

Klassische Physik 2

Elektrodynamik

SS2013

Johannes Blümer

V08 16. Mai

KIT-Centrum Elementarteilchen- und Astroteilchenphysik KCETA



Dipolfeld cont'd

$$U_D = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r} \cdot \vec{d}}{r^3} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{p \cdot \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad \text{Also } U_D \propto \frac{1}{r^2}$$

vgl. Pkt. Lad. $U \propto \frac{1}{r}$

Daraus el. Dipolfeld

$$\vec{E}_D = -\text{grad } U_D = \frac{-Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\vec{d} \cdot \vec{r} \text{ grad } \frac{1}{r^3} + \frac{1}{r^3} \text{ grad}(\vec{d} \cdot \vec{r}) \right]$$
$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(3p \frac{\vec{r}}{r} \cos\theta - \vec{p} \right)$$

Alt. Zyl.-Koordinaten vgl. Skizze $\theta = \angle(\vec{r}, \hat{y})$

$\vec{\nabla}$ in Zyl.k ausdrücken: $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial r}, \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}, \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right)$

$$\rightarrow \vec{E} = (E_r, E_\theta, E_\varphi)$$

$\varphi \parallel$ Dipolachse $\rightarrow \left(\frac{2p \cos \theta}{4\pi \epsilon_0 r^3}, \frac{p \sin \theta}{4\pi \epsilon_0 r^3}, 0 \right)$

E_r zeigt in $\vec{r}$ - Richtung

$\parallel$
a. aus Symmetriegr.

E_θ zeigt $\perp$ θ - Richtung

Dipol im homogenen Feld

$$W_{\text{pot}} = Q U_1 - Q U_2$$

$$= Q (U_1 - U_2)$$

Drehmoment $D = 2 \cdot QE \frac{d}{2} \sin \alpha$

$\rightarrow 0$ wenn
Dipol $\perp \vec{E}$

Skizze

$\leftrightarrow$

$\alpha = 0$

$$\vec{D} = \vec{p} \times \vec{E}$$

$$U_1 - U_2 = |\text{grad } U| \cdot d \cdot \cos \alpha = \text{grad } U \cdot \vec{d} \Rightarrow W_{\text{pot}} = -\vec{p} \cdot \vec{E}$$

Dipol im inhomogenen Feld : Ladungen erfahren verschiedene Kräfte

Kräfteaddition : $\vec{F} = Q [\vec{E}(\vec{r} + \vec{d}) - \vec{E}(\vec{r})]$

$$= \underbrace{Q \frac{d\vec{E}}{d\vec{r}} \cdot \vec{d}}_{d \text{ klein}} = \underbrace{\vec{p}}_{\text{(Tensor)}} \cdot \vec{\nabla} \vec{E}$$

Komponentenweise : $F_x = \vec{p} \cdot \overrightarrow{\text{grad } E_x}$
 $= p_x \cdot \frac{\partial E_x}{\partial x} + p_y \cdot \frac{\partial E_x}{\partial y} + p_z \cdot \frac{\partial E_x}{\partial z}$

$$F_y = \vec{p} \cdot \overrightarrow{\text{grad } E_y}$$

$$F_z = \vec{p} \cdot \overrightarrow{\text{grad } E_z}$$

↪ Dipol wird in Richtung wachsender Feldstärke gezogen

GLEICHSTROM

Elektrostatik:
ruhende Ladungen

Ladungsträger im Leiter:

„frei“ beweglich $\rightarrow$ stets in gleich-
gewichtslage wenn ruhend $\rightarrow$ gleiches
Potential an allen Stellen des Leiters

Kondensatorentladung
über Glühlampe



Ladungen
langsam
durch Leiter
bewegen

Stromstärke, Widerstand

dQ Ladungsmenge, die in der Zeit dt durch die
Fläche A tritt Stromstärke $I = dQ/dt$ $[I] = \frac{1C}{s} = 1A$
Ampère

