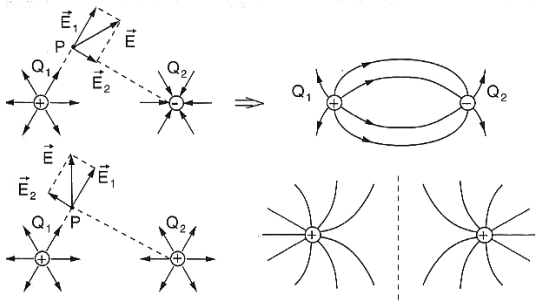
1 Elektrostatik Skript S. 3-1

Name	**Formel**	**Einheit**
Dielektrizitätskonstante	$\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0 = \varepsilon_r 8.8542 \cdot 10^{-12}\frac{As}{Vm}$	
Ladung	$Q = It = CU$	$[Q] = As = C$
Elementarladung	$e = 1.602 \cdot 10^{-19}C$	
Arbeit = Energie	$W_{AB} = \int_a^b F(r)dr \qquad W = \int_{t_2}^{t_1} p(t)dt$	$[W] = Ws = J; [p] = W$
Coulombsches Gesetz (zw. 2 Q) [1]	$\vec{F} = \vec{E} \cdot Q \qquad F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi\varepsilon r^2}$	$(F > 0 \rightarrow$ Abstossung)
Elektrische Feldstärke [2]	$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r^2}\vec{e}_r, E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r^2}$	$[E] = \frac{V}{m}$
Potential	$\varphi = \frac{W}{Q}$ $U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$	$[\varphi] = V = \frac{Ws}{As} = \frac{VAs}{As}$
Potential einer Pt.-Q.	$\varphi = \frac{Q_1}{4\pi\varepsilon r}$	
Überlagerung > 1 Pt.-Q. [3]	$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\sum_{i=1}^{n}\frac{Q_i}{r_i}$	
Spannung innerh. E-Feld [4]	$U_{AB} = \int_A^B \vec{E}(s)d\vec{s}$	
Arbeit im homogenen E-Feld [5]	$W_{AB} = U_{AB} \cdot Q = E \cdot s_{AB} \cdot Q \cdot \cos(\alpha)$	
Elektrische Flussdichte [6]	$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} = \frac{\Psi}{A}\vec{e}_r$ D ist materialunabhängig	$[D] = \frac{C}{m^2} = \frac{As}{m^2}$
Elektrischer Fluss	$\Psi = \int_A \vec{D} \cdot d\vec{A}$ od. $D \cdot dA \cdot \cos\phi$	$[\Psi] = As, C$
Gauss'scher Satz der Elektrostatik	$\Psi_{Huelle} = \sum Q_{eingeschlossen}$	
Kapazität	$C = \frac{Q}{U}$	$[C] = F = \frac{C}{V} = \frac{As}{V}$
Flächenladungsdichte	$\sigma = \frac{Q}{A}$	$[\sigma] = \frac{C}{m^2}$
Energiedichte	$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2}\varepsilon \cdot E^2 = \frac{1}{2}D \cdot E$	$[w] = \frac{J}{m^3}$

1.1 Anmerkungen zu den Formeln

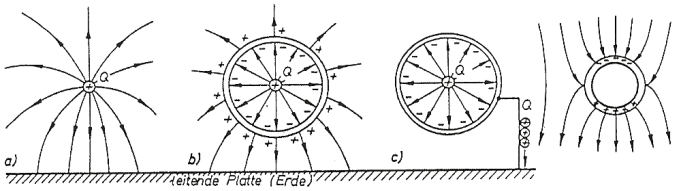
1) Gilt nur für Punktladungen exakt; für geladene Körper nur wenn Körperabmessung $\ll$ Abstand
2) $Q > 0$: $\vec{E}$ gleiche Richtung wie $\vec{e}_r$ $\leftrightarrow$ $Q < 0$: $\vec{E}$ entgegengesetzte Richtung wie $\vec{e}_r$t. Der Radius wird immer von der Kugelmitte aus genommen (d.h. an einer Kugeloberfläche besteht eine Feldstärke!)
3) Weg AB so wählen, dass $\vec{E} \perp \vec{s}$ oder $\vec{E} \parallel \vec{s}$.
5) Wird eine Ladung von A nach B verschoben, so hängt die aufzubringende bzw. abgeg. Energie *nicht vom Verschiebungsweg*, sondern nur von der Potentialdifferenz $\varphi_B - \varphi_A$ ab (darum $\cos(\alpha)$). α ist der Winkel, wo beide Vektoren $\vec{E}, \vec{s}$ in dieselbe Richtung zeigen.
6) Im Leiter existiert kein Feld $\Rightarrow D = 0$!

