

(D) Greensche Funktion *

Wir haben gesehen, daß die Lösung der Poissongleichung
(lineare inhomogene DGL)

$$(*) \quad \Delta \phi(\vec{r}) = - \frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon_0}$$

im unendlich ausgedehnten Raum, d.h. ohne weitere Randbedingungen als ein Integral geschrieben werden kann:

$$(**) \quad \phi(\vec{r}) = \int d^3r' \frac{\rho(\vec{r}')}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}'|} + \phi_0$$

Ein wichtiges formales Hilfsmittel zur Lösung inhomogener linearer DGLen ist die

Greensche Funktion $G(\vec{r}, \vec{r}')$

Sie ist Lösung der DGL mit Punktquelle $\delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}')$

$$\Delta_{\vec{r}} G(\vec{r}, \vec{r}') = \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}')$$

(Ableitung nach $\vec{r}$, nicht $\vec{r}'$)

Bei Kenntnis von $G(\vec{r}, \vec{r}')$ kann die Poissongleichung
(allg. inhomogene partielle DGL) für jede Inhomogenität gelöst werden

$$\phi(\vec{r}) = - \int d^3r' G(\vec{r}, \vec{r}') \rho(\vec{r}') / \epsilon_0$$

Bew.:

$$\begin{aligned}\Delta\phi(\vec{r}) &= - \int d^3r' \underbrace{\Delta_{\vec{r}} G(\vec{r}, \vec{r}')}_{\delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}')} \frac{\rho(\vec{r}')}{\epsilon_0} \\ &= - \int d^3r' \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}') \frac{\rho(\vec{r}')}{\epsilon_0} \\ &= - \rho(\vec{r}) / \epsilon_0 \quad \square\end{aligned}$$

Aus Vergleich mit (***) finden wir für die Poissonsgleichung

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = - \frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

Wir hatten ja bereits gesehen, daß $\Delta \frac{1}{4\pi r} = \delta^{(3)}(\vec{r})$.

Wir werden mithilfe der Fouriertransformation eine Methode kennenlernen, wie wir die Greensche funktion allgemeiner linearer (partieller) Differentialgleichungen bestimmen können $\Rightarrow$ Siehe Fouriertransformation.

XIV. 2 Monopol, Dipol, Quadrupol

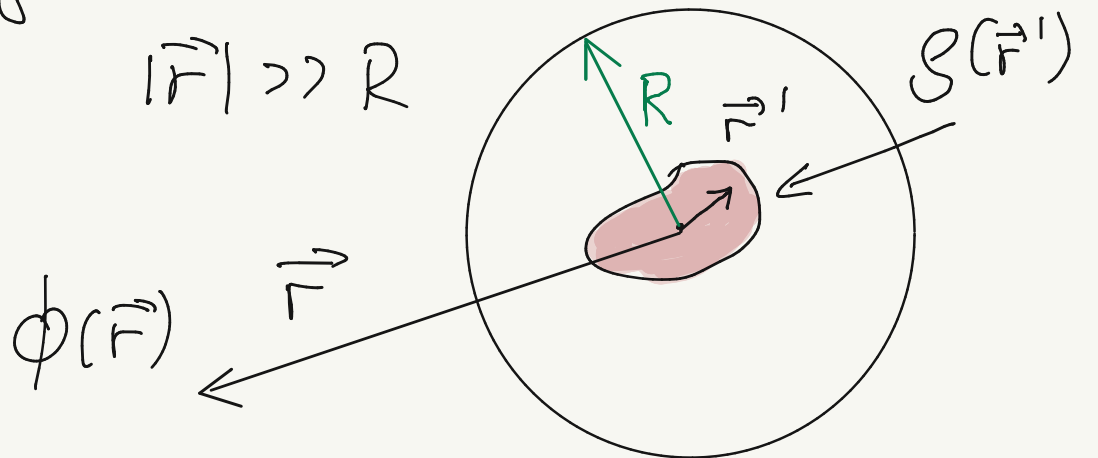
Problem von: $\phi(\vec{r}) = \int d^3r' \frac{\rho(\vec{r}')}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}'|} + \phi_0$

Integral muß für jeden Ort $\vec{r}$ neu berechnet werden



(A) Feld im Außenraum einer Ladungsverteilung

Näherungsweise Berechnung
des Feldes
außerhalb der
Ladungsverteilung?


$$|\vec{r} - \vec{r}'| \gg R \gg |\vec{r}'| \quad \text{Taylorentwicklung von } \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \sum_{j=1}^3 \left((-x'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} \right)^n \frac{1}{r} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(-\vec{r}' \cdot \vec{\nabla} \right)^n \frac{1}{r} \\ &= \frac{1}{r} - (\vec{r}' \cdot \vec{\nabla}) \frac{1}{r} + \frac{1}{2} (\vec{r}' \cdot \vec{\nabla}) (\vec{r}' \cdot \vec{\nabla}) \frac{1}{r} \\ &\quad + \dots \end{aligned}$$

NGN ist

$$\vec{\Delta} \frac{1}{r} = \vec{e}_r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} + \dots \cancel{\partial_\varphi \frac{1}{r}} + \dots \cancel{\partial_\vartheta \frac{1}{r}}$$

$$= -\frac{\vec{e}_r}{r^2} = -\frac{1}{r^3} \vec{r}$$

d.h.

$$(\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \frac{1}{r} = - \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}}{r^3}$$

noch einer etwas längeren Rechnung findet man

$$(*) \quad (\vec{r}' \cdot \vec{\nabla})(\vec{r}' \cdot \vec{\nabla}) \frac{1}{r} = -\frac{r'^2}{r^3} + \frac{3(\vec{r}' \cdot \vec{r})^2}{r^5}$$

und hier die Rechnung:

$$(\vec{r}' \cdot \vec{\nabla})(\vec{r}' \cdot \vec{\nabla}) \frac{1}{r} = (\vec{r}' \cdot \vec{\nabla}) \left(-\frac{\vec{r}' \cdot \vec{r}}{r^3} \right)$$

d.h. erst einmal

das ist hier eine Konstante!

$$\vec{\nabla} \frac{\vec{r}' \cdot \vec{r}}{r^3} = \frac{1}{r^3} \vec{\nabla} (\vec{r}' \cdot \vec{r}) + \vec{r}' \cdot \vec{r} \vec{\nabla} \frac{1}{r^3}$$

$$\vec{\nabla} (\vec{a} \cdot \vec{r}) = \hat{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} a_e x_e = \hat{e}_i a_e \frac{\partial x_e}{\partial x_i} = \hat{e}_i \hat{a}_i = \vec{a}$$

(Sammelenkonvention) "δ_{ie}"

d.h.

$$\vec{\nabla} \frac{\vec{r}' \cdot \vec{r}}{r^3} = \frac{\vec{r}'}{r^3} - (\vec{r}' \cdot \vec{r}) 3 \frac{1}{r^4} \hat{e}_r = \frac{\vec{r}'}{r^3} - \frac{3(\vec{r}' \cdot \vec{r}) \vec{r}}{r^5}$$

damit folgt (*)

