Minimale

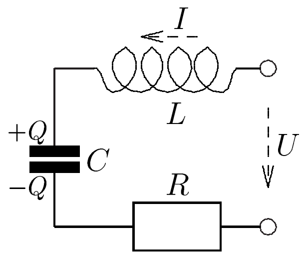
Physikalische Formelsammlung

Warnungen:

- Setze niemals Größen unterschiedlicher physikalischer Dimension gleich!
- Addiere niemals Größen unterschiedlicher physikalischer Dimension!
- Verwende nie eine Gleichung, auf deren einer Seite ein Vektor und auf deren anderer Seite ein Skalar steht!
- Dividiere niemals durch einen Vektor!

Elektrischer Schwingkreis:

$$L\,\ddot{Q}(t) + R\,\dot{Q}(t) + \frac{1}{C}\,Q(t) = U(t)\,.$$



Allgemeine Lösung dazu:

$$Q(t) = \underbrace{Q_{\text{part}}(t)}_{\text{irgendeine Lösung}} + \underbrace{Q_{\text{hom}}(t)\,.}_{\text{allgem. Lösung zu } U=0}$$

Resonanz-Verhalten für $U(t) = U_0\,\cos(\omega\,t)$:

Amplitude von $Q(t)$ (asymptotisch) maximal für $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{2}\left(\frac{R}{L}\right)^2}$,

Amplitude von $I(t) = \dot{Q}(t)$ (asymptotisch) maximal für $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

Allgemeine Lösung für $U = 0$:

$$\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2 > 0 \implies Q_{\text{hom}}(t) = \widehat{Q}\,e^{-\frac{R}{2L}\,t}\,\cos\left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}\,t + \varphi\right) \qquad \textbf{\textit{Schwingfall}}$$

$$= \widehat{Q}\,e^{-\frac{R}{2L}\,t}\,\cos(\varphi)\,\cos\left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}\,t\right) - \widehat{Q}\,e^{-\frac{R}{2L}\,t}\,\sin(\varphi)\,\sin\left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}\,t\right),$$

$$\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2 < 0 \implies Q_{\text{hom}}(t) = \sum_{\sigma=\pm} Q_\pm\,e^{-\left(\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}\right)t} \qquad \textbf{\textit{Kriechfall}},$$

$$\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2 = 0 \implies Q_{\text{hom}}(t) = e^{-\frac{R}{2L}\,t}\left(Q_0 + \widehat{I}_0\,t\right) \qquad \textbf{\textit{aperiodischer Grenzfall}}$$

($\widehat{Q}$, φ, $Q_\pm$, Q_0, $\widehat{I}_0$ beliebig).

Massenpunkte:

$$\mathbf{x}(t) = \begin{cases} \text{räuml. Transl. von } P_0 \text{ zum} \\ \text{Aufenthaltsort zur Zeit } t \end{cases} \qquad \textit{\textbf{Ortsvektor}} \text{ bzgl. } P_0\,,$$

$$\dot{\mathbf{x}}(t) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\,\mathbf{x}(t) \qquad \textit{\textbf{Geschwindigkeit}}\,,$$

$$\ddot{\mathbf{x}}(t) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\,\dot{\mathbf{x}}(t) \qquad \textit{\textbf{Beschleunigung}}\,,$$

$$\ddot{\mathbf{x}}_\perp(t) = |\dot{\mathbf{x}}(t)|\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\,\frac{\dot{\mathbf{x}}(t)}{|\dot{\mathbf{x}}(t)|} \qquad \textit{\textbf{Normalbeschleunigung}}\,,$$

$$|\ddot{\mathbf{x}}_\perp(t)| = |\dot{\mathbf{x}}(t)|^2\;\underbrace{\rho\big(\mathbf{x}(t)\big)}_{\textit{Krümmungsradius}}\,,$$

$$\mathbf{p}(t) = \underbrace{m}_{\text{träge Masse}}\;\dot{\mathbf{x}}(t) \qquad \textit{\textbf{Impuls}}\,,$$