4) Superposition durch Vektoraddition



1.2 Leiter im Feld Skript S. 1-18

- Innere des Leiters ist feld- (Influenz) und ladungsfrei (Faradayscher Käfig)
- Feldlinien stehen senkrecht zur Leiteroberfläche
- Oberfläche des Leiters ist äquipotential



1.3 Kondensator, Kapazität Skript S. 3-24

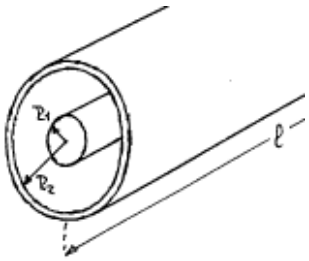
Kapazitätsberechnung $\Psi_{Huelle} = D \cdot A = Q \Rightarrow D(r) = \ldots \cdot Q \Rightarrow E(r) \Rightarrow U = \int E(r) \cdot dr \Rightarrow C = \frac{Q}{U}$

Plattenkondensator	$C = \frac{\varepsilon A}{d}$	Koaxialkabel (Zylinder)	$C = \frac{2\pi\varepsilon l}{\ln \frac{r_a}{r_i}}$
Kugelkondensator	$C = 4\pi\varepsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$	Doppelleitung	$C = \frac{\pi\varepsilon l}{\ln \frac{a-r}{r}} \approx \frac{\pi\varepsilon l}{\ln \frac{a}{r}} (l \gg a \gg r)$

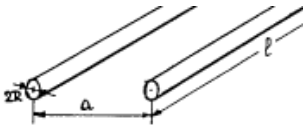
Spezielle elektrische Felder

Feldtyp	Q C	D C/m²	E V/m	φ V
Räumliches Zentralfeld	$\sigma_1 4\pi R_1^2$	$\sigma_1 \frac{R_1^2}{r^2}$ $\frac{Q}{4\pi r^2}$	$\frac{\sigma_1 R_1^2}{\varepsilon r^2}$ $\frac{Q}{4\pi\varepsilon r^2}$	$\frac{\sigma_1 R_1^2}{\varepsilon r}$ $\frac{Q}{4\pi\varepsilon r}$
Zylindrisches Koaxialfeld	$\sigma_1 2\pi R_1 l$	$\sigma_1 \frac{R_1}{r}$ $\frac{Q}{2\pi r l}$	$\frac{\sigma_1 R_1}{\varepsilon r}$ $\frac{Q}{2\pi\varepsilon r l}$	$\frac{\sigma_1 R_1}{\varepsilon} \ln \frac{R_o}{r}$ $\frac{Q}{2\pi\varepsilon l} \ln \frac{R_o}{r}$
Homogenes Feld	$\sigma_1 A$	σ_1 $\frac{Q}{A}$	$\frac{\sigma_1}{\varepsilon}$ $\frac{Q}{A\varepsilon}$	$\frac{\sigma_1}{\varepsilon}(R_o - r)$ $\frac{Q}{A\varepsilon}(R_o - r)$

Koaxialkabel



Doppelleitung



1.4 Schaltungen mit Kapazitäten Skript S. 3-30

Kapazitäten werden in den Grundschaltungen genau **verkehrt gegenüber Widerständen** berechnet.

Parallelschaltung zweier C	$C_{res} = C_1 + C_2$	Parallelschaltung mehrerer C	$C_{res} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n$
Serieschaltung zweier C	$C_{res} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$	Serieschaltung mehrerer C	$\frac{1}{C_{res}} = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{Q_k}$

1.5 Polarisation und Dielektrika Skript S. 3-31

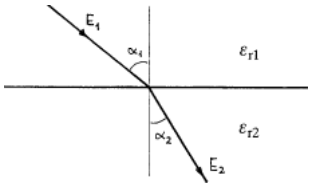
Man unterscheidet zwischen zwei verschiedenen Dielektrika:

- Die **dipolfreien** Moleküle **unpolarer Dielektrika** werden durch die wirkung des elektrischen Feldes verzerrt. Man nennt dies eine **Verschiebungspolarisation**.
- Bei **polaren Dielektrika** (z.B. H_2O) haben die Moleküle ohne äussere Einwirkung bereits Dipolcharakter. Es entsteht nebst der Verschiebungspolarisation noch eine **Orientierungspolarisation**.