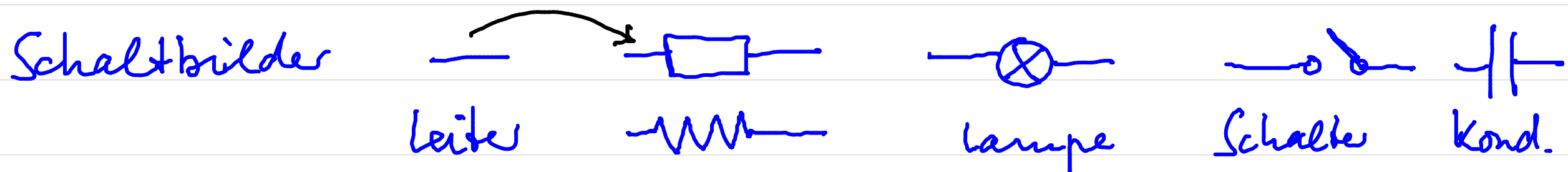
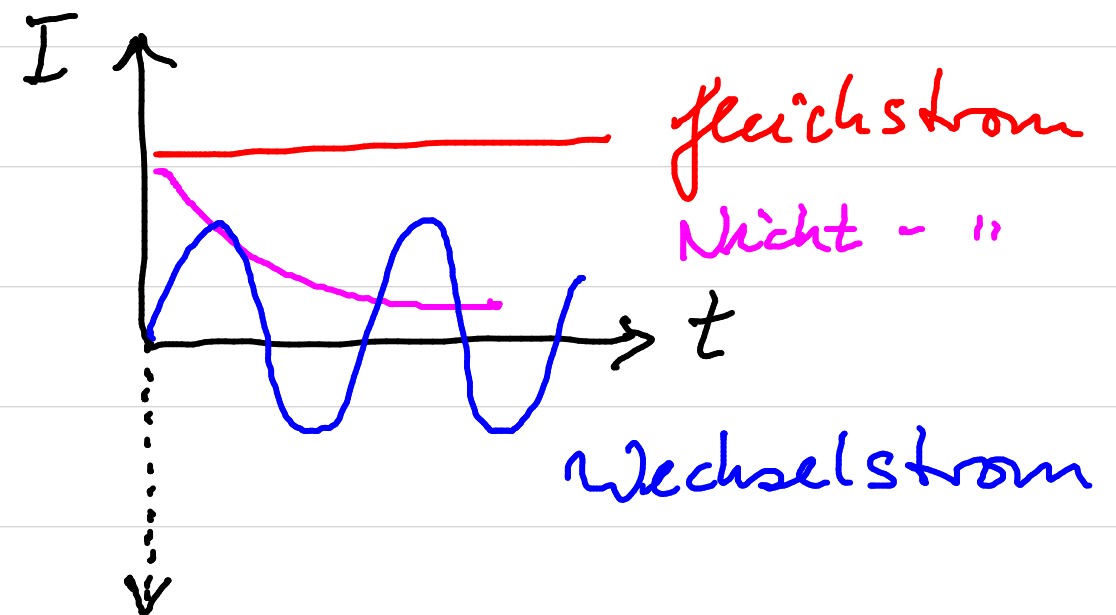
Konvention: „technische“ Stromrichtung gibt die Bewegungsrichtung positiver Ladungsträger an
„phys.“ Stromrichtung anderes

$$I/A = j \text{ (mittlere) Stromdichte}$$

gleichstrom: $I(t) = \text{konst.}$, $i = \frac{dI}{dt} = 0$

↑↓

Potenzialdifferenz zwischen
Stellen im Leiter konstant

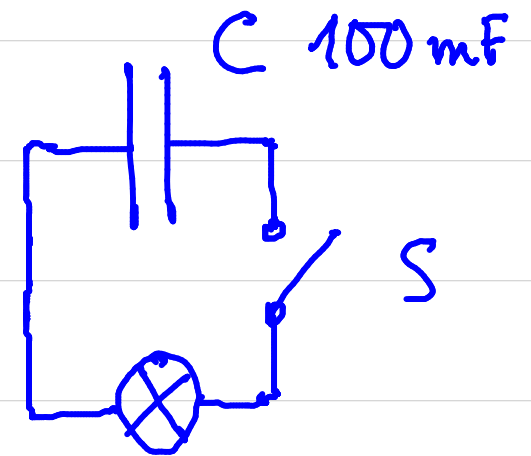


Leiterstücke stets 'ideal', ohne Widerstand, stets auf gleichem Potenzial



reale Leiter (Drähte) haben dagegen Widerstand, Potenzialdifferenzen

Kondensatorentladung Demo-Versuch



⊗ leuchtet mit abnehmender Helligkeit
kein Gleichstrom, aber auch keine
instantane Bewegung →

⊗ sieht der Bewegung
der Ladungsträger einen
elektr. Widerstand ent-
gegen

Elektrostatik: $\vec{E}$ in Leitern $= 0$, Q ruhend
nicht $\vec{E} = 0$, Q bewegt

elektr. Strom ist Ladungstransport!

gesamter Strom durch einen Querschnitt A : $I = \int_A \vec{j} \cdot d\vec{A}$
wenn $\vec{j}$ räumlich konstant: $I = j \cdot A$