Das gibt

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \approx \frac{1}{r} + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^3} + \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2}{2r^5} + \dots$$

Um den 3. Term noch etwas schöner zu schreiben verwenden wir folgende Identität

$$\underline{\underline{3(\vec{r} \cdot \vec{r}')^2 - r^2 r'^2 = 3 x_j x_j' x_e x_e' - x_j' x_e' r^2 \delta_{je}}}$$

(Summenkonvention)

$$= x_j' x_e' (3 x_j x_e - r^2 \delta_{je})$$

$$= \left(x_j' x_e' - \frac{1}{3} r'^2 \delta_{je} \right) \left(3 x_j x_e - r^2 \delta_{je} \right)$$

da: $\underbrace{\hspace{10em}}_{=0}$

aber auch: $\underbrace{\hspace{10em}}_{=0}$

$$\underline{\underline{= (3 x_j' x_e' - r'^2 \delta_{je}) x_j x_e}}}$$

Mit dieser Modifikation des 3. Terms finden wir

$$\phi(\vec{r}) = \int dV' \frac{\rho(\vec{r}')}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r} + \frac{\vec{r}' \cdot \vec{r}}{r^3} + \left(3x_e' x_j' - r'^2 \delta_{ej} \right) \frac{x_e x_j}{2r^5} + \dots \right] + \phi_0$$

Wir sehen daß wir die Integration über $\rho(\vec{r}')$ in Koeffizienten der Entwicklung nach $\frac{1}{r}$ stecken können.

Diese sind unabhängig vom Ort $\vec{r}$!

Diese Vorfaktoren sind die sogenannten Multipolmomente der Ladungsverteilung

$$q \equiv \int dV' \rho(\vec{r}')$$

Ladung

$$\vec{p} \equiv \int dV' \rho(\vec{r}') \vec{r}'$$

Dipolmoment
(Ladung * Abstand)

$$Q_{je} \equiv \int dV' \rho(\vec{r}') (3x_j x_e - r'^2 \delta_{je})$$

Quadrupoltensor

Diese sind eindeutig durch Ladungsverteilung und Wahl des Koordinatensystems (+ Ursprung) gegeben. Für das Potential ergibt sich (ohne ϕ_0)

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{q}{r} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{r^3} + Q_{je} \frac{x_j x_e}{2r^5} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^4}\right) \right]$$

Monopol

$$\sim \frac{1}{r}$$

Dipol

$$\sim \frac{1}{r^2}$$

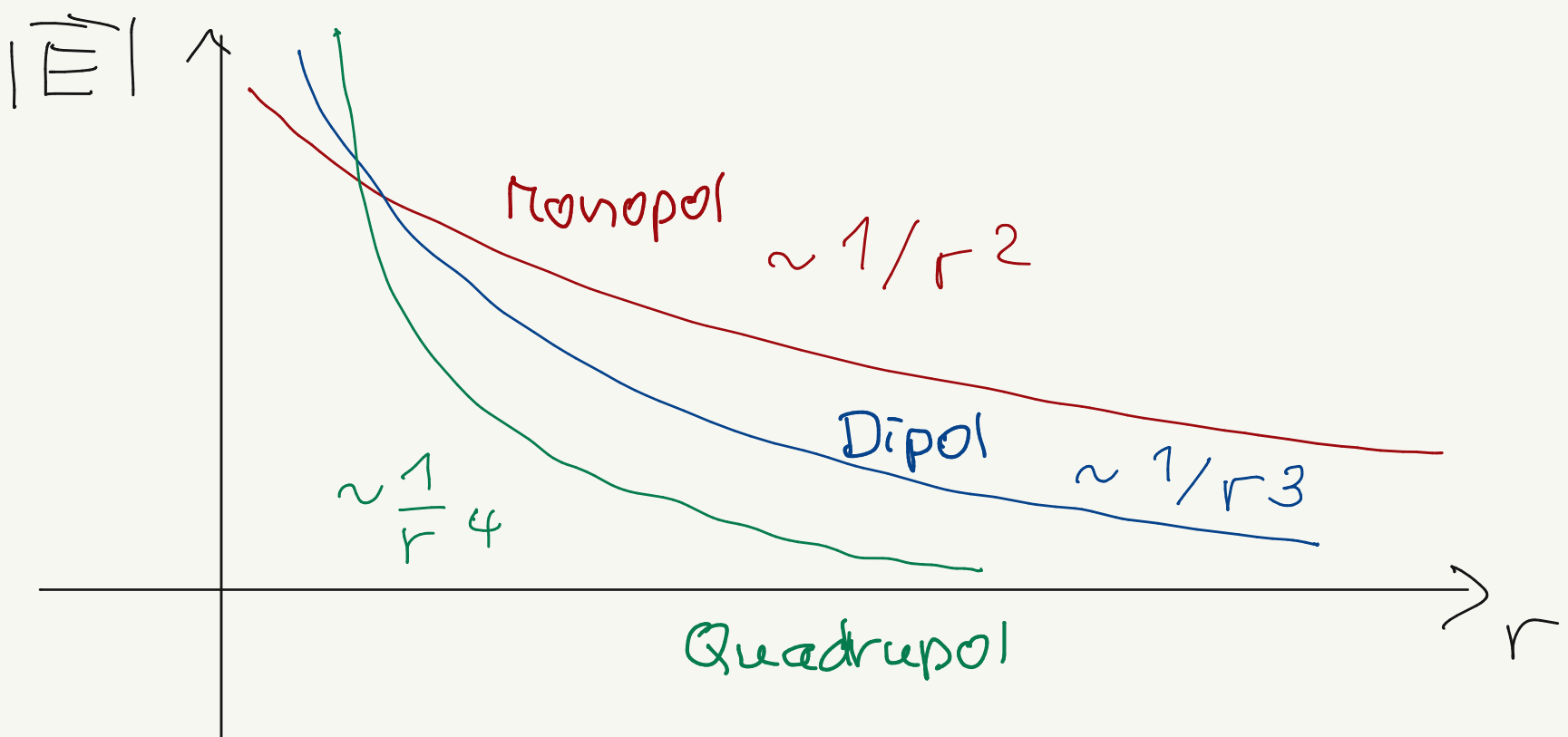
Quadrupol

$$\sim \frac{1}{r^3}$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{q\vec{r}}{r^3} + \frac{3(\vec{p} \cdot \vec{r})\vec{r} - \vec{p}r^2}{r^5} + \dots \right]$$