Bei Plattenkondensatoren mit verschiedenen Dielektrizitätsconstanten:

$$U = E_1 d_1 + E_2 d_2 = \frac{D}{\epsilon_1} d_1 + \frac{D}{\epsilon_2} d_2 \Rightarrow D = \frac{U}{\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_1}{\epsilon_2}} \Rightarrow E_1 = \frac{D}{\epsilon_1}$$

1.5.1 Feldlinien an Grenzfl. versch. Dielektrika



$$\frac{\tan(\alpha_1)}{\tan(\alpha_2)} = \frac{\varepsilon_{r1}}{\varepsilon_{r2}}$$

1.5.2 Eigenschaften von Dielektrika

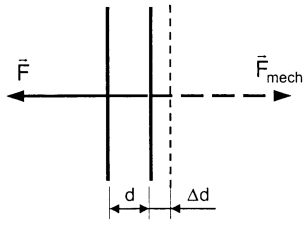
homogen: ε_r ist ortsunabhängig	inhomogen: ε_r ist ortsabhängig
linear: ε_r ist feldstärkeunabh.	nichtlinear: ε_r ist feldstärkeabh.
isotrop: ε_r ist richtungsunabh.	anisotrop: ε_r ist richtungsabh.

1.5.3 Relative Dielektrizitätskonstanten ε_r verschiedener Stoffe bei $20°C$

Azeton	21.5	Bernstein	2.8	Diamant	16.5	Glas	5 ... 7
Glimmer	5 ... 8	Gummi	2.7	Hartpapier	5 ... 6	Harzöl	2
Mineralöl	2.2	Pertinax	4.8	Petroleum	2.1	Polystyrol	2.6
Quarz	3.8 ... 5	Keram. Stoffe	10 ... 1000	Vakuum	1	Wasser	80.3

1.6 Energie und Kraft im elektrostatischen Feld Skript S. 3-33

Im Kondensator gespeicherte Energie: $W = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 = \frac{1}{2} \cdot Q \cdot U = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$



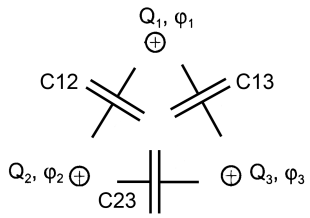
Grundsätzlich versuchen sich die Feldlinien zu verkürzen → Die Kraft auf die Grenzflächen ist so gerichtet, dass sie die Kapazität zu vergrössern sucht.
Die Kraft berechnet sich mittels dem **Prinzip der virtuellen Verschiebung**.

$$F = F_{mech} = \left|\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}d}\right| \qquad \mathrm{d}W = \tfrac{1}{2}\varepsilon \cdot E^2 \cdot A \cdot \mathrm{d}d \quad \Rightarrow \quad F = \tfrac{1}{2}\varepsilon \cdot E^2 \cdot A = \tfrac{1}{2}\varepsilon \cdot \tfrac{U^2}{d^2} \cdot A$$

$$F = \frac{1}{2} \cdot U^2 \cdot \frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}d}, \text{ (für U = const.)} \qquad \text{oder} \qquad F = \frac{1}{2} \cdot Q^2 \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}d}\left(\frac{1}{C}\right), \text{ (für Q = const.)}$$

1.7 Teilkapazitäten, Mehrleitersysteme Skript S. 3-36

Um die kapazitive Beziehung von mehrehren gegeneinander isolierten Leitern (sog. Mehrleitersystem) zu bestimmen kann man deren Teilkapazitäten berechnen. So lassen sich z.B. die Teilkapazitäten eines mehradrigen Kabels berechnen.



Zur Berechnung der Teilkapazitäten geht man wie folgt vor:

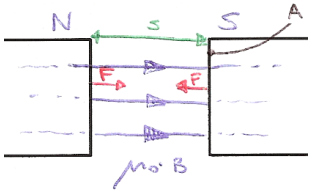
1. Ladungen Q_1, Q_2, Q_3 (mit $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0$) als gegeben betrachten und $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ berechnen.
2. U_{12}, U_{23}, U_{13} aus $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ berechnen.
3. Q_1, Q_2, Q_3 explizit berechnen.
   $\Rightarrow Q_1(U_{12}, U_{13}) = C_{12} \cdot U_{12} + C_{13} \cdot U_{13}$ usw. für Q_2, Q_3.

