

# Theoretische Physik II

## Elektrodynamik

Vorlesung von Prof. Dr. Michael Thoss im Wintersemester 2018

Markus Österle   Andréz Gockel   Damian Lanzenstiel   Patrick Munnich

12. Januar 2019

# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Einführung</b>	<b>4</b>
0.1	Zur Vorlesung . . . . .	4
0.2	Einführung und Überblick . . . . .	5
0.2.1	Rückblick . . . . .	5
0.2.2	Elektrodynamik . . . . .	5
0.3	Aufbau der Vorlesung . . . . .	5
<b>1</b>	<b>Elektrostatik</b>	<b>6</b>
1.1	Elektrische Ladung und Coulomb'sches Gesetz . . . . .	6
1.1.1	Coulombsches Gesetz . . . . .	6
1.2	Elektrisches Feld . . . . .	7
1.2.1	Feld eines Systems von Punktladungen . . . . .	7
1.2.2	Feld einer kontinuierlichen Ladungsverteilung . . . . .	8
1.2.3	Ladungsdichte einer Punktladung . . . . .	8
1.2.4	Flächenladungsdichte . . . . .	10
1.2.5	Linenladungsdichte . . . . .	11
1.3	Feldgleichungen und elektrostatisches Potential . . . . .	11
1.3.1	Elektrostatisches Potential . . . . .	12
1.3.2	Feldgleichung (differentielle Form) . . . . .	12
1.3.3	Zusammenfassung: . . . . .	15
1.3.4	Integralsätze der Vektoranalysis . . . . .	16
1.3.5	Integrale Form der Feldgleichung . . . . .	18
1.3.6	Gaußsches Gesetz . . . . .	18
1.3.7	Satz von Stokes . . . . .	19
1.3.8	Zusammenfassung: Feldgleichungen der Elektrostatik . . . . .	19
1.4	Elektrostatische Energie . . . . .	19
1.4.1	Elektrostatische Potentielle Energie . . . . .	20
1.5	Verhalten des el. Feldes an Grenzflächen mit Flächenladung . . . . .	22
1.5.1	Randbedingungen an el. Leitern . . . . .	24
1.6	Randwertprobleme (RWP) der Elektrostatik und Lösungsmethoden . . . . .	25
1.6.1	Formulierung des Randwertproblems . . . . .	25
1.6.2	Methode der Bildladung (Spiegelladung) . . . . .	26
1.6.3	Formale Lösungen des elektrostatischen Randwertproblems mit Greenschen Funktionen (GF) . . . . .	28
1.6.4	Greensche Funktion des Dirichlet Randwertproblems einer Ebene . . . . .	31
1.6.5	Separation der Variablen und Entwicklung nach orthogonalen Funktionen . . . . .	32
1.6.6	Vollständige Orthonormale Funktionensysteme (VONS) . . . . .	35
1.6.7	Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten . . . . .	36
1.7	Multipolentwicklung . . . . .	42
1.7.1	Multipolentwicklung der Energie der Ladungsverteilung im äußeren Feld . . . . .	44

1.8	Elektrostatik in Materie-Dielektrika . . . . .	45
1.8.1	Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik . . . . .	46
1.8.2	Mittelung von Funktionen . . . . .	46
1.8.3	Bestimmung von $\langle \rho \rangle$ . . . . .	47
1.8.4	Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik (Wiederholung) . . . . .	49
1.8.5	Feldgleichungen für lineares, isotropes Dielektrikum . . . . .	51
1.8.6	Punktladung in homogenem Dielektrikum (lineare Näherung) . . . . .	52
1.8.7	Zusammenhang zwischen atomarer/molekularer Polarisierbarkeit und Suszeptibilitäten . . . . .	52
1.8.8	Randwertprobleme . . . . .	53
1.8.9	Randbedingungen für $\mathbf{D}$ , $\mathbf{E}$ an einer Grenzschicht mit Flächenladung . . . . .	53
1.8.10	Elektrostatische Energie in Dielektrika . . . . .	55
<b>2</b>	<b>Magnetostatik</b>	<b>56</b>
2.1	Strom, Stromdichte und Kontinuitätsgleichung . . . . .	56
2.1.1	Strom . . . . .	56
2.1.2	Stromdichte: . . . . .	57
2.1.3	Kontinuitätsgleichung . . . . .	58
2.1.4	Magnetostatik . . . . .	58
2.2	Gesetz von Biot-Savart . . . . .	59
2.3	Kraft eines äußeren Magnetfeldes auf einen Stromdurchflossenen Leiter . . . . .	61
2.3.1	Kraft zwischen zwei Stromdurchflossenen Leitern . . . . .	61
2.4	Feldgleichungen der Magnetostatik und Vektorpotential . . . . .	62
2.4.1	Vektorpotential . . . . .	62
2.4.2	Feldgleichungen der Magnetostatik . . . . .	64
2.4.3	Feldgleichungen der Magnetostatik . . . . .	66
2.5	Multipolentwicklung - Magnetisches Moment . . . . .	66
2.5.1	Kraft auf eine lokalisierte Stromverteilung in einem äußeren Magnetfeld $\mathbf{B}$ . . . . .	69
2.6	Magnetostatik in Materie . . . . .	70
2.6.1	Makroskopische Feldgleichungen . . . . .	70
2.6.2	Makroskopische Feldgleichungen der Magnetostatik . . . . .	71
2.6.3	Vektorpotential . . . . .	72
2.6.4	Magnetisierung und Suszeptibilität . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Zeitabhängige elektromagnetische Felder - Elektrodynamik</b>	<b>74</b>
3.1	Maxwell-Gleichungen . . . . .	74
3.1.1	Faraday'sches Induktionsgesetz . . . . .	74
3.1.2	Maxwellscher Verschiebungsstrom . . . . .	76
3.1.3	Lösung der Differentialgleichungen . . . . .	77
3.2	Potentiale der Elektrodynamik - Eichtransformation . . . . .	78
3.2.1	Bestimmungsgleichung für $\Phi$ , $\mathbf{A}$ . . . . .	78
3.2.2	Eichtransformation . . . . .	79
3.3	Energie und Impuls elektromagnetischer Felder . . . . .	80
3.3.1	Energie des EM-Feldes . . . . .	80
3.3.2	Impuls des EM-Feldes - Maxwellscher Spannungstensor . . . . .	83
3.4	Elektromagnetische Wellen . . . . .	86
3.4.1	Maxwell-Gleichungen in einem Isolator - Homogene Wellengleichung . . . . .	86
3.4.2	Homogene Wellengleichung für skalare Funktion in einer Raumdimension . . . . .	87
3.4.3	Ebene Wellen in 3 Raumdimensionen . . . . .	89
3.4.4	Ebene elektromagnetische Wellen . . . . .	90
3.4.5	Polarisation ebener EM-Wellen . . . . .	92
3.5	Reflexion und Brechung von EM-Wellen an Grenzflächen . . . . .	93

3.5.1	Stetigkeitsbedingungen an Grenzflächen . . . . .	94
-------	--	----

# Kapitel 0

## Einführung

### 0.1 Zur Vorlesung

**Dozent** Michael Thoss

**Übungen** Donnerstag/Freitag (ILIAS) beginnt 18./19.10.18

**Übungsleiter** Jakob Bätge

**Abgabe der Hausaufgaben** bis Dienstag 12:00 - Briefkasten GuMi

**Klausur** 13.02.19, 10-12 Uhr, Hörsaal Anatomie (Nachklausur: 26.19, 10-12 Uhr)

**Ankündigungen** ILIAS Pass: theophy2.thoss18

**Angaben** Vorlesung: 4 SWS, Übung: 2 SWS, ECTS: 7

**Vorkenntnisse** Mathematik: Analysis für Physiker (Vektor Rechnung), Theoretische Physik I, Experimental Physik II.

#### Hinweis zu den Übungen

- Keine Anwesenheitspflicht.
- Keine Punktzahl nötig für Klausurzulassung.
- Kann auch während Übungen abgegeben werden.

Lehrbücher:

- W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik* (Springer)
- D.J. Griffiths, *Elektrodynamik: Eine Einführung* (Pearson)
- T. Fließbach, *Elektrodynamik* (Spektrum Akademischer Verlag)
- J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik* (Walter de Gruyter) [geht dieser Vorlesung hinaus](#)

## 0.2 Einführung und Überblick

Die vier fundamentalen Wechselwirkungen (WW):

- Starke WW
- Elektromagnetische WW Wird in dieser Vorlesung betrachtet
- Schwache WW
- Gravitation

### 0.2.1 Rückblick

Theoretische Physik 1:

- Mechanik
- Punktmechanik: Bahnkurven von Körpern
- Bewegungsgleichung:  $m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}$

### 0.2.2 Elektrodynamik

- Grundlegende Größen
- Felder
- 

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$	$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$
elektrisches Feld	Magnetfeld

→ Feldtheorie sehr wichtiges Konzept

Wie sind Elektrische Felder definiert?

Experimentelle Definition als Messgröße: Kraft auf Ladung

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))$$

Theoretische Definition ist Mathematisch: Feldgleichungen-Maxwellgleichungen

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j}\end{aligned}$$

Hierbei steht  $\rho$  für die Ladungsdichte und  $\mathbf{j}$  für die Stromdichte.

## 0.3 Aufbau der Vorlesung

1./2. Statische Phänomene:  $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \underbrace{\nabla \times \mathbf{E} = 0}_{1. \text{ Elektrostatik}} & & \underbrace{\nabla \times \mathbf{B} = 0}_{2. \text{ Magnetostatik}}\end{aligned}$$

3. Zeitabhängige magnetische/elektrische Felder

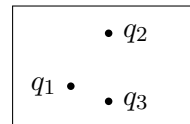
4. Relativistische Formulierung der Elektrodynamik

# Kapitel 1

## Elektrostatik

Wir beschäftigen uns in diesem Kapitel mit **ruhenden Ladungen** und **zeitunabhängigen Feldern**. Das Grundproblem besteht darin, dass wir eine Ladungsverteilung haben und das Elektrische Feld und dessen Potential bestimmen wollen.

→ Feld  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ , el. Potential  $\Phi(\mathbf{r})$



### 1.1 Elektrische Ladung und Coulomb'sches Gesetz

Ladung: Beobachtungstatsachen:

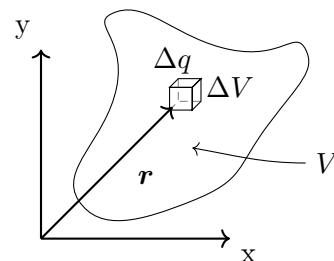
- i) Zwei Arten „+“, „-“
- ii) Abgeschlossenes System: Ladung erhalten:  $q = \sum_i q_i = \text{const.}$
- iii) Ladung ist quantisiert in Einheiten der Elementarladung:

$$q = ne, \quad n \in \mathbb{Z}, \quad e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$n = -1$ : für ein Elektron wäre ein Beispiel einer Punktladung

Kontinuierliche Ladungsverteilung Ladungsdichte  
 $\rho(\mathbf{r}) = \frac{\text{Ladung}}{\text{Volumen}} = \frac{\Delta q}{\Delta V}$  Gesamtladung in  $V$ :

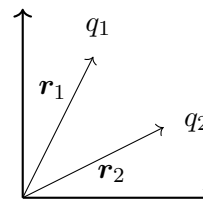
$$Q = \int_V d^3r \rho(\mathbf{r})$$



#### 1.1.1 Coulombsches Gesetz

Die Kraft, welche eine am Ort  $\mathbf{r}_2$  lokalisierte Punktladung auf eine Punktladung am Ort  $\mathbf{r}_1$  ausübt, ist gegeben durch:

$$\mathbf{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2} \underbrace{\frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}_{\mathbf{e}_{r_{12}}}$$



1.  $\mathbf{F}_{12} \sim q_1 q_2$
2.  $\mathbf{F}_{12} \sim \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}$

3.  $\mathbf{F}_{12} \sim q_1 q_2 \mathbf{e}_{r_{12}}$

4.  $\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}$

Es gilt das Superpositionsprinzip: Das heißt, durch vektorielle Addition der Kräfte kann die Gesamtkraft ermittelt werden.

$$\mathbf{F}_1 = k \sum_{j=2}^N \frac{q_1 q_j}{r_{1j}^2} \mathbf{e}_{r_{1j}}$$

**Zur Konstanten  $k$ :**

Die Konstante ist abhängig von dem verwendeten Maßsystemen.

i) Gauß-System (cgs):  $k \equiv 1$ ,  $\text{dyn} = \frac{\text{g} \cdot \text{cm}}{\text{s}^2} = 10^{-5} \text{ N}$

$$1 \text{ dyn} = \frac{(1\text{ESE})^2}{\text{cm}^2} \quad 1\text{ESE} = \frac{\sqrt{\text{g} \cdot \text{cm}^3}}{\text{s}}$$

ii) SI (MKSA-System): Definition von A = Ampère

$$\frac{\Delta F}{\Delta l} = 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m}} \quad \begin{array}{c} \text{---} \xrightarrow{I} \text{---} \\ \downarrow \\ 1 \text{ m} \\ \uparrow \\ \text{---} \xleftarrow{I} \text{---} \end{array}$$

$$\text{Strom} = \frac{\text{Ladung}}{\text{Zeit}} \Rightarrow 1\text{A} = \frac{1\text{C}}{1\text{s}} \rightarrow e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad c \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\frac{\Delta F}{\Delta l} = k \frac{2I^2}{c^2 d} \rightarrow k = 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m}} \frac{c^2 1\text{m}}{2(1\text{A})^2} = 10^{-7} c^2 \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

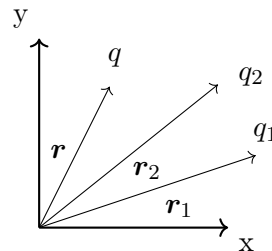
Damit erhalten wir für die Dielektrizitätskonstante des Vakuums:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{Nm}^2}$$

## 1.2 Elektrisches Feld

### 1.2.1 Feld eines Systems von Punktladungen

$N$ -Ladungen  $q_1, \dots, q_N$  ruhen an den Orten  $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$ . Nun bringen wir eine Testladung  $q$  am Ort  $\mathbf{r}$  mit ein.



Kraft von  $q_1, q_2$  auf  $q$

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \sum_{j=1}^N q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} = q\mathbf{E}(\mathbf{r})$$

Somit ist das elektrische Feld:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3}$$

**Bemerkung**



i) Testladung klein (formal:  $\lim_{q \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}}{q}$ )

ii) math.  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  Vektorpfeil

$$\text{kartesisch: } \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_x(\mathbf{r}) \\ E_y(\mathbf{r}) \\ E_z(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$

iii) Wechselwirkungsprozess: 2 Teile

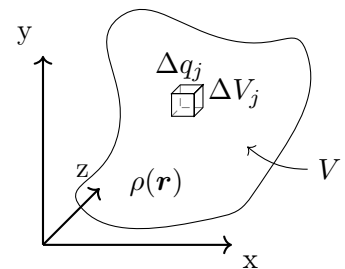
$$q_j \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{F} = q\mathbf{E}(\mathbf{r})$$

iv) Superpositionsprinzip gilt

### 1.2.2 Feld einer kontinuierlichen Ladungsverteilung $\rho(\mathbf{r})$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

$$\underbrace{\int_V d^3r'}_{\text{schließt alle Ladungen ein}} \quad \rho(\mathbf{r}_j) = \frac{\Delta q_j}{\Delta V_j}$$



$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= k \sum_j \Delta q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \\ &= k \sum_j \Delta V_j \rho(\mathbf{r}_j) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \\ \text{mit } \Delta V_j \rightarrow 0 &= k \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \end{aligned}$$

### 1.2.3 Ladungsdichte einer Punktladung

Deltafunktion

$$\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

Punktladung in  $\mathbf{r}_0 \Rightarrow \rho(\mathbf{r}) = 0 \quad \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_0$

Ladungsdichte divergiert in  $\mathbf{r}_0$

$$\rho(\mathbf{r}_0) = \infty$$

Modell für Punktladung:

Ladung  $q$  in Kugel mit Radius  $\epsilon$  um  $\mathbf{r}_0$ ,  $\epsilon \rightarrow 0$

$$\rho_2(\mathbf{r}) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{q}{\frac{4}{3}\pi\epsilon^3} & |\mathbf{r}| \leq \epsilon \\ 0 & \text{sonst} \end{array} \right\} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi\epsilon^3} \underbrace{\Theta(\epsilon - |\mathbf{r}|)}_{\text{Stufenfunktion}}$$

$$\rho(\mathbf{r}) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \rho_\epsilon(\mathbf{r}) = \left\{ \begin{array}{ll} \infty & \mathbf{r} = 0 \\ 0 & \mathbf{r} \neq 0 \end{array} \right.$$

Divergenz muss so sein, dass

$$\int_{\substack{V \\ \mathbf{r}_0 \in V}} d^3r \rho(\mathbf{r}) = q$$



## Definition Delta-Funktion (Diracsche Deltafunktion)

1.

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_0 \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}_0 \end{cases}$$

2.

$$\int_V d^3r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \begin{cases} f(\mathbf{r}_0) & \mathbf{r}_0 \in V \\ 0 & \mathbf{r}_0 \notin V \end{cases}$$

## Mathematik

Distribution - Funktional

Funktional: Abb. Funktionen  $\mapsto \mathbb{R}, \mathbb{C}$

$$\delta_{\mathbf{r}_0} : f \mapsto f(\mathbf{r}_0)$$

## Physik

$$\int d^3r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = f(\mathbf{r}_0)$$

$\delta$ -Fkt. als Grenzwert einer Folge von Funktionen im Integral

$$\int d^3r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int d^3r f(\mathbf{r}) g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

mit

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_0 \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}_0 \end{cases}$$

$$\int_V d^3r g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = 1$$

Beispiel:  $g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \frac{\Theta(\varepsilon - |\mathbf{r}|)}{\frac{4}{3}\pi\varepsilon^3}$

Mehrere Punktladungen  $q_j$  in  $\mathbf{r}_j$

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j q_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V d^3r' \sum_j q_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_j q_j \int_V d^3r' \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_j q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \quad \checkmark \end{aligned}$$

## 1.2.4 Flächenladungsdichte

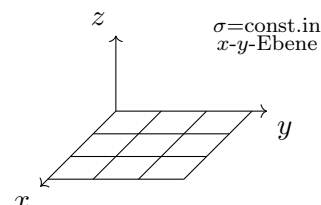
$$\sigma(\mathbf{r}) = \frac{\text{Ladung}}{\text{Fläche}} = \frac{\Delta q}{\Delta A}$$



erzeugtes elektrisches Feld:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \underbrace{df'}_{\text{A Flächenelement}} \sigma(\mathbf{r}) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Beispiel: Elektrisches Feld einer homogenen Flächenladung



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \sigma \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad \mathbf{r}' = (x', y', 0)$$

Symmetrie:  $\mathbf{E}$  unabhängig von  $x, y$       $\mathbf{r} = (0, 0, z)$

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}' = (-x', -y', z), \quad |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3 = (x'^2 + y'^2 + z^2)^{3/2}$$

$$E_x \sim \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \frac{(-x')}{(x'^2 + y'^2 + z^2)^{3/2}} = 0 = E_y$$

$$\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$$

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sigma_z \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} dy' \frac{(x')}{(x'^2 + y'^2 + z^2)^{3/2}}}_{\frac{1}{x'^2 + z^2}} \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sigma_z \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{1}{x'^2 + z^2} \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sigma_z \left[ \frac{1}{z} \arctan\left(\frac{x'}{z}\right) \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sigma_z \frac{\pi}{z} \text{sgn}(z) \\ E_z &= \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \text{sgn}(z) \end{aligned}$$

Grenzfläche:  $z \rightarrow 0$

$$\mathbf{E} \xrightarrow{z \rightarrow 0} \begin{cases} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_z & z > 0 \\ -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_z & z < 0 \end{cases}$$

$$\mathbf{E}_{\perp+} - \mathbf{E}_{\perp-} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad \mathbf{E}_{\parallel} = 0$$





### 1.2.5 Linienladungsdichte

$$\lambda(\mathbf{r}) = \frac{\text{Ladung}}{\text{Länge}} = \frac{\Delta q}{\Delta s}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{\int_{\gamma} ds' \lambda(\mathbf{r}')}_{\text{Linienintegral}} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$



*Beispiel:* Elektrisches Feld einer homogenen Linienladung  $\lambda = \text{const.}$



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\gamma} ds' \lambda \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad \gamma : z' \mapsto \mathbf{r}'(z') = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ z' \end{pmatrix}$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{\mathbf{r} - (0, 0, z')^{\top}}{(x^2 + y^2 + (z - z')^2)^{3/2}}$$

$$E_x = \frac{\lambda x}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{(x^2 + y^2 + (z - z')^2)^{3/2}} = \frac{\lambda x}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{z} \frac{1}{(x^2 + y^2 + \tilde{z}^2)^{3/2}}}_{\frac{2}{x^2 + y^2}} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + y^2}$$

Wegen der Symmetrie genau so:

$$E_y = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + y^2}$$

$$E_z = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{z - z'}{(x^2 + y^2 + (z - z')^2)^{3/2}} = 0$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{\rho} \mathbf{e}_{\rho}, \quad \mathbf{e}_{\rho} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

## 1.3 Feldgleichungen und elektrostatisches Potential

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

### 1.3.1 Elektrostatisches Potential

elektrische Feld ist ein Potentialfeld  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi(\mathbf{r}) = -\left(\mathbf{e}_x \frac{\partial\phi}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial\phi}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial\phi}{\partial z}\right)$

Nebenrechnung:

$$\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = -\nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

zur Überprüfung hier die  $x$ -Komponente berechnet:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}} = \frac{-(-\frac{1}{2})}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}} \frac{2(x-x')}{1} = \frac{(x-x')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Somit erhalten wir für das  $\mathbf{E}$ -Feld:

$$\Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \left( -\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) = (-)\nabla_F \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

→ elektrostatisches Potential

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + c$$

übliche Konvention:  $c = 0$  ( $\phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$ )

*Beispiel:* Potential einer Punktladung in  $\mathbf{r}_0$ :

$$\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \frac{q\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3}$$

(Funktional-Analysis Siegfried Großmann Springer)

(Landau-Lipschitz Buch geht weit der Vorlesung hinaus)

### 1.3.2 Feldgleichung (differentielle Form)

**Rotation (Wirbel)**

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} &= \mathbf{e}_x \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \mathbf{e}_y \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \mathbf{e}_z \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \\ &\Rightarrow \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times (\nabla\phi) = 0 \end{aligned}$$

Mathe: Sie sind äquivalent

i)  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$

ii)  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$  (auf einfach zusammenhängendem Gebiet)

iii) Kurvenintegral  $\int_{\gamma} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}$  ist Wegunabhängig

$$\int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = - \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} dt \underbrace{\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \nabla\phi(\mathbf{r}(t))}_{\frac{d\phi}{dt}} = \underbrace{(\phi(\mathbf{r}_2) - \phi(\mathbf{r}_1))}_{\text{Potentialdifferenz}}$$

## Divergenz (Quellen)

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \end{aligned}$$

$x$ -Anteil:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \frac{x - x'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} &= \frac{1 \cdot [\dots]^{3/2} (x - x') (x - x')^{3/2} \cdot 2[\dots]^{1/2}}{[\dots]^3} \\ &= \frac{[\dots]^{1/2} ((x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 - 3(x - x')^2)}{[\dots]^{3/2}} \\ &= \frac{(y - y')^2 + (z - z')^2 - 2(x - x')^2}{[\dots]^{3/2}} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{y - y'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} = \frac{(x - x')^2 + (z - z')^2 - 2(y - y')^2}{[\dots]^{3/2}}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{z - z'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} = \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 - 2(z - z')^2}{[\dots]^{3/2}}$$

$$\nabla \cdot \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = 0 \quad \text{falls} \quad \mathbf{r} \neq \mathbf{r}'$$

$\Rightarrow$  falls  $\mathbf{r} \notin V$ , d.h.  $\mathbf{r}$  in Gebiet ohne Ladungsdichte  $\rho(\mathbf{r}) = 0$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$$

$\mathbf{r} \in V$ : Grenzwertbetrachtung (Regularisierung des Integranden)

statt

$$\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}}$$

betrachten wir:

$$f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}} \quad a \in \mathbb{R}, a > 0$$

am Ende Grenzwert  $\lim_{a \rightarrow 0}$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \lim_{a \rightarrow 0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \quad \boxed{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \quad \text{mit } \boxed{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \text{ in einem roten Rahmen}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \frac{x - x'}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}} &= \frac{[\dots + a^2]^{3/2} - (x - x') \frac{3}{2} \cdot 2(x - x') [\dots + a^2]^{1/2}}{[\dots + a^2]^3} \\ &= \frac{(y - y')^2 + (z - z')^2 + a^2 - 2(x - x')^2}{[\dots + a^2]^{3/2}} \end{aligned}$$

$$\nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}}$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}' \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}' \end{cases}$$