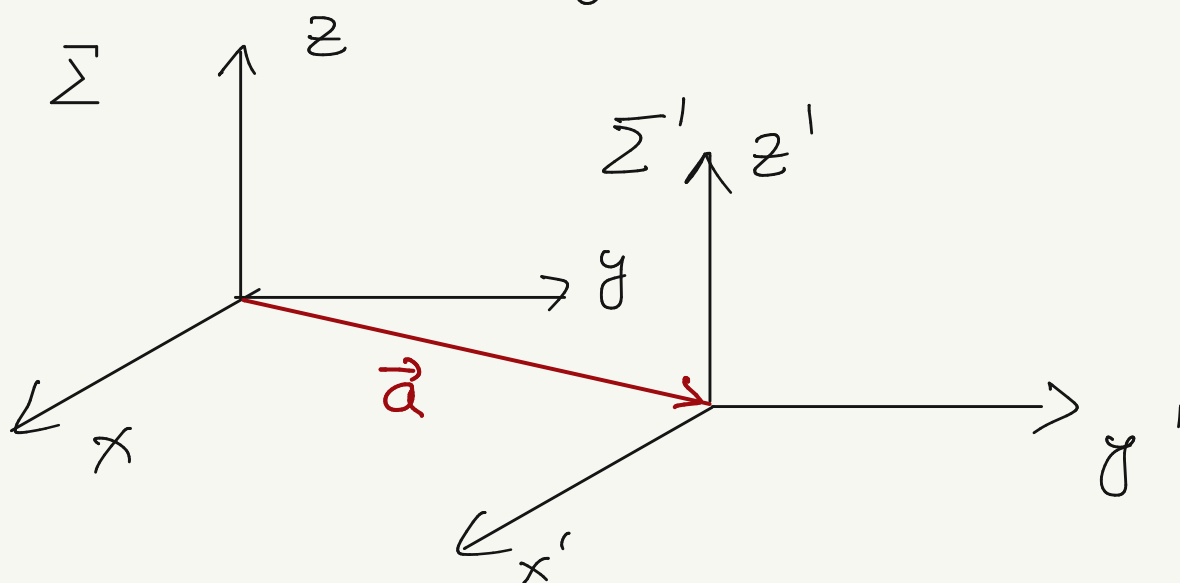
Monopol
 $\sim 1/r^2$

Dipol
 $\sim 1/r^3$



Aus dem Verhalten des elektrischen Feldes im Unendlichen kann man die verschiedenen Multipolmomente ablesen

Bem: Abhängigkeit vom Koordinatensystem



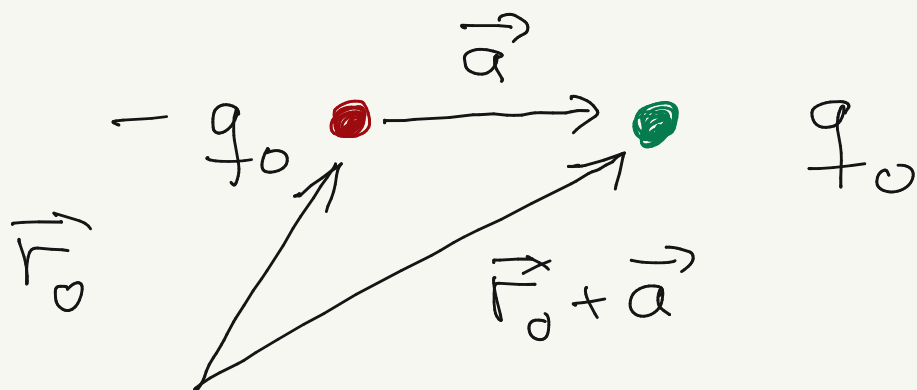
$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{a}$$

- Ladung $q = \int d^3r \rho = \int d^3r' \rho = q'$
- Dipol
$$\begin{aligned} \vec{p} &= \int d^3r \vec{r} \rho = \int d^3r' (\vec{r}' + \vec{a}) \rho \\ &= \vec{p}' + \vec{a} q \end{aligned}$$
 "Steinerscher Satz"

für $q=0$ d.h. "reiner" Dipol $\vec{p} = \vec{p}'$

(B) Punktdipol

Zwei Punktladungen
 $\pm q_0$ im Abstand $\vec{a}$



$$\mathcal{G}(\vec{r}) = -q_0 \left[\delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) - \delta^{(3)}(\vec{r} - (\vec{r}_0 + \vec{a})) \right]$$

Gesamtladung $q = q_0 - q_0 = 0$

- Dipolmoment (unabhängig vom Bezugspunkt da $q = 0$)

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{r}_0$$

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\vec{p}}} &= \int dV' \mathcal{G} \vec{r}' = -q_0 \int dV' \left(\delta^{(3)}(\vec{r}') - \delta^{(3)}(\vec{r}' - \vec{a}) \right) \vec{r}' \\ &= \underline{\underline{q_0 \vec{a}}} \end{aligned}$$

$\downarrow$
 $= 0$

- Grenzübergang $|\vec{a}| \rightarrow 0$ mit $q_0 |\vec{a}| = \text{konst}$

$\Rightarrow$ Punktdipol der Stärke $\vec{p}$

$$\mathcal{G}(\vec{r}) = \lim_{\substack{|\vec{a}| \rightarrow 0 \\ \vec{p} = \text{konst}}} |\vec{p}| \frac{\delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0 - \vec{a}) - \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0)}{|\vec{a}|}$$

$$\rho(\vec{r}) = -\vec{p} \cdot \vec{\nabla} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0)$$

Ladungsdichte eines Punktdipols

Jetzt überzeugen wir uns, daß diese Ladungsverteilung wirklich nur ein Dipolfeld erzeugt (ohne ϕ_0)

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int dV' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{\nabla}' \delta^{(3)}(\vec{r}' - \vec{r}_0) \\ &= -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \left[\vec{\nabla}' \frac{\delta^{(3)}(\vec{r}' - \vec{r}_0)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \delta^{(3)}(\vec{r}' - \vec{r}_0) \vec{\nabla}' \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right] \\ &\quad \text{mit Satz von} \quad \underbrace{-\frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}}_{\text{Gauß} \equiv 0} \end{aligned}$$

$$\phi(\vec{r}) = -\frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \delta^{(3)}(\vec{r}' - \vec{r}_0) \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}$$