$$\dot{\mathbf{p}}(t) = \underbrace{\mathbf{F}_{\mathrm{ges}}(t)}_{\text{Gesamtkraft}} \qquad \text{N}\textsc{ewton}\textit{\textbf{sche Bewegungsgleichung}}\,,$$

$$\mathbf{l}(t) \stackrel{\mathrm{def}}{=} \mathbf{x}(t)\times\mathbf{p}(t) \qquad \textit{\textbf{Drehimpuls}} \text{ bzgl. } P_0\,,$$

$$\mathbf{M} \stackrel{\mathrm{def}}{=} \mathbf{x}(t)\times\mathbf{F}(t) \qquad \textit{\textbf{Drehmoment}} \text{ bzgl. } P_0\,,$$

$$\dot{\mathbf{l}}(t) = \mathbf{M}_{\mathrm{ges}}(t)$$

$$\mathbf{x}(t)\times\dot{\mathbf{x}}(t) = 0 \quad \text{für } \mathbf{F}_{\mathrm{ges}}(t)\sim\mathbf{x}(t) \qquad \textit{\textbf{Flächensatz}}\,,$$

$$E_{\mathrm{kin}}(t) = \frac{m}{2}\,|\dot{\mathbf{x}}(t)|^2 \qquad \textit{\textbf{kinetische Energie}}\,,$$

$$E_{\mathrm{kin}}(t_2)-E_{\mathrm{kin}}(t_1) = \int_{t_1}^{t_2}\underbrace{\dot{\mathbf{x}}(t)\cdot\mathbf{F}_{\mathrm{ges}}(t)}_{\textit{Leistung}}\,\mathrm{d}t \qquad \textit{\textbf{Arbeit}} \text{ an } m \text{ während } [t_1,t_2]\,,$$

$$E_{\mathrm{kin}}(t_2)-E_{\mathrm{kin}}(t_1) = V\big(\mathbf{x}(t_2)\big)-V\big(\mathbf{x}(t_1)\big) \quad \text{für } \mathbf{F}_{\mathrm{ges}}(t)=\operatorname{grad}V\big(\mathbf{x}(t)\big) \qquad \textit{\textbf{Energiesatz}}\,,$$

Geladene Teilchen im homogenen **Magnetfeld:**

$$\ddot{\mathbf{x}}(t) = \dot{\mathbf{x}}(t)\times\mathbf{C}\,, \qquad \mathbf{C}\sim\text{magnetische Kraftflußdichte}\,.$$

Allgemeine Lösung dazu:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{y} - \frac{\left|\mathbf{v}_0^\perp\right|}{|\mathbf{C}|}\left(\cos\left(|\mathbf{C}|\,t\right)\frac{\mathbf{v}_0\times\mathbf{C}}{|\mathbf{v}_0\times\mathbf{C}|} - \sin\left(|\mathbf{C}|\,t\right)\frac{\mathbf{v}_0^\perp}{\left|\mathbf{v}_0^\perp\right|}\right) + \left(\frac{\mathbf{C}}{|\mathbf{C}|}\cdot\mathbf{v}_0\right)t\,\frac{\mathbf{C}}{|\mathbf{C}|}\,,$$

$$\text{wobei:}\quad \mathbf{v}_0^\perp \stackrel{\mathrm{def}}{=} \mathbf{v}_0 - \left(\frac{\mathbf{C}}{|\mathbf{C}|}\cdot\mathbf{v}_0\right)\frac{\mathbf{C}}{|\mathbf{C}|}\,.$$

Konservative Kraftfelder:

$$\begin{aligned}\mathbf{F}(\mathbf{x}) &= -\operatorname{grad} \underbrace{V(\mathbf{x})}_{\textit{Potential}} , \\ \int_{\mathcal{C}} \mathbf{F}(\mathbf{x})\, d\mathbf{x} &= V(\mathbf{x}_{\text{Anfang}}) - V(\mathbf{x}_{\text{Ende}}) \qquad \textbf{Arbeit} \text{ längs } \mathcal{C} .\end{aligned}$$