$\Rightarrow$  zum Integral  $\int_V d^3 r' \dots$  trägt (im Limes  $a \rightarrow 0$ ) nur der Bereich  $\mathbf{r}' \approx \mathbf{r}$  bei

$$K_R(\mathbf{r}) = \{\mathbf{r}' \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \leq R\}$$

$$\begin{aligned} & \lim_{a \rightarrow 0} \int_V d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \lim_{a \rightarrow 0} \int_{K_R(\mathbf{r})} d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}} \\ &+ \underbrace{\lim_{a \rightarrow 0} \int_{V/K_R(\mathbf{r})} d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}}}_{=0} \end{aligned}$$

Wähle  $R$  klein genug, dass man innerhalb  $K_R(\mathbf{r})$ ,  $\rho(\mathbf{r}')$  in Taylorreihe um  $\mathbf{r}$  entwickeln kann.

$$\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}, \quad d^3 r' = d^3 \tilde{\mathbf{r}}$$

$$\int_{K_R(\mathbf{r})} d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}} = \int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}}) \frac{3a^2}{[\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2]^{5/2}}$$

Taylorentwicklung von  $\rho(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}})$  um  $\tilde{\mathbf{r}} = 0$

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}}) &= \rho(\mathbf{r}) + \tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r}) + \dots \\ &= \int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} (\rho(\mathbf{r}) + \tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r}) + \dots) \frac{3a^2}{[\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2]^{5/2}} \end{aligned}$$

1. Integral:

$$\begin{aligned} \int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) \frac{3a^2}{(\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2)^{5/2}} &= \rho(\mathbf{r}) \underbrace{\int_0^R d\tilde{r} \frac{3a^2}{(\tilde{r}^2 + a^2)^{5/2}}}_{\left[ \frac{\tilde{r}^3}{(\tilde{r}^2 + a^2)^{3/2}} \right]_0^R} \underbrace{\int d\Omega}_{\substack{\sin \theta d\theta d\varphi \\ = 4\pi}} \\ &= 4\pi \rho(\mathbf{r}) \frac{R^3}{(R^2 + a^2)^{3/2}} \xrightarrow{a \rightarrow 0} 4\pi \rho(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

2. Integral:

$$\int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} \underbrace{\tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r})}_{\substack{\parallel \\ \tilde{\mathbf{r}} \mathbf{e}_{\tilde{\mathbf{r}}}}} \frac{3a^2}{(\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2)^{5/2}} = \underbrace{\int_0^R d\tilde{r} \frac{3a^2 \tilde{r}^3}{(\tilde{r}^2 + a^2)^{3/2}}}_{\frac{2}{3}a - 3a^2 \left( \frac{R^2 + \frac{2}{3}a^2}{(R^2 + a^2)^{3/2}} \right)} \underbrace{\int d\Omega \mathbf{e}_{\tilde{\mathbf{r}}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r})}_{\text{unabh. von } a} \xrightarrow{a \rightarrow 0} 0$$

Das gilt auch für alle höheren Terme. Alle höheren Terme werden im Limit  $\lim_{a \rightarrow 0} = 0$ .

$$\begin{aligned} \lim_{a \rightarrow 0} \int_V d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}} &= 4\pi \rho(\mathbf{r}) \\ \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \lim_{a \rightarrow 0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\boxed{\nabla \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3}$$

### 1.3.3 Zusammenfassung:

#### Feldgleichungen der Elektrostatik

Mathe: partielle DGL

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \text{ inhomogene DGL}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \text{ homogene DGL}$$

DGL für Potential  $\phi$ :  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \nabla \cdot (-\nabla\phi) = -\nabla \cdot \begin{pmatrix} \partial_x \phi \\ \partial_y \phi \\ \partial_z \phi \end{pmatrix} \\ &= -\underbrace{\left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)}_{=:\Delta\phi} \end{aligned}$$

Partielle DGL 2. Ordnung:

#### Poissonsgleichung

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

für Gebiete mit  $\rho(\mathbf{r}) = 0$ :

#### Laplacegleichung

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = 0$$

Darstellung der Deltafunktion:

$$\lim_{a \rightarrow 0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\mathbf{r}') \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}}}_{\frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}} =: g_a(\mathbf{r}' - \mathbf{r})} = 4\pi\rho(\mathbf{r})$$

$\frac{1}{4\pi} g_a$  liefert Grenzwertdarstellung der  $\delta$ -funktion.

$$\lim_{a \rightarrow 0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{1}{4\pi} g_a(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} g_a(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}' \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}' \end{cases}$$

$$\delta(\mathbf{r}) = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{4\pi} \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{r}^2}{(r^2 + a^2)^{3/2}}$$

$$\stackrel{\text{formal}}{=} \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \underbrace{\frac{\mathbf{r}}{r^3}}_{=-\nabla \frac{1}{r}} = -\frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \left( \nabla \frac{1}{r} \right) = \frac{-1}{4\pi} \Delta \frac{1}{r}$$

$$\Rightarrow \Delta \frac{1}{r} = -4\pi\delta(\mathbf{r})$$



z.B. Potential einer Punktladung  $q$  in  $\mathbf{r}_0$ :

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \underbrace{\Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)} = -\frac{1}{\epsilon_0} \underbrace{q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}_{=\rho(\mathbf{r})} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

### Wiederholung

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \Rightarrow \quad \mathbf{E} &= -\nabla\Phi \\ \Rightarrow \quad \Delta\Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r})\end{aligned}$$

### 1.3.4 Integralsätze der Vektoranalysis

#### 1) Gaußscher Satz:

Sei  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  ein Vektorfeld im Volumen  $V \subset \mathbb{R}^3$ , so gilt:

$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

$\partial V$  Rand von  $V$

$$d\mathbf{f} = \mathbf{n} df$$

$\downarrow$   
nach außen orientierter  
Normaleneinheitsvektor

*Bemerkung:*

i) Analogie 1D: Fundamentalsatz der Integralrechnung:

$$\int_a^b dx \frac{df}{dx} = f(b) - f(a)$$

ii) Geometrische / physikalische Interpretation:

Fluss des Vektorfeldes  $\mathbf{A}$  durch  $\partial V$

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A}$$

Integral über die Quellen von  $\mathbf{A}$

$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} = \text{const.} \quad \rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

*Beispiel:* Geschwindigkeit einer Flüssigkeit:  $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}(\mathbf{r})$

$$\mathbf{v} = \text{const.} \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} = 0$$

⇒ Es gibt keine Quellen von  $\mathbf{v}$

$$\nabla \cdot \mathbf{r} \neq 0 \quad \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \neq 0$$

iii)

$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_0^{\Delta x} dx \int_0^{\Delta y} dy \int_0^{\Delta z} dz \left( \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy \underbrace{\int_0^{\Delta x} dx \frac{\partial A_x}{\partial x}}_{A_x(\Delta x, y, z) - A_x(0, y, z)} \\ &= \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy A_x(\Delta x, y, z) - \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy A_x(0, y, z) \\ &= \int_{F_x^+} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} + \int_{F_x^-} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} \\ & F_x^+ : \quad d\mathbf{f} = \mathbf{e}_x dy dz \quad F_x^- : \quad d\mathbf{f} = -\mathbf{e}_x dy dz \end{aligned}$$

ebenso gilt dann für die anderen Koordinaten:

$$\begin{aligned} \int_0^{\Delta x} dx \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy \frac{\partial A_y}{\partial y} &= \int_{F_y^+} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} + \int_{F_y^-} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} \\ \int_0^{\Delta x} dx \int_0^{\Delta y} dy \int_0^{\Delta z} dz \frac{\partial A_z}{\partial z} &= \int_{F_z^+} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} + \int_{F_z^-} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A}$$

## 2) Stokescher Satz

Sei  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  ein Vektorfeld,  $F$  eine Fläche mit Randkurve  $\partial F$ , so gilt:

$$\int_{\text{Linienintegral} \rightarrow \partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_{F \leftarrow \text{Oberflächenint.}} d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}))$$

$$d\mathbf{f} = \mathbf{n} df$$

Richtung von  $d\mathbf{f}$  und Umlauf sinn von  $\partial F$ : rechte Hand Regel.

Beispiel:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} \\ \nabla \times \mathbf{A} &= \begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1+1 \end{pmatrix} = 2\mathbf{e}_z \end{aligned}$$

$$\mathbf{r}(\varphi) = R \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \varphi \in [0, 2\pi]$$

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi} = R \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}(\varphi)) \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi R(+\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) = 2\pi R^2 \end{aligned}$$

$$\int_F d\mathbf{f} \cdot \overbrace{(\nabla \times \mathbf{A})}^{2\mathbf{e}_z} = 2\pi R^2$$

Vektorfeld ohne Wirbel z.B.  $\mathbf{A} = \text{const.}$

$$\nabla \times \mathbf{A} = 0$$

*Bemerkung:*

### 1.3.5 Integrale Form der Feldgleichung

### 1.3.6 Gaußsches Gesetz

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}$$

$$\begin{aligned} \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} Q_V \\ &= \int_V d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\boxed{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon} Q_V}$$

### Berechnung elektrischer Felder für hochsymmetrische Ladungsverteilungen

*Beispiel:*

Homogen geladene Kugel mit Radius  $R$  und Gesamtladung  $Q$ . Damit ist die Ladungsdichte innerhalb der Kugel:

$$\rho = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_r(r) \mathbf{e}_r$$

$$\mathbf{r} = r \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}$$

Fluss von  $\mathbf{E}$  durch Oberfläche einer Kugel mit Radius  $r$

$$d\mathbf{f} = \mathbf{e}_r r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \Rightarrow d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E} = E_r(r) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$\begin{aligned}
\int_{\partial K_r(0)} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E} &= \int_0^T d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi E_r(r) r^2 \sin \theta \\
&= E_r(r) r^2 4\pi \\
&= \frac{1}{\varepsilon_0} Q_{K_r(0)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{K_r(0)} d^3r \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \begin{cases} Q & r > R \\ Q \frac{r^3}{R^3} & r \leq R \end{cases} \\
\Rightarrow E_r(r) &= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{1}{r^2} & r > R \\ \frac{r}{R^3} & r \leq R \end{cases}
\end{aligned}$$

### 1.3.7 Satz von Stokes

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

**Definition:**  $\gamma = \partial F$

$\int_\gamma$  ist dann ein Linienintegral über eine geschlossene Kurve

$$\int_\gamma d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = \int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) = 0$$

### 1.3.8 Zusammenfassung: Feldgleichungen der Elektrostatik

differentielle Darstellung:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi \quad \rightarrow \quad \Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

Integral Darstellung:

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} Q_V \quad , \quad \oint_\gamma d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = 0$$

## 1.4 Elektrostatische Energie

potentielle Energie einer Punktladung im äußeren elektrischen Feld

Kraft auf Ladung  $q$ :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}$$

Die Arbeit bei Verschiebung der Ladung von  $\mathbf{a}$  nach  $\mathbf{b}$

$$\begin{aligned}
W &= - \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{F} = -q \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\
&= q \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} d\mathbf{r} \cdot \nabla \Phi = q \underbrace{(\Phi(\mathbf{b}) - \Phi(\mathbf{a}))}_{\text{Potentialdifferenz}}
\end{aligned}$$

Die Arbeit um  $q$  aus dem unendlichen  $\infty$  nach  $\mathbf{r}$  zu bringen ist dann:

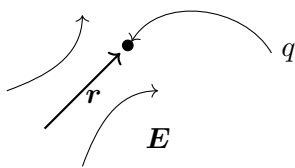
$$W = q(\Phi(\mathbf{r}) - \Phi(\infty))$$

Zur Referenz:  $\Phi(\infty) = 0$

Damit ist die Energie der Ladung  $q$  im äußeren Feld:

$$\Rightarrow W = q(\Phi(\mathbf{r}))$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi$$



### 1.4.1 Elektrostatische Potentielle Energie

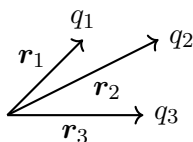
#### Energie einer Verteilung von Punktladungen

$N$  Ladungen  $q_i$  an Orten  $\mathbf{r}_i$

Zunächst:  $\underbrace{i-1}_{\text{erzeugen am Ort } \mathbf{r}_i}$  Ladungen  $q_j$  bei  $\mathbf{r}_j$

Das Potential

$$\Phi(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_j}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}$$



Arbeit um  $i$ -te Ladung aus dem unendlichen nach  $\mathbf{r}$  zu bringen:

$$W_i = q_i \Phi(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_i q_j}{r_{ij}}$$

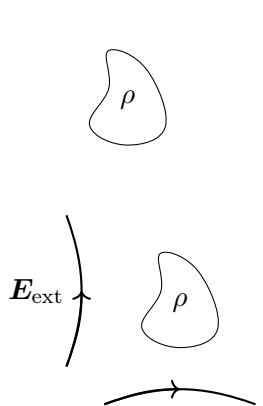
Somit ergibt sich die gesamte Arbeit für  $N$  Ladungen als:

$$\begin{aligned} W &= \sum_{i=2}^N W_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=2}^N \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow W = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \frac{q_i q_j}{r_{ij}}$$

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \underbrace{\left( \sum_{\substack{j \\ j \neq i}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_j}{r_{ij}} \right)}_{\Phi_i(\mathbf{r}_i)} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \Phi_i(\mathbf{r}_i) \end{aligned}$$

## Energie einer kontinuierlichen lokalisierten Ladungsverteilung



The diagram shows two parts. The top part shows a closed curve representing a charge distribution  $\rho$ . The bottom part shows the same charge distribution  $\rho$  with an external electric field  $\mathbf{E}_{\text{ext}}$  represented by a vertical arrow pointing upwards. Below the charge distribution, there is a horizontal line with an arrow pointing to the right, indicating a direction or axis.

$$W = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int d^3r \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}$$

$$= \frac{1}{2} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{\int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}}_{\Phi(\mathbf{r})}$$

$$W_{\text{ext}} = \int d^3r \rho(\mathbf{r}) \Phi_{\text{ext}}(\mathbf{r})$$

Energie  $W$  durch  $\mathbf{E}$  ausdrücken:

$$\Delta\Phi = -\frac{1}{\epsilon_0}\rho \quad \Rightarrow \quad W = -\frac{1}{2} \int d^3r \epsilon_0 \underbrace{\Delta\Phi(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{r})}_{\substack{\nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi) - (\nabla \Phi)^2 \\ \parallel \\ \mathbf{E}}}$$

$$= -\frac{\epsilon_0}{2} \underbrace{\int_{\mathbb{R}^3} d^3r \nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi)} + \frac{\epsilon_0}{2} \int d^3r \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \int_{K_R(0)} d^3r \nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi) = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{\partial K_R(0)} \underbrace{d\mathbf{f} \cdot \underbrace{(\Phi \nabla \Phi)}_{\substack{R \rightarrow \infty \frac{1}{R^3} \\ \sim \frac{1}{R}}}}_{\sim \frac{1}{R}} = 0$$

$$= \frac{\epsilon_0}{2} \int d^3r \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

Zur Umformung oben wurde benutzt:

$$\Phi \stackrel{R \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{R} \quad \nabla \Phi \sim \frac{1}{R^2} \quad d\mathbf{f} = \underbrace{\mathbf{n} df}_{\sim R^2}$$

Damit ergibt sich für die Energie einer Verteilung von Punktladungen

$$\Rightarrow \quad \boxed{W = \frac{\epsilon_0}{2} \int d^3r \mathbf{E}^2(\mathbf{r})} \quad \text{nicht für Punktladungen}$$

Energiedichte des elektrostatischen Feldes

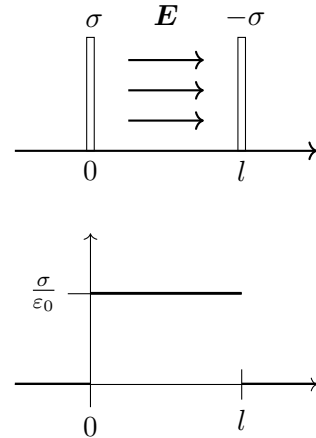
$$w(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2(\mathbf{r})$$

**Beispiel: Plattenkondensator**

Fläche  $F$ , Ladung  $\rightarrow r = \frac{q}{F} \rightarrow \mathbf{E} = \frac{r}{\varepsilon_0} \mathbf{e}_x$

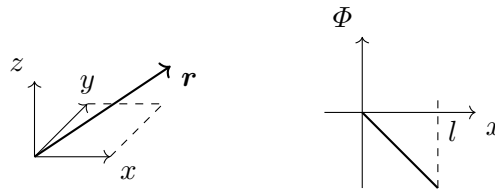
$\rightarrow$  Die Energiedichte ist:  $w = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$  (nicht für Punktladungen)

$\rightarrow$  Die Energie beträgt:  $W = \int d^3r w(\mathbf{r}) = l \cdot F \cdot \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$



**Potentialdifferenz - Spannung**

$$\Phi(\mathbf{r}) - \Phi(0) = - \int_0^{\mathbf{r}} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') = - \int_0^x dx' \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = - \frac{\sigma}{\varepsilon} x$$



Die Spannung zwischen zwei Kondensatorplatten ist dann:

$$U = \Phi(0) - \Phi(l) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} l = \frac{q}{\varepsilon_0 F} l$$

Die Kapazität ist also:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\varepsilon_0 F}{l}$$

Was ist die Energie bei einer Verteilung von Punktladungen und bei einer kontinuierlichen Ladungsverteilung. Bei einer kontinuierlichen Ladungsverteilung haben wir herausgefunden:

$$W = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \quad \text{für Punktladungen}$$

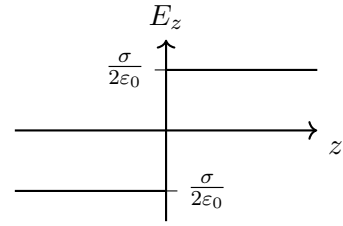
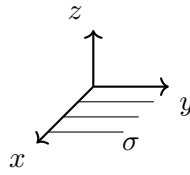
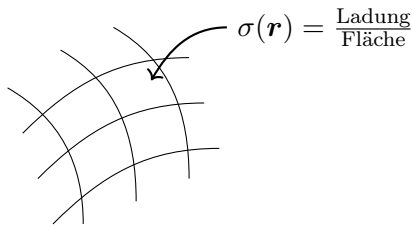
Die Energie der Punktladung selbst steckt hier nicht drinnen. Man muss dabei aufpassen, welche Gleichung man für welches Modell benutzt.

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad \int d^3r \mathbf{E}^2 = \int d^3r \frac{1}{r^4} = \infty$$

## 1.5 Verhalten des el. Feldes an Grenzflächen mit Flächenladung

$\rightarrow$  Diskontinuitäten von  $\mathbf{E}$

*Beispiel:* Wir betrachten eine homogene Flächenladung.



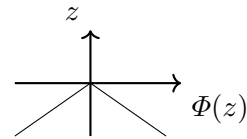
$$\Rightarrow \mathbf{E} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \text{sgn}(z) \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{E}_{\perp} = \pm \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{E}_{\parallel} = 0$$

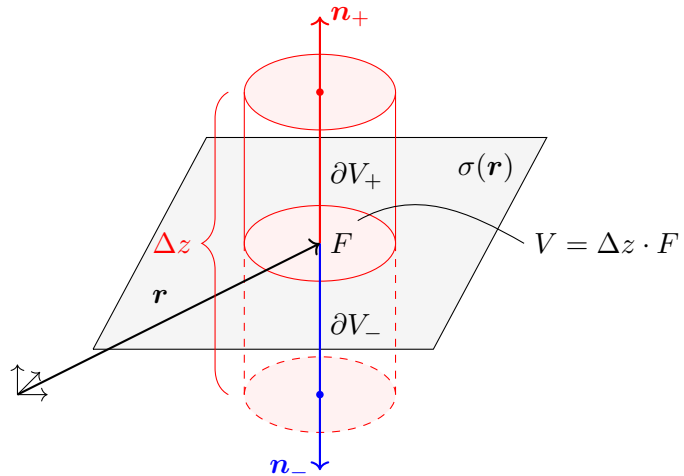
Das elektrische Feld  $\mathbf{E}_{\parallel}$  ist gleich der Ableitung des elektrischen Potentials:

Das elektrische Potential ist also stetig.



### Normalkomponente $\mathbf{E}_{\perp}$

Gaußscher Satz für  $V$ :



$$\begin{aligned} \int_V d^3r' \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ &= \int_{\text{Mantel}} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E} + \int_{\partial V_+} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \int_{\partial V_-} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E} \\ &\quad \downarrow \Delta z \rightarrow 0 \quad \downarrow \Delta z \rightarrow 0 \quad \downarrow \Delta z \rightarrow 0 \\ &\quad 0 \quad \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_+ \quad - \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_- \end{aligned}$$

$\mathbf{E}_{\pm}$  ist das Feld auf beiden Seiten der Grenzfläche

$$\begin{aligned} \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E} &\xrightarrow{\Delta z \rightarrow 0} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-) \xrightarrow{F \rightarrow 0} F \cdot \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) \\ \int_V d^2r' \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') &= \frac{1}{\epsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_F d\mathbf{f}' \sigma(\mathbf{r}') \xrightarrow{F \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon_0} F \sigma(\mathbf{r}) \\ &\quad \parallel \\ &\quad \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}') \end{aligned}$$

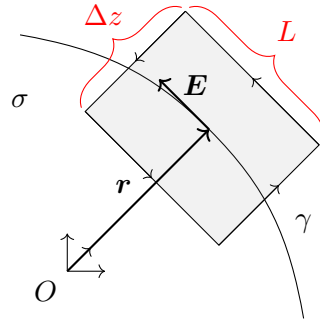
$$\Rightarrow \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma(\mathbf{r})$$

$$E_{\perp \pm} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_{\pm} \quad E_{\perp +}(\mathbf{r}) - E_{\perp -}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma(\mathbf{r})$$



## Tangentialkomponente $E_{\parallel}$

Satz von Stokes:



$$0 = \oint_{\gamma} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') = \underbrace{\int \dots + \int \dots}_{=0 \text{ für } \Delta z \rightarrow 0} + \underbrace{\int d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}_+ + \int d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}_-}_{\int d\mathbf{r}' \cdot (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-)}$$

$$0 = \oint_{\gamma} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E} \xrightarrow{\Delta z \rightarrow 0} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dt \cdot (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-) \xrightarrow{L \rightarrow 0} L \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) = 0$$

$$\rightarrow \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) = 0$$

→ Die Tangentialkomponente ist stetig

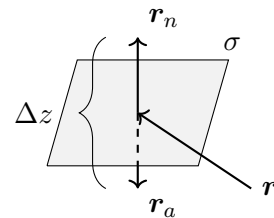
$$E_{\parallel+} = E_{\parallel-}$$

Insgesamt ergibt sich damit:

$$\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r}) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{n}$$

Das elektrische Potential  $\Phi$  ist damit stetig.

$$\underbrace{\Phi(\mathbf{r}_b) - \Phi(\mathbf{r}_a)}_{\Phi_+(\mathbf{r}) - \Phi_-(\mathbf{r})} = \int_{\mathbf{r}_a}^{\mathbf{r}_b} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E} \xrightarrow{\Delta z \rightarrow 0} 0$$



### 1.5.1 Randbedingungen an el. Leitern

Leiter: Material mit freibeweglichen Ladungsträgern (Metall)

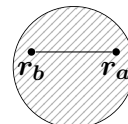
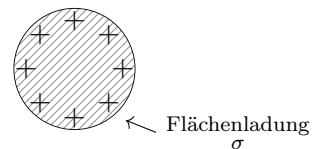
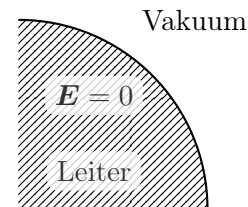
Eigenschaften von  $\mathbf{E}$  im Leiter:

i)  $\mathbf{E} = 0$

ii)  $0 = \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho, \quad \rho(\mathbf{r}) = 0$

iii) Nettoladung befinden sich an Oberfläche

iv) Potential  $\Phi(\mathbf{r}_b) - \Phi(\mathbf{r}_a) = 0 \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \text{const.}$



## Randbedingungen

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_- &= \frac{\sigma^-}{\varepsilon_0} \mathbf{n} \\ \mathbf{E}_- &= 0 \\ \rightarrow \mathbf{E}_+(\mathbf{r}) &= \frac{\sigma(\mathbf{r})}{\varepsilon_0} \mathbf{n}(\mathbf{r})\end{aligned}$$

[Folie: Ladung an Oberfläche eines Leiters]

## 1.6 Randwertprobleme (RWP) der Elektrostatik und Lösungsmethoden

### 1.6.1 Formulierung des Randwertproblems

Das elektrische Potential:  $\Phi(\mathbf{r})$  :  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r})$

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho(\mathbf{r}) \quad \text{Poisson-Gleichung}$$

Für eine gegebene lokale Ladungsverteilung  $\rho$  gilt:

$$\begin{aligned}\Phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &\xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow 0} 0\end{aligned}$$

Typische Problemstellung:

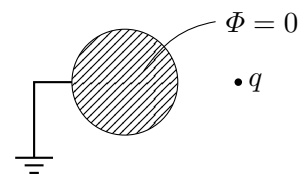
Ladungsverteilung  $\rho$  + Werte des Potentials auf Randfläche

*Beispiel:*

Randwertproblem: Gegeben:  $\rho(\mathbf{r}')$  im Raumbereich  $V$

$\Phi(\mathbf{r})$  oder  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  auf Randfläche  $\partial V$

Gesucht:  $\Phi(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  überall in  $V$

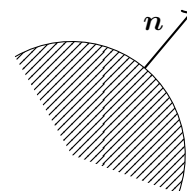


Zwei Fälle:

- i)  $\Phi(\mathbf{r})$  ist auf der Randfläche gegeben  
→ **Dirichlet-Randbedingung**
- ii)  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  ist auf der Randfläche gegeben  
→ **Neumannsche Randbedingung**

Gegeben sei:  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}$  dies ist gleich der **Normalenableitung**:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{n} \cdot \nabla \Phi = -\frac{\partial \Phi}{\partial n}$$



Wir beschränken uns vorwiegend auf den ersten Fall. Zur Lösung dieser Probleme gibt es einige Methoden. Zum Einstieg und zur betrachten wir zunächst die Methode der Spiegelladung.

