4 Elektrisches Feld

Coulombsches Gesetz $\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{q\,Q}{r^2} \cdot \vec{e}_r$

$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$, elektrische Feldkonstante $\varepsilon_0 = 8{,}85{\cdot}10^{-12}\,\frac{\mathrm{As}}{\mathrm{Vm}}$, $c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-\frac{1}{2}}$
Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_r = 1$ im Vakuum
$\vec{r}$ von Punktladung Q nach Probeladung q gerichet.

Elektrische Feldstärke $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$ (Kraft pro Probledadung) $[E] = \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}$

Stromdichte $J = \frac{I}{A} = \gamma\, E$ ($\gamma = \varrho^{-1}$: spez. Leitfähigkeit) $[J] = \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{m}^2}$

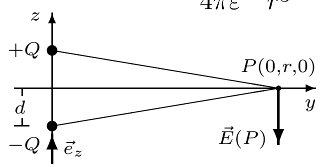
Verschiebungsdichte $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ (materialunabhängig) $[D] = \frac{\mathrm{C}}{\mathrm{m}^2}$

Punktladung $\vec{E}(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \vec{e}_r\,, \qquad \vec{D}(r) = \frac{Q}{4\pi r^2} \cdot \vec{e}_r$

mehrere Punktladungen $\vec{E}(P) = \sum_i \vec{E}_i(P) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \sum_i \frac{Q_i}{{r_i}^2} \cdot \vec{e}_{r_i}$

r_i: Abstand von Q_i nach P, $\vec{e}_{r_i}$: Einheitsvektor von Q_i nach P

Dipol $\vec{E}(r) = -\frac{\vec{p}}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{1}{r^3}$, Dipolmoment: $\vec{p} = 2dQ\vec{e}_z$ $[p] = \mathrm{Cm}$



Näherung für $r \gg 2d$, sonst Betrachtung als zwei Punktladungen. Dipole entstehen durch Polarisation (Vorgang der inneren Ladungstrennung im elektr. Feld).

über Einzelladungen: $\vec{E}_\pm(r) = \frac{\pm Q}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{1}{r^2}\left(\vec{e}_x \mp \frac{d}{r}\,\vec{e}_z\right)$

Dipol im homogenen Feld Drehmoment $\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}_0$ $[M] = \mathrm{Nm}$
Gleiche Kräfte auf Einzellad., $\vec{p}$ richtet sich in Feldrichtung aus, $\vec{M}$ wird null.

Dipol im inhomogenen Feld Drehmoment (Ausrichtung) *und* Kraftwirkung zum Ort größerer Feldstärke.

Verschiebungsarbeit $W_{ab} = \int_{\vec{r}_a}^{\vec{r}_b} \vec{F}(\vec{r}) \cdot \mathrm{d}\vec{r}, \quad \vec{F}(\vec{r}) = q\vec{E}(\vec{r})$ (wegunabhängig)

Potentialfunktion $\varphi(\vec{r}) = -\int_{\infty}^{\vec{r}} \vec{E}(\vec{r}) \cdot \mathrm{d}\vec{r}$ $[\varphi] = \mathrm{V}$

Potientielle Energie aus Verschiebung von ∞ nach $P(\vec{r})$, skalare Feldfkt.

Spannung $U_{ab} = \varphi(\vec{r}_a) - \varphi(\vec{r}_b), \quad U_{ab} = \frac{W_{ab}}{q}, \quad U_{ab} = -U_{ba}$ $[U] = \mathrm{V}$

Punktladung $W_{ab} = \frac{qQ}{4\pi\varepsilon}\left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}\right),\ \varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{1}{r},\ U_{ab} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon}\left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}\right)$

P_b kann so verschoben werden (kreisförmige Äquipotentialflächen einer Punktladung), daß er mit Q und P_a auf einer Gerade liegt ($\vec{F} \perp \mathrm{d}\vec{r} \to W = 0$).