Beispiele:

homogenes Schwerkraftfeld: $\mathbf{F}(\mathbf{x}) = m\,\mathbf{g} \implies V(\mathbf{x}) = -m\,\mathbf{g}\cdot\mathbf{x} + \underbrace{V_0}_{\text{beliebig}}$,

ideale Federkraft: $\mathbf{F}(\mathbf{x}) = -\kappa\,\mathbf{x} \implies V(\mathbf{x}) = +\frac{\kappa}{2}\,|\mathbf{x}|^2 + \underbrace{V_0}_{\text{beliebig}}$,

Schwerkraftfeld von M : $\mathbf{F}(\mathbf{x}) = -\gamma\,\frac{m\,M}{|\mathbf{x}|^3}\,\mathbf{x} \implies V(\mathbf{x}) = -\gamma\,\frac{m\,M}{|\mathbf{x}|} + \underbrace{V_0}_{\text{beliebig}}$.

Ungedämpfter ***harmonischer Oszillator:***

$$m\,\ddot{\mathbf{x}}(t) = -\kappa\,\mathbf{x}(t) .$$

Allgemeine Lösung dazu:

$$\begin{aligned}\mathbf{x}(t) &= \cos(\omega_0\,t + \varphi_c)\,\mathbf{c} + \sin(\omega_0\,t + \varphi_d)\,\mathbf{d} \qquad (\varphi_c\,,\ \varphi_d\,,\ \mathbf{c}\,,\ \mathbf{d} \text{ beliebig}) \\ &= \text{harmonische Schwingung zur } \textbf{\textit{Kreisfrequenz}}\ \omega_0 = \sqrt{\tfrac{\kappa}{m}} .\end{aligned}$$

KEPLER-***Problem:***

$$m\,\ddot{\mathbf{x}}(t) = -\gamma\,\frac{m\,M}{|\mathbf{x}|^3} .$$

Allgemeine Lösung (für $\mathbf{L} \neq 0 \neq \boldsymbol{\Lambda}$) dazu:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{p}{1 + \epsilon\cos\varphi'(t)} \left(\cos\varphi'(t)\,\frac{\boldsymbol{\Lambda}}{|\boldsymbol{\Lambda}|} + \sin\varphi'(t)\,\frac{\mathbf{L}\times\boldsymbol{\Lambda}}{|\mathbf{L}\times\boldsymbol{\Lambda}|} \right) ,$$

wobei:

$$\begin{aligned}\mathbf{L} &\stackrel{\text{def}}{=} \mathbf{x}(t_0) \times m\,\dot{\mathbf{x}}(t_0) \qquad (\text{unabh. v. } t_0) \qquad \text{Drehimpuls} , \\ \boldsymbol{\Lambda} &\stackrel{\text{def}}{=} \frac{\dot{\mathbf{x}}(t_0)\times\mathbf{L}}{m\,M\,\gamma} - \frac{\mathbf{x}(t_0)}{|\mathbf{x}(t_0)|} \qquad (\text{unabh. v. } t_0) \qquad \text{RUNGE-LENZ-}\textbf{\textit{Vektor}} , \\ \epsilon &\stackrel{\text{def}}{=} |\boldsymbol{\Lambda}| \qquad \textbf{\textit{Exzentrizität}} , \\ p &\stackrel{\text{def}}{=} \frac{|\mathbf{L}|^2}{m^2\,M\,\gamma} \qquad \textbf{\textit{Halbparameter}} , \\ \varphi'(t) &\stackrel{\text{def}}{=} \begin{cases} +\angle\boldsymbol{\Lambda},\mathbf{x}(t) & \text{falls } (\Lambda, \mathbf{x}(t), \mathbf{L}) \text{ Rechtssystem} , \\ -\angle\boldsymbol{\Lambda},\mathbf{x}(t) & \text{falls } (\Lambda, \mathbf{x}(t), \mathbf{L}) \text{ Linkssystem} \end{cases} .\end{aligned}$$