## 1.6.2 Methode der Bildladung (Spiegelladung)

### Punktladung vor leitender, geerdeter Metallplatte

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho(\mathbf{r}) = -\frac{q}{\varepsilon_0}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

$$\mathbf{r} \in V \quad \mathbf{r}_0 = (d, 0, 0) \quad V = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3, x > 0\}$$

Randbedingungen:

$$\Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{für} \quad \mathbf{r} \in \partial V, \quad \text{d.h.} \quad \mathbf{r} = (0, y, z)$$

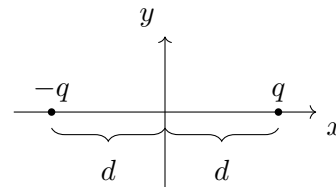
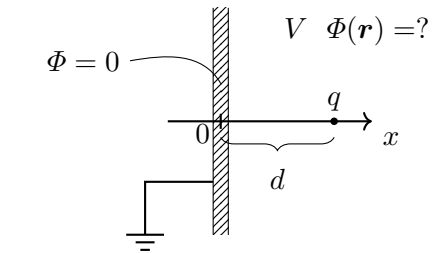
**Idee:** Ersetze ursprüngliche Problem durch "Fiktives" Problem mit zusätzlichen Ladungen außerhalb von  $V$ , welche die Randbedingungen simulieren.

Potential der Punktladungen in  $\mathbf{r}_0$ :

$$\Phi_q(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

addiere Ladung  $-q$  in  $\mathbf{r}'_0 = (-d, 0, 0) = -\mathbf{r}_0$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} - \frac{q}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|} \right)$$



Schauen wir nun nach ob dies die Poisson-Gleichung erfüllt:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \left( \underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)} - \underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)} \right) \\ &= -\frac{q}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) + \frac{q}{\varepsilon_0} \underbrace{\delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)}_{=0 \text{ für } \mathbf{r} \neq -\mathbf{r}_0} \quad \checkmark \quad \forall \mathbf{r} \in V \end{aligned}$$

### Diskussion der Lösung

#### i) Struktur

$$\Phi(\mathbf{r}) = \underbrace{\frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}_{=: \Phi_s(\mathbf{r})} + \underbrace{\frac{(-q)}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|}}_{=: \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r})}$$

$$\mathbf{r} \in V$$

$$\Delta\Phi_s(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho(\mathbf{r}) \quad \text{Poisson-Gleichung}$$

$$\Delta\Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{Laplace-Gleichung}$$

Mathematisch: Lösung inhomogener DGL

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_s(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r})$$

$\Phi_{\text{hom}}$  wird so gewählt, dass die Randbedingungen erfüllt werden:

$$\mathbf{r} \in \partial V : \quad \Phi_o(\mathbf{r}) = \Phi_s(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r})$$

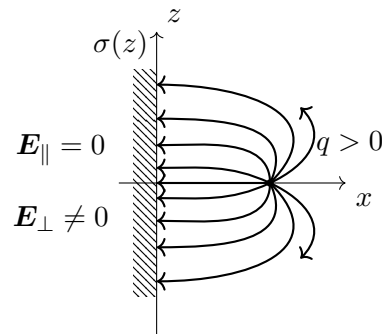
#### ii) Elektrisches Feld

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{(x-d, y, z)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} - \frac{(x+d, y, z)}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|^3} \right)$$

An der Oberfläche  $x \rightarrow 0, x \geq 0$   
 $|\mathbf{r} \pm \mathbf{r}_0|^3 \rightarrow (d^2 + y^2 + z^2)$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \Big|_{\mathbf{r} \in \partial V} = -\frac{qd}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{(d^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{e}_x$$

Durch das externe elektrische Feld verschieben sich die Ladungsträger im Metall und es entsteht eine Influenzladung an der Oberfläche.



### iii) Influenzladung auf Metalloberfläche

$$\mathbf{E}_+ - \underset{\substack{\parallel \\ 0}}{\mathbf{E}_-} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \mathbf{n} \quad \mathbf{n} = \mathbf{e}_x$$

$\mathbf{r} \in \partial V$ :

$$\sigma(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \mathbf{E}_+(\mathbf{r}) = -\frac{qd}{2\pi(d^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}$$

gesamte influenzierte Ladung

$$q_i = \int_{\partial V} df \sigma(\mathbf{r}) = \dots = -q$$

### iv) Kraft zwischen Punktladungen und Metallplatte

$$\mathbf{F} = q\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_0) = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0(2d)^2} \mathbf{e}_x$$

## Eindeutigkeit der Lösung des Randwertproblems

Dirichlet-Randwertproblem:

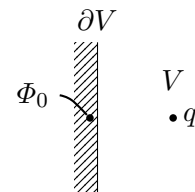
$$\begin{aligned} \Delta\Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in V \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in \partial V \end{aligned}$$

Annahme:  $\Phi_1, \Phi_2$  lösen RWP

$$\begin{aligned} \text{d.h.} \quad \Delta\Phi_1(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r}) = \Delta\Phi_2(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in V \\ \Phi_1(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) = \Phi_2(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in \partial V \end{aligned}$$

Setze :

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}) &:= \Phi_1(\mathbf{r}) - \Phi_2(\mathbf{r}) \\ \Delta\psi(\mathbf{r}) &= 0 \quad \mathbf{r} \in V \\ \psi(\mathbf{r}) &= 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V \end{aligned}$$



### Greensche Identität:

$g, h$  Funktionen an  $V$ :

$$\begin{aligned} & \int_V d^3r [(\nabla(\mathbf{r})) \cdot (\nabla h(\mathbf{r})) + g(\mathbf{r})\Delta h(\mathbf{r})] \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot (g(\mathbf{r})\nabla h(\mathbf{r})) \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f} g(\mathbf{r}) \underbrace{\mathbf{n} \cdot \nabla h(\mathbf{r})}_{=\frac{\partial h}{\partial n}(\mathbf{r})} \end{aligned}$$

$$h = g = \Psi$$

$$\Rightarrow \int_V d^3r ((\nabla\Psi)^2 + \Psi(\mathbf{r}) \underbrace{\Delta\Psi(\mathbf{r})}_{=0}) = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \underbrace{\Psi(\mathbf{r})}_{=0} \frac{\partial\Psi(\mathbf{r})}{\partial n}$$

$$\Rightarrow \int_V d^3r (\nabla\Psi(\mathbf{r}))^2 = 0 \Rightarrow \nabla\Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad \mathbf{r} \in V$$

$$\Psi(\mathbf{r}) = \text{const.} \quad \Psi(\mathbf{r}) = 0 \text{ in } V \Rightarrow \Phi_1(\mathbf{r}) = \Phi_2(\mathbf{r})$$

### 1.6.3 Formale Lösungen des elektrostatischen Randwertproblems mit Greenschen Funktionen (GF)

GF: generelle Methode um inhomogene DGL zu lösen

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho(\mathbf{r})$$

Greensche Funktionen der Poisson-Gleichung:  $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  mit

#### Greensche Funktionen der Poisson-Gleichung

$$\Delta_{\mathbf{r}}\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Diese Gleichung geht von einer Punktladung mit  $q = 1$  aus, ist hier aber zunächst einmal eine Definition.

$\mathcal{G}$  bekannt

$$\rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \int d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')$$

$$\Delta_{\mathbf{r}}\Phi(\mathbf{r}) = \int d^3r' \underbrace{(\Delta_{\mathbf{r}}\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'))}_{=\frac{1}{\varepsilon_0}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \rho(\mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho(\mathbf{r}) \quad \checkmark$$

$$\Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = 4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\rightarrow \Delta_{\mathbf{r}}\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\Phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$$

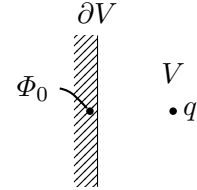
$$\rightarrow \Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$$

### Dirichlet-Randwertproblem

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in V$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in \partial V$$



### Green'sche Funktionen (GF):

$$\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in V$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \text{für} \quad \mathbf{r} \in \partial V \quad \mathbf{r}' \in V$$

Hiermit haben wir das Grenzwertproblem auf eine Integration zurückgeführt. Dies werden wir nun beweisen:

#### Beiweis:

Die 2. Greensche Identität lautet:

$$\begin{aligned} & \int_V d^3 r' (g(\mathbf{r}') \Delta_{\mathbf{r}'} h(\mathbf{r}') - h(\mathbf{r}') \Delta_{\mathbf{r}'} g(\mathbf{r}')) \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \cdot (g(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} h(\mathbf{r}') - h(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} g(\mathbf{r}')) \\ & \quad g(\mathbf{r}') := \Phi(\mathbf{r}') \quad h(\mathbf{r}') := \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \\ & \Rightarrow \int_V d^3 r' \left[ \underbrace{\Phi(\mathbf{r}') \Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})}_{= -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})} - \underbrace{\mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \Delta_{\mathbf{r}'} \Phi(\mathbf{r}')}_{= -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}')} \right] \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \left[ \underbrace{\Phi(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})}_{=\Phi_0(\mathbf{r}')} - \underbrace{\mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \nabla_{\mathbf{r}'} \Phi(\mathbf{r}')}_{=0} \right] \\ & \Rightarrow = -\frac{1}{\varepsilon_0} \Phi(\mathbf{r}) + \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V d^3 r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}) \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ & \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \int_V d^3 r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') - \varepsilon_0 \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \end{aligned}$$

Es gilt (HA):

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \quad \text{Reziprozität}$$

$$\rightarrow \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$$

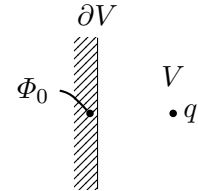
$$\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

## Potential bei Randwertproblem

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V d^3\mathbf{r}' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') - \varepsilon_0 \int_{\partial V} df' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (1)$$

## Wiederholung

$$\begin{aligned} \Delta \Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in V \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in \partial V \end{aligned}$$



Green'sche Funktionen:

$$\begin{aligned} \Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') & \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in V \\ \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 & \text{für } \mathbf{r} \in \partial V, \mathbf{r}' \in V \end{aligned}$$

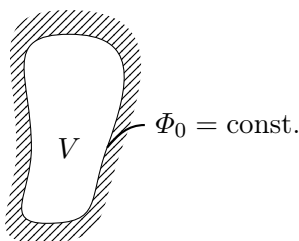
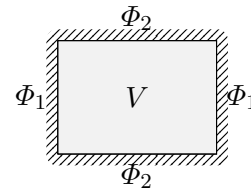
Wenn die Green'sche Funktion  $\mathcal{G}$  die Bedingungen erfüllt, können wir das Potential so schreiben wie in Gleichung (1).

Bemerkungen:

i) Spezialfälle:

1)  $V$  Ladungsfrei ( $\rho(\mathbf{r}) = 0$  in  $V$ )

$$\rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = -\varepsilon \int_{\partial V} df' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$



$$\begin{aligned} \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= -\varepsilon \Phi_0 \underbrace{\int_{\partial V} df' \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\int df' \mathbf{n} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}} \\ &= -\varepsilon \Phi_0 \int d\mathbf{f}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G} \\ &\stackrel{\text{S.v.G.}}{=} \int_V d^3\mathbf{r}' \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot (\nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G})}_{\Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \\ &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \\ \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0 \end{aligned}$$

2)  $V = \mathbb{R}^3$ , lokalisierte Ladungsverteilung  $\rho$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \int_{\partial V} \dots \rightarrow 0$$

eine spezielle Lösung für  $\mathcal{G}$

ii)  $\mathcal{G}$  ist auch die Lösung einer inhomogenen partiellen DGL

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \underbrace{\mathcal{G}_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\substack{\text{spezielle} \\ \text{Lösung der} \\ \text{inhomogenen} \\ \text{DGL}}} + \underbrace{F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\substack{\text{Lösung} \\ \text{zugehörigen} \\ \text{homogenen} \\ \text{DGL}}}$$

$$\Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

$$\Delta_{\mathbf{r}'} F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0$$

$$\mathcal{G}_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \text{Laplace anwenden !}$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \underbrace{\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{\text{immer zur Lösung}} + \underbrace{F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\substack{\text{so wählen, dass} \\ \text{Randbedingungen erfüllt}}}$$

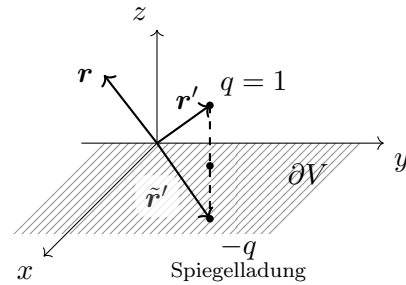
$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  so wählen, dass die Randbedingungen erfüllt sind:  $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V$ .

#### 1.6.4 Greensche Funktion des Dirichlet Randwertproblems einer Ebene

$$\Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in V$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V \quad (z=0), \quad \mathbf{r} \in V$$

$$V = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 | z < 0\}$$



Analog: Punktladung „ $q = 1$ “ in  $\mathbf{r}'$  vor leitender Ebene mit Potential 0

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \right) \quad \tilde{\mathbf{r}}' = (x', y', -z')$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{q} \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \right)$$

*Beweis:*

$$\Delta_{\mathbf{r}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left( \underbrace{\Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{-4\pi\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} - \underbrace{\Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|}}_{-4\pi\delta(\mathbf{r}-\tilde{\mathbf{r}}')=0} \right) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

1. Teil:  $\mathbf{r} \in \partial V : z = 0$ , 2. Teil = 0:  $\tilde{\mathbf{r}}' \notin V$ .

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} &= \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z')^2}} = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (-z)^2}} \\ &= \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \end{aligned}$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V$$

*Bemerkung:*



$$\begin{aligned} \text{i) } \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ \Delta_{\mathbf{r}} F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 \end{aligned}$$

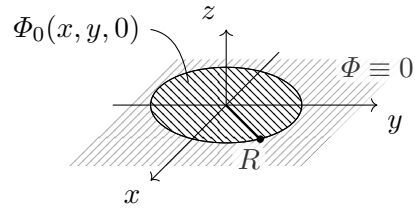
ii) Symmetrie der Greenschen Funktion (Reziprozitätsrelation):

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$$

→ formale Lösung des Randwertproblems für eine beliebige Ladungsverteilung und Randwerte  $\Phi_0(\mathbf{r})$  in der Ebene:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') - \epsilon_0 \int_{\partial V} df' \Phi(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}$$

$$\rho \equiv 0 \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \int_{\sqrt{x^2+y^2} \leq R} dy' dx' \Phi_0(x', y', 0) \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}$$



### 1.6.5 Separation der Variablen und Entwicklung nach orthogonalen Funktionen

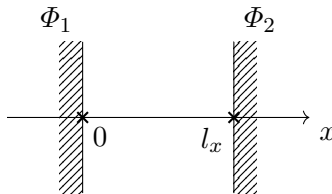
Eine allgemeine Methode zur Lösung partieller DGL.

Zur Vereinfachung: Laplace-Gl  $\Delta\Phi = 0$  + Randbedingung

Verbindung zur Poisson-Gl:  $\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r})$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_s(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{hom}} \quad \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \Phi_{\text{hom}}$$

Motivation: 1-Dim Randwertproblem



$$\Phi(x) = ? \quad \rho = 0$$

$$\Delta\Phi(x) = \frac{d^2\Phi}{dx^2} = 0$$

$$\Rightarrow \Phi(x) = c_1 + c_2x$$

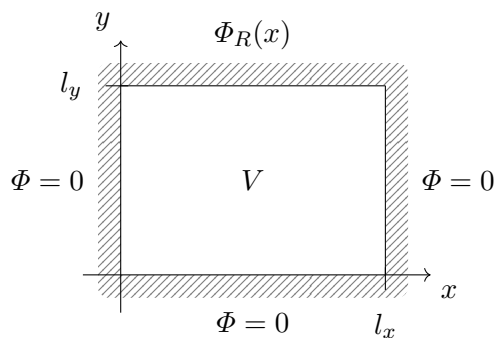
Randbedingungen:

$$\Phi(0) = c_1 = \Phi_1 \quad \Phi(l_x) = \Phi_1 + c_2 l_x = \Phi_2$$

$$\rightarrow c_2 = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{l_x} \quad \rightarrow \quad \Phi(x) = \Phi_1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{l_x} x$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = -\nabla\Phi = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{l_x} \mathbf{e}_x$$

## 2-Dim Randwertproblem



Wir suchen:  $\Phi = \Phi(x, y)$  mit  $\rho = 0$

$$0 = \Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}$$

**Randbedingungen:**

- i)  $\Phi(\mathbf{r}) = 0$   $y = 0$
- ii)  $\Phi(\mathbf{r}) = 0$   $x = 0$
- iii)  $\Phi(\mathbf{r}) = 0$   $x = l_x$
- iv)  $\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_R(x)$   $y = l_y$

**Separationsansatz:**  $\Phi(x, y) = f(x)g(y)$

$$\begin{aligned} 0 = \Delta\Phi &= \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) f(x)g(y) \\ &= \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} g(y) + f(x) \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \\ &= \Delta\Phi = \frac{d^2 f}{dx^2} g(y) + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} \end{aligned}$$

$$0 = \Delta\Phi = \frac{d^2 f}{dx^2} g(y) + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} \quad \left| \cdot \frac{1}{f g} \right.$$

umformen:

$$\Rightarrow \underbrace{\frac{1}{f(x)} \frac{d^2 f}{dx^2}}_{\text{Fkt. von } x} = - \underbrace{\frac{1}{g(y)} \frac{d^2 g}{dy^2}}_{\text{Fkt. von } y} = \text{const.} = -\alpha^2$$

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = -\alpha^2 f(x) \quad \text{mit } e^{i\alpha x} \quad \frac{d^2 g}{dy^2} = \alpha^2 g(y) \quad \text{mit } e^{\alpha y}$$

$$e^{i\alpha x} \Rightarrow f(x) = a \sin(\alpha x) + b \cos(\alpha x) \quad e^{\alpha y} \Rightarrow g(y) = c \sinh(\alpha y) + d \cosh(\alpha y)$$

$$\Phi(x, y) = f(x) \cdot g(y)$$

**Randbedingungen:**

- i)  $0 = \Phi(x, 0) = f(x) \cdot d \Rightarrow d = 0$
- ii)  $0 = \Phi(0, y) = b \cdot g(y) \Rightarrow b = 0$

$$\Rightarrow \Phi(x, y) = a \sin(\alpha x) c \sinh(\alpha y) = \underbrace{A}_{a \cdot c} \sin(\alpha x) \sinh(\alpha y)$$

$$\text{iii) } 0 = \Phi(l_x, y) = A \sin(\alpha l_x) \sinh(\alpha y) \rightarrow \sin(\alpha l_x) = 0 \Rightarrow \alpha = \frac{n\pi}{l_x} \quad n \in \mathbb{Z} (\text{oder } n \in \mathbb{N})$$

$$\rightarrow \Phi_n(x, y) = A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_y}\right)$$

$$\text{iv) } \Phi(x, l_y) = \Phi_R(x)$$

$$\Rightarrow \Phi_R(x) = \underset{\uparrow}{A_n} \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right) \quad \forall x \in [0, l_y]$$

im allgemeinen ist dies nicht möglich, aber da es sich um eine lineare DGL ( $\Delta\Phi = 0$ ) handelt:

→ Linearkombinationen von Lösungen sind auch Lösungen

**Ansatz für allgemeine Lösung:**

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right)$$

Der Ansatz erfüllt  $\Delta\Phi = 0$  und erfüllt die Randbedingungen i), ii), iii). Um iv) zu erfüllen fordern wir:

$$\Phi_R(x) \stackrel{!}{=} \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)}_{\text{Entwicklung}} \underbrace{\sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right)}_{\text{const.}}$$

Der erste Teil des Ausdrucks entspricht der Entwicklung von  $\Phi_R(x)$  nach Funktionen  $\sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)$  also einer Fourier-Reihe.

**Bestimmung von  $A_n$ :** Multipliziere mit  $\sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)$   $m \in \mathbb{N}$  und danach Integration:

$$\begin{aligned} \int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) \Phi_R(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right) \int_0^{l_x} dx \underbrace{\sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)}_{\substack{\text{zueinander orthogonale Vektoren} \\ \uparrow \quad \uparrow \\ = \frac{l_x}{2} \delta_{nm}}} \\ &= A_m \frac{l_x}{2} \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right) \end{aligned}$$

$$A_m = \frac{2}{l_x \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right)} \int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \Phi_R(x)$$

in  $\Phi(x, y)$  einsetzen

## Wiederholung

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0 + \text{Randbedingungen}$$

$$\Phi = \Phi(x, y) = f(x)g(y)$$

$$\Phi_n(x, y) = A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right)$$

$$n \in \mathbb{N}$$

$$\Phi(x, y) = \sum_n A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right)$$

$$A_n = \frac{2}{l_x \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right)} \int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \Phi_R(x)$$

Zu dem Problem gehört die Skizze aus Abschnitt 1.6.5: 2-Dim Randwertproblem.

### 1.6.6 Vollständige Orthonormale Funktionensysteme (VONS)

Betrachte Funktionen  $g(x), h(x)$  auf  $I = [a, b] \subset \mathbb{R}$

$$h, g : I \rightarrow \mathbb{R} (\mathbb{C})$$

Skalarprodukt:  $(g, h) = \int_a^b dx g^*(x)h(x)$

$(g, h) = 0$ :  $g$  und  $h$  orthogonal,  $(g, g) = 1$ :  $g$  normiert

Norm:  $\|g\| = \sqrt{(g, g)}$

Ein abzählbarer Satz von Funktionen  $\{f_n\} = \{f_1, f_2, \dots\}$

Heißt orthonormiert falls:  $(f_m, f_n) = \delta_{nm} \rightarrow$  Orthonormalsystem

Vollständigkeit: Ein Satz von Funktionen heißt vollständig (VONS) falls jede quadratintegrierbare<sup>1</sup> Funktion  $g : I \rightarrow \mathbb{R}(\mathbb{C})$  in der Form  $g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n f_n(x)$  dargestellt werden kann.

