2 \quad (u \in H^1(G)). \quad (6-3)$$

Beweis. a) Die Sesquilinearität von B ist klar. Die Stetigkeit folgt aus

$$\begin{aligned} |B(u, v)| &\leq \sum_{i,k=1}^n |\langle \partial_i v, a_{ik} \partial_k u \rangle_{L^2}| + \sum_{i=1}^n |\langle v, a_i \partial_i u \rangle_{L^2}| + |\langle v, au \rangle_{L^2}| \\ &\leq C \left(\|\nabla u\|_{L^2} \|\nabla v\|_{L^2} + \|v\|_{L^2} \|\nabla u\|_{L^2} + \|v\|_{L^2} \|u\|_{L^2} \right) \\ &\leq C \|u\|_{H^1(G)} \|v\|_{H^1(G)} \end{aligned}$$

mit $C := \max\{\|a_{ik}\|_\infty, \|a_i\|_\infty, \|a\|_\infty\}$.

b) Wir schreiben $u \in H^1(G)$ in der Form $u = u_1 + iu_2$ mit reellwertigen u_1, u_2 . Damit folgt

$$\operatorname{Re}(B(u, u)) = \sum_{i,k=1}^n \left(\langle \partial_i u_1, a_{ik} \partial_k u_1 \rangle_{L^2} + \langle \partial_i u_2, a_{ik} \partial_k u_2 \rangle_{L^2} \right) + R,$$

wobei $R := \operatorname{Re}(\sum_{i=1}^n \langle u, a_i \partial_i u \rangle + \langle u, au \rangle)$ gilt. Unter Verwendung von $|R| \leq \varepsilon \|\nabla u\|^2 + c(\varepsilon) \|u\|^2$ schließen wir

$$\operatorname{Re} B(u, u) \geq p \|\nabla u\|_{L^2}^2 - \varepsilon \|\nabla u\|_{L^2}^2 - c(\varepsilon) \|u\|_{L^2}^2.$$

□

Wir wollen eine schwache Lösung der Dirichletschen Randwertaufgabe

$$\begin{aligned} Au &= f \\ u|_{\partial G} &= 0 \end{aligned}$$

finden. Die Randbedingung bedeutet wieder $u \in H_0^1(G)$, und $Au = f$ im Distributionssinn ist äquivalent zu

$$B(v, u) = \langle v, f \rangle_{L^2(G)} \quad (v \in H_0^1(G)).$$

12b/15:30

6.9 Satz. Die Dirichlet-Form B zu A sei koerzitiv. Dann existiert zu jedem $f \in L^2(G)$ genau ein $u \in H_0^1(G)$ mit

$$B(v, u) = \langle v, f \rangle_{L^2(G)} \quad (v \in H_0^1(G)).$$

Beweis. Es gilt $v \mapsto \langle v, f \rangle \in (H_0^1(G))'$, denn $|\langle v, f \rangle| \leq \|f\|_{L^2(G)} \|v\|_{H^1}$. Damit folgt die Behauptung aus dem Satz von Lax-Milgram. □

Bisher wurde A nur als formaler Differentialoperator betrachtet. Nun werden wir A als unbeschränkten Operator mit einem geeignet gewählten Definitionsbereich auffassen.

12b/19:00

6.10 Lemma (Lösung des Dirichlet-Problems). Definiere in obiger Situation den Operator $A: L^2(G) \supset D(A) \rightarrow L^2(G)$ durch

$$D(A) := \{u \in H_0^1(G) : \exists f_u \in L^2(G) \forall v \in H_0^1(G) : B(v, u) = \langle v, f_u \rangle\} \subset L^2(G)$$

und

$$Au := f_u \quad (u \in D(A)).$$

Dann ist A wohldefiniert. Falls die Dirichlet-Form B koerzitiv ist, so existiert zu jedem $f \in L^2(G)$ genau ein $u \in D(A)$ mit

$$Au = f.$$

Beweis. (i) Wohldefiniertheit: Seien $f_u^1, f_u^2 \in L^2(G)$ mit $B(v, u) = \langle v, f_u^j \rangle_{L^2(G)}$ ($j = 1, 2$) für alle $v \in H_0^1(G)$. Damit folgt aber unmittelbar $\langle f_u^1 - f_u^2, v \rangle_{L^2(G)} = 0$ und somit schon $f_u^1 = f_u^2$, da $\mathcal{D}(G)$ und damit auch $H_0^1(G)$ dicht in $L^2(G)$ liegt.

