

Partielle Differentialgleichungen für Ingenieure und Naturwissenschaftler

Lösungshinweise

1. a) $u_t - K \Delta u = f(x, y, z, t)$ mit $u = u(x, y, z, t)$, $\Delta u = u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}$
b) Zylinderkoordinaten $u(r, h, \varphi, t)$
c) $u(r, h, \varphi, t = 0) = u_0(r, h, \varphi)$
d) $u_r(r = R, h, \varphi, t) = u_h(r, h = 0, \varphi, t) = u_h(r, h = H, \varphi, t) = 0$
e) $\partial_r u_0(r = R, h, \varphi) = \partial_h u_0(r, h = 0, \varphi) = \partial_h u_0(r, h = H, \varphi) = 0$
f) 3 Schritte: $u(r, h, \varphi, t) = v(r, h, \varphi)T(t)$, $v(r, h, \varphi) = w(r, h)\Phi(\varphi)$, $w(r, h) = R(r)H(h)$
2. a) Saite an beiden Enden fest eingespannt
b) siehe Skript Kapitel 4.2.
c) Die allgemeine Lösung der Gleichung unter den Randbedingungen hat die Form $u(t, x) = \sum_{k=1}^{\infty} \sin(k\pi x)(c_k \cos(k\pi t) + d_k \sin(k\pi t))$. Eingesetzt in die Anfangsbedingungen ergibt sich:

$$u(0, x) = \sin(\pi x) = \sum_{k=1}^{\infty} \sin(k\pi x) c_k,$$
$$u_t(0, x) = \sin(2\pi x) = \sum_{k=1}^{\infty} \sin(k\pi x) d_k k\pi$$

Eine Berechnung der Fourierkoeffizienten ist also nicht nötig, sondern wir können ablesen: $c_1 = 1$, $c_k = 0$ für $k > 1$, $d_2 = \frac{1}{2\pi}$, $d_k = 0$ für $k \neq 2$. Also

$$u(t, x) = \sin(\pi x) \cos(\pi t) + \frac{1}{2\pi} \sin(2\pi x) \sin(2\pi t).$$

3. a) stationäre Plattengleichung
b) Funktionswerte und Normalenableitungen vorgegeben auf dem Rand: $u(x, 0) = u_1(x)$, $u(x, b) = u_2(x)$, $u(0, y) = u_3(y)$, $u(a, y) = u_4(y)$, $u_y(x, 0) = u_5(x)$, $u_y(x, b) = u_6(x)$, $u_x(0, y) = u_7(y)$, $u_x(a, y) = u_8(y)$ (fest eingespannt)
Funktionswerte und Laplaceoperator vorgegeben auf dem Rand: $u(x, 0) = u_1(x)$, $u(x, b) = u_2(x)$, $u(0, y) = u_3(y)$, $u(a, y) = u_4(y)$, $\Delta u(x, 0) = u_5(x)$, $\Delta u(x, b) = u_6(x)$, $\Delta u(0, y) = u_7(y)$, $\Delta u(a, y) = u_8(y)$ (frei beweglich eingespannt)

c) Die Differentialgleichung ist erfüllt wegen $\partial_x^2 u_p = -c^2 u_p$, $\partial_y^2 u_p = -d^2 u_p$, also

$$\Delta u_p = -(c^2 + d^2)u_p, \quad \Delta^2 u_p = \underbrace{(c^2 + d^2)^2}_{\lambda} u_p.$$

Die Randbedingungen ergeben

$$u_p(0, y) = u_p(a, y) = 0 \Rightarrow \sin(ac) \sin(dy) = 0 \quad (y \in [0, b]) \Rightarrow c = \frac{k\pi}{a},$$

$$u_p(x, 0) = u_p(x, b) = 0 \Rightarrow \sin(cx) \sin(db) = 0 \quad (x \in [0, a]) \Rightarrow d = \frac{l\pi}{b},$$

$$\partial_x^2 u_p(0, y) = \partial_x^2 u_p(a, y) = 0, \Rightarrow -c^2 \sin(ac) \sin(dy) = 0 \quad (y \in [0, b]) \Rightarrow c = \frac{k\pi}{a},$$

$$\partial_y^2 u_p(x, 0) = \partial_y^2 u_p(x, b) = 0 \Rightarrow -d^2 \sin(cx) \sin(db) = 0 \quad (x \in [0, a]) \Rightarrow d = \frac{l\pi}{b}$$

mit $k, l \in \mathbb{Z}$.

4. Sei $v(t, \xi) = F_x(u(t, x))(t, \xi)$ die Fouriertransformierte bezüglich x der Lösung. Fouriertransformieren der Gleichung $u_t = e^{-t} u_{xx}$ ergibt dann

$$v_t = e^{-t} (-\xi^2) v.$$

Diese gewöhnliche Differentialgleichung lösen wir bei festem ξ durch Trennung der Veränderlichen:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{v} &= -e^{-t} \xi^2 dt \\ \int \frac{dv}{v} &= - \int e^{-t} \xi^2 dt \\ \ln |v| &= e^{-t} \xi^2 + C(\xi) \\ v(t, \xi) &= a(\xi) e^{e^{-t} \xi^2} \end{aligned}$$

mit $a(\xi) = \pm e^{C(\xi)}$. Die Anfangsbedingung ergibt die Forderungen $v(0, \xi) = F(f)(\xi)$. $t = 0$ setzen liefert

$$\begin{aligned} F(f)(\xi) &= a(\xi) e^{\xi^2} \\ a(\xi) &= F(f)(\xi) e^{-\xi^2} \\ v(t, \xi) &= F(f)(\xi) e^{(e^{-t}-1)\xi^2}. \end{aligned}$$

Nach Rücktransformation erhält man also

$$u(x, t) = f * F_\xi^{-1} \left(e^{(e^{-t}-1)\xi^2} \right).$$

Da die Fouriertransformierten der Gaußfunktionen bekannt sind, lässt sich hier die inverse Fouriertransformierte folgendermaßen hinschreiben (wurde nicht unbedingt erwartet)

$$F_\xi^{-1} \left(e^{(e^{-t}-1)\xi^2} \right) = \frac{1}{\sqrt{2(1-e^{-t})}} \exp \left(-\frac{x^2}{4(1-e^{-t})} \right)$$

und das Faltungintegral nimmt die Gestalt an

$$u(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y) \frac{1}{\sqrt{2(1-e^{-t})}} \exp \left(-\frac{(x-y)^2}{4(1-e^{-t})} \right) dy.$$