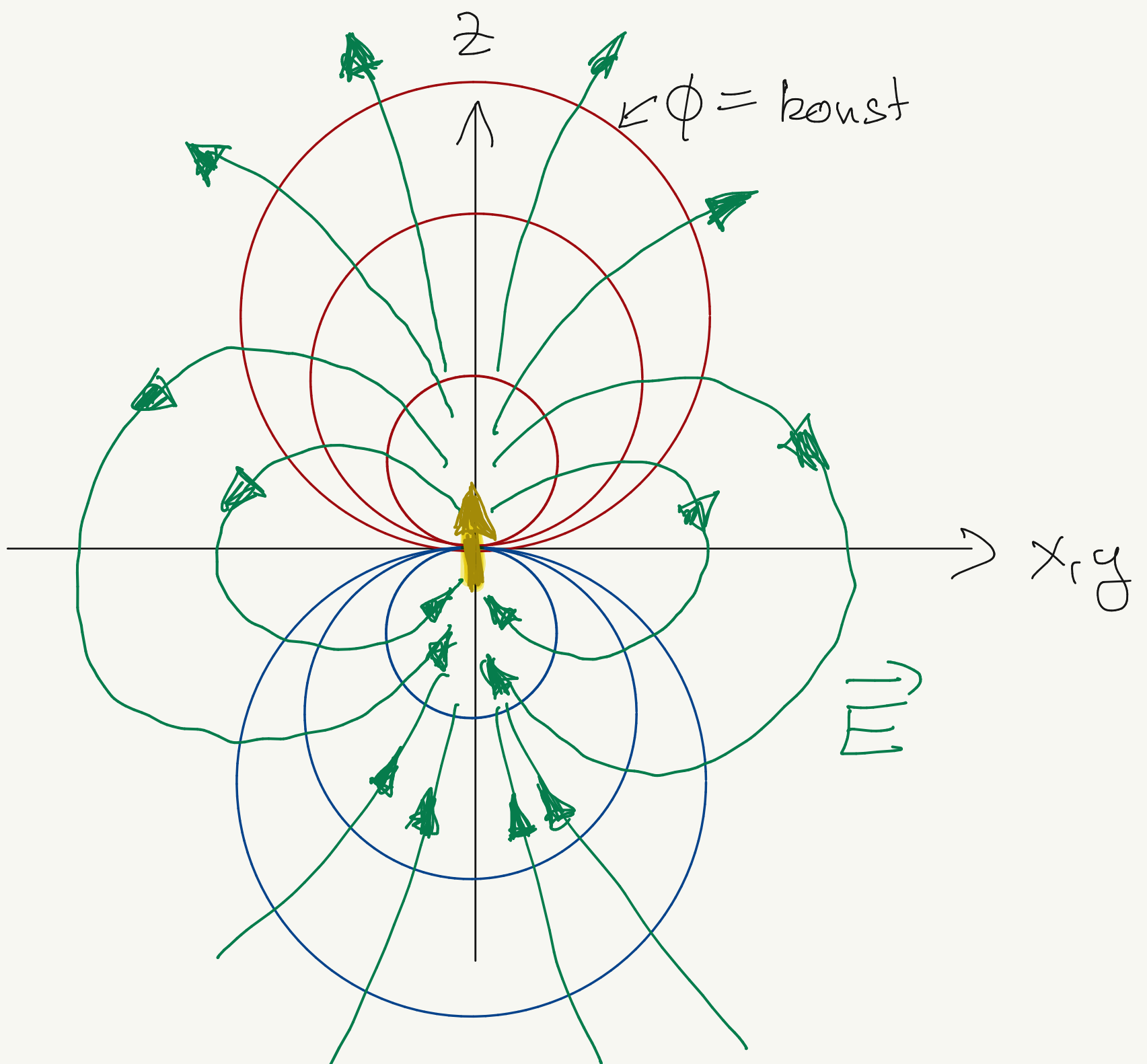
$$\phi(\vec{r}) = \frac{\vec{p} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_0)}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}_0|^3} \quad \checkmark \text{ nur Dipol} \quad \square$$

• OBD

$$\vec{p} = p \hat{e}_z$$

$$\vec{r}_0 = 0$$

$$\phi(\vec{r}) = \frac{p \cos\vartheta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$



Potential und elektrisches Feld eines Punktdipols $\vec{p} = p \vec{e}_z$

(C) Kraft auf eine Ladungsverteilung

Betrachten Ladungsverteilung $g(\vec{r})$ in externem elektrischen Feld $\vec{E}_{\text{ext}}$

$$\vec{F} = \int dV g(\vec{r}) \vec{E}_{\text{ext}}$$

Betrachten:

$$(*) \quad g(\vec{r}) = q \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) - \vec{p} \cdot \vec{\nabla} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) + \dots$$

Punktladung

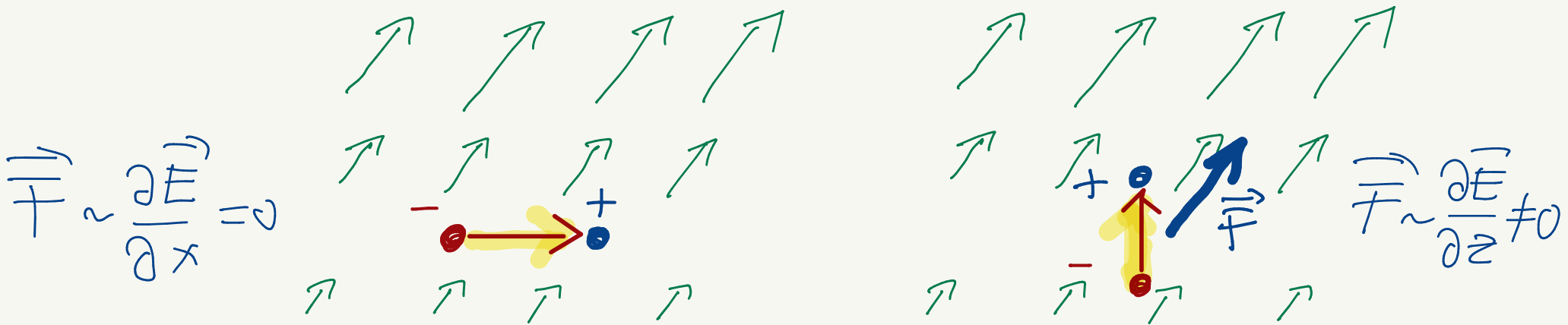
Punktdipol

$\Rightarrow$

$$\begin{aligned} \vec{F} &= q \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}_0) - \vec{p} \cdot \int dV \left(\vec{\nabla} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) \right) \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}) \\ &= q \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}_0) + \int dV \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0) (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}) \end{aligned}$$

$$\boxed{\vec{F} = q \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}_0) + (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}_0)}$$

Richtungsableitung in Richtung $\vec{p}$



$$\vec{p} = p \hat{e}_x$$

$$\vec{p} \cdot \vec{\nabla} = p \frac{\partial}{\partial x}$$

umgekehrt gleich große
Kräfte auf "+" und "-"

$$\vec{p} = p \hat{e}_z$$

$$\vec{p} \cdot \vec{\nabla} = p \frac{\partial}{\partial z}$$

Kraft auf "+" ist
stärker als auf "-"

Aus dem Beispiel oben wird ersichtlich, daß auch ein Drehmoment auf den Dipol wirkt

$$\vec{M} = \int dV \rho(\vec{r}) (\vec{r} \times \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}))$$