Genauer:  $\lim_{n \rightarrow \infty} \int_a^b dx |g(x) - \sum_{n=1}^{\infty} a_n f_n(x)| = 0$

Bestimmung der Koeffizient  $a_n$ :

$$g(x) = \sum_n a_n f_n(x) \quad \left| \int dx f_m^*(x) \right.$$

$$\int_a^b dx f_m^*(x) g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \underbrace{\int_a^b dx f_m^*(x) f_n(x)}_{=\delta_{nm}} = a_m$$

$$g(x) = \sum_n a_n f_n(x) = \sum_n (f_n, g) f_n(x)$$

$$= \sum_n \int_a^b dx' f_n^*(x') g(x') f_n(x)$$

$$= \int_a^b dx' g(x') \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) f_n^*(x')}_{=\delta(x-x')}$$

---

<sup>1</sup>Falls  $\int dx |g(x)|^2$  existiert

da  $\int_a^b dx' g(x') = g(x)$

### Vollständigkeitsrelation

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) f_n^*(x') = \delta(x - x')$$

Beispiele:

1)

$$f_n(x) = \sqrt{\frac{l}{2}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad I = [0, l]$$

Bedeutung der einzelnen Terme  $(f_n, f_m) = \delta_{nm}$

$$g: I \rightarrow \mathbb{R} \quad g(0) = 0 = g(l)$$

$$g(x) = \sum_n a_n \sqrt{\frac{l}{2}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right)$$

2) Fourierreihe:  $\{f_n\}$ :

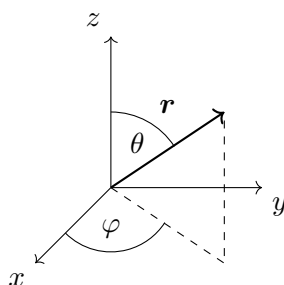
$$n = 0: \quad \frac{1}{\sqrt{l}}$$

$$n \in \mathbb{N}: \quad \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad ; \quad \sqrt{\frac{2}{l}} \cos\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad I = [0, l]$$

$$g(x) = a_0 \frac{1}{\sqrt{l}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ a_n \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) + b_n \sqrt{\frac{2}{l}} \cos\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \right]$$

Vektoren	Bezeichnung	Funktionen
$\mathbf{r}$	Vektor	$g(x)$
$\{\mathbf{e}_n\}$	Basis	$\{f_n(x)\}$
$(\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_{n'}) = \delta_{nn'}$	Orthonormierung	$(f_n, f_{n'}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)_{nn'}$
$\mathbf{r} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \mathbf{e}_n$	Entwicklung	$g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n f_n(x)$
$a_n = (\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{r})$	Entwicklungs- koeffizienten	$a_n = (f_n, g)$
$\mathbf{r} := \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$	Darstellung durch Spaltenvektor	$g(x) := \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \end{pmatrix}$

### 1.6.7 Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten



$$\mathbf{r} = r \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi(r, \theta, \varphi)$$

$$\Delta \Phi = 0$$

$$\rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\Phi) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = 0$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\Phi) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)$$

**Separationsansatz:**

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \frac{U(r)}{r} P(\cos \theta) Q(\varphi)$$

1. Term:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left( r \frac{U(r)}{r} P(\cos \theta) Q(\varphi) \right) = P(\cos \theta) Q(\varphi) \frac{1}{r} \frac{d^2 U}{dr^2}$$

$$\Rightarrow 0 = PQ \frac{1}{r} \frac{d^2 U}{dr^2} + UQ \frac{1}{r^3 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + UP \frac{1}{r^3 \sin^2 \theta} \frac{d^2 Q}{d\varphi^2} \quad \left| \cdot \frac{r^3 \sin^2 \theta}{UPQ} \right.$$

$$\Rightarrow \underbrace{-r^2 \sin^2 \theta \frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dr^2} - \sin \theta \frac{1}{P} \frac{d^2}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right)}_{\text{unabhängig von } \varphi} = \underbrace{\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{d\varphi^2}}_{\text{unabhängig von } r, \theta} = \text{const.} := -m^2$$

für  $Q$ :

i)

$$\frac{d^2 Q}{d\varphi^2} + m^2 Q = 0$$

Lösung:

$$Q(\varphi) = e^{im\varphi} = \cos(m\varphi) + i \sin(m\varphi)$$

$$Q(\varphi + 2\pi) = Q(\varphi) \quad e^{im(\varphi+2\pi)} = e^{im\varphi} \quad \Rightarrow \quad m = \mathbb{Z}$$

$$\frac{r^2}{U} \frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{P \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) = \frac{m^2}{\sin^2 \theta}$$

$$\underbrace{\frac{r^2}{U} \frac{d^2 U}{dr^2}}_{\text{unabh. von } \theta} = - \underbrace{\frac{1}{P \sin \theta} \frac{dP}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right)}_{\text{unabh. von } V} = \text{const.} := \lambda$$

ii)

$$\frac{d^2 U}{dr^2} - \frac{\lambda}{r^2} U(r) = 0$$

→ Lösung für  $\lambda = l(l+1)$  (Warum das eine Lösung ist, wird in iii) erklärt)

$$U(r) = a_l r^{l+1} + b_l r^{-l}$$

→ Spezielle Lösung für  $m = 0$ :

$$\Phi(r, \theta) = \frac{U(r)}{r} P_l(\cos \theta) = (a_l r^l + b_l r^{-l-1}) P_l(\cos \theta)$$

allg. Lösung:  $\Delta \Phi = 0$  für  $\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0$

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (a_l r^l + b_l r^{-l-1}) P_l(\cos \theta)$$

$\downarrow \qquad \downarrow$   
 durch Randbedingungen festgelegt

iii)

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \left( \lambda - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) P(\cos \theta) = 0$$

$$x := \cos \theta \quad P(x) : \text{DGL für } P(x) \quad \frac{d}{d\theta} P(x(\theta)) = \frac{dP}{dx} \frac{dx}{d\theta} = -\sin \theta \frac{dP}{dx}$$

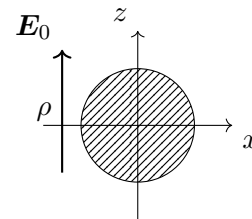
$$dx = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta}$$

$$\Rightarrow -\frac{d}{dx} \left( -\sin^2 \theta \frac{dP}{dx} \right) + \left( \lambda - \frac{m^2}{1-x^2} \right) P(x) = 0$$

### Zugeordnete Legendresche DGL

$$\Rightarrow \frac{d}{dx} \left( (1-x^2) \frac{dP}{dx} \right) + \left( \lambda - \frac{m^2}{1-x^2} \right) P(x) = 0$$

Spezialfall: **Zylindersymmetrische Probleme:**  $\Phi$  unabhängig von  $\varphi$   
 → **Legendre-Polynome**



$$\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0, \quad Q(\varphi) = e^{im\varphi} \Rightarrow m = 0 \Rightarrow Q(\varphi) = 1$$

$$\frac{d}{dx} \left( (1-x^2) \frac{dP}{dx} \right) + \lambda P(x) = 0$$

### Legendresche DGL

$$(1-x^2) \frac{d^2 P}{dx^2} - 2x \frac{dP}{dx} + \lambda P(x) = 0$$

Potenzreihenansatz:  $P(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k$

→ Fließbach

→ Legendre Polynome

→ relevante Lösung nur für  $\lambda = l(l+1) \quad l \in \mathbb{N}_0$

## Wiederholung

### Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten

$$\Delta \Phi = 0 \quad \Phi(r, \theta, \varphi)$$

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \frac{U(r)}{r} P(\cos \theta) Q(\varphi)$$

i)

$$\frac{d^2 Q}{d\varphi^2} + m^2 Q = 0 \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$\rightarrow Q(\varphi) = e^{im\varphi}$$

ii)

$$\frac{d^2 U}{dr^2} - \frac{\lambda}{r^2} U = 0 \quad \lambda = l(l+1) \quad l \in \mathbb{N}_0$$

$$U(r) = a_l r^{l+1} + b_l r^{-l}$$

iii)

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \left( \lambda - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) P(\cos \theta) = 0$$

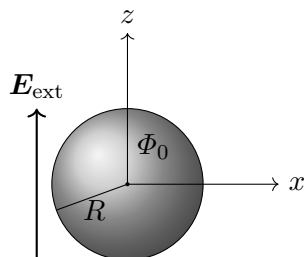
**Zylindersymmetrische Probleme:**  $\frac{d\Phi}{d\varphi} = 0 \rightarrow m = 0$

$\rightarrow P_l(\cos \theta)$  : Legendre-Polynome

$\rightarrow$  allgemeine Lösung:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left( a_l r^l + b_l r^{-l-1} \right) P_l(\cos \theta)$$

### Beispiel: Leitende Kugel im homogenen Feld



$$\mathbf{E}_{\text{ext}} = E_0 \mathbf{e}_z$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0 \quad |\mathbf{r}| \leq R$$

Die Frage ist jetzt was ist das äußere Potential und das äußere  $\mathbf{E}$ -Feld:

$$\Phi(\mathbf{r}) \quad \text{für} \quad |\mathbf{r}| > R \quad \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

Lösung des Randwertproblems  $\Delta \Phi(\mathbf{r}) = 0$  für  $|\mathbf{r}| > R$  mit der **Randbedingungen**:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0 \quad \text{für} \quad |\mathbf{r}| = R$$

$$\Phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} -E_0 z + \text{const.} = -E_0 r \cos \theta + \Phi_1$$

Aufgrund der Zylindersymmetrie des Problems ist  $\Phi$  eine Funktion von  $\theta$  und  $r$ :  $\Phi(r, \theta)$

$$\rightarrow \Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left( a_l r^l + b_l r^{-l-1} \right) P_l(\cos \theta)$$



i)  $r = R$

$$\begin{aligned}\Phi(R, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \left( a_l R^l + b_l R^{-l-1} \right) P_l(\cos \theta) \\ &\stackrel{!}{=} \Phi_0 \cdot 1 = \Phi_0 P_0(\cos \theta)\end{aligned}$$

an Beide Seiten Multiplizieren wir  $\int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_n(\cos \theta)$  für  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$\begin{aligned}\sum_{l=0}^{\infty} \left( a_l R^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) \underbrace{\int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_n(\cos \theta) P_l(\cos \theta)}_{\delta_{nl} \frac{2}{2n+1}} &= \Phi_0 \underbrace{\int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_n(\cos \theta) P_l(\cos \theta)}_{\delta_{n0} \frac{2}{2n+1} = 2\delta_{n0}} \\ \Rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2}{2l+1} \left( a_l R^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) \delta_{nl} &= 2\Phi_0 \delta_{n0} \quad n = 0, 1, 2, \dots\end{aligned}$$

$$\underline{n=0}: \quad 2 \left( a_0 R^0 + \frac{b_0}{R} \right) = 2\Phi_0 \quad \Rightarrow b_0 = R(\Phi_0 - a_0)$$

$$\underline{n \neq 0}: \quad \frac{2}{2n+1} \left( a_n R^n + \frac{b_n}{R^{n+1}} \right) = 0 \quad \Rightarrow b_n = R^{2n+1} a_n$$

ii)  $r \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned}\Phi(r) &\rightarrow -E_0 r \cos \theta + \Phi_1 \\ &= -E_0 r P_1(\cos \theta) + \Phi_1 P_0(\cos \theta) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left( a_l r^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) P_l(\cos \theta) \\ \Rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} \left( a_l r^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) \delta_{nl} \frac{2}{2n+1} &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} 2\Phi_1 \delta_{n0} - E_0 r \delta_{n1} \frac{2}{2n+1} = 2\Phi_1 \delta_{n0} - \frac{2}{3} E_0 r \delta_{n1}\end{aligned}$$

für  $n = 0, 1, 2, \dots$

$$\begin{aligned}\underline{n=0}: \quad \left( a_0 + \frac{b_0}{r} \right) 2 &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} 2\Phi_1 \quad \Rightarrow \quad a_0 = \Phi_1 \\ \underline{n=1}: \quad \left( a_1 r + \frac{b_1}{r^2} \right) \frac{2}{3} &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} -\frac{2}{3} E_0 r \quad \Rightarrow \quad a_1 = E_0 \\ \underline{n \geq 1}: \quad \left( a_n r^n + \frac{b_n}{r^{n+1}} \right) \frac{2}{2n+1} &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \Rightarrow \quad a_n = 0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\rightarrow \quad b_0 &= R(\Phi_0 - \Phi_1) \\ b_1 &= -R^3 \quad a_1 = E_0 R^3 \\ n > 1: \quad b_n &= -R^{2n+1} \quad a_n = 0\end{aligned}$$

$$\Phi(r, \theta) = \left[ \Phi_1 + \frac{R(\Phi_0 - \Phi_1)}{r} \right] \underbrace{P_0(\cos \theta)}_{=1} + \left[ -E_0 r + \frac{E_0 R^3}{r^2} \right] \underbrace{P_1(\cos \theta)}_{\cos \theta}$$

**Potential einer Kugel im homogenen  $E$ -Feld**

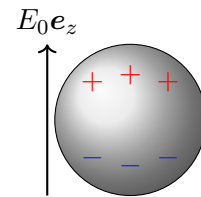
$$\rightarrow \Phi(r, \theta) = \Phi_1 + (\Phi_0 - \Phi_1) \frac{R}{r} - E_0 r \cos \theta + E_0 \frac{R^3}{r^2} \cos \theta$$

Diskussion der **Bedeutung der einzelnen Terme**:

- $\Phi_1$  ist eine Konstante die auf das Potential keine physikalische Auswirkung hat.
- $-E_0 r \cos \theta$  ist das Potential des äußeren Feldes.
- $\Phi_0 - \Phi_1$  ist das Potential einer möglichen Gesamtladung auf der Kugel.
- $E_0 \frac{R^3}{r^2} \cos \theta$  ist der Beitrag der Ladungsverschiebung auf der Kugel. Also das Potential der Influenzierten Ladungen.

Eine Kugel mit Ladung  $Q$  ohne äußeres Feld ( $E_0 = 0$ ):

$$\begin{aligned} \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Q}{r} + \text{const.} \\ &\stackrel{!}{=} \Phi_1 + (\Phi_0 - \Phi_1) \frac{R}{r} \\ \rightarrow \text{const.} &= \Phi_1 \quad \Phi_0 - \Phi_1 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R} \\ \Rightarrow \Phi_1 &= \Phi_0 - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R} \end{aligned}$$



Eine ungeladene Kugel:  $Q = 0 \rightarrow \Phi_1 = \Phi_0$

$$\rightarrow \Phi(r, \theta) = \Phi_0 - E_0 r \cos \theta + E_0 \frac{R^3}{r^2} \cos \theta$$

**Lösung für  $m \neq 0$  (Potenzreihenansatz)**

$\rightarrow$  Zugeordnete Legendre-Polynome

$$P_l^m(x) \quad x = \cos \theta$$

- Allgemeine Struktur:

$$P_l^m \sim (1 - x^2)^{|m|/2} \times \text{Polynom } (l - |m|)\text{ten Grades}$$

Zusammenfassung der Funktionen:

$$P, \theta \text{ in Produkt: } P_l^m(\cos \theta) Q_m(\varphi)$$

$\Rightarrow$  **Kugelflächenfunktionen**

$$\mathcal{Y}_{lm}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$$

$$l = 0, 1, 2, \dots \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \quad \theta \in [0, \pi] \quad \varphi \in [0, 2\pi]$$

**Allgemeine Lösung der Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten:**

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left( a_{lm} r^l + \frac{b_{lm}}{r^{l+1}} \right) \mathcal{Y}_{lm}(\theta, \varphi)$$

$$\Delta \Phi = 0$$

## 1.7 Multipolentwicklung

Beliebige endlich große Ladungsverteilung

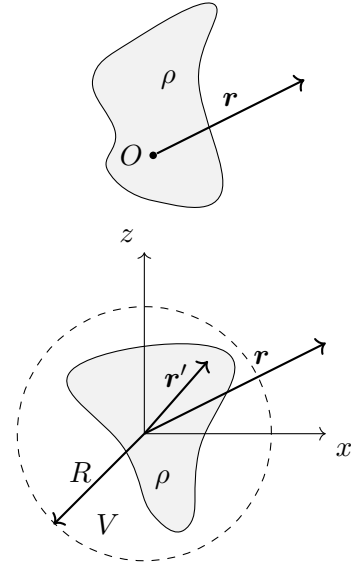
$$q = \int d^3 r' \rho(\mathbf{r}')$$

$$r \gg R \quad \Phi(\mathbf{r}) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

statische, lokalisierte Ladungsverteilung:

$$\rho(\mathbf{r}) = \begin{cases} \text{beliebig} & r < R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3 r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$



Für  $r > R$ :  $|\mathbf{r}'| < |\mathbf{r}| \rightarrow$  Taylorentwicklung von  $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$  in  $\mathbf{r}' \rightarrow$  d.h. in  $x'_1, x'_2, x'_3$

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{\sqrt{(x_1 - x'_1)^2 + (x_2 - x'_2)^2 + (x_3 - x'_3)^2}} \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}$$

Taylorentwicklung:

$$f(\mathbf{r}') = f(x'_1, x'_2, x'_3) = f(0, 0, 0) + \sum_{i=1}^3 x'_i \frac{\partial f}{\partial x_i}(0) + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 x'_i x'_j \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j}(0) + \dots$$

Zuerst berechnen wir die einzelnen Terme:

$$f(\mathbf{r}') = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} : f(0) = \frac{1}{r} \quad \frac{\partial f}{\partial x'_i} = \frac{(x_i - x'_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \Big|_0 = \frac{x_i}{r^3} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x'_i \partial x'_j}(0) = \dots = \frac{3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}}{r^5}$$

Für  $|\mathbf{r}| < |\mathbf{r}'|$ :

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \left\{ \frac{1}{r} + \sum_{i=1}^3 \frac{x'_i x_i}{r^3} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x'_i x'_j \frac{3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}}{r^5} + \dots \right\}$$

Den letzten (mit einem Pfeil markierten) Term schauen wir uns jetzt noch einmal genauer an.

$$\sum_{i,j} x'_i x'_j r^2 \delta_{ij} = r^2 \underbrace{\sum_i x_i'^2}_{=r'^2} = r^2 r'^2 = r'^2 \sum_i x_i^2 = \sum_{i,j} r'^2 x_i x_j \delta_{ij}$$

Somit können wir den letzten Term umschreiben als:

$$\sum_{i,j} x'_i x'_j \frac{(3x_i x_j - r^2 \delta_{ij})}{r^5} = \sum_{i,j} x_i x_j \frac{(3x'_i x'_j - r'^3 \delta_{ij})}{r^5}$$

Das Potential unserer Ladungsverteilung im externen  $\mathbf{E}$ -Feld ergibt sich dann als

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \underbrace{\frac{1}{r} \int d^3 r' \rho(\mathbf{r}')}_{q \text{ Gesamtladung (Monopol)}} + \sum_{i=1}^3 \underbrace{\frac{x_i}{r^3} \int d^3 r' x'_i \rho(\mathbf{r}')}_{p_i \text{ Dipolmoment } \mathbf{p}=(p_1, p_2, p_3)} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \underbrace{\frac{x_i x_j}{r^5} \int d^3 r' \rho(\mathbf{r}') (3x'_i x'_j - r'^2 \delta_{ij})}_{=: Q_{ij} \text{ Quadrupolmoment}} + \dots \right\}$$

$$\Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{q}{r} + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{x_i x_j}{r^5} Q_{ij} + \dots \right\}$$

Diskussion:

i) **Monopol**

$$\Phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad \propto \frac{1}{r} \text{ dominiert für } q \neq 0$$

$$\rightarrow \mathbf{E}_M(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi_M = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad \propto \frac{1}{r^2}$$

ii) **Dipol**

$$\Phi_D(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3} \quad \propto \frac{1}{r^2}$$

Das elektrische Feld:

$$\mathbf{E}_D = -\nabla\Phi_D$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathbf{r}} \left( \mathbf{p} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right) : \quad \frac{\partial}{\partial x} \left( p_x \frac{x}{r^3} + p_y \frac{y}{r^3} + p_z \frac{z}{r^3} \right) &= \left( \frac{p_x}{r^3} - 3p_x \frac{xx}{r^5} - 3p_y \frac{yx}{r^5} - 3p_z \frac{zx}{r^5} \right) \\ &= \frac{p_x}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} x \\ \frac{\partial}{\partial y} (\dots) &= \frac{p_y}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} y \\ \frac{\partial}{\partial z} (\dots) &= \frac{p_z}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} z \end{aligned}$$

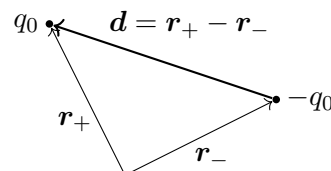
$$\Rightarrow \nabla_{\mathbf{r}} \left( \mathbf{p} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right) = \frac{\mathbf{p}}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} \mathbf{r}$$

$$\mathbf{E}_D = -\nabla\Phi_D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{p}}{r^3} \right] \quad \propto \frac{1}{r^3} \quad \mathbf{r} \neq 0$$

*Beispiel* für die Realisierung eines Dipols:

**Punktladungen:**  $q_0, -q_0$  in  $\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-$

Gesamtladung:  $q = q_0 - q_0 = 0$



$$\rightarrow \Phi_M(\mathbf{r}) \equiv 0$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_+|} - \frac{q_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_-|} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3} + \dots \right)$$

$$\rho(\mathbf{r}') = q_0 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_+) - q_0 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_-)$$

$$\mathbf{p} = \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \mathbf{r}' = q_0 \mathbf{r}_+ - q_0 \mathbf{r}_- = q_0 \mathbf{d}$$

mehrere Punktladungen  $q_i$  in  $\mathbf{r}_i$

$$\rightarrow \mathbf{p} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i$$

### iii) Quadrupolmoment

$$Q_{ij} = \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') (3x'_i x'_j - r'^3 \delta_{ij})$$

$$\text{Quadrupoltensor } Q = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} & Q_{13} \\ Q_{21} & Q_{22} & Q_{23} \\ Q_{31} & Q_{32} & Q_{33} \end{pmatrix}$$

#### Eigenschaften

i) Spurfrei:  $\text{tr}(Q) = \sum_i Q_{ii} = 0 \Rightarrow 2$  unabhängige Elemente

ii) Symmetrisch:  $Q_{ij} = Q_{ji} \Rightarrow 3$  unabhängige Elemente

$\Rightarrow 5$  unabhängige Elemente

Ableitung in Kugelkoordinaten

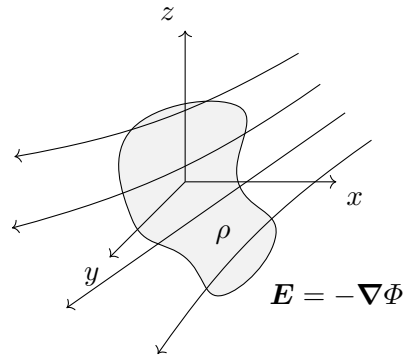
$\Rightarrow$  Sphärische Multipolmomente

### 1.7.1 Multipolentwicklung der Energie der Ladungsverteilung im äußeren Feld

Energie:

$$W = \int d^3r \rho(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

Wir stellen uns vor, das  $\mathbf{E}$ -Feld wird von sehr weit entfernten Ladungen erzeugt. Wir machen somit also die Annahme, dass sich  $\Phi(\mathbf{r})$  in dem Gebiet, wo  $\rho(\mathbf{r})$  sich nur wenig ändert.



$\rightarrow$  Taylorentwicklung von  $\Phi(\mathbf{r})$  um  $\mathbf{r} = 0$

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi(0) + \mathbf{r} \cdot \nabla \Phi(0) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x_i x_j \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}(0) + \dots \\ &= \Phi(0) - \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(0) - \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{i,j} x_i x_j \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0)}_{\dots} + \dots \\ &= \frac{1}{6} \sum_{i,j} (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) \end{aligned}$$

Dies gilt, da:

$$\sum_{i,j} r^2 \delta_{ij} \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) = r^2 \underbrace{\sum_i \frac{\partial E_i}{\partial x_i}(0)}_{\nabla \cdot \mathbf{E}(0)=0}$$

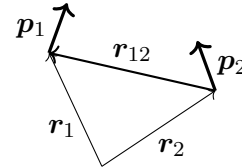
$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  gilt, da  $\mathbf{E}$  ein äußeres Feld ist. Damit erhalten wir dann für die Energie mit Formel

(1.1):

$$\begin{aligned} \rightarrow W &= \underbrace{\Phi(0) \int d^3r \rho(\mathbf{r})}_{=q} - \underbrace{\mathbf{E}(0) \cdot \int d^3r \mathbf{r} \rho(\mathbf{r})}_{=\mathbf{p}} - \frac{1}{6} \sum_{i,j} \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) \underbrace{\int d^3r (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) \rho(\mathbf{r})}_{=Q_{ij}} + \dots \\ &= \underbrace{q}_{\substack{\nearrow \\ \text{Ladung}}} \underbrace{\Phi(0)}_{\substack{\uparrow \\ \text{Potential}}} - \underbrace{\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}(0)}_{\substack{\uparrow \quad \nwarrow \\ \text{Dipol} \quad \text{Feld}}} - \frac{1}{6} \sum_{i,j} \underbrace{Q_{ij}}_{\substack{\nearrow \\ \text{Quadrupol}}} \underbrace{\frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0)}_{\substack{\nwarrow \\ \text{Feldgradient}}} + \dots \end{aligned}$$

## Wechselwirkungsenergie zweier Dipole

Betrachte 2 Punktdipole  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  in  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$   
 $\mathbf{p}_2$  erzeugt am Ort  $\mathbf{r}_1$  das äußere Feld



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{3(\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_{12})\mathbf{r}_{12}}{r_{12}^5} - \frac{\mathbf{p}_2}{r_{12}^3} \right]$$

$$\rightarrow W = -\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{r_{12}^3} - \frac{3(\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_{12})(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_{12})}{r_{12}^5} \right] \propto \frac{1}{r_{12}^3}$$

Je nach Orientierung der Dipole ist diese Wechselwirkung anziehend oder abstoßend.

z.B.:  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \perp \mathbf{r}_{12}$

$$\rightarrow W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{r_{12}^3} \begin{cases} > 0 & \uparrow\uparrow & \text{abstoßend} \\ < 0 & \uparrow\downarrow & \text{anziehend} \end{cases}$$

## 1.8 Elektrostatik in Materie-Dielektrika

### Definition: Dielektrika

Nichtleitende Substanzen (Gase, Flüssigkeiten, Festkörper). Die Ladungsträger sind also fest gebunden.