Interpretation davon:

$$\begin{aligned}
\epsilon < 1 &\implies \text{elliptische Bahnkurve}\,,\\
\epsilon = 1 &\implies \text{parabolische Bahnkurve}\,,\\
\epsilon > 1 &\implies \text{hyperbolische Bahnkurve}\,,\\
\frac{m\lambda}{2p}(\epsilon^2-1) \quad &= \quad \frac{m}{2}\,|\dot{\mathbf{x}}(t)|^2 - \frac{m\,M\,\gamma}{|\mathbf{x}(t)|} = \text{Gesamtenergie}\,.
\end{aligned}$$

Systeme von Massenpunkten:

$$\begin{aligned}
\mathbf{X}(t) &\stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_1\,\mathbf{x}_1(t) + \ldots + m_n\,\mathbf{x}_n(t)}{m_1 + \ldots + m_n} \quad \text{(Ortsv. v.)}\ \textit{\textbf{Schwerpunkt}}\,.\\
\mathbf{P}(t) &\stackrel{\text{def}}{=} \sum_{\nu=1}^{n} \underbrace{\mathbf{p}_\nu(t)}_{=m_\nu\,\dot{\mathbf{x}}_\nu(t)} \qquad \textit{\textbf{Gesamtimpuls}}\\
&= M\,\dot{\mathbf{X}}(t)\,, \qquad M \stackrel{\text{def}}{=} (m_1 + \ldots m_n) = \textit{\textbf{Gesamtmasse}}\,,\\
\dot{\mathbf{P}}(t) &\stackrel{\text{def}}{=} \sum_{\nu=1}^{n} \underbrace{\mathbf{F}_\nu(t)}_{\text{Gesamtkraft auf } m_\nu}\,,\\
\mathbf{L}_{\text{ges.}}(t) &\stackrel{\text{def}}{=} \sum_{\nu=1}^{n} \mathbf{x}_\nu(t) \times \mathbf{p}_\nu(t) \qquad \textit{\textbf{Gesamtdrehimpuls}} \text{ bzgl. } P_0\,,\\
\mathbf{L}_{\text{Bahn}}(t) &\stackrel{\text{def}}{=} \sum_{\nu=1}^{n} \mathbf{X}(t) \times \mathbf{P}(t) \qquad \textit{\textbf{Bahndrehimpuls}} \text{ bzgl. } P_0\,,\\
\mathbf{L}_{\text{eigen}}(t) &= \sum_{\nu=1}^{n} (\mathbf{x}_\nu(t) - \mathbf{X}(t)) \times \mathbf{p}_\nu(t) \qquad \textit{\textbf{Eigendrehimpuls}}\,,\\
\mathbf{L}_{\text{ges.}}(t) &= \mathbf{L}_{\text{Bahn}}(t) + \mathbf{L}_{\text{eigen}}(t)\,,\\
\dot{\mathbf{L}}_{\text{ges.}}(t) &= \sum_{\nu=1}^{n} \mathbf{x}_\nu(t) \times \mathbf{F}_\nu(t)\,,\\
\dot{\mathbf{L}}_{\text{Bahn}}(t) &= \mathbf{X}(t) \times \sum_{\nu=1}^{n} \mathbf{F}_\nu(t)\,,\\
\dot{\mathbf{L}}_{\text{eigen}}(t) &= \sum_{\nu=1}^{n} (\mathbf{x}_\nu(t) - \mathbf{X}(t)) \times \mathbf{F}_\nu(t)\,,
\end{aligned}$$

Folgerung aus dem Massenpunktmodell für starre Körper:

> Ein starrer Körper kann nur dann im Ruhezustand verharren, wenn
>
> 1. die Vektorsumme aller am Körper angreifenden (äußeren) Kräfte verschwindet und
>
> 2. ein Punkt P_0 existiert, bzgl. dessen die Vektorsumme aller (äußeren) Drehmomente verschwindet.