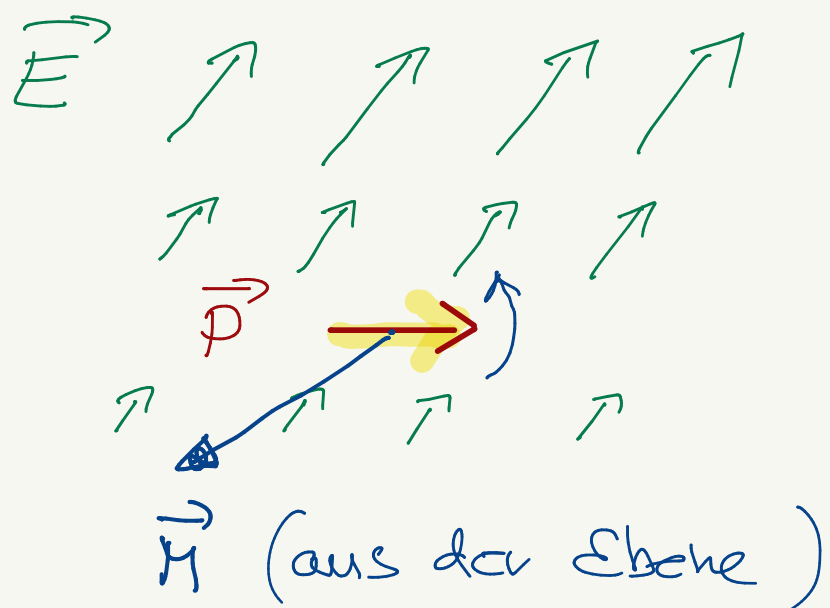
Mit Ladungsverteilung (*) und $\vec{r}_0 = 0$

$$\vec{M} = \int dV \left(\underbrace{q \delta^{(3)}(\vec{r}) - \vec{p} \cdot \vec{\nabla} \delta^{(3)}(\vec{r})}_{=0} \right) (\vec{r} \times \vec{E}_{\text{ext}}(\vec{r}))$$

$$\boxed{\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}_{\text{ext}}(0)}$$

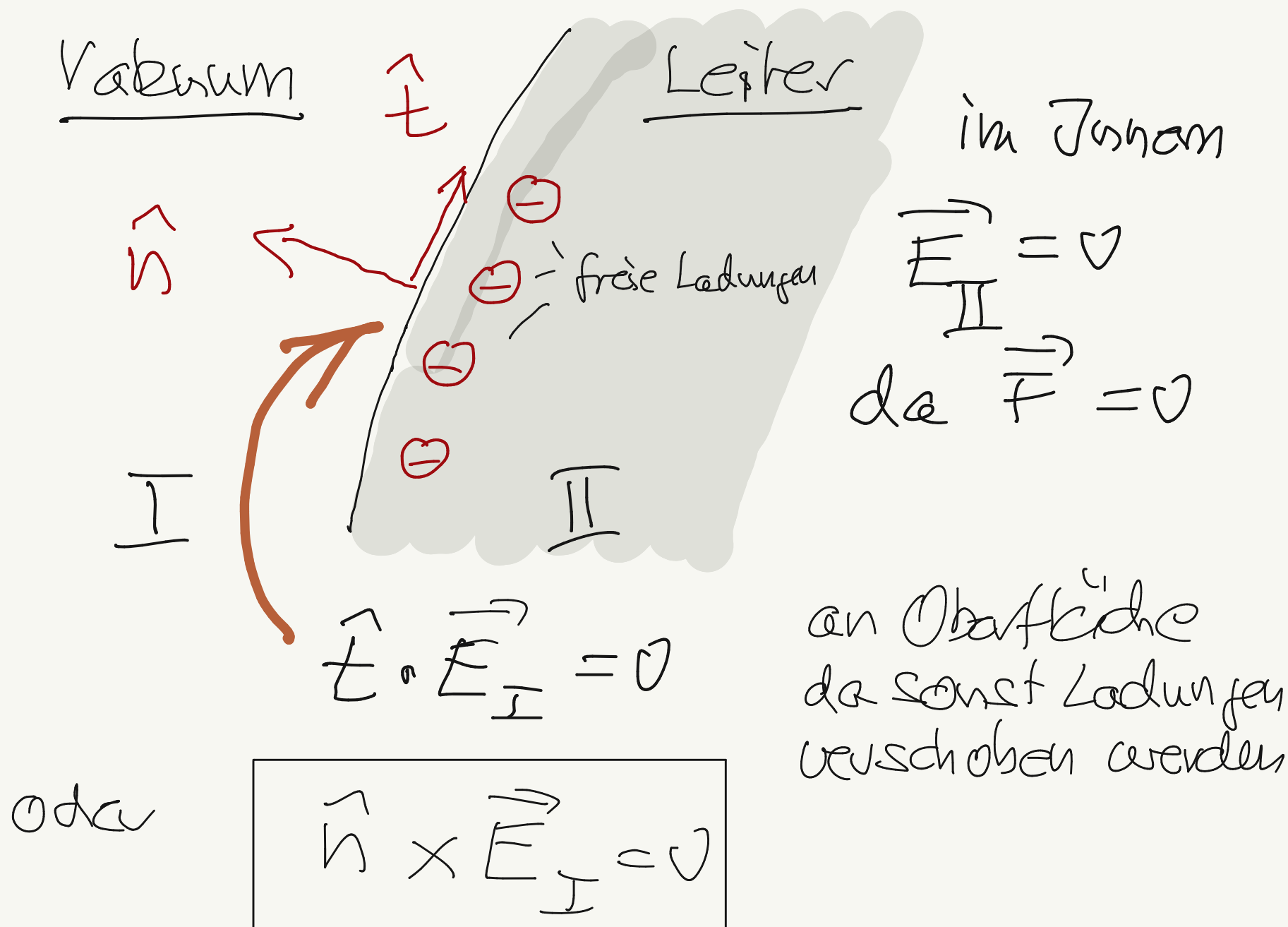
Beispiel von oben:

rotiert Punktdipol
in Richtung des
Feldes



IX.3 Potential und elektr. Feld an Grenzflächen

(A) ideale elektrische Leiter



$\Rightarrow$ Wie sehen Übergangsbedingungen für das elektrische Feld aus?

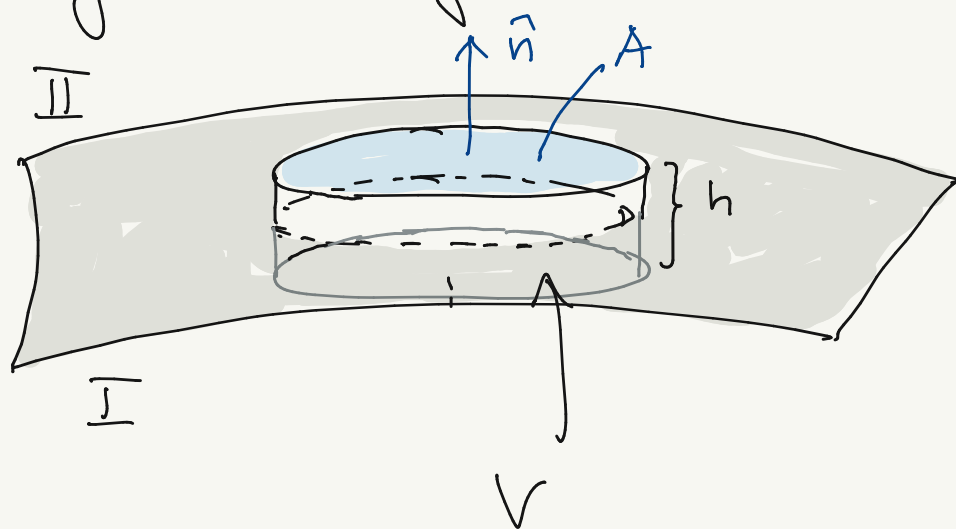
(B) Übergangsbedingungen an Grenzflächen