mehrere Punktladungen $\vec{F} = q \cdot \sum_i \vec{E}_i, \quad \varphi(P) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \sum_i \frac{Q_i}{r_i} = \sum_i \varphi(r_i)$

Dipol $\varphi(P) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{2d\cos\theta}{r^2} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{e}_r}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{1}{r^2}$ $r \gg d, \quad \theta = \angle\vec{r},\vec{p}$

Auf der Symmetrieachse y des Dipols wird φ null ($\cos\frac{\pi}{2} = 0$).

homogenes Feld $U_{ab} = E_0\,(x_b - x_a) = \varphi(x_a) - \varphi(x_b)$
U_{ab} als Arbeit und Potentialdiff., mit $x_a = 0$, $x_b = x$: $\varphi(x) = -E_0(x) + \varphi_0$
lineare Funktion mit Steigung $-E_0$, E_0 und U_{ab} in Richtung $\vec{e}_x$, $\varphi_0 = \varphi(0)$.

Fluss $\Psi_{\mathrm{el}} = \int_A \vec{D} \cdot \mathrm{d}\vec{A}$ A: Fläche $[\Psi] = \mathrm{C}$

Gaußscher Satz $\int_A \vec{D} \cdot \mathrm{d}\vec{A} = \sum_i Q_i$ A: geschlossene Oberfläche

Linienleiter $D(r) = \frac{\lambda_S}{2\pi} \cdot \frac{1}{r}$ λ_S: Linienladungsdichte, hier const, $[\lambda_S] = \frac{\mathrm{C}}{\mathrm{m}}$

ebene Fläche $D = \frac{\sigma_A}{2}$ σ_A: Flächenladungsdichte, hier const, $[\sigma_A] = \frac{\mathrm{C}}{\mathrm{m}^2}$

Hohl- o. Vollkugel $D(r) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{Q}{r^2}$ für $r < R$ Kugelradius R, $\equiv$ Punktlad.

E-Felder geladener Leiter $\vec{E}_i = 0$ im Inneren, stationärer Zustand
$\vec{E}$ stets $\perp$ Leiter, Oberfläche ist Äquipotentialfläche

Kapazität $C = \frac{Q}{U} \Leftrightarrow U = \frac{Q}{C} \Leftrightarrow Q = U\,C \qquad [C] = \frac{\mathrm{As}}{\mathrm{V}} = \mathrm{F}$ (Farad)

$$\pm Q \rightsquigarrow \vec{E}(P) \rightsquigarrow U_{ab} = \int_A^B \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} \rightsquigarrow C = \frac{Q}{U_{AB}}$$

2 Elektroden (Leiter) mit Ladung $\pm Q$, bel. Punkte A, B auf je einer Elektrode

Parallelschaltung $C_g = \sum_i C_i$ Grenzfläche $\parallel \vec{E}$

Reihenschaltung $\frac{1}{C_g} = \sum_i \frac{1}{C_i} \qquad C_{12} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \qquad C_1 = \frac{C_2 C_{12}}{C_2 - C_{12}}$

differentielle Kapazität $C_d = \left.\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}U}\right|_{U^\star}$ am Arbeitspunkt $(U^\star, Q^\star)$

Plattenkondensator $C = \varepsilon \frac{A}{d}$ inneres E-Feld: $E = \frac{U}{d} \qquad \sigma = \frac{Q}{A} = \mathrm{const}$

Kraft zwischen Kondensatorplatten $F = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{\varepsilon A}$

Zylinderkondensator $C = \frac{2\pi\varepsilon l}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \qquad \vec{E}(r) = \frac{1}{2\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{l} \cdot \frac{1}{r} \quad (r_i \leq r \leq r_a)$

Energie im Kondensator $W_{\mathrm{el}} = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} QU = \frac{Q^2}{2C} \quad [W_{\mathrm{el}}] = \mathrm{J} = \mathrm{Ws} = \mathrm{Nm}$

Energiedichte $w_{\mathrm{el}} = \frac{W_{\mathrm{el}}}{V} \qquad w_{\mathrm{el}}(P) = \frac{1}{2}\,\varepsilon \left|\vec{E}(P)\right|^2 \qquad [w_{\mathrm{el}}] = \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{m}^3}$