äußere Felder  $\Rightarrow$  Polarisation

Mechanismen

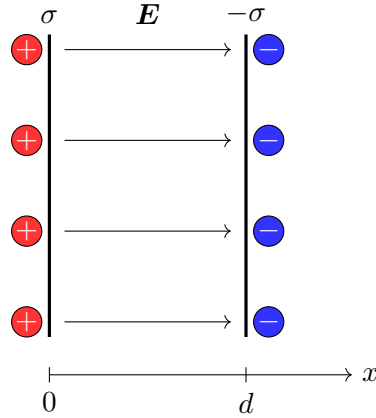
i) **Verschiebungspolarisation** (Deformationspolarisation)  
 neutrales Atom

ii) **Orientierungspolarisation**  
 Molekül mit permanentem Dipolmoment z.B. Wasser

Phänomenologie: Experimentalphysik

Plattenkondensator:

ohne Medium:



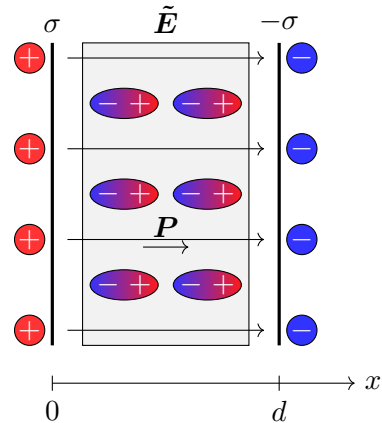
$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0 F}$$

$$\Phi = -\frac{\sigma x}{\varepsilon_0}$$

$$U = \frac{qd}{\varepsilon_0 F}$$

$$C = \frac{q}{U} = \varepsilon_0 \frac{F}{d}$$

mit Medium:



$$\tilde{C} > C \quad \tilde{C} = \varepsilon \frac{F}{d} \quad \varepsilon > \varepsilon_0$$

$$q = \text{const.}$$

$$\tilde{U} = \frac{qd}{\varepsilon F} < U$$

$$\tilde{E} = \frac{q}{\varepsilon F} = \frac{\sigma}{\varepsilon} < E$$

$$\tilde{E} = E + E_p = E - \frac{1}{\varepsilon_0} P$$

### 1.8.1 Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik

Ausgangspunkt: allgemeine (mikroskopische) Feldgleichungen

$$\left. \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \\ \nabla \times \mathbf{E} = 0 \end{array} \right\} \xrightarrow[\text{bekannt}]{\vec{\rho}} \begin{array}{l} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} \\ \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \end{array}$$

Makroskopische Messungen:  $\approx 10^{23}$  Teilchen

→ Mittlung über mikroskopische Details.

### 1.8.2 Mittelung von Funktionen

Wir haben eine physikalische Größe  $A(\mathbf{r})$  und wollen diese mitteln.

$$\begin{aligned} \langle A \rangle(\mathbf{r}) &:= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' f(\mathbf{r}-\mathbf{r}') A(\mathbf{r}') \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' f(\mathbf{r}') A(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \end{aligned}$$

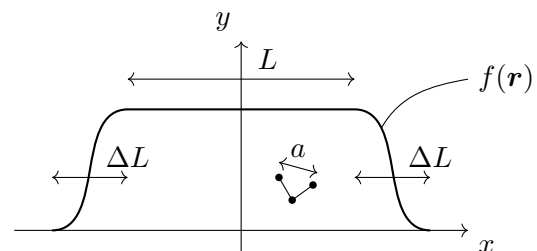
$f$  : legt Bereich fest, über den gemittelt wird

Eigenschaften:

i)  $\int d^3r' f(\mathbf{r}') = 1$

ii)  $f(\mathbf{r}) \geq 0$

iii) Eine glatte Funktion, die sich auf molekularer Skala (nm) wenig ändert.



mit  $L, \Delta L \gg a$

Wir schauen uns nun an wie die Ableitung einer gemittelten Funktion aussieht.

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_i} \langle A \rangle(\mathbf{r}) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int d^3 r' f(\mathbf{r}') A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \int d^3 r' f(\mathbf{r}') \frac{\partial A}{\partial x_i}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \left\langle \frac{\partial A}{\partial x_i} \right\rangle(\mathbf{r})\end{aligned}$$

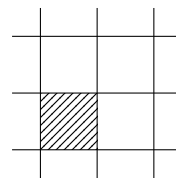
$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot \langle \mathbf{E} \rangle = \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho \rangle \\ \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \quad \Rightarrow \quad \nabla \times \langle \mathbf{E} \rangle = 0 \\ \rightarrow \quad \langle \mathbf{E} \rangle &= -\nabla \langle \Phi \rangle\end{aligned}$$

### 1.8.3 Bestimmung von $\langle \rho \rangle$

Aufteilung der Materie in Untereinheiten:

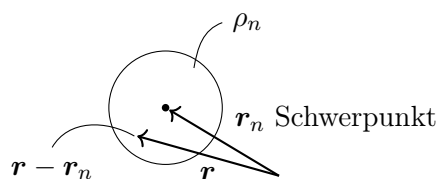
**Festkörper:**

Elementarzellen:



**Gas:**

Moleküle



$\rho_n$  : Ladungsdichte des  $n$ -ten Moleküls bzgl. des Schwerpunktes  $\mathbf{r}_n$ . Die gesamte Ladungsdichte ist somit:

$$\rho_g(\mathbf{r}) = \sum_n \rho_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n)$$

$\rho_g(\mathbf{r})$  sind hierbei alle gebundenen Ladungen.

Zusätzlich gibt es möglicherweise freie Ladungsträger  $\rho_f(\mathbf{r})$

$\Rightarrow$  gesamte Ladungsdichte

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r}) + \rho_g(\mathbf{r})$$

Mittlung von  $\rho_g$  über einen makroskopisch kleinen aber mikroskopisch großen Bereich:

$$\begin{aligned}\langle \rho_g \rangle(\mathbf{r}) &= \int d^3 r' f(\mathbf{r}') \rho_g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \int d^3 r' f(\mathbf{r}') \sum_n \rho_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \\ &= \sum_n \int_{\mathbb{R}^3} d^3 r' f(\mathbf{r}') \rho_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_n)\end{aligned}$$



Nun Betrachten wir den letzten Term:

$$\begin{aligned} & \int d^3r' f(\mathbf{r}') \rho_n(\underbrace{\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_n}_{=\tilde{\mathbf{r}}}) \\ &= \int d^3r' \underbrace{f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n - \tilde{\mathbf{r}})}_{\substack{\text{ändert sich} \\ \text{wenig auf} \\ \text{mol. Skala}}} \underbrace{\rho_n(\tilde{\mathbf{r}})}_{\substack{\text{lokalisiert auf} \\ \text{molekularer Skala } a \\ \rho_n(\tilde{\mathbf{r}}) \approx 0 \text{ für } |\tilde{\mathbf{r}}| \gg a}} \end{aligned}$$

Taylorentwicklung in  $\tilde{\mathbf{r}}$ :  $f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n - \tilde{\mathbf{r}}) = f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) - \tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \dots$

$$= f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \underbrace{\int d^3\tilde{r} \rho_n(\tilde{\mathbf{r}})}_{=q_n} - \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \cdot \underbrace{\int d^3r' \tilde{r} \tilde{\mathbf{r}} \rho_n(\tilde{\mathbf{r}})}_{=\mathbf{p}_m \text{ Dipolmoment}} + \dots$$

Höhere Terme werden vernachlässigen z.B. das Quadrupolmoment.

$$= f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) q_n - \underbrace{\nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \cdot \mathbf{p}_m}_{=\nabla \cdot (\mathbf{p}_n f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n))} + \dots$$

$$= \int d^3r' q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \nabla \cdot \int d^3r' \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \dots$$

$$= \langle q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \langle \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) + \dots$$

$\Downarrow$  Gesamtladung im SP                       $\Downarrow$  Dipolmoment im SP

$$\begin{aligned} \langle \rho_g \rangle &= \sum_n \int \dots \\ &= \langle \sum_n q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \langle \sum_n \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) + \dots \end{aligned}$$

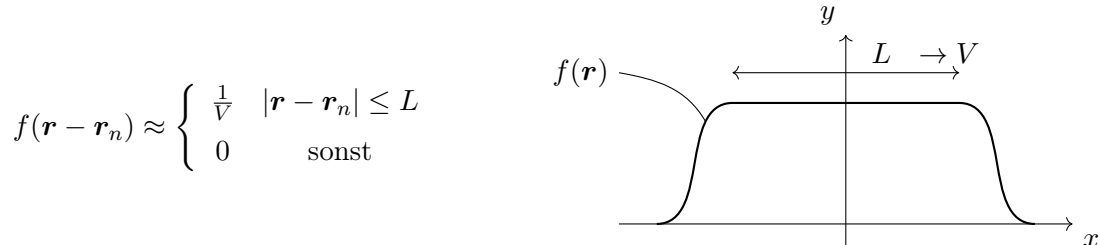
Der **erste Term** steht für die mittlere Gesamtladung der gegebenen Ladungen = 0 für:

- i) neutrale Untereinheiten
- ii) makroskopisch neutraler Körper

Der **zweite Term** wird Definiert als das makroskopische Dipolmoment =:  $\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \frac{\text{Dipolmoment}}{\text{Volumen}}$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \sum_n \mathbf{p}_n \int d^3r' \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.2)$$

$$= \sum_n \mathbf{p}_n f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \approx \frac{1}{V} \sum_{m, \mathbf{r}_n \in V} \mathbf{p}_n \quad (1.3)$$



→ gemittelte (makroskopische) Ladungsdichte:

$$\langle \rho \rangle(\mathbf{r}) = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r}) + \underbrace{\langle \sum_n q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r})}_{\substack{\text{Gesamtladung} \\ \text{oft } =0}} - \nabla \cdot \mathbf{P} + \dots$$

## Gemittelte makroskopische Ladungsverteilung

$$\langle \rho \rangle(\mathbf{r}) = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \dots$$

Daraus folgt:

$$\rightarrow \nabla \cdot \langle \mathbf{E} \rangle(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho \rangle(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r}) - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \dots$$

Dies können wir umformen in etwas, das der Maxwellgleichung ähnelt:

$$\nabla \cdot \underbrace{(\varepsilon_0 \langle \mathbf{E} \rangle + \mathbf{P} + \dots)}_{:= \mathbf{D}(\mathbf{r})} = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r})$$

$\mathbf{D}(\mathbf{r}) :=$  dielektrische Verschiebung.

$$\rightarrow \nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r})$$

### 1.8.4 Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik (Wiederholung)

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r})$$

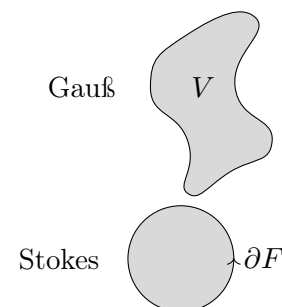
$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} + \dots$$

Diese Gleichungen können wir nun mit dem Satz von Gauß und dem Satz von Stokes auch in Integraler Form schreiben:

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \nabla \cdot \mathbf{D} = \int d^3r \rho_f(\mathbf{r}) = q_{fV}$$

$$\oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \nabla \times \mathbf{E} = 0$$



## Wiederholung

### Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad \langle \mathbf{E} \rangle(\mathbf{r})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

Wir haben hier jetzt zwei Feldgleichungen für zwei Vektorfelder. Dies reicht nicht aus um beide Vektorfelder eindeutig zu bestimmen. Hierfür müssen wir die Wirbel und Quellen beider Felder beschreiben.  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{D}$  sind also nicht unabhängig sondern miteinander verknüpft.

**Bem:** (Schlussfolgerungen aus den Feldgleichungen der Elektrostatik)

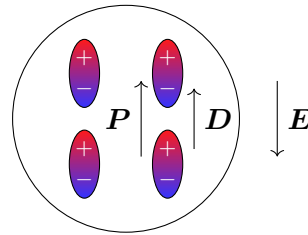
- i) Es sieht so aus als ob  $\mathbf{D}$  nur von der freien Ladungsdichte abhängt, dies ist aber nur in manchen Fällen so (Plattenkondensator).

Es gilt nur wenn  $\nabla \times \mathbf{D} = 0$

**Gegenbeispiel:** homogen polarisierte Kugel:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P} \quad \text{in der Kugel}$$

$$\rightarrow \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \frac{2}{3} \mathbf{P}$$



- ii)

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\mathbf{D} - \mathbf{P})$$

$\mathbf{E}$  hängt über die Polarisation direkt von dem Medium ab.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{D} - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_f - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} \end{aligned}$$

$\rightarrow$  Polarisationsladungsdichte  $\rho_p = -\nabla \cdot \mathbf{P}$

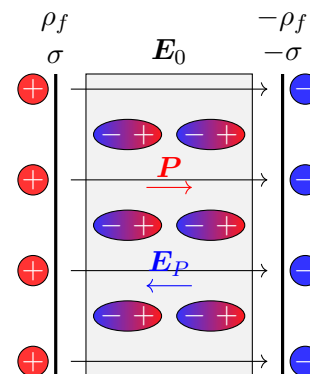
$$\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_f + \rho_p)$$

- iii) Die Polarisation wirkt wie ein inneres Zusatzfeld, das sich mit dem durch  $\rho_f$  erzeugten Feld  $\mathbf{E}_0$  überlagert.  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_p$

Im Plattenkondensator:

$$\mathbf{E}_p = -\frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$



- iv) Potential

$$\nabla \times \langle \mathbf{E} \rangle = 0$$

$$\langle \mathbf{E} \rangle = -\nabla \langle \Phi \rangle$$

Einfach aber zu viel Zeitaufwand für die Vorlesung

$$\begin{aligned} \langle \Phi \rangle &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\langle \rho \rangle(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} (\rho_f(\mathbf{r}') - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}') + \dots) \end{aligned}$$

- v) **Zusammenhang zwischen  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{E}$ : Suszeptibilität**

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E}) \quad \mathbf{P}(\mathbf{E} = 0) = 0$$

Entwicklung von  $\mathbf{P}$  in Potenzen von  $\mathbf{E}$ :

$$P_i = \sum_{j=1}^3 \gamma_{ij} E_j + \sum_{j,k=1}^3 \beta_{ijk} E_j E_k + \dots$$

$\gamma_{ij}$  &  $\beta_{ijk}$  sind Materialkonstanten

lineare Näherung:

allgemeines **anisotropes** Dielektrikum

$$P_i = \sum_j \gamma_{ij} E_j$$

isotropes Dielektrikum:

$$P_i = \gamma E_i$$

$$\mathbf{P} = \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \chi_e \varepsilon_0 = \gamma$$

$\chi_e$  ist die **Dielektrische Suszeptibilität**

$$\begin{aligned} \rightarrow \mathbf{D} &= \mathbf{P} + \varepsilon_0 \mathbf{E} = (\chi_e \varepsilon_0 + \varepsilon_0) \mathbf{E} \\ &= \underbrace{(1 + \chi_e)}_{:=\varepsilon_r} \varepsilon_0 \mathbf{E} \\ &= \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \end{aligned}$$

$\varepsilon_r$  ist die relative Dielektrizitätskonstante

$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  ist die Dielektrizitätskonstante

Typische Werte für  $\varepsilon_r$ :

Medium	$\varepsilon_r$
Vakuum:	$\varepsilon_r = 1$
H <sub>2</sub> :	1,00025
N <sub>2</sub> :	1,00055
H <sub>2</sub> O:	80,1

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}$$

### 1.8.5 Feldgleichungen für lineares, isotropes Dielektrikum

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) &= \rho_f \\ \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \end{aligned}$$

homogenes Medium  $\varepsilon = \text{const.}$

$$\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_f$$

$$\rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 \rho_f} = \underbrace{\frac{1}{\varepsilon_r}}_{\text{Medium}} \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_f$$

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

$$\Delta \Phi = -\nabla \cdot \mathbf{E}$$

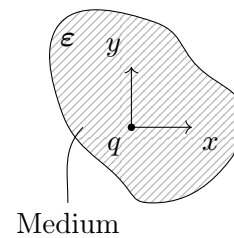
$$= -\frac{1}{\varepsilon} \rho_f$$

$$\rightarrow \Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{1}{\varepsilon_r} \rho_f$$

↑

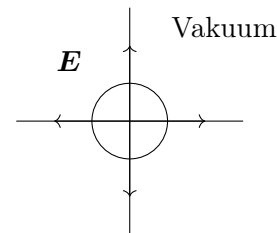
### 1.8.6 Punktladung in homogenem Dielektrikum (lineare Näherung)

$$\begin{aligned}\rho_f(\mathbf{r}) &= q\delta(\mathbf{r}) \\ \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\varepsilon} q\delta(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0\end{aligned}$$



Nun können wir das  $\mathbf{E}$ -Feld im Vakuum bestimmen:

$$\begin{aligned}\rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} q \frac{\mathbf{r}}{r^3} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_r} \underbrace{\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q \frac{\mathbf{r}}{r^3}}_{=\mathbf{E}_{\text{vak}}} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_r} \mathbf{E}_{\text{vak}}(\mathbf{r}) < \mathbf{E}_{\text{vak}}(\mathbf{r}) \\ \rightarrow \mathbf{P} &= \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \mathbf{E} \\ &= \frac{(\varepsilon_r - 1)}{4\pi\varepsilon_0} q \frac{\mathbf{r}}{r^3}\end{aligned}$$



$$\Rightarrow \mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{vak}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$

Hier erkennt man explizit, dass das Vakuum-Feld von der Polarisation vermindert wird.

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi} q \frac{\mathbf{r}}{r^3}$$

In diesem einfachen Fall ist  $\mathbf{D}$  vollständig durch die freie Ladung  $q$  (in der Abbildung Positiv) bestimmt.

### 1.8.7 Zusammenhang zwischen atomarer/molekularer Polarisierbarkeit und Suszeptibilitäten

Verschiebungspolarisation:

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_{\text{lokal}}$$

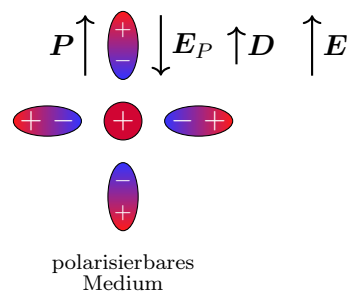
$\Rightarrow$  Polarisation:

$$\mathbf{P} = n\mathbf{p} = n\alpha \mathbf{E}_{\text{lok}}$$

$n$  ist die Teilchenzahldichte.

Aus den makroskopischen Gleichungen haben wir erhalten:

$$\mathbf{P} = \chi_e \varepsilon_0 \underset{\substack{\parallel \\ \text{makroskopisches} \\ \text{Feld}}}{\mathbf{E}}$$



In einem verdünnten Gas gilt:  $\mathbf{E}_{\text{lok}} \approx \mathbf{E}$

$$\Rightarrow \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} = n\alpha \mathbf{E} \Rightarrow$$

$$\chi_e = \frac{n\alpha}{\varepsilon_0}$$

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{n\alpha}{\varepsilon_0}$$

### 1.8.8 Randwertprobleme

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad \mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E})$$

lineares homogenes Dielektrikum

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon} \rho_f \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0$$

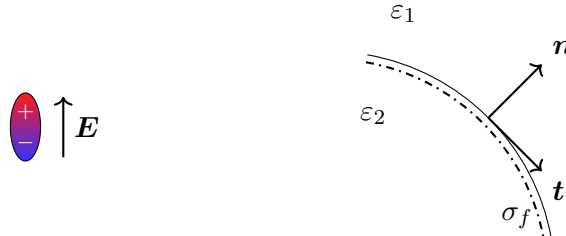
$$\Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon} \rho_f$$

→ **Randwertproblem:**

Gegeben:  $\rho_f, \varepsilon$  Randbedingungen

Gesucht:  $\Phi, \mathbf{E}$

### 1.8.9 Randbedingungen für $\mathbf{D}, \mathbf{E}$ an einer Grenzschicht mit Flächenladung



Erinnerung: mikroskopische Feldgleichungen

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \rightarrow \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \Rightarrow \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

für makroskopische Feldgleichungen:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \Rightarrow \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \sigma_f$$

$$\nabla \times \mathbf{D} = 0 \Rightarrow \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

speziell lineare, homogene Dielektrika ( $\varepsilon_1 = \text{const.}, \varepsilon_2 = \text{const.}$ ):

$$\mathbf{D}_i = \varepsilon_i \mathbf{E}_i \quad i = 1, 2$$

$$\mathbf{n} \cdot (\varepsilon_1 \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{E}_2) = \sigma_f$$

Falls  $\sigma_f = 0$  (es gibt also **keine** Ladung an der Oberfläche);

$$\Rightarrow \mathbf{n} \mathbf{E}_1 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \mathbf{n} \mathbf{E}_2$$

Das heißt, das  $\mathbf{E}$ -Feld ist unstetig wenn  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$  (aufgrund der **Polarisationsladung**).

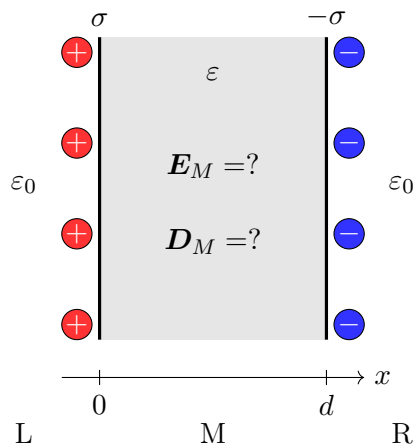
### Wiederholung

zu Randbedingungen für  $\mathbf{D}$  und  $\mathbf{E}$  an Grenzflächen mit Flächenladung

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \sigma_f$$

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

Beispiel: Plattenkondensator mit Dielektrikum



$$\mathbf{E}_{L/R} = 0 \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \rightarrow \quad \mathbf{D}_{L/R} = 0$$

$$\mathbf{E}_M = E_x \mathbf{e}_x \quad \mathbf{D}_M = D_x \mathbf{e}_x \quad \mathbf{n} = \mathbf{e}_x$$

Für den linken Bereich gilt (analog auch rechts):

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_M - \mathbf{D}_L) = \sigma = \frac{q}{F}$$

$\parallel$   
 $0$

Für den mittleren Bereich:

$$\frac{dD_x}{dx} = \nabla \cdot \mathbf{D}_m = 0$$

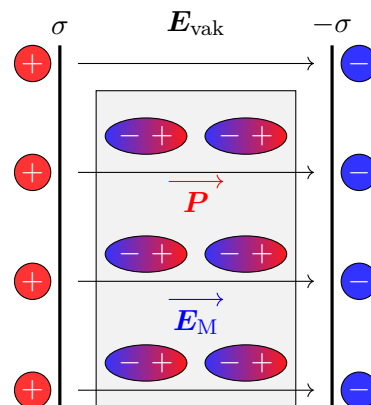
$$\rightarrow \mathbf{D}_M = \sigma \mathbf{e}_x$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_M &= \frac{1}{\varepsilon} \mathbf{D}_M = \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{e}_x \\ &= \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{e}_x = \frac{1}{\varepsilon_r} \mathbf{E}_{M_{\text{vak}}} \leq \mathbf{E}_{M_{\text{vak}}} \end{aligned}$$

$\underbrace{\hspace{1.5cm}}_{\mathbf{E}_{\text{vak}}}$

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \mathbf{E} \\ &= \begin{cases} 0 & L/R \\ \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r} \sigma \mathbf{e}_x & M \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E}_M = \mathbf{E}_{\text{vak}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$



Spannung und Kapazität

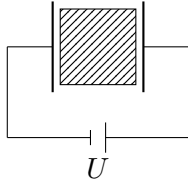
$$\mathbf{E} = -\nabla \cdot \Phi \quad \Phi(x) = -\frac{\sigma}{\varepsilon} x$$

$$U = \Phi(0) - \Phi(d) = \frac{\sigma d}{\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon F} d = \frac{1}{\varepsilon_r} \underbrace{\frac{q}{\varepsilon_0 F} d}_{U_{\text{vak}}} \leq U_{\text{vak}}$$

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\varepsilon F}{d} = \varepsilon_r \underbrace{\frac{\varepsilon_0 F}{d}}_{C_{\text{vak}}} \geq C_{\text{vak}}$$

Dies gilt für den Fall eines Kondensators mit fester Ladung auf den Platten.

**anderes Szenario: feste Spannung**



$$U = \frac{\sigma}{\varepsilon} d \stackrel{!}{=} U_{\text{vak}} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} d$$

$$\rightarrow \sigma = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \sigma_0 \geq \sigma_0$$

$$q = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} q_0 \geq q_0$$

Hier muss deshalb Ladung in den Kondensator fließen um das **E**-Feld konstant zu halten. Dadurch steigt die Kapazität.