• Feld

Maxwellgleichung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$E_n = \vec{E} \cdot \vec{n}$$



$$\frac{1}{A} \int dV \rho = \frac{\epsilon_0}{A} \int_V dV \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \stackrel{\text{Gauß}}{=} \frac{\epsilon_0}{A} \int_{\partial(V)} d\vec{A} \cdot \vec{E}$$

$$\stackrel{h \rightarrow 0}{\sim} \frac{\epsilon_0}{A} \left(\int_{\text{Deckfläche}} dA E_n^{\text{II}} - \int_{\text{Grundfl.}} dA E_n^{\text{I}} \right)$$

$$\stackrel{A \rightarrow 0}{=} \epsilon_0 (E_n^{\text{II}} - E_n^{\text{I}}) = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{1}{A} \int dV \rho = \rho$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{E}^{\text{II}} - \vec{E}^{\text{I}}) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

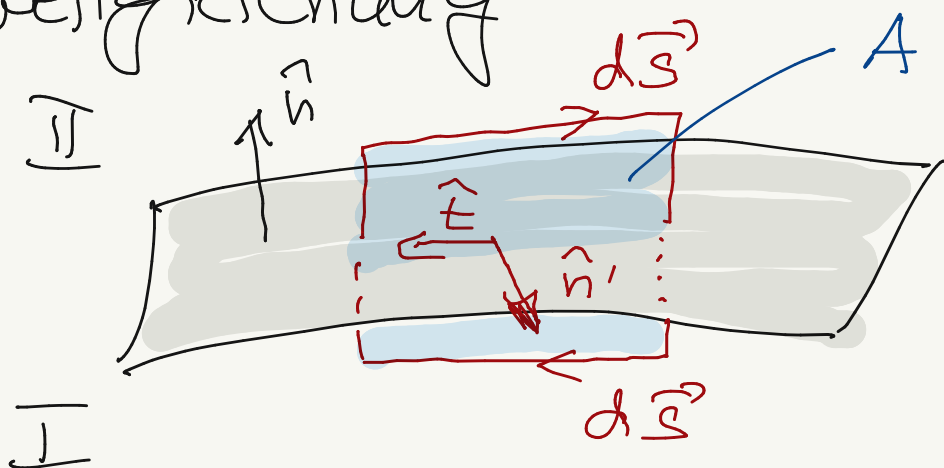
Oberflächen-
ladungsdichte

An einer Grenzfläche macht die Normalenkomponente des elektrischen Feldes einen Sprung, gegeben durch die Oberflächenladungsdichte an der Grenzfläche.

Folgerung für ideale Leiter: Da im Innern des Leiters kein Feld existiert muß eine Oberflächenladungsdichte an der Oberfläche existieren wenn im Außenraum ein elektrisches Feld vorliegt!

Aus der Maxwellgleichung

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$$



$$\int_A d\vec{A} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E} = \oint_{\partial(A)} d\vec{s} \cdot \vec{E} = 0$$

$$A \rightarrow 0$$

$$0 = E_t^{\text{II}} - E_t^{\text{I}} = \hat{n} \times (\vec{E}^{\text{II}} - \vec{E}^{\text{I}})$$

An einer Grenzfläche gehen die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes stetig über.

• Potential

$$\text{aus } \hat{n} \cdot (\vec{E}^{\text{II}} - \vec{E}^{\text{I}}) = \sigma / \epsilon_0$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{\nabla} \phi^{\text{II}} - \vec{\nabla} \phi^{\text{I}}) = - \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

$$\frac{\partial \phi^{\text{II}}}{\partial \vec{n}} - \frac{\partial \phi^{\text{I}}}{\partial \vec{n}} = - \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

Normalenableitung des Potentials macht einen Sprung

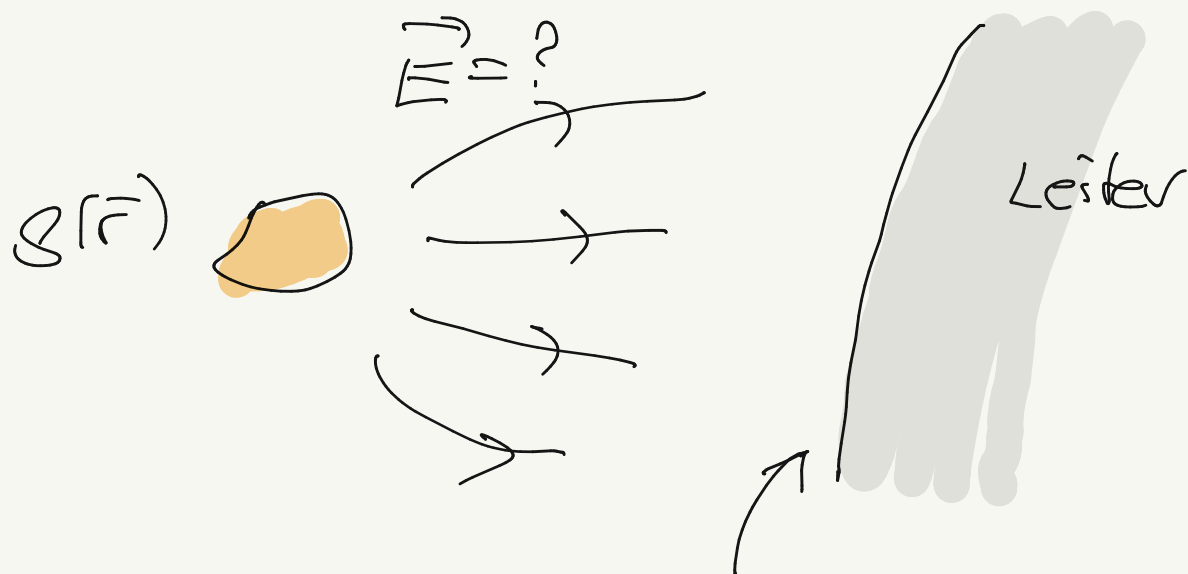
$$\text{aus } \hat{n} \times (\vec{E}^{\text{II}} - \vec{E}^{\text{I}}) = 0$$

$$\hat{n} \times (\vec{\nabla} \phi^{\text{II}} - \vec{\nabla} \phi^{\text{I}}) = 0$$