Felder:

Induktionsgesetz (für feste Leiterschleifen längs $\partial\mathcal{S}$):

$$\underbrace{\int_{\partial\mathcal{S}} \mathbf{E}(\mathbf{x},t)\cdot \mathrm{d}\mathbf{x}}_{\text{induzierte Spannung}} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} \underbrace{\int_{\mathcal{S}} \mathbf{B}(\mathbf{x},t)\cdot \mathrm{d}\mathbf{S}_{\mathbf{x}}}_{\text{magn. Kraftfluß durch } \mathcal{S}} \quad \left(\underset{\text{Stokes}}{\Longleftrightarrow} \quad \mathrm{rot}\mathbf{E}(\mathbf{x},t) = -\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B}(\mathbf{x},t) \right) .$$

AMPERE***sches Durchflutungsgesetz*** der Magnetostatik:

$$\int_{\partial\mathcal{S}} \mathbf{H}(\mathbf{x})\cdot \mathrm{d}\mathbf{x} = \int_{\mathcal{S}} \boldsymbol{\jmath}_{\mathrm{makr}}(\mathbf{x})\cdot \mathrm{d}\mathbf{S}_{\mathbf{x}} \quad \left(\underset{\text{Stokes}}{\Longleftrightarrow} \quad \mathrm{rot}\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\jmath}_{\mathrm{makr}}(\mathbf{x}) \right) .$$

Vektor-Potential $\mathbf{A}$ von $\mathbf{H}$:

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}(\mathbf{x}) .$$

Mögliche Vektorpotentiale (zu **quellfrei**em $\mathbf{H}$):

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{x}) &= -\mathbf{x}\times \int_0^1 \lambda\,\mathbf{H}(\lambda\,\mathbf{x})\,\mathrm{d}\lambda && \text{POINCARÉ-}\textit{Konstruktion}, \\ \mathbf{A}(\mathbf{x}) &= \mathbf{A}(\mathbf{x}) = \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\mathrm{rot}\,\mathbf{B}(\mathbf{x}')}{4\pi\,|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}\,\mathrm{d}V_{\mathbf{x}'} && \text{(für hinreichend gutartiges } \mathbf{B}), \end{aligned}$$

($\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \boldsymbol{\jmath}_{\mathrm{makr}}$ in der Magnetostatik).

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\mathbf{x},t) + \mathrm{div}\,\boldsymbol{\jmath}(\mathbf{x},t) = 0 \quad \left(\underset{\text{Gauss}}{\Longleftrightarrow} \quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} \underbrace{\int_{\mathcal{G}} \rho(\mathbf{x},t)\,\mathrm{d}V_{\mathbf{x}}}_{\text{Gesamtladung in } \mathcal{G}} = - \underbrace{\int_{\partial\mathcal{G}} \boldsymbol{\jmath}(\mathbf{x},t)\cdot \mathrm{d}\mathbf{S}_{\mathbf{x}}}_{\text{Ladungsstrom durch } \partial\mathcal{G}} \right) .$$

POISSON***sche Gleichung:***

$$\triangle \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\rho(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}\,\mathrm{d}V_{\mathbf{x}'} = -4\pi\,\rho(\mathbf{x}) .$$

Gauss*sches Gesetz:*

$$\int_{\partial\mathcal{G}} \mathbf{g}(\mathbf{x})\cdot \mathrm{d}\mathbf{S}_{\mathbf{x}} = -4\pi\gamma \int_{\mathcal{G}} \mu(\mathbf{x})\,\mathrm{d}V_{\mathbf{x}} \quad \left(\underset{\substack{\text{Gauss}\\ \text{Poincare}}}{\Longleftrightarrow} \quad \mathbf{g}(\mathbf{x}) = -\mathrm{grad} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{-\gamma\,\mu(\mathbf{x'})}{|\mathbf{x}-\mathbf{x'}|}\,\mathrm{d}V_{\mathbf{x'}} \right)$$

($\mathbf{g}$: von der Massenverteilung μ erzeugtes Gravitationsfeld).