Spannungsänderung $U_0 \to U_0 + \mathrm{d}U \rightsquigarrow W_{\mathrm{el}} = \frac{1}{2} C U_0^2 \to W_{\mathrm{el}} = \frac{1}{2} C\,(U_0 + \mathrm{d}U)^2$

Leistung $P \neq \infty$ $\rightsquigarrow$ Kondensatorspannung verhält sich stetig

Kondensatorgl. $i(t) = C\,\frac{\mathrm{d}u(t)}{\mathrm{d}t}, \quad u(t) = \frac{1}{C}\int i(t)\,\mathrm{d}t, \quad$ lin. $u(t) \rightsquigarrow i = C\frac{\Delta U}{\Delta t}$

Bei periodischen $u(t)$ eilt $i(t)$ am idealen Kondensator $90°$ voraus.

4.8 Schaltverhalten von Kondensatoren

Kondensator laden $\frac{R}{C} \cdot \frac{\mathrm{d}u_C}{\mathrm{d}t} + u_C(t) = U_0$ Reihenschaltung U_0, R, C

$$u_C(t) = U_0 \left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad \tau = RC, \quad u_C(0) = 0, \ u_C(\infty) = U_0$$

$$i(t) = I_{\mathrm{max}} \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} \qquad I_{\mathrm{max}} = \frac{U_0}{R}$$

$$m = \left.\frac{\mathrm{d}u_c}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0} = \frac{U_0}{\tau} \qquad \text{graf. } \tau\text{-Bestimmung}$$

C erscheint bei $t = 0$ kurzgeschlossen, bei $t = \infty$ offen.

Entladen $u_c(t) = U_{\mathrm{max}}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}$ U_{max}: U_C vor Entladebeginn

$i(t) = -I_{\mathrm{max}}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} \qquad I_{\mathrm{max}} = \frac{U_{\mathrm{max}}}{R}$ R, τ für Endladung!

allgemeine Gleichung $u_C(t) = U_{\mathrm{anf}} + (U_\infty - U_{\mathrm{anf}}) \left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}\right)$

Anfangsspg. $U_{\mathrm{anf}} = u_C(0)$, Endspg. $U_\infty = u_C(\infty)$, beide stationär.

Laden mit Konstantstrom $u_C(t) = \frac{I_0}{C} \cdot t \qquad I_0 = \mathrm{const}$

Netzwerk mit 1 Kapazität Umwandlung in Ersatzquelle und Kapazität

5 Magnetfelder – magnetische Induktion

magn. Feldstärke $\vec{H} \qquad [H] = \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{m}}$

langer Leiter $H(r) = \begin{cases} \frac{I}{2\pi r} & r \geq r_0 \\ \frac{I}{2\pi r_0^2}\,r & r \leq r_0 \end{cases}$ r_0: Leiterradius

Rechte-Hand-Regel: $I \leftrightarrow$ Daumen, $\vec{H} \leftrightarrow$ übrige Finger

lange, dünne Spule $H = \frac{N}{l}\,I$ Spulenlänge l, N Windungen, einlagig

Rechte-Hand-Regel: I (in den Windungen) $\leftrightarrow$ übrige Finger, $\vec{H} \leftrightarrow$ Daumen

Ringspule $H = \frac{N}{2\pi r}\,I \qquad r \cong \frac{r_i + r_a}{2}$, $\vec{H}$ im Inneren der Windungen

magn. Induktion oder Flußdichte $\vec{B} = \mu\vec{H}$ $[B] = \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} = \text{T (Tesla)}$

$\mu = \mu_0\mu_r$ $[\mu] = [\mu_0] = \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$

magn. Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\frac{\text{Vs}}{\text{Am}} = 1{,}257 \cdot 10^{-6}\frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$

relative Permabilität $\mu_r \begin{cases} = 1 & \text{Vakuum} \\ \cong 1 & \text{Luft} \\ \lesssim 1 & \text{diamagnetisch} \\ \gtrsim 1 & \text{paramagnetisch} \\ \gg 1 & \text{ferromagnetisch (Fe ...)}, \mu_r = f(H) \end{cases}$ $[\mu_r] = 1$