Leiter (Draht) mit n Ladungen q pro Volumeneinheit V ,
die sich mit Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegen
alle Ladungen im Volumen $V = \vec{A} \cdot \vec{v} \cdot dt$ gehen durch die
Fläche A : $\vec{j} = n \cdot q \cdot \vec{v}$, $I = n \cdot q \cdot \vec{A} \cdot \vec{v}$

Ladungsdichte $\rho_e = n \cdot q \Rightarrow \vec{j} = \rho_e \cdot \vec{v}$

ohne Feld $\vec{E}$: "Elektronengas" im Metallgitter mit statistisch verteilten, insgesamt un-gerichteten Bewegungen des Electr.
 $\langle \vec{j} \rangle = n \cdot q \cdot \langle \vec{v} \rangle = 0$

"mittlere freie Weglänge" zwischen 2 Stößen l
typ. Zeit zwischen - " - $\tau = l / \langle \vec{v} \rangle$

mit Feld $\vec{E}$: zusätzliche dauernde gerichtete Kraft
 $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$
Beschleunigung $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$ zwischen den Stößen
//

↳ Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger $\langle \Delta \vec{v} \rangle = \frac{\vec{F}}{m} \cdot \tau = \vec{v}_D$ $v \rightarrow 0$
L schon gemittelt

$$\vec{j} = n \cdot q \cdot \vec{v}_D = \rho_e \vec{v}_D = nq \frac{\vec{E}}{m} \tau = nq \frac{1}{m} \tau q \vec{E} = \frac{nq^2 \tau}{m} \cdot \vec{E}$$

Eigenschaften von
Material u. Elektronen

Also

$$\vec{j} = \sigma_e \cdot \vec{E}$$

mit

$$\sigma_e = \frac{nq^2 \tau}{m}$$

„elektr. Leitfähigkeit“
„(mikrosk. formuliert)“

Ohmsches Gesetz
diff. formuliert

homogener Leiter mit Querschnitt A und Länge L :