2 Das Magnetische Feld Skript S. 5-1

2.1 Energie und Kraft im magnetischen Feld Skript S. 5-50

Energiedichte: $\boxed{w_m = \int_0^B \vec{H} \cdot d\vec{B}}$ (Allgemein) $\boxed{w_m = \frac{1}{2} B \cdot H}$ (homog. Feld) $[w_m] = \frac{J}{m^3}$

Energie: $\boxed{W_m = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2 = \frac{1}{2} \cdot N \cdot I \cdot \Phi \text{ or } W_m = \frac{1}{2} \int_V \vec{H} \cdot \vec{B} \cdot dV}$ (Allg.) $\boxed{W_m = w_m \cdot V = \frac{1}{2} \cdot B \cdot H \cdot V}$ (homog. Feld)



Die Kraft auf Grenzflächen ist stets so gerichtet, dass sie die Induktivität zu vergrössern sucht. Das heisst immer vom ferromagnetischen Material zur nichtferromagnetischen Umgebung (z.B. Luft). Prinzip der virtuellen Verschiebung:

$$\boxed{F = \left|\frac{\mathrm{d}W_m}{\mathrm{d}s}\right| = \frac{1}{2} I^2 \cdot \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}s} \qquad \textit{oder} \qquad F = \frac{1}{2} \cdot B \cdot H \cdot A = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu} \cdot A \text{ (für } \mu_{rFe} \gg 1)}$$

2.2 Wichtigste Formeln

Magnetische Feldlinien verlaufen ausserhalb eines Magneten vom Nord- zum Südpol und sind immer geschlossen.

Name	**Formel**	**Einheit**
Permeabilität	$\mu = \mu_0\mu_r = \mu_r 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am} = \mu_r 1.2566 \frac{\mu H}{m} = \frac{B}{H}$	$\frac{\mu H}{m} = \frac{Vs}{An}$
Magn. Flussdichte	$B = \frac{F}{Q \cdot v} = H\mu$, wobei $\vec{v} \perp \vec{B}$	$\frac{Vs}{m^2} = T$ (Tesla)
Lorentzkraft Ampèresches Gesetz	$\vec{F} = Q(\vec{v} \times \vec{B}) = I(\vec{l} \times \vec{B}) \qquad \lvert\vec{F}\rvert = Q \cdot v \cdot B \cdot \sin\alpha$ $F = \frac{Q_2 \cdot v_2 \cdot Q_1 \cdot v_1 \cdot \mu}{r^2 \cdot 4\pi}$	N
3-Finger-Regel: (rechte Hand)	F = Daumen, v = Zeigefinger, B = Mittelfinger	Bei $Q < 0$ wechselt Richtung von B!
Magnetische Feldstärke Biot-Savart	$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ H (bei Punkt P) $= \frac{I}{4\pi} \int \frac{\vec{dl} \times r(\vec{l})}{r^3(l)}$	$\frac{A}{m}$
Magnetische Spannung	$V_{mAB} = \int \vec{H}(s) \cdot \vec{ds}$ (V_m ist abhängig vom Weg)	A
Durchflutung	$\Theta = \oint \vec{H} \cdot \vec{ds} = \int \vec{J} \cdot \vec{dA} \vee \underbrace{\sum I_k}_{=NI} = V_m$	A
Magnetischer Fluss	$\Phi = \int \vec{B} \vec{dA}$ $\Phi = B \cdot A \cdot \cos(\gamma)$	$Vs = Wb$ (Weber) B homogen
Maxwell-Gesetz	$\oint \vec{B} \vec{dA} = 0$ (vgl. Kirchhoff 1 ($\sum I = 0$))	
Füllfaktor	$F = \frac{A_{EffektivFe}}{A_{Tot}}$	[–]
Magn. Widerstand “Ohmsches Gesetz des Magn.“	$R_m = \frac{V_m}{\Phi} = \frac{\Theta}{\Phi} = \frac{l}{\mu A}$	$\frac{A}{Wb}$
Magn. Leitwert	$\Lambda = \frac{1}{R_m} = \frac{\Phi}{V_m} = \frac{\Phi}{\Theta}$	$\frac{Vs}{A} = H$ (Henry) (Im Formelbuch als A_L)
Verketteter Fluss	$\Psi = \sum \Phi$ (meist $\Psi = N\Phi$)	$[\Psi] = [\Phi] = Vs = Wb$
Induktivität	$L = \frac{\Psi}{I}$ Bei idealer Koppl.: $L = \Lambda N^2 = \frac{N^2}{R_m}$	$[L] = \frac{Vs}{A} = H$
Gegeninduktivität	$M = M_{21} = M_{12}$ Bei idealer Koppl. $M = \sqrt{L_1 L_2}$ $M_{21} = \frac{\Psi_{21}}{I_1}$ (meist $M_{21} = \frac{N_2 \Phi_{21}}{I_1}$)	vorder Index = Wirkung, hinterer = Ursache
Kopplungsfaktor	$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ Bei idealer Kopplung: $k = 1$	[–]
Streukoeffizient	$\sigma = 1 - k^2 = 1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}$ Bei idealer Kopplung: $\sigma = 0$	[–]
Kreis-r in M-Feld abgelenkte Q	$r = \frac{m_Q \cdot v}{Q \cdot B}$	m, $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} kg$