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\varepsilon F}{d}$$

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \sigma_0 \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} = E_{\text{vak}}$$

$$D = \varepsilon E = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \overset{E_{\text{vak}}}{\parallel} \underbrace{\varepsilon_0 E}_{D_{\text{vak}}} = \varepsilon_r D_{\text{vak}}$$

### 1.8.10 Elektrostatische Energie in Dielektrika

im Vakuum:

$$W = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_V d^3r (\mathbf{E}(\mathbf{r}))^2$$

(Bei komplexem Feld Betragsquadrat nehmen  $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ . Dies ist nur ein technischer Trick, das **E**-Felder Reell sind)

makroskopisches Feld in Medien:

$$W = \frac{1}{2} \int_V d^3r \underbrace{\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}}_{\parallel \varepsilon \mathbf{E}} = \frac{\varepsilon}{2} \int_V d^3r (\mathbf{E}(\mathbf{r}))^2$$

Plattenkondensator:  $C = \frac{\varepsilon F}{d}$   $U = Ed$

Energie:

$$E = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon F}{d} E^2 d^2 = \frac{1}{2} \underbrace{\varepsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}}_{\parallel} \underbrace{F d}_{V} = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \cdot V$$

→ Energiedichte:

$$\frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}$$



# Kapitel 2

## Magnetostatik

### Elektrostatik:

ruhende Ladungen  $\Rightarrow$  es wirken Zeitunabhängige elektrische Felder  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$

### Magnetostatik:

magnetische Felder entstehen aus **bewegten Ladungen**

Kraft auf bewegte Ladung:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Magnetfelder von Bewegten Ladungen sind zeitlich verändert und daher kompliziert zu beschreiben. Daher verwenden wir hier erstmal statische Ströme die konstante Magnetfelder erzeugen.

Magnetostatik:

$$\begin{array}{ccc} \text{stationäre} & & \text{zeitunabhängige} \\ \text{Ströme} & \Rightarrow & \text{Magnetfelder} \\ & & \mathbf{B}(\mathbf{r}) \end{array}$$

Zunächst müssen wir erst einige Dinge Definieren:

## 2.1 Strom, Stromdichte und Kontinuitätsgleichung

### 2.1.1 Strom

metallischer Leiter:

$$I = \frac{\text{Ladung}}{\text{Zeit}} = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad [I] = 1 \text{ A} = \text{C s}^{-1}$$

*Beispiel:* **Stationärer Strom**

Ladungsträger mit:

$v$  : Geschwindigkeit (const.)

$n$  : homogene Dichte

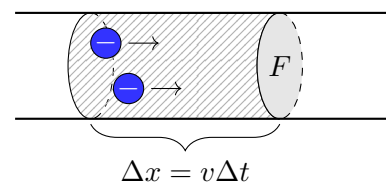
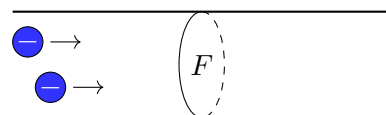
$q$  : Ladung

Leiter mit:  $F$  : Querschnittsfläche

in  $\Delta t$  :  $n \cdot F \cdot v \cdot \Delta t$  Ladung durch  $F$

Ladung:  $\Delta q = qnFv\Delta t$

Strom:  $I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = q \cdot n \cdot v \cdot F$



### 2.1.2 Stromdichte:

$$j = \frac{\text{Strom}}{\text{Fläche}} = \frac{I}{F}$$

im Allgemeinen:



Beispiel:  $j = q \cdot n \cdot v$

Die Stromdichte soll eine vektorielle Größe sein um die Richtung des Stromes mit einzubeziehen.

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

$$I = \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

Zusammenhang:  $\mathbf{j}, \rho, \mathbf{r}$ :

$$\text{Beispiel: } j = \underbrace{q \cdot n}_{\rho} \cdot v$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$$

### Stromdichte von Punktladungen

Punktladungen  $q_i$  mit Ortsvektoren  $\mathbf{r}_i$  und Geschwindigkeiten  $\mathbf{v}_i = \dot{\mathbf{r}}_i(t)$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \mathbf{r}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

### Linienströme

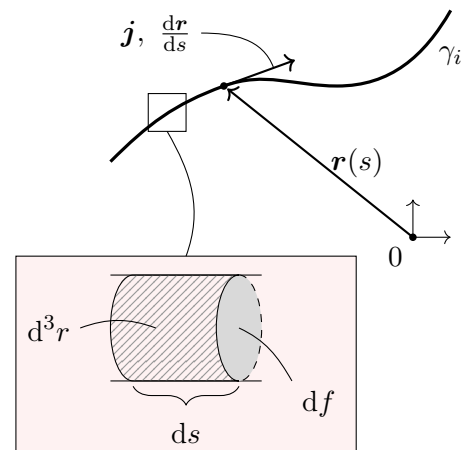
Ströme durch dünne Drähte

$$s \mapsto \mathbf{r}(s) \quad \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|}$$

beliebige Funktion  $h(\mathbf{r})$ .

Es gilt außerdem:

$$d\mathbf{f} = \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|} df \quad df = d\mathbf{f} \cdot \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|}$$



$$\begin{aligned}
& \int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) j(\mathbf{r}) \\
&= \int ds d\mathbf{f} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) h(\mathbf{r}) \\
&= \int ds d\mathbf{f} \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|} j h \\
&= \int_x ds \underbrace{\frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|}}_{=d\mathbf{r}} h(\mathbf{r}) \underbrace{\int d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}_{=I(\mathbf{r}, t)} \\
&= \boxed{\int_{\gamma} d\mathbf{r} h(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, t) \stackrel{\substack{\text{falls} \\ I=\text{const.}}}{=} I \int_{\gamma} d\mathbf{r} h(\mathbf{r})}
\end{aligned}$$

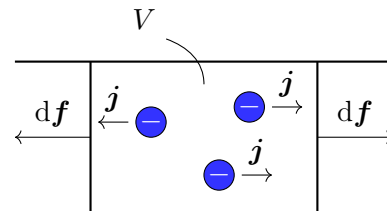
effektiv gilt also:

$$,, \mathbf{j} d^3r = I d\mathbf{r} "$$

### 2.1.3 Kontinuitätsgleichung

Ladungsdichte:  $\rho(\mathbf{r}, t)$

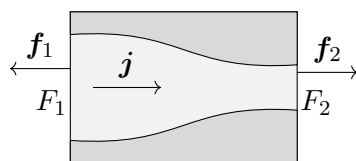
Ladung in  $V$ :  $\int_V d^3r \rho(\mathbf{r}, t)$



Strom von Ladungen aus  $V$  (durch  $\partial V$ ):

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

in abgeschlossenen Systemen gilt: Die Ladung ist konstant:



$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dt} \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}, t) = - \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \\
\Rightarrow 0 &= \underbrace{\frac{d}{dt} \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}, t)}_{=\int_V d^3r \frac{\partial \rho}{\partial t}} + \underbrace{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}_{=\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{j}} \\
& \Rightarrow \int_V d^3r \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} \right) = 0
\end{aligned}$$

für beliebige  $V$

#### Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0$$

### 2.1.4 Magnetostatik

Stationärer (zeitunabhängigen) Fall

$$\underline{\rho = \rho(\mathbf{F}), \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathbf{r})}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = 0 \Rightarrow \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r})}_{\text{Stationäre Ströme}} = 0$$

Konsequenz: Durch jeden Querschnitt eines Leiters fließt der selbe Strom.

$$0 = \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{j} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} = \int_{F_1} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} + \int_{F_2} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} = -I_1 + I_2$$

$$\Rightarrow I_1 = I_2$$

## 2.2 Gesetz von Biot-Savart

stationärer Strom in Leiter  $\rightarrow$  Magnetfeld

Das Magnetfeld  $d\mathbf{B}$  am Ort  $\mathbf{r}$  verursacht durch Strom  $I$  im Linienelement  $d\mathbf{l}$  in  $\mathbf{r}'$ .

$$d\mathbf{B}(\mathbf{r}) = k' I d\mathbf{l} \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

$$|d\mathbf{B}| \propto I, |d\mathbf{l}|, \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}$$

Richtung von:  $d\mathbf{B} \propto d\mathbf{l} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')$

Die Konstante  $k'$  im SI-Einheiten-System ist:

$$k' = \frac{\mu_0}{4\pi}$$

$\mu_0$  ist die magnetische Feldkonstante, die Permeabilität des Vakuums

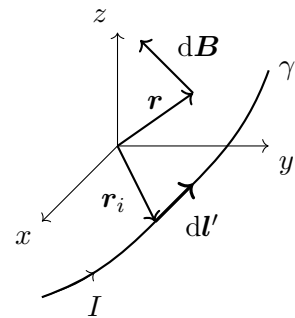
$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{V s}}{\text{A m}}$$

Sie ist definiert über:

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \quad c : \text{Lichtgeschw. in Vakuum}$$

Einheit:

$$[\mathbf{B}] = \frac{\text{V s}}{\text{m}^2} = 1 \text{ Tesla}$$



### Biot-Savart-Gesetz

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_{\gamma} d\mathbf{l}' \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Diese Formel gibt das Magnetfeld für einen Stromdurchflossenen dünnen Leiter an.

Für eine ausgedehnte Stromdichte  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  gilt:

$$„d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}) = I d\mathbf{l}“ \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Ähnlich in der Elektrostatik:

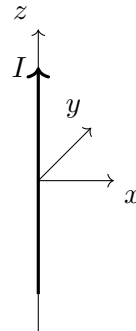
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Hier ist  $\rho(\mathbf{r})$  aber ein Skalarfeld.  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  ist ein Vektorfeld! Deshalb ist die Berechnung von Magnetfeldern komplizierter.

*Beispiel:* Magnetfeld eines langen Drahtes:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = I\delta(x)\delta(y)\mathbf{e}_z$$

Setzen wir dies nun ins Biot-Savart-Gesetz ein erhalten wir das  $\mathbf{B}$ -Feld dieses Leiters:



$$\begin{aligned}\mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' I\delta(x')\delta(y')\mathbf{e}_z \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &\quad \mathbf{r}' = (0, 0, z') \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \mathbf{e}_z \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}\end{aligned}$$

Nebenrechnung:

$\mathbf{B}(\mathbf{r})$  hängt nicht von  $z$  ab  $\rightarrow \mathbf{r} = (x, y, 0) \rightarrow \mathbf{r} - \mathbf{r}' = (x, y, -z')$

$$\mathbf{e}_z \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}$$

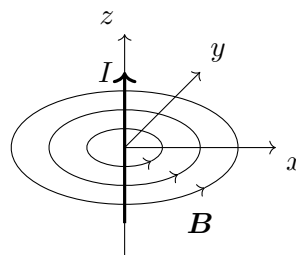
$$\begin{aligned}&= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{[x^2 + y^2 + z'^2]^{3/2}} \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{2}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

In Zylinderkoordinaten:

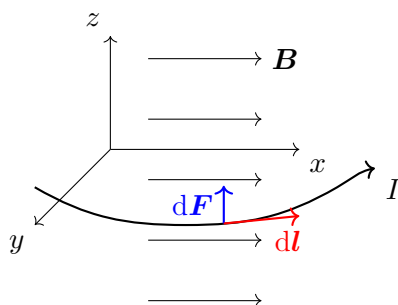
$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix} \quad \rho^2 = x^2 + y^2$$

$$\mathbf{e}_\varphi = \frac{\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi}}{|\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi}|} = \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} -\rho \sin \varphi \\ \rho \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} I \frac{1}{\rho} \mathbf{e}_\varphi$$



## 2.3 Kraft eines äußeren Magnetfeldes auf einen Stromdurchflossenen Leiter



$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

$$|d\mathbf{F}| \propto I, |d\mathbf{l}|, |\mathbf{B}|$$

$$\text{Richtung von: } d\mathbf{F} \propto d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

Damit ist die Kraft auf eine beliebige Leiterschleife:

$$\mathbf{F} = I \int_{\gamma} d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$



Für eine ausgedehnte Stromverteilung gilt dann:

$$\mathbf{F} = \int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

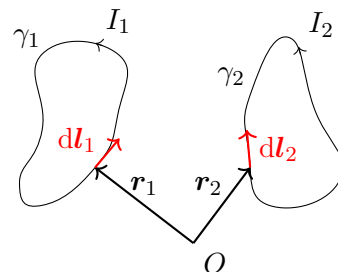
### 2.3.1 Kraft zwischen zwei Stromdurchflossenen Leitern

$I_2$  erzeugt am Ort  $\mathbf{r}_1$  das Magnetfeld:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_1) = \frac{\mu_0}{4\pi} I_2 \int_{\gamma} d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3}$$

→ Kraft auf Linienelement  $d\mathbf{l}_1$  in  $\mathbf{r}_1$ :

$$\begin{aligned} d\mathbf{F}_{12} &= I_1 d\mathbf{l}_1 \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_1) \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 d\mathbf{l}_1 \times \int_{\gamma_2} d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} \end{aligned}$$



Die Kraft auf Leiterschleife 1 ist dann:

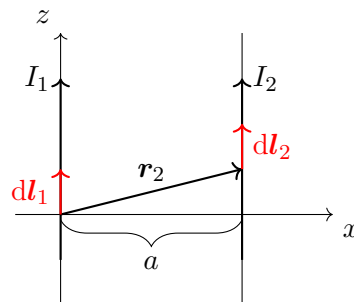
$$\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 \int_{\gamma_1} \int_{\gamma_2} d\mathbf{l}_1 \times \left( d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} \right)$$

*Beispiel:* Kraft zwischen zwei parallelen Drähten

$$d\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 \underset{\parallel}{d\mathbf{l}_1} \times \int_{\gamma} d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3}$$

Aus der Skizze gilt:

$$d\mathbf{l}_2 = dz_2 \mathbf{e}_z \quad \mathbf{r}_1 = (0, 0, 0) \quad \mathbf{r}_2 = (a, 0, z_2)$$

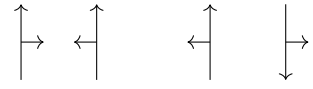


Nebenrechnung:

$$d\mathbf{l}_2 \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = dz_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -a \\ 0 \\ -z_2 \end{pmatrix} = dz_2 \begin{pmatrix} 0 \\ -a \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \quad d\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 dl_1 \underbrace{\mathbf{e}_z \times \begin{pmatrix} 0 \\ -a \\ 0 \end{pmatrix}}_{=a\mathbf{e}_x} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \frac{1}{(a^2 + z_2^2)^{3/2}}}_{=\frac{2}{a^2}}$$

Richtung:



**Kraft pro Länge:**

$$\frac{d\mathbf{F}_{12}}{dl_1} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{a} \mathbf{e}_x$$

## 2.4 Feldgleichungen der Magnetostatik und Vektorpotential

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

### 2.4.1 Vektorpotential

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \underbrace{\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}}_{-\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}} = \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \times \left( \mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)}$$

Mit einer Identität des ersten Übungsblattes:

$$\nabla \times (f\mathbf{G}) = f\nabla \times \mathbf{G} - \mathbf{G} \times \nabla f$$

(Die Rotation von  $\mathbf{G}$  fällt weg, da  $\mathbf{j}$  nur von  $\mathbf{r}'$  abhängt.)

$$\Rightarrow \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla_{\mathbf{r}} \times \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

↓  
Vektorpotential

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad \leftarrow \mathbf{A} \text{ nicht eindeutig festgelegt}$$

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \mathbf{G} \quad \text{mit} \quad \nabla \times \mathbf{G} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{G}(\mathbf{r}) = \nabla \Lambda(\mathbf{r})$$

$$\rightarrow \quad \nabla \times \mathbf{A}' = \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \times \mathbf{G} = \mathbf{B}$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \nabla \Lambda(\mathbf{r}) \quad \Rightarrow \quad \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

**Transformation: Eichtransformation**

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla \Lambda$$

**Magnetostatik: übliche Wahl:**  $\Lambda \equiv 0$   $\mathbb{B}$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Eine andere Eichung ist die **Coulomb-Eichung**:

$$\Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \left( \mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)}_{= \mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{= -\nabla_{\mathbf{r}'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}} \\
&= -\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left( \mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) + \overbrace{(\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}'))}^{=0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
&= -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left( \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\
&= -\frac{\mu_0}{4\pi} \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{K_R(0)} d^3r' \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left( \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \lim_{R \rightarrow \infty} \underbrace{\int_{\partial K_R(0)} d\mathbf{f}' \cdot \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=0} = 0
\end{aligned}$$

*Beispiel:* homogenes Magnetfeld

$$\mathbf{B} = B_0 \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r}$$

Mit der Identität:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{a}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{a}) + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b} \\
\rightarrow \quad \nabla \times \mathbf{A} &= \frac{1}{2} \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) = \frac{1}{2} \mathbf{B} \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{r}}_{=3} - \frac{1}{2} \underbrace{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{r}}_{=\mathbf{B}} = \mathbf{B}
\end{aligned}$$

Mit der Identität:

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \\
\Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) = -\mathbf{B} \cdot \underbrace{(\nabla \times \mathbf{r})}_{=0} = 0
\end{aligned}$$

andere mögliche Wahl:

$$\begin{aligned}
\mathbf{A}' &= \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r} + \underbrace{\nabla \frac{r^2}{2}}_{=\mathbf{r}} = \mathbf{A} + \mathbf{r} \\
\nabla \times \mathbf{A}' &= \underbrace{\nabla \times \mathbf{A}}_{=\mathbf{B}} + \underbrace{\nabla \times \mathbf{r}}_{=0} = \mathbf{B}
\end{aligned}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$$



## 2.4.2 Feldgleichungen der Magnetostatik

### Divergenz (Quellen)

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})) = 0$$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0$$

In der Elektrostatik gilt:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

Es gibt also keine „magnetischen Ladungen“ wie beim elektrischen Feld.

integrale Formulierung:

$$0 = \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{B} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}$$

### Rotation (Wirbel)

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \nabla \Lambda$$

$$\Rightarrow \nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \nabla \cdot \left( \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=0} \right) + \nabla \cdot (\nabla \Lambda) = \Delta \Lambda$$

$$\Delta \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} + \Delta \nabla \Lambda = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}) + \Delta(\nabla \Lambda)$$

mit:  $\Delta \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \Delta A_x \\ \Delta A_y \\ \Delta A_z \end{pmatrix}$

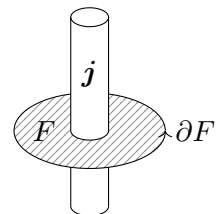
$$\Rightarrow \nabla \times \mathbf{B} = \cancel{\nabla(\Delta \Lambda)} + \mu_0 \mathbf{j} - \cancel{\Delta(\nabla \Lambda)} = \mu_0 \mathbf{j}$$

Kürzbar, da partielle Ableitungen vertauschbar sind.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

integrale Formulierung:

$$\int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \mu_0 \underbrace{\int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r})}_{I_F} = \mu_0 I_F$$



### Amperèsches Durchflutungsgesetz

$$\Rightarrow \oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 I_F$$

## Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters mit homogener Stromdichte

Aufgrund der Symmetrie verwenden wir Zylinderkoordinaten:

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix}$$

Die Stromdichte ist dann:

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \mathbf{e}_z \begin{cases} \frac{I}{\pi R^2} & \rho \leq R \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \\ &= \mathbf{e}_z \frac{I}{\pi R^2} \theta(R - \rho) \end{aligned}$$

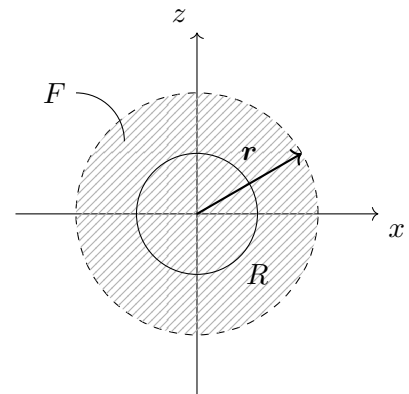
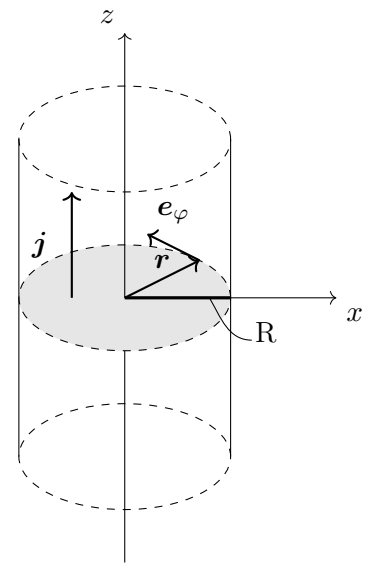
Symmetrie:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_\varphi(\rho) \mathbf{e}_\varphi \quad \mathbf{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

$F$  ist ein Kreis mit Radius  $\rho$  (kleiner oder größer als  $R$ )  
Hierauf wenden wir das Ampèresche Durchflutungsgesetz an:

Unter Verwendung von:

$$d\mathbf{f}' = \mathbf{e}_z df = \mathbf{e}_z = \rho' d\rho' d\varphi'$$



$$\begin{aligned} \mu_0 \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') &= \int_{\partial F} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}') \\ &= \mu_0 \int_0^\rho d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \rho' \frac{I}{\pi R^2} \theta(R - \rho') \\ &= \mu_0 \frac{I}{\pi R^2} 2\pi \underbrace{\int_0^\rho d\rho' \rho' \theta(R - \rho')} \\ &= \begin{cases} \int_0^R \dots = \frac{1}{2} R^2 & \rho > R \\ \int_0^\rho \dots = \frac{1}{2} \rho^2 & \rho \leq R \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mu_0 \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') = \mu_0 \begin{cases} I & \rho > R \\ \frac{\rho^2}{R^2} I & \rho \leq R \end{cases}$$

$$\int_{\partial F} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}') = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{dr'}{d\varphi} \cdot \mathbf{B} = \int_0^{2\pi} d\varphi \rho B_\varphi(\rho) = 2\pi \rho B_\varphi(\rho)$$

mit:

$$\mathbf{r}(\rho) = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \frac{d\mathbf{r}'}{d\varphi} = \begin{pmatrix} -\rho \sin \varphi \\ \rho \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} = \rho \mathbf{e}_\varphi$$

Damit erhalten wir:

$$\mu_0 \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') = 2\pi \rho B_\varphi(\rho)$$

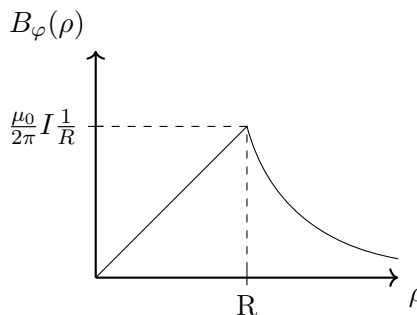
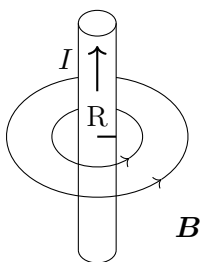
Daraus folgt:

$$\Rightarrow \mu_0 I_F = \rho B_\varphi(\rho) 2\pi$$

Dies können wir umstellen in:

$$\Rightarrow B_\varphi(\rho) = \frac{\mu_0 I_F}{2\pi} \frac{1}{\rho}$$

$$\Rightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} I e_\varphi \begin{cases} \frac{1}{\rho} & \rho > R \\ \frac{\rho}{R^2} & \rho \leq R \end{cases}$$



### Differentialgleichung für das Vektorpotential

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{j} &= \nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) \\ &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A} \end{aligned}$$

falls  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  (Coulomb-Gleichung)

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}$$

Wichtig: Die Komponenten sind nicht unabhängig voneinander aufgrund unserer Annahme  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  analog:  $\Delta \varphi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$

### 2.4.3 Feldgleichungen der Magnetostatik

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{Ampère})$$

$$\int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B} = \mu_0 I_F$$

Und für das Vektorpotential:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \Rightarrow \Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

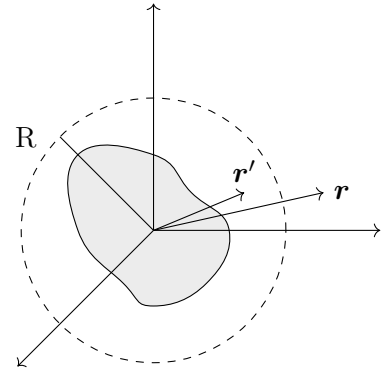
## 2.5 Multipolentwicklung - Magnetisches Moment

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

mit  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$

Wir betrachten eine lokalisierte Ladungsverteilung:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \text{beliebig} & r < R \\ 0 & r > R \end{cases}$$



Für  $r > R > r'$  machen wir eine Taylorentwicklung:

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{r} + \frac{\mathbf{r}}{r^3} \cdot \mathbf{r}' + \dots$$

$$\Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') + \frac{1}{r^3} \int d^3r' (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') + \dots \right\}$$

Es gilt: in der Magnetostatik  $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$

i) Das Integral über die Stromdichte verschwindet:

$$\int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') = 0$$



ii)

$$\int d^3r' (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') = -\mathbf{r} \times \underbrace{\frac{1}{2} \int d^3r' (\mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}'))}_{\substack{:= \mathbf{m} \\ \text{magnetisches} \\ \text{Dipolmoment}}}$$

Die Entwicklung des Vektorpotentials wird dann zu:

$$\Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \underbrace{\frac{\mathbf{m} \times \mathbf{r}}{r^3}}_{\propto \frac{1}{r^2}}$$

Für das Magnetfeld gilt:

$$\Rightarrow \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \times \left( \mathbf{m} \times \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right)$$

Mit der Identität:  $\nabla \times (f\mathbf{F}) = f\nabla \times \mathbf{F} - \mathbf{F} \times \nabla f$

$$\begin{aligned} \nabla \times \left( \frac{1}{r^3} (\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \right) &= \frac{1}{r^3} \underbrace{\nabla \times (\mathbf{m} \times \mathbf{r})}_{=2\mathbf{m}} - (\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \times \underbrace{\nabla \frac{1}{r^3}}_{=-\frac{3\mathbf{r}}{r^5}} \\ &= \frac{1}{r^3} 2\mathbf{m} + \frac{3}{r^5} \underbrace{(\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{r}}_{(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r})\mathbf{m}} \\ &= \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \end{aligned}$$

Beim  $\mathbf{B}$ -Feld erhalten wir für den ersten nicht verschwindenden Term den Dipolterm:

## Multipolentwicklung des Magnetfeldes (1. Term)

$$\Rightarrow \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \right] \quad r > R$$

Der große Unterschied zum  $\mathbf{E}$ -Feld ist, dass der führende Term ein Dipol ist. Das  $\mathbf{B}$ -Feld hat also keinen Monopol.