Tangentialableitung des Potentials ist stetig

(c) Randbedingungen

Oft muß man das elektrische Feld (Potential) einer Ladungsverteilung bei Vorhandensein bestimmter Grenzflächen z.B. Oberflächen idealer Leiter bestimmen. Dieser läßt sich am einfachsten als ein Randwertproblem formulieren



an der Leiteroberfläche muß $\vec{E}_t = 0$
d.h. an Leiteroberfläche gilt

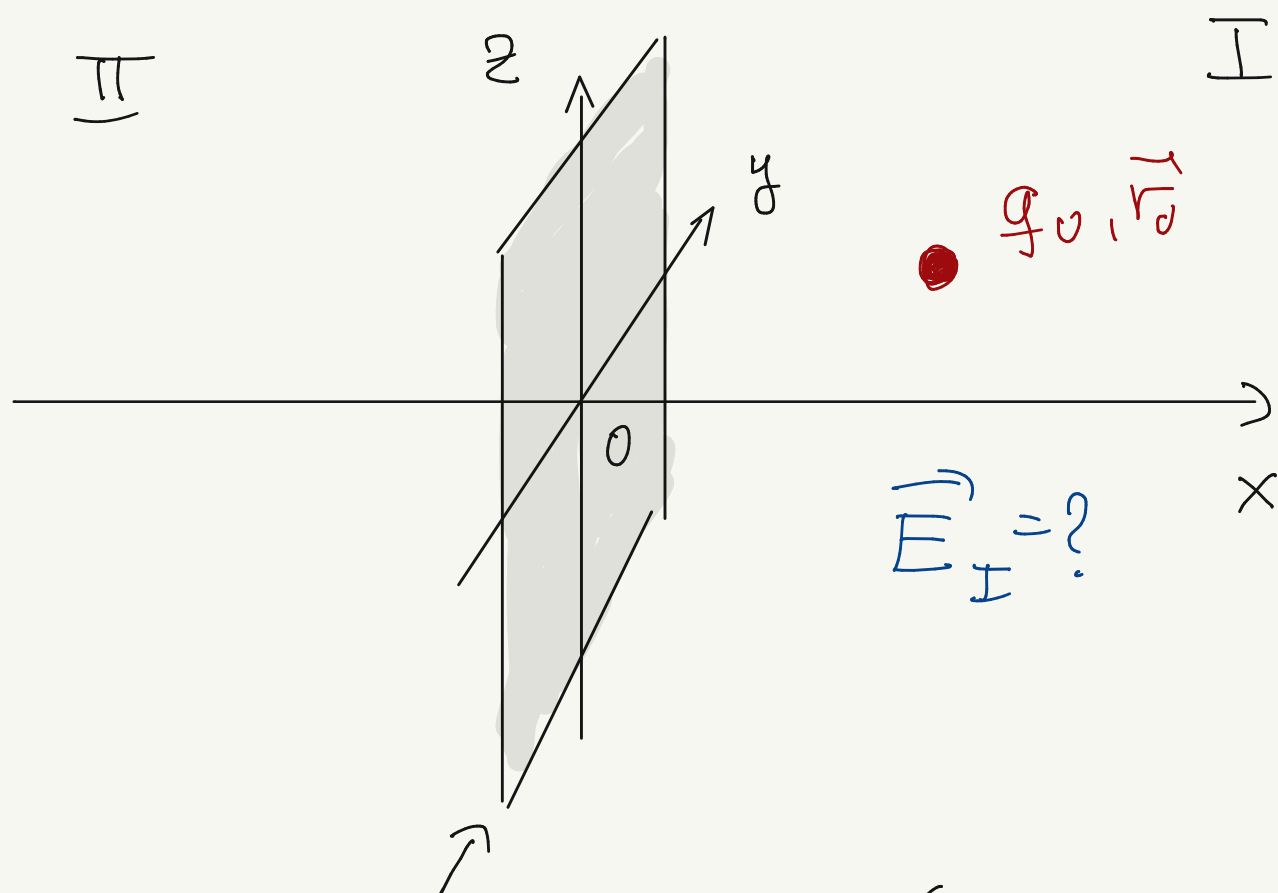
$$\hat{n} \times \vec{E} = -\hat{n} \times \vec{\nabla} \phi = 0$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \hat{n}} = 0$$

Leiter = "Äquipotential-
fläche"

- Dirichlet Randbedingung ϕ auf Rand gegeben
- Neumann Randbedingung $\frac{\partial \phi}{\partial \hat{n}}$ auf Rand gegeben

(D) Spiegelladungsmethode



leitende Platte (unendlich ausgedehnt)

Wir wollen das elektrische Feld im Raum I berechnen. Hinter der Leiterplatte gibt es keine (echten) Ladungen, d.h. wir wissen bereits

$$\vec{E}_{II} = 0$$

Bereich I:

$$\Delta\phi = -\frac{q_0}{\epsilon_0} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_0)$$

Randbed. $\phi = \phi_0$ für $x \leq 0$

Lösungsidee für Raum I, d.h. $x \geq 0$

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} + f(\vec{r})$$

wobei für $x \geq 0$ (!!)

$$\Delta f(\vec{r}) = 0$$

wählen f so, daß $\phi(0, y, z) = \phi_0 = \text{const.}$

$$\Rightarrow f(\vec{r}) = \phi_0 + \frac{-q_0}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}_0'|}$$

$$\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0) \quad \vec{r}_0' = (-x_0, y_0, z_0)$$

Spiegelladung

Achtung: liefert nur korrektes Resultat im Raumbereich I

$$\phi(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} - \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_0'|} \right\} + \phi_0 & x \geq 0 \\ \phi_0 & x \leq 0 \end{cases}$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|^3} - \frac{\vec{r} - \vec{r}_0'}{|\vec{r} - \vec{r}_0'|^3} \right) & x \geq 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases}$$

Da die Leiteroberfläche eine Äquipotentialfläche ist ($\phi \equiv \phi_0$) steht das elektrische Feld senkrecht auf der Oberfläche. Nach der Diskussion der Bedingungen an Grenzflächen folgt, daß es auf dem Leiter eine Oberflächenladungsdichte geben muß.