Durchflutungssatz $\oint_C \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{s} = \sum_k I_k = \Theta$

elektr. Durchflutung Θ (Summe der auf C umfahrenen Ströme) $[\Theta] = A$

Lorenzkraft $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ Ladung q mit Geschw. $\vec{v}$ im Magnetfeld $\vec{B}$

Kraft auf Leiter $\vec{F} = I \cdot \vec{l} \times \vec{B}$ $\vec{l}$: Leiterlänge durch $\vec{B}$, Richtung von I

magn. Moment Leiterschleife $\vec{m} = A \cdot NI \cdot \vec{n^0}$ N Windungen $[m] = \text{Am}^2$

$\vec{n^0}$: Normalenvektor zur Leiterschleifenfläche A, $\perp A$, Rechtsschraube mit I

Drehmoment $\vec{M} = \vec{m} \times \vec{B} = \vec{r} \times \vec{F}$ $[M] = \text{Nm}$

magn. Fluss $\Phi = \int_A \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{A}$ $\mathrm{d}\vec{A} = \mathrm{d}A\, \vec{n^0}$ $[\Phi] = \text{Vs} = \text{Wb (Weber)}$

$B = \text{const} \rightsquigarrow \Phi = BA\cos\alpha$ $\alpha\angle B, \vec{n^0}$ $\Phi_{\max}$ bei $B \perp A$

$\oint_H \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{A} = 0$ geschlossene Hüllfläche H

$\rightsquigarrow$ quellenfreies Wirbelfeld $\rightsquigarrow$ keine einzelnen Pole (Unipole)

verketteter magn. Fluss (Spulenfluss) $\Psi = N \cdot \Phi$ $[\Psi] = \text{Vs}$

Strom wird bei N Windungen der Spule N-mal umschlossen

unverzweigter magn. Kreis $\Phi = \text{const}$ z. B. magn. Fluss im Ringkern

magn. Leitwert $\Lambda = \frac{\Phi}{V_m}$ $[\Lambda] = \frac{\text{Vs}}{\text{A}} = \text{H}$

magn. oder Umlaufspannung $V_{m,ab} = \int_a^b \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{s}$ $[V] = A$

$V_{m,i} = H_i\, l_i$ (bei $H \neq \text{const}$ im magn. Kreis)

Luftspalt im magn. Kreis $I = \frac{H_L}{N}\left(d + \frac{l_E}{\mu_E}\right)$ $_E$ für Eisen, $_L$ für Luft

$A_L \cong A_E$, $\Phi = \text{const} \rightsquigarrow B_L \cong B_E$, $\mu_E \equiv \mu_r$, d: Luftspaltbreite

Kraft über Luftspalt: $F = \frac{1}{2} \cdot \frac{B_L^2}{\mu_0} A_L$

magn. Energiedichte $w_{\text{magn}} = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu_0\mu_r}$ $[w_{\text{magn}}] = \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$

magn. Energie $W_{\text{magn}} = V \cdot w_{\text{magn}} = \frac{1}{2}LI^2$ $[W_{\text{magn}}] = \text{J} = \text{Ws} = \text{Nm}$

bei Spule $V = A\,l$; $P < \infty \rightsquigarrow$ Strom durch Induktivität L stetig

Skineffekt $\frac{R_\sim}{R_-} \cong 0{,}3 + s$ für $s > 1$, $s = \frac{d_0}{4}\sqrt{\pi f \mu \gamma}$ $J \neq \text{const}$

Induktionsgesetz $\oint_{\substack{\text{Rand}\\ \text{von}A}} \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{s} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_A \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{A} = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}$ (Ringspannung)

Lenzsche Regel Ein durch eine Induktionsspannung verursachter Strom ist stets so gerichtet, dass sein Magnetfeld dem induzierenden Vorgang (Ursache) entgegen wirkt.