2.3 Diverse Formeln bzgl. Magnetismus

Hall-Sonde:
$U_H = \frac{I \cdot B}{e \cdot n_p \cdot h}$

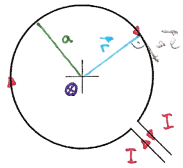
Kraft auf stromführende Leiter:
$\vec{F_L} = I(\vec{l} \times \vec{B})$ $F_L = I \cdot l \cdot B \cdot \sin\alpha$

Magnetfeld ausserhalb eines langen Leiters:
$H(r) = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r}$

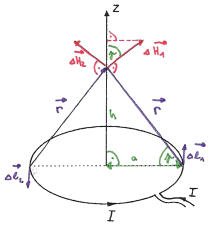
Magnetfeld innerhalb eines geraden, langen Leiters:
$H(r) = \frac{I}{2\pi r} \frac{A_{eingeschlossen}}{A_{total}} = \frac{I}{2\pi} \frac{r}{r_a^2}$

Magnetfeld der Zylinderspule:
$H(r) = \frac{N \cdot I}{l}$ $l \gg d$

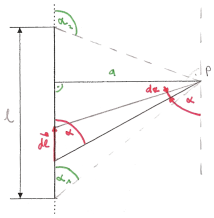
Magnetfeld einer Toroidspule:
$H_{innen}(r) = \frac{N \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot r}$ $H_{aussen} = 0$



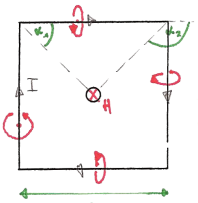
$H = \frac{I}{D} = \frac{I}{2a}$



$H = \frac{I}{2} \cdot \frac{a^2}{\sqrt{a^2+h^2}^3}$



$H = \frac{I}{4\pi a}(\cos(\alpha_1) - \cos(\alpha_2))$

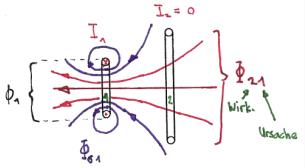


$H = \frac{I \cdot 2\sqrt{2}}{\pi \cdot s}$

2.4 Induktivität Skript S. 5-23

Induktivität hängt nicht vom Strom ab, sondern nur von der Geometrie der Leiteranordnung, der Permeabilität und der umgebenden Materie.

2.5 Gegeninduktivität, magnetische Kopplung Skript S. 5-26



Die Gegeninduktivität beschreibt die Wirkung einer Spule auf eine zweite, d.h. sie sind magnetisch gekoppelt.
Die magnetische Kopplung zweier Spulen hängt davon ab, ob und wie gross der Streufluss Φ_σ, d.h. der Fluss, der "verloren" und nicht durch die zweite Spule geht, ist. Je kleiner der Streufluss, desto idealer die Kopplung.