*Beispiel: Magnetisches Dipolmoment einer Drahtschleife*

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \mathbf{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$



$$\mathbf{j} = I\delta(\rho - R)\delta(z)\mathbf{e}_\varphi$$

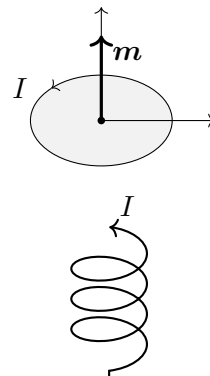
$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int d^3r \, \mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})$$

Nebenrechnung:

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \times \mathbf{e}_\varphi &= \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -z \cos \varphi \\ -z \sin \varphi \\ \rho \end{pmatrix} \\ &= \rho \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} - z \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \rho \mathbf{e}_z - z \mathbf{e}_\varphi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \mathbf{m} &= \frac{1}{2} I \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty dz \delta(\rho - R) \delta(z) (\rho \mathbf{e}_z - z \mathbf{e}_\varphi) \\ &= \frac{I}{2} R^2 2\pi \mathbf{e}_z \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{m} = \underbrace{\pi R^2}_F I \mathbf{e}_z = F I \mathbf{e}_z$$



Das Magnetische Moment einer Spule:

$$\mathbf{m} = N I \cdot F \mathbf{e}_z$$

[Folie: Vergleich idealer Dipol und Leiterschleife]

[Folie: Vergleich  $\mathbf{E}$ -Feld einer elektrischer Dipol und Magnetfeld um Leiterschleife]

### 2.5.1 Kraft auf eine lokalisierte Stromverteilung in einem äußeren Magnetfeld $\mathbf{B}$

$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = 0 \quad |\mathbf{r}| > 0$  Taylorentwicklung von  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  um  $\mathbf{r} = 0$ :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(0) + (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}(\mathbf{r}) \Big|_{\mathbf{r}=0} + \dots$$

$$\longrightarrow \mathbf{F} = \int d^3r (\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}))$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \underbrace{\int d^3r (\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(0))}_{=\left(\int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r})\right) \times \mathbf{B}(0)} + \int d^3r [\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}(0)] + \dots \\ &= \underbrace{\left(\int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r})\right)}_{=0} \times \mathbf{B}(0) \end{aligned}$$



Der verschwindende Teil ist ein homogenes  $\mathbf{B}$ -Feld ( $\mathbf{B} = \text{const.}$ ), und übt daher keine Kraft auf Stromverteilung aus.

Die Komponenten des Kraftvektors sind:

$$F_i = \int d^3r [\mathbf{j} \times (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}]_i$$

Nun nutzen wir die folgende Identität:

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b})_i = \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} a_k b_l$$

$\varepsilon_{ikl}$  ist das Levi-Civita Symbol.

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} (\mathbf{j} \times (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B})_i &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} j_k \underbrace{[(\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}]_l}_{(\mathbf{r} \cdot \nabla) B_l = (\nabla B_l) \cdot \mathbf{r}} \\ &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} j_k (\nabla B_l \cdot \mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rightarrow F_i &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} \underbrace{\int d^3r [(\nabla B_l) \cdot \mathbf{r}] j_k}_{= \int d^3r ([(\nabla B_l) \cdot \mathbf{r}] \mathbf{j})_k} \stackrel{\text{Identität}}{=} -\frac{1}{2} \left[ \nabla B_l \times \int d^3r \mathbf{r} \times \mathbf{j} \right] \end{aligned}$$

Hier die benutzte Identität (aus den Hausaufgaben):

$$\frac{1}{2} \mathbf{a} \times \int d^3r (\mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})) = - \int d^3r (\mathbf{a} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (\nabla \cdot \mathbf{j} = 0)$$



Damit ergibt sich für die Kraft:

$$\begin{aligned}
 F_i &= -\frac{1}{2} \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} \left[ \nabla B_l \times \underbrace{\int d^3r \mathbf{j} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})}_{=2\mathbf{m}} \right]_k \\
 &= - \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} \underbrace{(\nabla B_l \times \mathbf{m})}_{-[\mathbf{m} \times \nabla B_l]_k = -(\mathbf{m} \times \nabla)_k B_l} \\
 &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} (\mathbf{m} \times \nabla)_k B_l \\
 &= [(\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}]_i
 \end{aligned}$$

$$F_i = [(\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}]_i$$

Wir können nun mit der Identität umschreiben:

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{c} = \mathbf{b}(\mathbf{c} \cdot \mathbf{a}) - \mathbf{a}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})$$

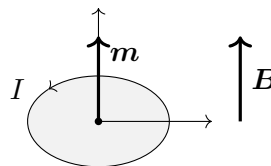
$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} &= (\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}(0) \\
 &= \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) - \underbrace{\mathbf{m}(\nabla \cdot \mathbf{B})}_{=0}
 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{F} = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}(0))$$

Also:  $\mathbf{m} \perp \mathbf{B} \Rightarrow \mathbf{F} = 0$

→ potentielle Energie:

$$W = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}(0)$$



**Drehmoment:**

$$\mathbf{N} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}(0)$$

$$\mathbf{N} = \int d^3r \mathbf{r} \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$$

## 2.6 Magnetostatik in Materie

mikroskopische Feldgleichungen:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

### 2.6.1 Makroskopische Feldgleichungen

Definition Mittlung:

$$\langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) = \int d^3r' f(\mathbf{r}') \mathbf{B}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Es muss weiterhin gelten:

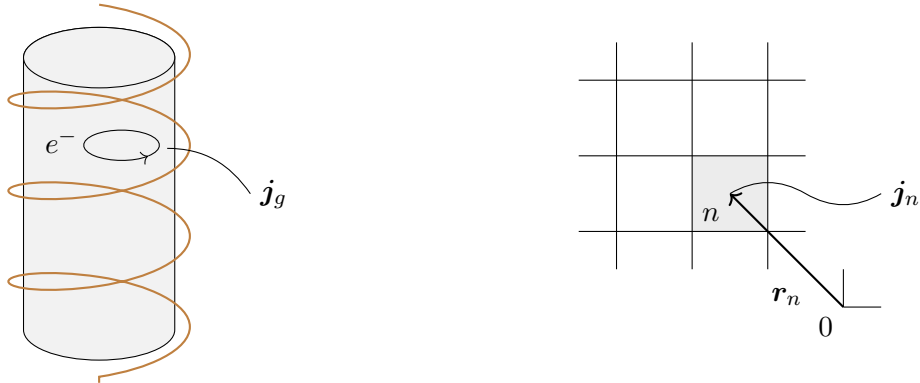
$$\nabla \cdot \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) = 0 \quad \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) = \mu_0 \langle \mathbf{j} \rangle(\mathbf{r})$$

Aus Zeitgründen werden wir hier nichts weiter genau herleiten wie in der Elektrostatik, sondern im wesentlichen die Ergebnisse Besprechen.

Aufteilung der Stromdichte:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_g + \mathbf{j}_f$$

$\langle \mathbf{j}_g \rangle$



Mittlung:

$$\begin{aligned} \rightarrow \quad \langle \mathbf{j}_g \rangle &= \nabla \times \underbrace{\left\langle \sum_n \mathbf{m} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \right\rangle(\mathbf{r})}_{:= \mathbf{M}(\mathbf{r})} + \dots \\ &= \frac{\text{magnetisches Dipolmoment}}{\text{Volumen}} = \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Mit

$$\mathbf{m}_n = \frac{1}{2} \int d^3 r' \mathbf{r}' \times \mathbf{j}_n(\mathbf{r}')$$

Und  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  : makroskopische Magnetisierung

$$\begin{aligned} [\mathbf{M}] &= \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \text{m} = \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{\text{magnetisches Dipolmoment}}{\text{Volumen}} \\ \Rightarrow \quad \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) &= \mu_0 \langle \mathbf{j} \rangle(\mathbf{r}) + \mu_0 \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \dots \\ \Rightarrow \quad \nabla \times \underbrace{\left( \frac{1}{\mu_0} \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) - \mathbf{M}(\mathbf{r}) - \dots \right)}_{:= \mathbf{H}(\mathbf{r})} &= \langle \mathbf{j}_f \rangle(\mathbf{r}) \\ [\mathbf{H}] &= \frac{\text{A}}{\text{m}} \end{aligned}$$

## 2.6.2 Makroskopische Feldgleichung der Magnetostatik

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_f$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} - \dots$$

Integrale Form:

$$\begin{aligned} \oint_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{H} &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}_f = I_F \end{aligned}$$





Magnetisierung  $\rightarrow$  Zusatzfeld  $B_M$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_M$$

### 2.6.3 Vektorpotential

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} &\rightarrow \langle \mathbf{B} \rangle = \nabla \times \langle \mathbf{A} \rangle \\ \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (\Lambda = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0) \\ \Rightarrow \quad \langle \mathbf{A} \rangle(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\langle \mathbf{j} \rangle(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\langle \mathbf{j} \rangle(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \times \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}} \end{aligned}$$

Erklärung der letzten Umformung:

$$\begin{aligned} \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{M}(\mathbf{r}') &= \int d^3r' \nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \mathbf{M} \right) - \underbrace{\left( \nabla_{\mathbf{r}'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \times \mathbf{M}}_{= \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}} \\ &= \underbrace{\int d^3r' \nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( \frac{\mathbf{M}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)}_{= \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{K_R(0)} d^3r' \nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( \frac{\mathbf{M}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)} + \int d^3r' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \end{aligned}$$

### 2.6.4 Magnetisierung und Suszeptibilität

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{H})$$

lineare Näherung, isotrope Medien:

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

$\chi_m$  : magnetische Suszeptibilität

$$\begin{aligned} \rightarrow \quad \mathbf{B} &= \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) \\ &= \underbrace{(1 + \chi_m)}_{= \mu_r} \mu_0 \mathbf{H} \\ &= \mu \mathbf{H} \end{aligned}$$

$\mu_r$  : relative Permeabilität  
 $\mu = \mu_0 \mu_r$  : Permeabilität

## Kapitel 3

# Zeitabhängige elektromagnetische Felder - Elektrodynamik

bisher Zeitunabhängige Felder:

$$\begin{array}{lll} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho & \nabla \times \mathbf{E} = 0 & \text{Elektrostatik} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} & \text{Magnetostatik} \end{array}$$

Zeitabhängige Felder:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \leftrightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

### 3.1 Maxwell-Gleichungen

$$\begin{array}{ll} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j} \end{array}$$

$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  ist die Induktion

$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$  ist der Verschiebungsstrom

#### 3.1.1 Faraday'sches Induktionsgesetz

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$



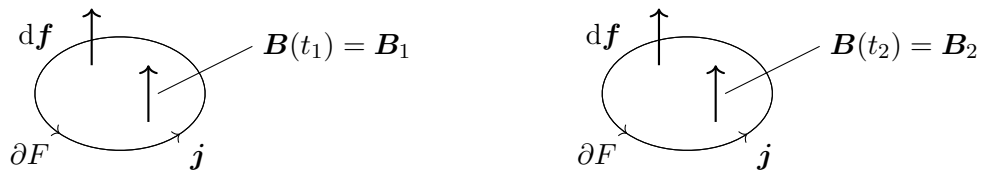
$$\begin{aligned}\int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) &= - \int d\mathbf{f} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ &= \underbrace{\int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}}_{U_{\text{ind}}} = - \frac{d}{dt} \underbrace{\int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}}_{\Phi_m(t)}\end{aligned}$$

$\Phi_m(t)$  ist der Fluss des  $\mathbf{B}$ -Feldes durch  $F$

$$U_{\text{ind}} = - \frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}$$

*Bemerkung:*

i) Vorzeichen-Strom



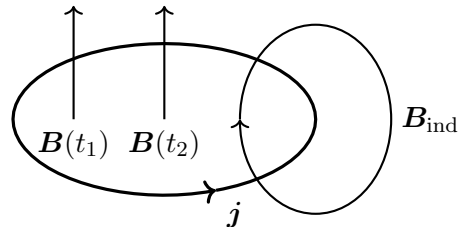
$$\begin{aligned}t_2 > t_1 \quad \mathbf{B}(t_1) > \mathbf{B}(t_2) \\ \Phi_m(t_1) &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}_1 > \Phi_m(t_2) = \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}_2 \\ \frac{d}{dt} \Phi_m(t) &\leq 0 \\ \rightarrow U_{\text{ind}} &= \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = - \frac{d}{dt} \Phi_m > 0\end{aligned}$$

Mit  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ , wobei  $\sigma$  die Leitfähigkeit des Leiters ist erhalten wir:

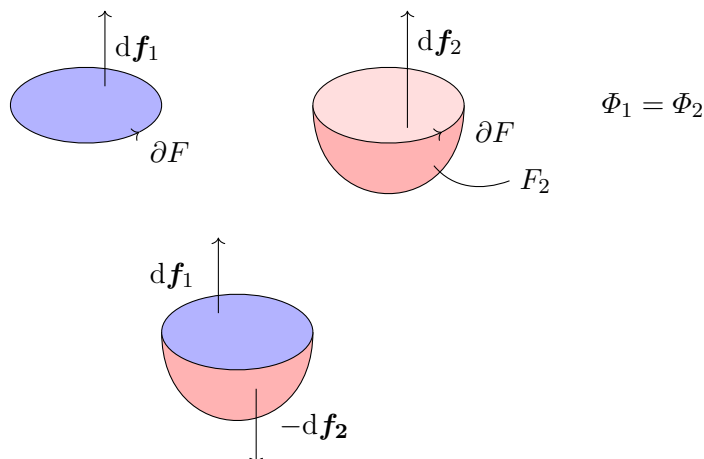
$$\rightarrow \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{j} > 0 \quad \rightarrow \mathbf{j} \parallel \partial F$$

$\Rightarrow$  **Lenz'sche Regel:**

Der induzierte Strom und das damit verbundene Magnetfeld sind so gerichtet, dass sie der Ursache ihrer Entstehung entgegenwirken.



ii)  $\Phi_m$  hängt nicht von der speziellen Form der Fläche  $F$  ab, sondern nur vom Rand  $\partial F$ .

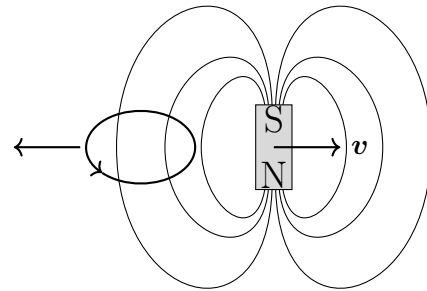


Aus der Skizze und mit Satz von Gauß. (Der Fluss durch eine geschlossene Fläche ist gleich 0):

$$\begin{aligned}\Phi &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \Phi_{m_1} &= \Phi_{m_2} \\ 0 &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} = \underbrace{\int_{F_1} d\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{B}}_{\Phi_{m_1}} - \underbrace{\int_{F_2} d\mathbf{f}_2 \cdot \mathbf{B}}_{\Phi_{m_2}}\end{aligned}$$

iii) Eine Flussänderung kann auf verschiedene Weise zustandekommen:

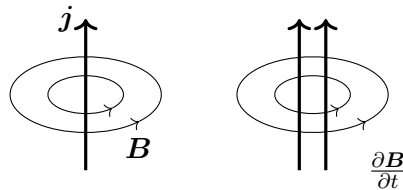
- Veränderung des Magnetfeldes  $\mathbf{B}(t)$
- Bewegung der Leiterschleife im äußeren Feld



$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

Ein zeitlich verändertes  $\mathbf{B}$ -Feld erzeugt ein elektrisches Wirbelfeld analog zu:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$



### 3.1.2 Maxwellscher Verschiebungsstrom

Magnetostatik:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad \text{Ampere}$$

Dies kann in der Elektrodynamik nicht gelten, dies zeigen wir indem wir auf beiden Seiten die Divergenz bilden.

$$\underbrace{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H})}_{=0} = \nabla \cdot \mathbf{j} \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad \text{bei stationären Strömen}$$

im Allgemeinen haben wir zeitlich abhängige Ströme:

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \stackrel{\text{i.A.}}{\neq} 0$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

Ergänzung:

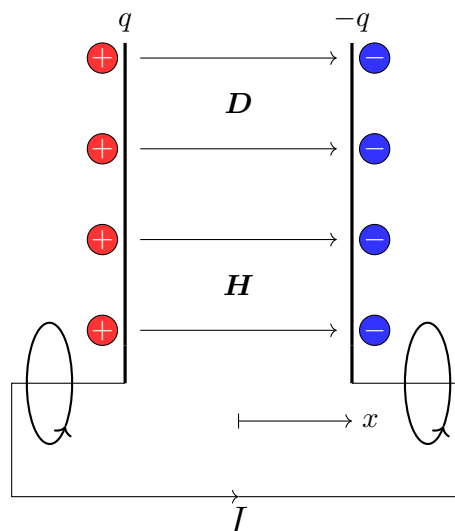
$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \mathbf{j}_0 \\
 \Rightarrow \underbrace{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H})}_{=0} &= \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{j}}_{=-\frac{\partial \rho}{\partial t}} + \nabla \cdot \mathbf{j}_0 \\
 \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{j}_0 &= \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot \left( \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \\
 &\rightarrow \mathbf{j}_0 = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}
 \end{aligned}$$

Damit erhalten wir für die die Stromdichte:

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j}$$

Beispiel: Plattenkondensator

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D} &= \begin{cases} \sigma \mathbf{e}_x & \text{innen} \\ 0 & \text{außen} \end{cases} \\
 \sigma &= \frac{1}{F} \\
 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{\mathbf{e}_x}{F} \frac{dq}{dt} = \frac{I}{F} \mathbf{e}_x \\
 &\quad \parallel \\
 &\quad I \\
 \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{j} \\
 \text{innen: } \mathbf{j} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{I}{F} \mathbf{e}_x
 \end{aligned}$$



### 3.1.3 Lösung der Differentialgleichungen

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{j}
 \end{aligned}$$

Zwei homogene und zwei inhomogene Differentialgleichungen. Zur Lösung benötigt man also zusätzliche Materialgleichungen:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

bei linearen Medien:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$$

Die Kraft ist:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Integrale Form der Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned}
 \oint_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} &= 0 & \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} + \frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{D} &= \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}) & \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{H} - \frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{D} &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}
 \end{aligned}$$

### Mikroskopische Maxwell-Gleichungen:

formal:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho & \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j} \end{aligned}$$

## 3.2 Potentiale der Elektrodynamik - Eichtransformation

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & 0 &= \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{A} \\ & & &= \nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \Phi$$

$\Phi$  ist ein skalares Potential

$$\Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

Damit haben wir die beiden homogenen Gleichungen gelöst. Wir können  $\mathbf{E}$ - und  $\mathbf{B}$ -Felder nun durch die Potentiale  $\Phi$  und  $\mathbf{A}$  ausdrücken.

### 3.2.1 Bestimmungsgleichung für $\Phi, \mathbf{A}$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$$

$$\rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon} \rho$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu \mathbf{j}$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \rho = \nabla \cdot \left( -\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -\Delta \Phi - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A}$$

$$\Rightarrow \Delta \Phi + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} = -\frac{1}{\varepsilon} \rho$$

$$\mu \mathbf{j} = \underbrace{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A})}_{=\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A}} - \varepsilon \mu \frac{\partial}{\partial t} \left( -\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right)$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \left( \nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = -\mu \mathbf{j}$$

### 3.2.2 Eichtransformation

$\Phi, \mathbf{A}$  sind durch:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

nicht eindeutig festgelegt.

**Eichtransformation:**

$$\mathbf{A}'(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \nabla\Lambda(\mathbf{r}, t)$$

$$\Phi'(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \Lambda(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{A}' = \nabla \times \mathbf{A} + \underbrace{\nabla(\nabla\Lambda)}_{=0} = \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad \checkmark$$

$$-\nabla\Phi' - \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial t} = -\nabla\Phi + \cancel{\nabla \frac{\partial \Lambda}{\partial t}} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \cancel{\frac{\partial}{\partial t} \nabla \Lambda} = \mathbf{E} \quad \checkmark$$

→ verschiedene Eichungen.

#### 1) Coulomb-Eichung

$$\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$$

$$\rightarrow \Delta\Phi(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\varepsilon}\rho(\mathbf{r}, t)$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\rightarrow \Delta\mathbf{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \mu \mathbf{j} + \varepsilon\mu \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

Typische Anwendung:

Bei statischen Problemen und bei nicht relativistischen Geschwindigkeiten.

Die Coulomb-Eichung ist nicht Lorenz-invariant.

#### 2) Lorenz-Eichung

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon\mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$

Im Vakuum:  $\varepsilon\mu = \varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$

$$\rightarrow \Delta\Phi + \frac{\partial}{\partial t} \left( -\varepsilon\mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = 0$$

$$\rightarrow \Delta\Phi - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad / \quad -\frac{1}{\varepsilon}\rho$$

$$\rightarrow \Delta\mathbf{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad / \quad \mu_0 \mathbf{j}$$



## 3.3 Energie und Impuls elektromagnetischer Felder

### 3.3.1 Energie des EM-Feldes

System von Punktladungen  $q_i, m_i, \mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$  im Volumen  $V$ :

Kraft auf Ladungen im elektromagnetischen Feld:

$$\mathbf{F}_i = q_i (\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \mathbf{r}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t))$$



Zeitliche Änderung der Energie der Punktladungen durch die elektromagnetischen Felder:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} W_{\text{mat}} &= \frac{d}{dt} \sum_i \frac{m_i}{2} \mathbf{v}_i^2 = \sum_i \mathbf{v}_i \cdot \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{F}_i \\ &= \sum_i q_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \sum_i q_i \underbrace{\mathbf{v}_i \cdot (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t))}_{=0} \\ &= \sum_i q_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) \end{aligned}$$

formale Kontinuierliche Beschreibung:  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \mathbf{r}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$

$$\rightarrow \frac{d}{dt} W_{\text{mat}} = \int_V d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

Energiedichte  $w_{\text{mat}}$ :  $W_{\text{mat}} = \int_V d^3r w_{\text{mat}}(\mathbf{r})$

$$\Rightarrow \int_V d^3r \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \frac{d}{dt} \int_V d^3r w_{\text{mat}} = \int_V d^3r \frac{\partial}{\partial t} w_{\text{mat}}$$

$$\Rightarrow \int_V d^3r \left( \frac{\partial w_{\text{mat}}}{\partial t} - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \right) = 0 \quad \forall V$$

$$\Rightarrow \frac{\partial w_{\text{mat}}}{\partial t} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad \hat{=} \quad \text{Leistungsdichte}$$

$$[\mathbf{j}][\mathbf{E}] = \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \frac{\text{V}}{\text{m}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die gesamte Änderung der Energie der Materie im Volumen  $V$  ist dann:

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}V} = \int_V d^3r \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

Außerdem gilt auch:

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}} = -\frac{d}{dt} W_{\text{feld}}$$

Wir wollen nun  $\mathbf{j}$  ersetzen und nutzen:

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$\mathbf{E}$  mal der Rotation von  $\mathbf{H}$  können wir umformen als:

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot \underbrace{(\nabla \times \mathbf{E})}_{-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}} - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H})$$

$$\rightarrow \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \frac{\partial}{\partial t} w_{\text{mat}}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V} = - \int_V d^3r \left( \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) - \int_V d^3r \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = - \frac{d}{dt} W_{\text{feld}}$$

Zur Vereinfachung und Interpretation:  $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$   $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$   $\varepsilon, \mu \text{const.}$

$$\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B})$$

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V} = - \frac{d}{dt} \frac{1}{2} \int_V d^3r (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}) - \int_V d^3r \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

**Elektrostatik:**

$$w_{\text{el}} = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \quad (\text{Vakuum}) \quad w_{\text{el}} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \quad (\text{Medium})$$

**Magnetostatik:**

$$w_{\text{mag}} = \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 \quad (\text{Vakuum}) \quad w_{\text{mag}} = \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{Medium})$$

Energie des elektromagnetischen Feldes:

$$\frac{1}{2} \int_V d^3r (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}) = W_{\text{em}_V}$$

Energiedichte:

$$w_{\text{em}} = \frac{1}{2} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V} = - \frac{d}{dt} W_{\text{em}_V} - \underbrace{\int_V d^3r \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})}_{\text{Energie, die aus } V \text{ abfließt (Strahlung)}}$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \text{Pointing-Vektor}$$

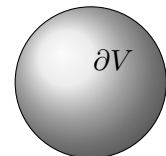
$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{S} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

$$[\mathbf{S}] = [\mathbf{E}][\mathbf{H}] = \frac{\text{V}}{\text{m}} \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{s}} = \frac{\text{Energie}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}}$$

**$\mathbf{S}$  : Energiestromdichte**

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

Energiestrom des EM-Feldes durch die Fläche  $\partial V$ .