$$U = \int E dL = E \cdot L$$

$$I = \int j dA = j \cdot A$$

$$I = \frac{\sigma_e \cdot A}{L} \cdot U$$

G „Leitwert“ des
Leiters

Leitwert = $1/\text{Widerstand}$, Widerstand $R = \frac{L}{\sigma_e \cdot A}$

$$G = \frac{\sigma_e A}{L} = \frac{1}{R}$$

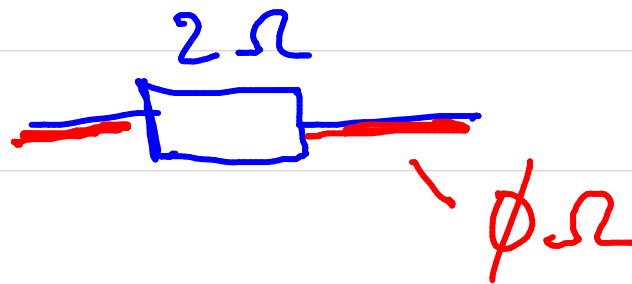
$$I = \frac{U}{R}$$

$$U = R \cdot I$$

$$R = \frac{U}{I}$$

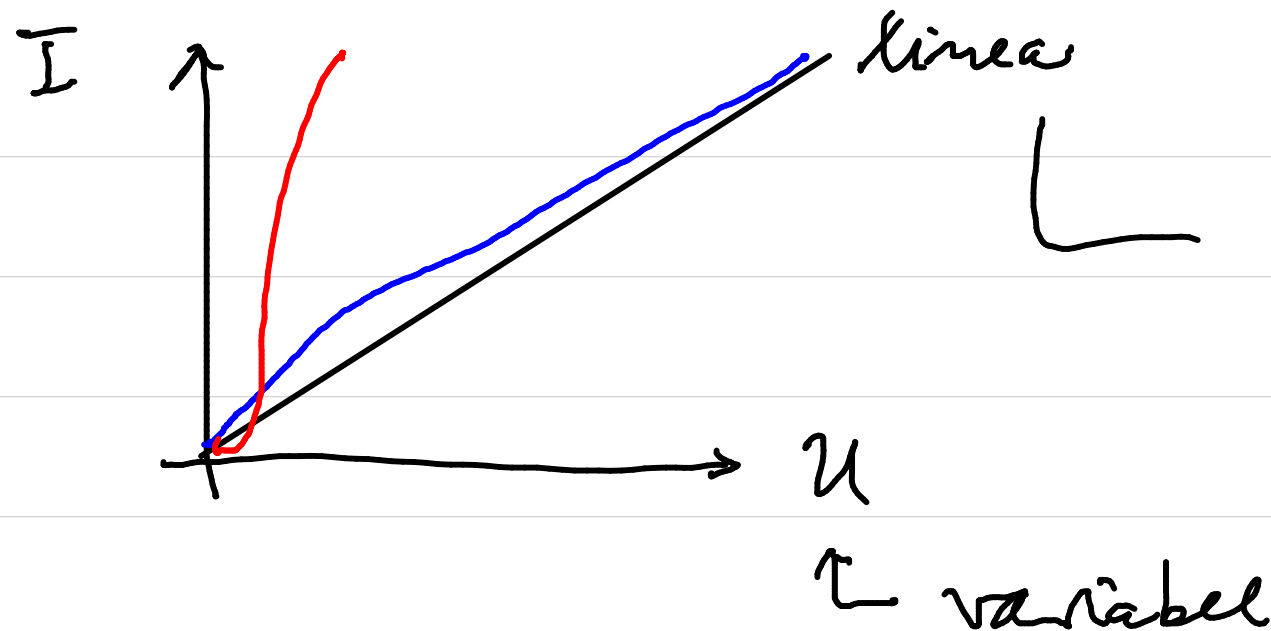
3 Ohmsche
Gesetze ü

$$[R] = \left[\frac{U}{I} \right] = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Ampere}} = 1 \text{ Ohm } (\Omega)$$

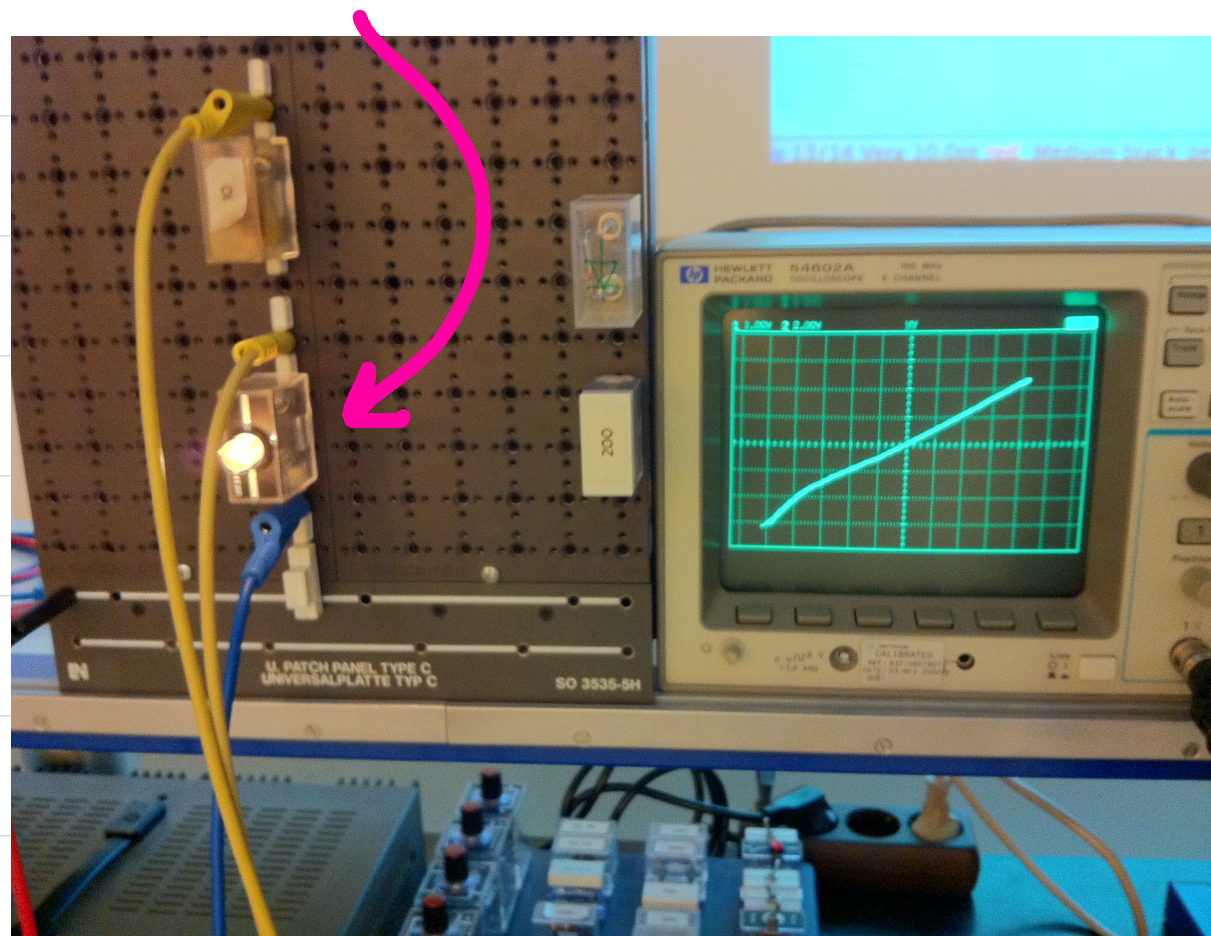


$I = U/R$: lin. Verhalten des Stroms $I(U)$, d.h.
gült u. Ann. $R(I, U) = \text{konst.}$