2.6 Zusammenstellung magnetischer Grössen für spezielle Leiteranordnungen

	Leitwert Λ	Durchfl. Θ	Fluss Φ [1]	Verk.-Fluss Ψ	Induktivität L [2]
Kreisförmige Schleife	$\frac{\mu D}{2} \cdot \ln\frac{D}{d}$	$\Theta = I$	$\frac{\mu D}{2} \cdot \ln\frac{D}{d} \cdot I$	$\Psi = \Phi$	$L = \frac{\mu D}{2} \cdot \ln\frac{D}{d}$
Kreisrahmenspule [4]	$\frac{\mu D}{2} \cdot \ln\frac{D}{d}$	$\Theta = N I$	$\frac{\mu D}{2} \cdot \ln\frac{D}{d} \cdot N \cdot I$	$\Psi = N \cdot \Phi$	$L = \frac{\mu D}{2} \cdot \ln\frac{D}{d} \cdot N^2$
Zylinderspule	$\frac{\mu A}{\ell} = \frac{\mu \pi d^2}{4\ell}$	$\Theta = N I$	$\frac{\mu \pi d^2}{4\ell} \cdot N \cdot I$	$\Psi = N \cdot \Phi$	$L = \frac{\mu \pi d^2}{4\ell} \cdot N^2$
Toroidspule [3]	$\frac{\mu A}{\ell_m} = \frac{\mu d^2}{4 D_m}$	$\Theta = N I$	$\frac{\mu d^2}{4 D_m} \cdot N \cdot I$	$\Psi = N \cdot \Phi$	$L = \frac{\mu d^2}{4 D_m} \cdot N^2$
Ringspule mit rechteckf. Querschnitt	$\frac{\mu a}{2\pi} \cdot \ln\frac{D}{d}$	$\Theta = N I$	$\frac{\mu a}{2\pi} \cdot \ln\frac{D}{d} \cdot N \cdot I$	$\Psi = N \cdot \Phi$	$L = \frac{\mu a}{2\pi} \cdot \ln\frac{D}{d} \cdot N^2$
Koaxialleitung	$\frac{\mu \ell}{2\pi} \cdot \ln\frac{R_2}{R_1}$	$\Theta = I$	$\frac{\mu \ell}{2\pi} \cdot \ln\frac{R_2}{R_1} \cdot I$	$\Psi = \Phi$	$L = \frac{\mu \ell}{2\pi} \cdot \ln\frac{R_2}{R_1}$
Paralleldrahtleitung	$\frac{\mu \ell}{\pi} \cdot \ln\frac{a-R}{R}$	$\Theta = I$	$\frac{\mu \ell}{\pi} \cdot \ln\frac{a-R}{R} \cdot I$	$\Psi = \Phi$	$L = \frac{\mu \ell}{\pi} \cdot \ln\frac{a-R}{R}$

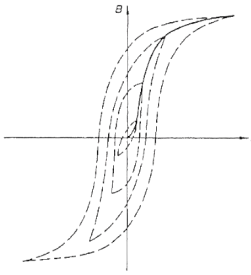
Bemerkungen:
[1] ohne Fluss durch Leiter
[2] nur äussere Induktivität
[3] $A = \frac{\pi d^2}{4}$ $l_m \approx \pi D_m$
[4] Wickeldurchmesser d in radialer und axialer Richtung $d \ll D$

Allgemein gilt:
$\Phi = \Lambda \cdot \Theta$, $\Lambda = \frac{1}{R_m}$
$L = \frac{\Psi}{I}$
$L = \Lambda = \frac{1}{R_m}$, falls $N = 1$
$L = \Lambda N^2 = \frac{N^2}{R_m}$, falls die N-Windungen unter sich ideal gekoppelt sind.