(ii) Falls B koerzitiv ist, folgt die eindeutige Lösbarkeit von $Au = f$ aus Satz 6.9 und der Definition von $D(A)$. \square

6.11 Satz. Sei in obiger Situation $a_i = a = 0$ und G in einer Richtung beschränkt.

12b/27:00

a) Dann ist die zu A gehörige Dirichlet-Form koerzitiv, und das Randwertproblem

$$\begin{aligned} Au &= f && \text{in } G, \\ u &= 0 && \text{auf } \partial G \end{aligned}$$

besitzt für jedes $f \in L^2(G)$ eine eindeutige schwache Lösung u .

b) Der Operator $M := A^{-1}: L^2(G) \rightarrow L^2(G)$ ist beschränkt und kompakt.

Beweis. a) Wegen der Bedingung $\sum_{i,k=1}^n \xi_i a_{ik}(x) \xi_k \geq p|\xi|^2$ ist im Fall $a_i = a = 0$ die Dirichlet-Form $B(u, u)$ reell und erfüllt die Ungleichung

$$B(u, u) \geq p \|\nabla u\|_{L^2(G)}^2 \geq C \|u\|_{H^1(G)}^2 \quad (u \in H_0^1(G)).$$

Dabei wurde die erste Poincaré-Ungleichung verwendet, nach welcher die Norm $\|u\|_{H^1(G)} = \|\nabla u\|_{L^2(G)}$ in $H_0^1(G)$ äquivalent zu $\|u\|_{H^1(G)}$ ist, falls das Gebiet in einer Richtung beschränkt ist. Die eindeutige Lösbarkeit des Randwertproblems folgt aus Lemma 6.10.

b) Für $f \in L^2(G)$ und $u := Mf$ gilt

$$\begin{aligned} \|Mf\|_{L^2}^2 &= \|u\|_{L^2}^2 \leq \|u\|_{H^1}^2 \leq \frac{1}{p} \operatorname{Re} B(u, u) = \frac{1}{p} \operatorname{Re} \langle u, f \rangle_{L^2} \\ &\leq \frac{1}{p} \|u\|_{L^2} \|f\|_{L^2}. \end{aligned}$$

Also ist $M \in L(L^2(G))$ mit Norm $\|M\|_{L(L^2(G))} \leq \frac{1}{p}$, aber wegen $\|u\|_{H^1}^2 \leq \frac{1}{p} \|u\|_{H^1} \|f\|_{L^2}$ auch $M \in L(L^2(G), H_0^1(G))$ mit

$$\|M\|_{L(L^2(G), H_0^1(G))} \leq \frac{1}{p}.$$

Sei nun $(f_n)_{n \in \mathbb{N}} \subset L^2(G)$ eine beschränkte Folge. Dann ist $(Mf_n)_{n \in \mathbb{N}} \subset H_0^1(G)$ eine in der $\|\cdot\|_{H_0^1(G)}$ -Norm beschränkte Folge, welche nach dem Satz von Rellich-Kondrachov eine in der $\|\cdot\|_{L^2(G)}$ -Norm konvergente Teilfolge besitzt. Somit ist $M \in L(L^2(G))$ ein kompakter Operator. \square

Literatur

- [1] Adams, R. A., Fournier, J.: Sobolev spaces. 2nd edition, Academic Press, Amsterdam etc., 2003.
- [2] Arendt, W., Urban, K.: Partielle Differentialgleichungen. Eine Einführung in analytische und numerische Methoden. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2010.
- [3] Denk, R., Racke, R.: Kompendium der Analysis, Band 2. Springer-Vieweg, Wiesbaden, 2012.
- [4] Evans, L. C.: Partial Differential Equations. American Mathematical Society, Providence, R. I., 2002.
- [5] Hörmander, L.: The analysis of linear partial differential operators, Band I-IV. Springer-Verlag Berlin 1976.
- [6] John, F.: Partial differential equations. Springer-Verlag New York 1991.
- [7] Jost, J.: Partielle Differentialgleichungen. Berlin 1998.
- [8] Lions, J.-L.: Non-homogeneous boundary value problems and applications (3 Bände). Springer-Verlag Berlin 1972.
- [9] Racke, R.: Lectures on nonlinear evolution equations. Initial value problems. Vieweg-Verlag Braunschweig 1992.
- [10] Strauss, W. A.: Partielle Differentialgleichungen. Vieweg-Verlag Braunschweig 1995.
- [11] Wloka, J.: Partielle Differentialgleichungen. Teubner-Verlag Stuttgart 1982.