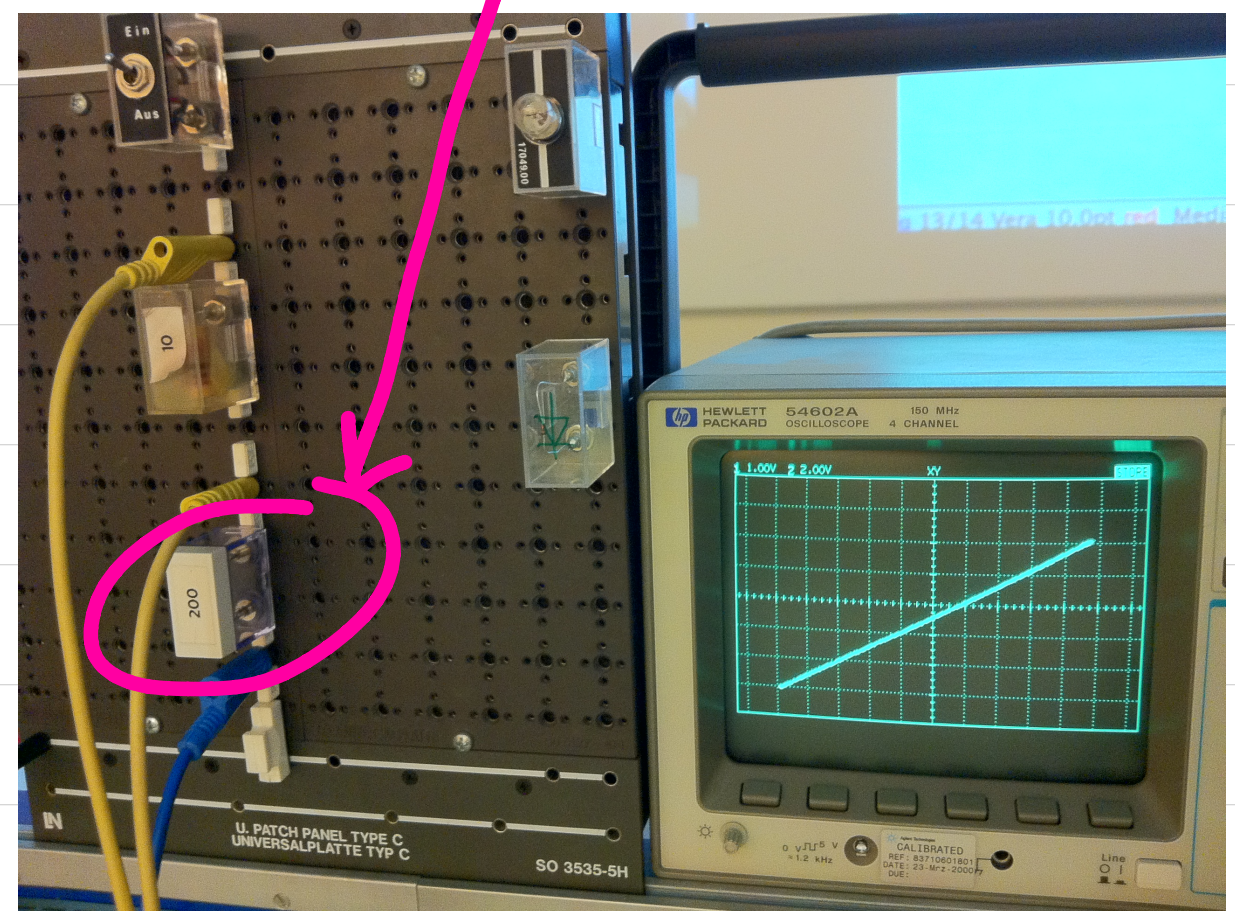
σ_e von I, U unabhängig



(→ Temperaturabh.?)
 Glühbirne: leichte Nicht-lin.



"perfekter" ohmsche Widerstand



„Diode“



deutlich
nichtlineares
Verhalten