$$\sigma(y, z) = \epsilon_0 \hat{n} \cdot (\vec{E}^I(0, y, z) - \vec{E}^II(0, y, z))$$

||
0

$$\sigma(y, z) = \epsilon_0 E_x^I(0, y, z)$$

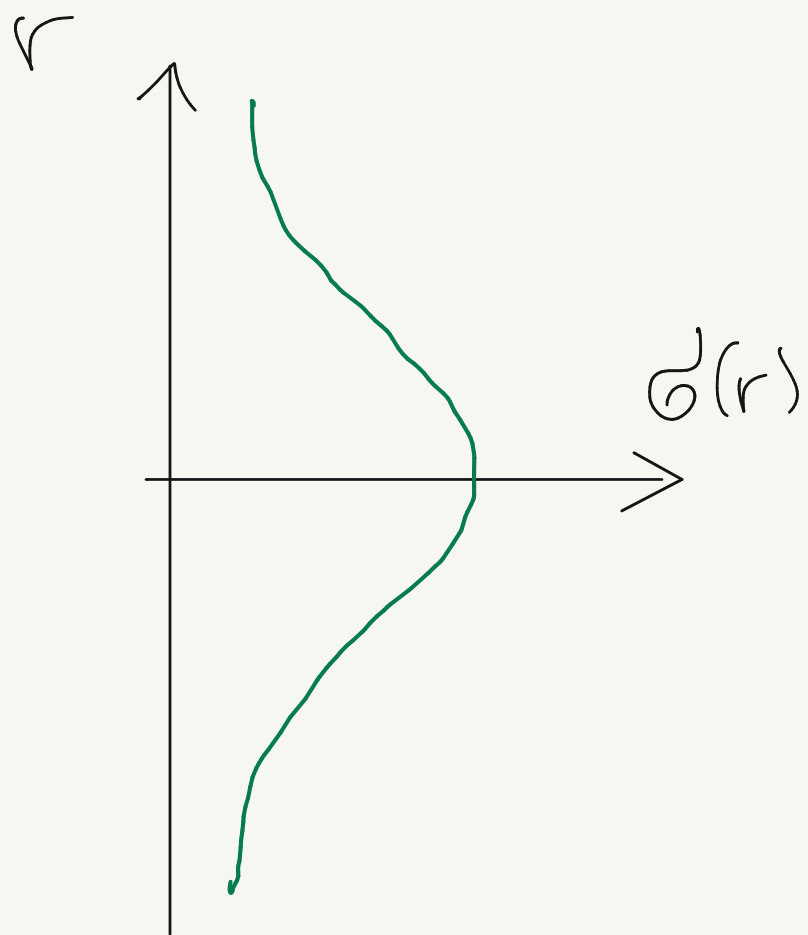
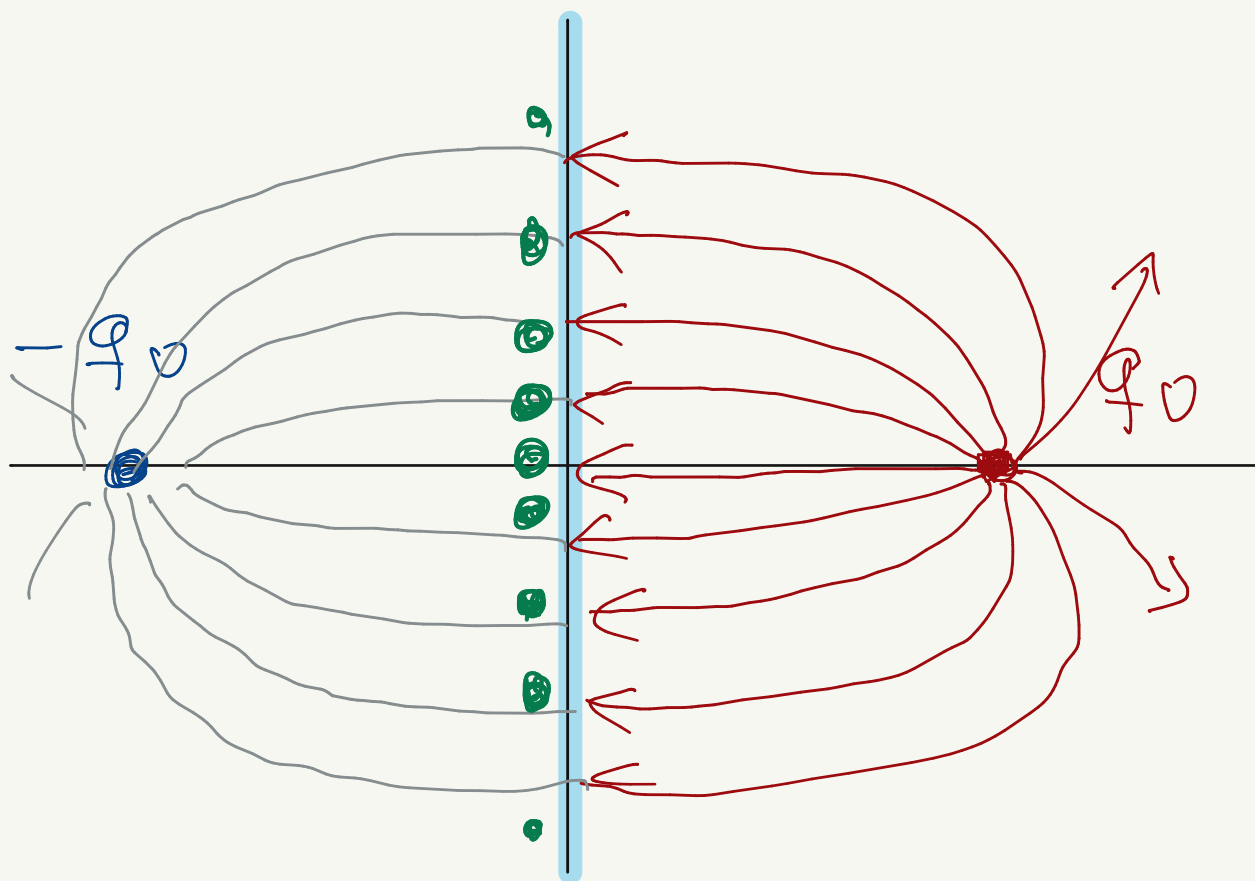
influenzierte Oberflächenladungsdichte

D.h. die Ursprungsladung führt zu einer Ladungsverschiebung auf der Leiterplatte, d.h. sie influenziert eine Ladungsdichte auf der Oberfläche

Bsp1: q_0 bei $\vec{r}_0 = (b, 0, 0)$

$$x \geq 0 \quad \vec{E}(\vec{r}) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\vec{r} - b\vec{e}_x}{|\vec{r} - b\vec{e}_x|^3} - \frac{\vec{r} + b\vec{e}_x}{|\vec{r} + b\vec{e}_x|^3} \right)$$

$$\Rightarrow \underline{\underline{\sigma(y, z) = - \frac{q_0 b}{2\pi(a^2 + r^2)^{3/2}}}} \quad r^2 = y^2 + z^2$$



- gesamte induzierte Oberflächenladung

$$q_{\text{infl}} = 2\pi \int_0^{\infty} dr \, r \, \sigma(r) = -b q_0 \int_0^{\infty} dr \, \frac{r}{(b^2 + r^2)^{3/2}} = -q_0$$

$$q_{\text{infl.}} = -q_0 = \text{Bildladung}$$

- Kraft auf Ladung (= -Kraft auf Leiter)

$$\vec{F} = q_0 \vec{E}_{\text{Bild}}(\vec{r}_0) = - \frac{q_0^2}{4\pi \epsilon_0 4b^2} \vec{e}_x$$

Stetig attraktiv

- Verallgemeinerung

für Spezialfälle
möglich

⇒ 3 Bildladungen