Trägheitstensor θ einer Massen verteilung μ :

$$\theta(\boldsymbol{\omega}_1,\boldsymbol{\omega}_2) \stackrel{\text{def}}{=} \int (\boldsymbol{\omega}_1\times\mathbf{x})\cdot(\boldsymbol{\omega}_2\times\mathbf{x})\,\mathrm{d}\mathbf{x} \qquad \big(=\theta(\boldsymbol{\omega}_2,\boldsymbol{\omega}_1)\big)\,,$$

Physikalische Bedeutung:

$$\theta(\mathbf{e}_j,\boldsymbol{\omega}) = L^j \quad \text{bei Rotation gemäß } \boldsymbol{\omega}\,.$$

Tensor-Eigenschaften:

$$\begin{aligned} \theta\left(\alpha\,\boldsymbol{\omega}_1+\beta\,\boldsymbol{\omega}_1',\boldsymbol{\omega}_2\right) &= \alpha\,\theta\left(\boldsymbol{\omega}_1,\boldsymbol{\omega}_2\right)+\beta\,\theta\left(\boldsymbol{\omega}_1',\boldsymbol{\omega}_2\right)\,,\\ \theta\left(\boldsymbol{\omega}_1,\alpha\,\boldsymbol{\omega}_2+\beta\,\boldsymbol{\omega}_2'\right) &= \alpha\,\theta\left(\boldsymbol{\omega}_1,\boldsymbol{\omega}_2\right)+\beta\,\theta\left(\boldsymbol{\omega}_1,\boldsymbol{\omega}_2'\right)\,. \end{aligned}$$

Bewegungsgleichung für die ***transversal schwingende Saite***:

$$\left(\frac{1}{\hat{c}}\frac{\partial}{\partial t}\right)^2 \boldsymbol{\xi}(l,t) - \left(\frac{\partial}{\partial l}\right)^2 \boldsymbol{\xi}(l,t) = \frac{1}{E}\mathbf{f}(l,t)\,.$$

Allgemeine Lösung dazu für

$$\mathbf{f}=0\,,\quad \boldsymbol{\xi}(0,t)=\boldsymbol{\xi}(L,t)=0$$

(eingespannte freie Saite) nach d'Alembert:

$$\begin{gathered} \xi(l,t) = \boldsymbol{\eta}(\hat{c}\,t-l) - \boldsymbol{\eta}(\hat{c}\,t+l)\,,\\ \boldsymbol{\eta}(l) = \boldsymbol{\eta}(l+2L)\,,\quad \boldsymbol{\eta}(-l) = -\boldsymbol{\eta}(l)\,, \end{gathered}$$

(einzuschränken auf $[0,L]$).

Homogene Wellengleichung:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)^2 \Psi(\mathbf{x},t) - \Delta\Psi(\mathbf{x},t) = 0\,.$$

Spezielle Lösungen dazu:

$$\Psi(\mathbf{x},t) = f(c\,|\mathbf{k}|\,t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{x}) \qquad \textit{\textbf{ebene Welle}}\,.$$

Allgemeine Lösung dazu:

$$\Psi(\mathbf{x},t) = (2\pi)^{-3/2}\int_{\mathbb{R}^3}\left(e^{+i|\mathbf{k}|ct}\,\widetilde{\Psi}_+(\mathbf{k}) + e^{-i|\mathbf{k}|ct}\,\widetilde{\Psi}_-(\mathbf{k})\right)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}\,\mathrm{d}\mathbf{k}$$

($\widetilde{\Psi}_\pm$: 3-dim. FOURIER-Transformierte von $\Psi_\pm$ bzgl. $\mathbf{x}$.)

Wärmeleitungsgleichung (Diffusionsgleichung):

$$\frac{\partial}{\partial t}u(\mathbf{x},t) = D\,\Delta u(\mathbf{x},t) \quad \text{für } t \geq 0\,.$$

Allgemeine Lösung dazu

$$u(\mathbf{x},t) = (2\pi)^{-3/2}\int e^{-D|\mathbf{k}|^2 t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}\,\widetilde{u}_0(\mathbf{k})\,\mathrm{d}\mathbf{k} \quad \text{für } t \geq 0$$

$(u(\mathbf{x},t) = u_0(\mathbf{x}))$.