magn. Induktion $u_{\text{ind}} = N\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}i} \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$ $[u_{\text{ind}}] = V$

$N\Phi$ bzw. Ψ sind der Fluss innerhalb der Leiterschleife (Spule)

homogenes $\vec{B} \rightsquigarrow \Phi = BA \rightsquigarrow u_{\text{ind}} = \underbrace{NA\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t}}_{\text{Ruheinduktion}} + \underbrace{NB\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}}_{\text{Bewegungsinduktion}}$

Generatorprinzip $u_{\text{ind}}(t) = -\hat{u}\,\sin(\omega t)$, $\hat{u} = BA_0N\omega$

N Leiterschleifen der Fläche A_0 rotieren mit $\omega = \text{const}$ im homogen $\vec{B}$.

$A \perp \vec{B}$ bei $t = 0 \rightsquigarrow A(t) = A_0\,\cos(\omega t) \rightsquigarrow \Phi(t) = B\,A_0\,\cos(\omega t)$

(Selbst-) Induktivität $L = \frac{\Psi}{i}$, $\mu_r = 1 \rightsquigarrow L = \text{const}$ $[L] = \frac{\text{Vs}}{\text{A}} = \text{H (Henry)}$

lange, dünne Spule $L = \frac{N\Phi}{I} = \mu N^2 \frac{A}{l}$ Querschnittsfläche A

nur für Luftspule mit $\mu_r = 1$, bei Ferromagnetikum $\mu_r = f(I) \rightsquigarrow L = f(I)$

Ringspule $L = \mu_0 \frac{N^2 A}{2\pi r}$ ($l = 2\pi r$, mittlere Feldlinienlänge)

differentielle Induktivität $L_d = \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}i} = \frac{\mathrm{d}Li}{\mathrm{d}i} = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}i} + i\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}i} = L + i\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}i}$

Bei $\mu_r \neq 1$ sind Ψ und L $f(i)$, L_d ist die Tangentensteigung von $\Psi = f(i)$.

(diff.) Induktivität bestimmen In tabellarischer Aufstellung: B-Werte vorgeben. H_{Fe} aus Materialkennlinie. $\Psi = NAB$ bei homogenen Feld. $I = g(H_{\text{Fe}})$, abhängig von Leiteranordnung. $\Psi = f(I)$ zeichnen, L_d ist die Tangentensteigung dieser Kurve.

Selbstinduktion $N\Phi = LI$ bzw. $N\Phi(t) = Li(t)$ für $\Phi \sim I \rightsquigarrow \mu_r = \text{const}$

Stromänderungen in einer Spule erzeugen eine Induktionsspannung.

$$u_L(t) = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}: \quad i(t) = \hat{\imath}\sin(\omega t) \rightsquigarrow u_L(t) = \hat{u}\cos(\omega + t) = \hat{u}\sin\left(\omega t + \tfrac{\pi}{2}\right)$$

Die Spannung eilt dem Strom um $\frac{\pi}{2} \equiv 90°$ voraus.

Fremdinduktion Sp. 1 mit i_1, Sp. 2 unbesch., gem. Fluss Φ_{21} ($_1$ wirkt auf $_2$)

$$u_2(t) = \frac{\mathrm{d}\Psi_{21}}{\mathrm{d}t} = N_2\frac{\mathrm{d}\Phi_{21}}{\mathrm{d}t} = L_{21}\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} \qquad \Phi_{21} \le \Phi_1$$

Nur bei $\mu_r = 1$ gültig (Eisenkern führt zu gleichen Ψ durch beide Spulen).

gegenseitige Induktivität $L_{21} = \frac{\Psi_{21}}{i_1}$ 2: Ort der Wirkung, 1 der Ursache