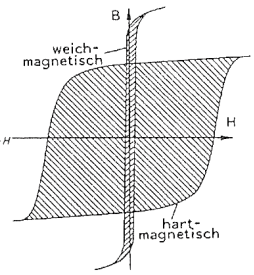
2.7 Magnetisierung Skript S. 5-31

Stoff (Eigenschaft) *Kennzeichen*	Ohne äusseres Magnetfeld: Stoff magnetisch neutral, da...	Effekte beim Anlegen eines äusseren Magnetfeldes H
diamagnetisch *Felder bzw. Kreisströme der Elektronenbahnen eines Elementarteilchens kompensieren sich weitgehen*	jedes einzelne Elemtarteilchen neutral	Geringe Abschwächung des Feldes (Gegenfeld) infolge von Gegenkreisströmen: $\mu_r < 1$
paramagnetisch *Jedes Teilchen besitzt resultierenden Kreisstrom (resultierendes Feld)* *Teilchen = Elementarmagnet*	Richtung der Elementartteilchen (Elementarmagnete) regellos	Verstärkung des Feldes durch Ausrichten der Elementarmangete in Richtung von H $\mu_r > 1$
ferromagnetisch *Bezirke aus vielen Elementarmagneten mit gleicher Magnetisierungsrichtung* *⇒ grössere Teilmagnete*	Richtung der Bezirke regellos	- Ausrichten der Elementarmagnete - Vergrösserung der Bezirke mit gleicher Magnetisierungsrichtung wie H-Feld ⇒ kräftige Verstärkung des Feldes $\mu_r >> 1$ aber von H abhängig

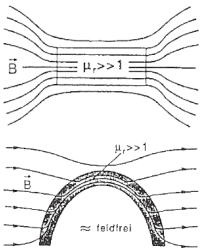
2.7.1 Ferromagnetische Stoffe



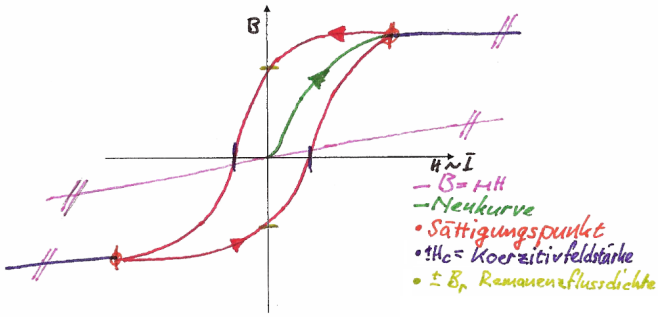
Kommutierungskurve



Hart- und weichmagn. Stoffe

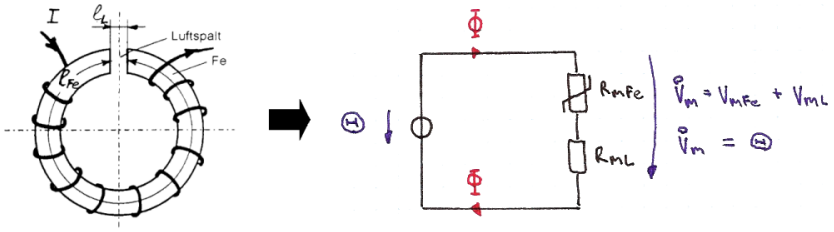


Magnetbündelnde Wirkung von Ferromagnetika



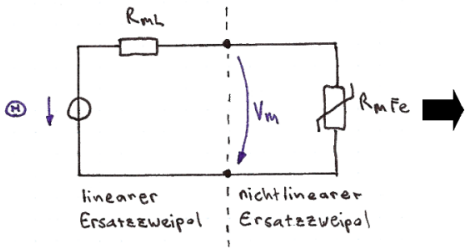
Magnetisierungskurve

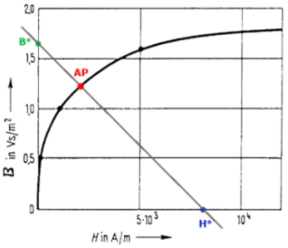
2.8 Der magnetische Kreis



V_m:	magn. Umlaufspannung
R_{mFe}:	magn. Wiederstand Eisenkern
R_{mL}:	magn. Wiederstand Luft
Φ:	magn. Fluss

2.8.1 Von der Durchflutung Θ ausgehende Berechnung





1. magn. Kreis in linearen und nichtlinearen Teil aufteilen
2. Leerlaufspannung $V_{mLeerlauf}$ und Kurzschlussfluss Φ_k bestimmen
3. H^* und B^* bestimmen
4. H^* und B^* einzeichnen und Arbeitspunkt AP bestimmen
5. H und B im AP herauslesen

$$V_{mLeerlauf} = \Theta \qquad \Phi_k = \frac{\Theta}{R_{mL}} = \frac{\Theta \cdot \mu_0 \cdot A_L}{l_L} \qquad H^* = \frac{\Theta}{l_{Fe}} \qquad B^* = \frac{\Phi_k}{A_{Fe}} = \frac{\Theta \cdot \mu_0 \cdot A_L}{l_L A_{Fe}} = \frac{\overbrace{\mu_0 \cdot \Theta}^{A_L = A_{Fe}}}{l_L}$$