Trafogleichungen $u_1(t) = R_1 i_1(t) + L_1\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} + L_{12}\frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}t}$ Spule 1 primär

$$u_2(t) = R_2 i_2(t) + L_2\frac{\mathrm{d}i_2}{\mathrm{d}t} + L_{21}\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} \qquad \text{Spule 2 sekundär}$$

$$L_1 \equiv \frac{\Psi_{11}}{i_1}, \quad L_{12} \equiv \frac{\Psi_{12}}{i_2}, \quad L_{21} \equiv \frac{\Psi_{21}}{i_1}, \quad L_2 \equiv \frac{\Psi_{22}}{i_2}$$

$\Psi_1 = \Psi_{11} + \Psi_{12}$, $\Psi_2 = \Psi_{22} + \Psi_{21}$, R_1, R_2 : Wicklungswiderstände

$L_{12} = L_{21}$ wenn beide Spulen im selben, nicht ferromagnetischen Medium.

Kopplung von Spulen $u_L(t) = L_1\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + L_2\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + \mathbf{2}\,L_{12}\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$ (Reihenschaltung)

$$L_{12}\begin{cases} > 0 & \text{Wicklungen gleichsinnig} \\ < 0 & \text{Wicklungen gegensinnig} \end{cases}$$

5.11 Schaltverhalten von Induktivitäten

Einschalten Gleichspg. $\frac{L}{R}\cdot\frac{\mathrm{d}i_L}{\mathrm{d}t} + i_L = \frac{U_0}{R}$ Reihenschaltung U_0, R, L

$$i_L(t) = i_{\max}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad i_{\max} = \frac{U_0}{R} \quad \tau = \frac{L}{R}$$

$$u_L(t) = U_0\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} \qquad u_L(0) = U_0 \quad u_L(\infty) = 0$$

Tangente an $i_L(t=0)$ erreicht $i_{\max}$ bei $t = \tau$.

L erscheint bei $t = 0$ offen, bei $t = \infty$ kurzgeschlossen.

Ausschalten Gleichspg. $i_L(t) = I_{\max}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}$ $I_{\max}$: Strom vor Ausschalten

$$u_L(t) = -U_{\max}\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} \qquad U_{\max} = I_{\max}\cdot R_{\text{Entladestromkreis}}$$

$$R_{\text{Entl}} \to \infty \Rightarrow u_L(t) \to -\infty \quad \tau \to 0$$

allgemein Gleichspg. $i_L(t) = I_A + (I_E - I_A)\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}\right)$ $\tau = \frac{L}{R}$

$$u_L(t) = U_\Delta \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} \qquad U_\Delta = R\,(I_E - I_A)$$

Anfangsstrom $I_A = i_L(t < 0)$, Endstrom $I_E = i_L(t \to \infty)$, beide stationär.

R: Reihenwiderstand für $t \ge 0$, Schaltvorgang bei $t = 0$.

Netzwerk mit 1 Induktivität Umwandlung in Ersatzquelle und Induktivität

Spannungsstoß $\int_{t_1}^{t_2} u_L(t)\,\mathrm{d}t = \Psi_2 - \Psi_1$

A Mathematik

Verbindungsvektor $\vec{c} = \vec{b} - \vec{a}$ $\vec{a} = O \to A$, $\vec{b} = O \to B$, $\vec{c} = A \to B$

Skalarprodukt $\vec{a}\cdot\vec{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z = \left|\vec{a}\right|\left|\vec{b}\right|\cos\alpha = c$

Kreuzprodukt $\vec{a}\times\vec{b} = \begin{pmatrix} a_y b_z - a_z b_y \\ a_z b_x - a_x b_z \\ a_x b_y - a_y b_x \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix} = \vec{c}$

$|\vec{c}| = \left|\vec{a}\right|\left|\vec{b}\right|\sin\alpha$ Bei $\alpha = 90°$ ($\vec{a} \perp \vec{b}$) $\longrightarrow$

Rechte-Hand-Regel: Daumen $\leftrightarrow \vec{a}$, Zeigefinger $\leftrightarrow \vec{b}$, Mittelfinger $\leftrightarrow \vec{c}$

fset2smf, 7. Juli 2001