**Energiebilanz**

$$\underbrace{\frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V}}_{\text{an Ladungen in } V \text{ verrichtete Arbeit}} + \underbrace{\frac{d}{dt} W_{\text{em}_V}}_{\text{Änderung der EM Feldenergie in } V} = - \underbrace{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}}_{\text{Fluss der EM Feldenergie aus } V}$$

*Bemerkung:*

i) abgeschlossenes System (ohne Energiestromdichte nach außen) z.B.  $\mathbb{R}^3$

$$\int_V d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S} \rightarrow 0$$

ii) Gebiet ohne Ladungen und Ströme  $\rho = \mathbf{j} = 0$  in  $V$ .  $w_{\text{mat}} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = 0$

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}V} = - \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

iii) differentielle Form:

$$\int_V d^3r \left[ \frac{\partial w_{\text{em}}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \right] = 0$$

### Poyntigsches Theorem

$$\rightarrow \frac{\partial w_{\text{em}}}{\partial t} + \frac{\partial w_{\text{mat}}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0$$

oder auch: **Kontinuitätsgleichung für Energie**

$$\frac{\partial}{\partial t} w + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0$$

Analogie:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

iv) **Poynting-Vektor**

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \text{Energiestromdichte}$$

**Beachte:** Nur  $\nabla \cdot \mathbf{S}$  oder  $\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$  haben physikalische Bedeutung.

$$\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{S} + \nabla \times \mathbf{G}$$

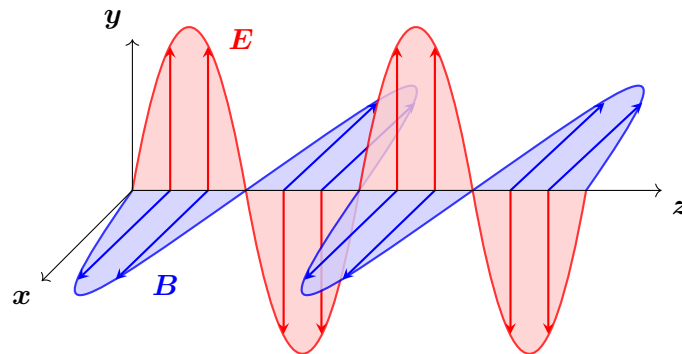
$\mathbf{S} \neq 0$ , aber kein Energiestrom:

$$\mathbf{E} = E\mathbf{e}_x \quad \mathbf{H} = H\mathbf{e}_y \quad E, H \text{ const.}$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = EH\mathbf{e}_z \neq 0$$

aber:  $\nabla \cdot \mathbf{S} = 0 \rightarrow$  kein Beitrag !

*Beispiel:* **Energietransport in el./mag. Wellen im Vakuum**



ebene Welle:

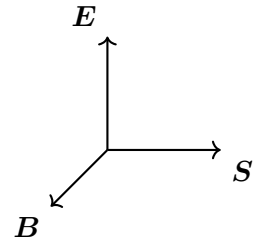
$$\mathbf{E} = E_0 \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_0}{c} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_y$$

$$\frac{\omega}{k} = c \quad \lambda = \frac{2\pi}{k}$$

mit  $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \frac{E_0^2}{c} \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z \\ &= c \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z \end{aligned}$$



explizite Energiebilanz:

$$\frac{\partial}{\partial t} (w_{\text{mat}} + w_{\text{em}}) = -\nabla \cdot \mathbf{S}$$

$$\begin{aligned} w_{\text{em}} &= \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2) \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2} (\mathbf{E}^2 + \frac{1}{c^2} \mathbf{B}^2) = \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} w_{\text{em}} = 2\omega \varepsilon_0 E_0^2 \cos(\dots) \sin(\dots)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = \frac{\partial S}{\partial z} = -2 \underbrace{kc}_{=\omega} \varepsilon_0 E_0^2 \cos(\dots) \sin(\dots)$$

### 3.3.2 Impuls des EM-Feldes - Maxwellscher Spannungstensor

Wir betrachten ein System von Punktladungen:  $q_i, m_i, \mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$  Impuls:  $\mathbf{p}_i = m_i \mathbf{v}_i$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

Die zeitliche Änderung des gesamten Impulses der Teilchen durch EM-Felder:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}} &= \frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{p}_i = \sum_i \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i \\ &= \sum_i \mathbf{F}_i = \sum_i q_i (\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t)) \end{aligned}$$

→ Kontinuierliche Beschreibung:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

$$\rightarrow \frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}} = \int_V d^3r \underbrace{(\rho \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))}_{\text{Kraftdichte}}$$

$$\rho = \nabla \cdot \mathbf{D} \quad \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \quad \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D} \times \mathbf{B}) + \sum_{i,k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i$$

**Maxwellscher Spannungstensor:**

Symmetrischer Tensor 2. Stufe:

$$T_{ik} = \varepsilon E_i E_k - \frac{1}{\mu} B_i B_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} (\varepsilon \mathbf{E}^2 - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2)$$

physikalisch: **Impulsstromdichte**

**Impulsbilanz**

$$\frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}_V} + \frac{d}{dt} \int_V d^3r (\mathbf{D} \times \mathbf{B}) = \sum_{i=1}^3 \underbrace{\left( \int_V d^3r \sum_{k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i \right)}_{=\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i} \quad \text{mit } \overbrace{\sum_{k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i}^{=\nabla \cdot \mathbf{T}_i}$$

Die  $i$ -te Zeile dieser  $3 \times 3$ -Matrix wäre als Vektor:  $\mathbf{T}_i = (T_{i1}, T_{i2}, T_{i3})$

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}_V}}_{\text{Änderung des Impulses der Teilchen}} + \underbrace{\frac{d}{dt} \int_V d^3r (\mathbf{D} \times \mathbf{B})}_{\text{Änderung des Impulses des EM-Feldes in } V} = \sum_{i=1}^3 \underbrace{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i}_{\text{Impulsfluss des EM-Feldes aus } V}$$

differentiell:

$$\rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D} \times \mathbf{B}) = \sum_i (\nabla \cdot \mathbf{T}_i) \mathbf{e}_i$$

i) **Impuls des EM-Feldes**

$$P_{\text{em}_V} = \int_V d^3r \underbrace{(\mathbf{D} \times \mathbf{B})}_{=\mathbf{g}}$$

$$\mathbf{g} := \text{Impulsdichte } \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$\rightarrow \quad \mathbf{g} = \varepsilon \mu \underbrace{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}_{=\mathbf{S}} = \varepsilon_r \mu_r \underbrace{\varepsilon_0 \mu_0}_{=\frac{1}{c^2}} \mathbf{S} = \varepsilon_r \mu_r \frac{1}{c^2} \mathbf{S}$$

$$\left[ \frac{1}{c^2} \mathbf{S} \right] = \frac{\text{Impuls}}{\text{Volumen}}$$

Impulsdichte einer ebenen Wellen:

$$\mathbf{E} = E_0 \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_0}{c} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_y$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = x \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{g} = \frac{\varepsilon_0}{c} E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z$$

ii) **Maxwellscher Spannungstensor - Impulsdichte**

$$T_{ik} = \varepsilon E_i E_k - k + \frac{1}{\mu} B_i B_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} \left( \varepsilon \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2 \right)$$

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{P}_{\text{mat}_V} + \mathbf{P}_{\text{em}_V}) = \sum_i \left( \int_V d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i \right) \mathbf{e}_i$$

Analogie: Energiebilanz

$$\frac{d}{dt} (W_{\text{mat}_V} + W_{\text{em}_V}) = - \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

$\Rightarrow -\mathbf{T}_i$  Impulsstromstärke zu  $P_i$

$$[T_{ik}] = \frac{\text{Impuls}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}}$$

$T_{ik}$  : Berechnung von Kräften auf geladene materielle Körper im EM-Feld.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{P} &= \sum_i \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{i=1}^3 \underbrace{\left( \frac{d}{dt} P_i \right)}_{\text{Kraft } \mathbf{K}, K_i} \mathbf{e}_i \end{aligned}$$

$$\Rightarrow dK_i = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}_i) d\mathbf{f}$$

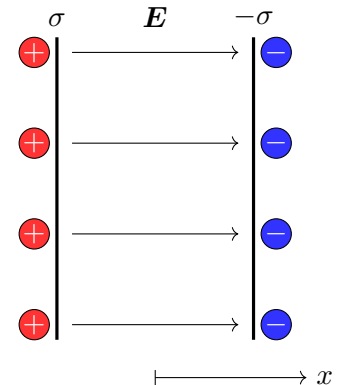
$$d\mathbf{f} = \mathbf{n} d\mathbf{f}$$

$$\Rightarrow \left[ \frac{dK_i}{d\mathbf{f}} \right] = \frac{\text{Kraft}}{\text{Fläche}} = \text{Druck}$$



*Beispiel: Plattenkondensator*

$$\mathbf{E} = \begin{cases} E \mathbf{e}_x & \text{innen} \\ 0 & \text{außen} \end{cases} \quad \mathbf{B} = 0$$



Krafttensor innen:

$$T_{ik} = \underbrace{\varepsilon E_i E_k}_{=\varepsilon_0 E^2 \delta_{ix} \delta_{kx}} + \underbrace{\frac{1}{\mu} B_i B_k}_{=0} - \frac{1}{2} \delta_{ik} \left( \underbrace{\varepsilon \mathbf{E}^2}_{=\varepsilon_0 E^2} + \underbrace{\frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2}_{=0} \right)$$

Krafttensor außen:

$$T_{ik} = 0$$

$$T_{xx} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \quad T_{yy} = T_{zz} = -\frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \quad \text{sonst} = 0$$

$$T_{ik} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Kraft in x-Richtung:

$$K_x = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \underbrace{\mathbf{T}_x}_{=(T_{xx}, T_{xy}, T_{xz}) = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \mathbf{e}_x} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \mathbf{e}_x$$

$$d\mathbf{f} = dydz \mathbf{e}_x$$

$$K_x = \int_{F_x} d\mathbf{f} \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 F_x$$

$$\rightarrow \frac{\text{Kraft}}{\text{Fläche}} : \frac{K_x}{F_x} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$$

$$\mathbf{K} = (K_x, 0, 0)$$



### 3.4 Elektromagnetische Wellen

#### 3.4.1 Maxwell-Gleichungen in einem Isolator - Homogene Wellengleichung

$$\rho_f = 0 = \mathbf{j}_f$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0$$

$$0 = \underbrace{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})}_{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}} + \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\nabla \times \mathbf{B}}_{=\varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}} = -\Delta \mathbf{E} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\varepsilon \mu = \varepsilon_r \mu_r \varepsilon_0 \mu_0 = \frac{\varepsilon_r \mu_r}{c^2} \quad n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

$n$  ist der Brechungsindex des betrachteten Materials  $v = \frac{c}{n}$  die Geschwindigkeit der EM-Welle in diesem Material.

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

außerdem gilt:

$$0 = \underbrace{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B})}_{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \Delta \mathbf{B}} - \varepsilon \mu \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\nabla \times \mathbf{E}}_{=-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{B} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0$$

homogene Wellengleichung ( $\Psi(\mathbf{r}, t)$ )

$$\Delta \Psi - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

$$\Psi = E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$$

### Wiederholung

Maxwell-Gl für Isolator:  $\rho_f = 0 = \mathbf{j}_f$   $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$   $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0$$

$$\varepsilon \mu = \varepsilon_r \mu_r \varepsilon_0 \mu_0 = \frac{\varepsilon_r \mu_r}{c^2} = \frac{n^2}{c^2} = \frac{1}{v^2} \quad n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \text{ homogene Wellengleichungen:}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \Rightarrow \Delta \mathbf{B} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0$$

für jede Komponente von  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  gilt:

$$\Delta \Psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

Aus den Maxwell-Gleichungen ist aber zu sehen, dass  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$ -Felder **nicht** unabhängig voneinander sind.

### 3.4.2 Homogene Wellengleichung für skalare Funktion in einer Raumdimension

$$\Psi(x, t) \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

Funktionen der Form  $\Psi_{\pm}(x, t) = f(x \pm vt)$  erfüllen die Wellengleichung.

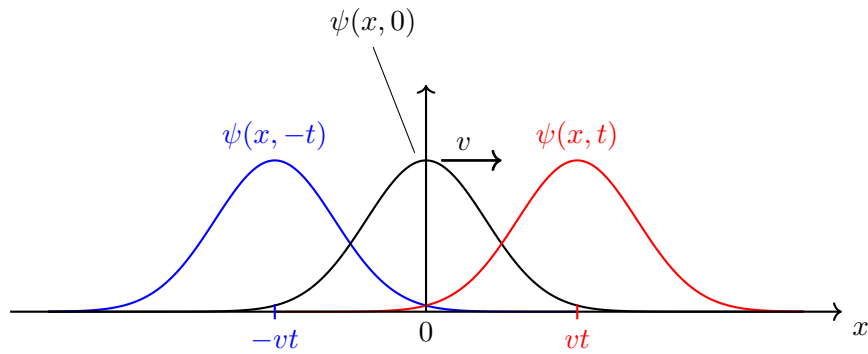
$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} f(x \pm vt) &= f''(x \pm vt) \\ \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial t} f'(x \pm vt) \cdot (\pm v) = v^2 f''(x \pm vt) \end{aligned}$$

Wie sehen diese Lösungen nun aus?

$$\Psi_{-}(x, t) = f(x - vt)$$

$$\Psi_{-}(x, 0) = f(x) \leftarrow t = 0$$





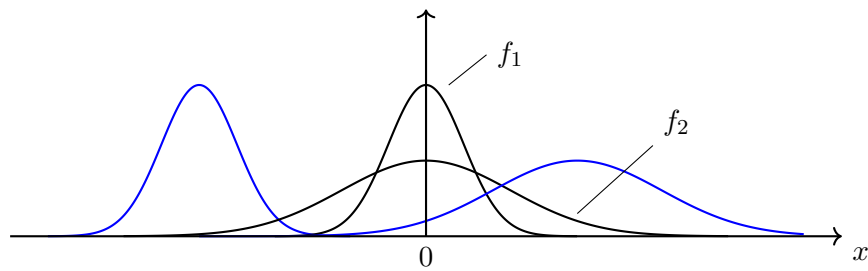
$$t > 0: \quad \Psi_-(x, t) = f(x - vt)$$

$$\Psi_+(x, t) = f(x + vt)$$

Wellengleichungen sind linear  $\Rightarrow$  Linearkombinationen von Lösungen sind wieder Lösungen.

$$\begin{aligned} \Psi(x, t) &= a_1 \Psi_1(x, t) + a_2 \Psi_2(x, t) \\ &= a_1 f_1(x + vt) + a_2 f_2(x - vt) \end{aligned}$$

Im allgemeinen muss es aber nicht sein, dass eine Welle bei Zeittransformationen ihre Form beibehält!



Man kann zeigen, dass die allgemeine Lösung der Wellengleichung in einer Dimension geschrieben werden kann als:

$$\Psi(x, t) = f(x + vt) + g(x - vt)$$

Besonders Wichtig:

**Ebene Wellen (1D)**

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm}(x, t) &= a \cos(kx \pm \omega t) \\ &= a \cos(k(x \pm \frac{\omega}{k}t)) \end{aligned}$$

$$a \in \mathbb{R} \quad \omega, k \in \mathbb{R} \quad \omega, k > 0$$

$\Psi_{\pm}$  löst die Wellengleichung:

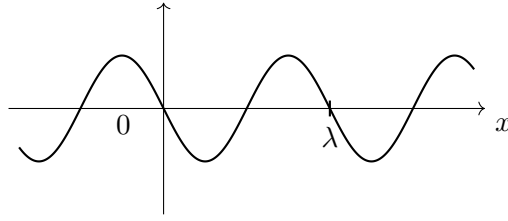
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

falls  $\frac{\omega}{k} = v$

**Dispersionsrelation:**

$$\omega = kv = \omega(k)$$

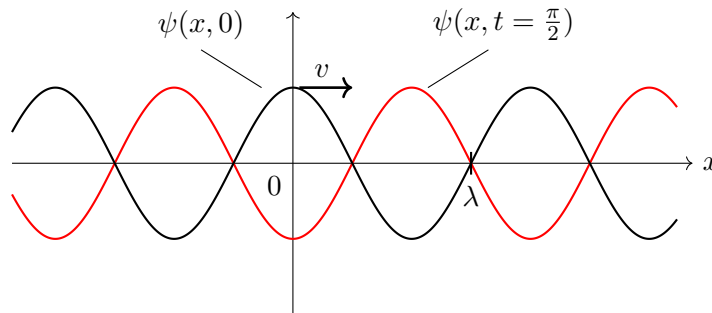
$$\text{Wellenzahl } k, \text{ Wellenlänge } \lambda = \frac{2\pi}{k}$$



$$\begin{aligned}\Psi_{\pm}(x + n\lambda t) &= a \cos(k(x + n\lambda) \pm \omega t) \\ &= a \cos(kx \pm \omega t + kn\lambda) \\ &= a \cos(kx \pm \omega t) \\ &= \Psi_{\pm}(x, t)\end{aligned}$$

Die Kreisfrequenz  $\omega$ , Frequenz  $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ , Schwingungsdauer  $\tau = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega}$

$$\begin{aligned}\Psi_{\pm}(x, t + n\tau) &= a \cos(kx \pm \omega(t + n\tau)) = a \cos(kx \pm \omega t \pm n \underbrace{\omega\tau}_{=2\pi}) \quad n \in \mathbb{Z} \\ &= a \cos(kx \pm \omega t) = \Psi_{\pm}(x, t)\end{aligned}$$



Die Phasengeschwindigkeit  $v$ :

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{2\pi} \omega = \lambda \nu = \frac{\lambda}{\tau}$$

Ebenso wird die Wellengleichung mit einem Sinus gelöst:

$$\Psi_{\pm}(x, t) = a \sin(kx \pm \omega t)$$

Beide Lösungen sind also enthalten in:

$$\Psi(x, t) = a e^{i \overbrace{(kx - \omega t)}^{\varphi \text{ Phase}}}$$

$$a \in \mathbb{C} \quad k \in \mathbb{R}$$

$$\omega = v|k|$$

Für Physikalische Felder gilt:

$$\Psi(x, t) = \Re \left( a e^{i(kx - \omega t)} \right)$$

**3.4.3 Ebene Wellen in 3 Raumdimensionen**

$$\Delta \Psi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

eben Welle:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

Mit dem Wellenvektor:

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^{\top}$$

und der Frequenz  
 $\omega \geq 0$

$$\begin{aligned}\Delta \Psi &= \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ &= i^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ &= -k^2 \Psi\end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -\omega^2 \Psi$$

$$\Delta \Psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \overbrace{\left( -k^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \right)}^{=0} \Psi = 0$$

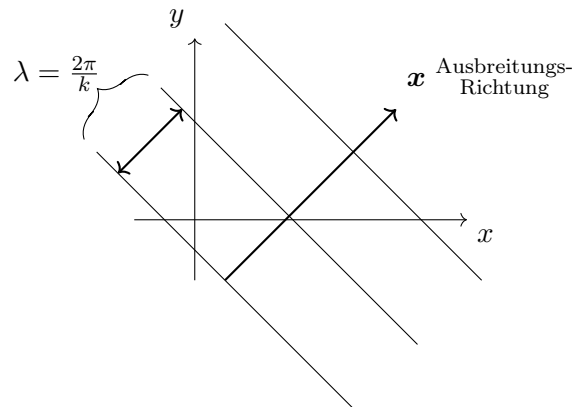
$$k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} \quad \omega = v|\mathbf{k}|$$

*Bemerkung:*

- i) ebene Welle:  
 $\Psi(\mathbf{r}, t)$  konstant falls Phase konstant.  
 $\varphi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t = \text{const.}$   
Für festes  $t$ :  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{const.}$

- ii) Phasengeschwindigkeit

$$v = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|}$$



- iii) Wellengleichung linear  
 $\Rightarrow$  Linearkombinationen von Lösungen sind wieder Lösungen.

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = a_1 e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + a_2 e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)}$$

### Allgemeine Lösung der Wellengleichung

$$\begin{aligned}\Psi(\mathbf{r}, t) &= \int d^3 k a(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ \omega(\mathbf{k}) &= v|\mathbf{k}|\end{aligned}$$

### 3.4.4 Ebene elektromagnetische Wellen

$$\Rightarrow \boxed{\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\Delta \mathbf{B} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0}$$

Lösungen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{i(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\omega} t)}$$

$$\omega = v|\mathbf{k}| \quad \tilde{\omega} = v|\tilde{\mathbf{k}}| \quad \mathbf{k}, \tilde{\mathbf{k}} \in \mathbb{R}^3$$

$$\text{i) } \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$i(\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0)e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = i\tilde{\omega} \mathbf{B}_0 e^{i(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\omega} t)} \quad \forall \mathbf{r}, t$$

$$\Rightarrow \tilde{\mathbf{k}} = \mathbf{k} \quad \tilde{\omega} = \omega$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mathbf{B}_0 \rightarrow \mathbf{B}_0 = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0$$

$$\mathbf{B} \perp \mathbf{k}, \mathbf{E}$$

$$\Rightarrow \mathbf{B} = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}$$

$$\text{ii) } \nabla \times \mathbf{E} = 0$$

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ &= i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 \rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0$$

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$$

$$\text{iii) } \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \Rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\text{iv) } \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow i\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = -i\frac{1}{v^2} \omega \mathbf{E}_0$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = -\frac{\omega}{v^2} \mathbf{E}_0$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = -\frac{v^2}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{B}$$

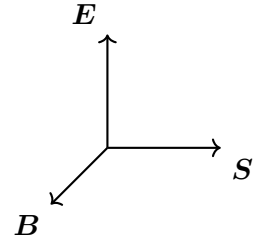
$\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{k}$  orthogonal zueinander

$\Rightarrow$  transversale Welle

Beziehung zwischen der Amplitude von  $\mathbf{B}, \mathbf{E}$ :

$$|\mathbf{B}| = \frac{1}{\omega} |\mathbf{k} \times \mathbf{E}| = \frac{|\mathbf{k}|}{\omega} |\mathbf{E}| = \frac{1}{v} |\mathbf{E}|$$

$$\text{o.B.d.A.} \quad \mathbf{k} = k \mathbf{e}_z$$



$$\mathbf{E} = (E_{0x} \mathbf{e}_x + E_{0y} \mathbf{e}_y) e^{i(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{k}{\omega} \mathbf{e}_z \times (E_{0x} \mathbf{e}_x + E_{0y} \mathbf{e}_y) e^{i(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ &= \frac{1}{v} (-E_{0y} \mathbf{e}_x + E_{0x} \mathbf{e}_y) e^{i(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \end{aligned}$$

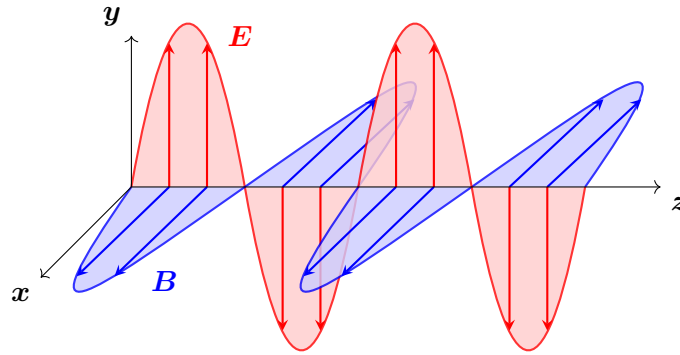
$$\text{i.A. } E_{0x}, E_{0y} \in \mathbb{C}$$

$$\mathbf{E} = \Re \left( \mathbf{E}_0 e^{i(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right)$$

$$\text{Beispiel: } E_{0y} = 0 \quad E_{0x} \in \mathbb{R}$$

$$\mathbf{E} = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_x \quad (3.1)$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_{0x}}{v} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_y \quad (3.2)$$



### 3.4.5 Polarisation ebener EM-Wellen

Charakterisierung der Schwingungsrichtung  $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$

$$\mathbf{E} = (E_{0x}\mathbf{e}_x + E_{0y}\mathbf{e}_y)e^{i(kx-\omega t)}$$

$$E_{0x} = |E_{0x}|e^{i\varphi} \quad E_{0y} = |E_{0y}|e^{i(\varphi+\delta)}$$

Physikalisches Feld:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \Re \left[ (E_{0x}\mathbf{e}_x + E_{0y}\mathbf{e}_y)e^{i(k\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \right] \\ &= |E_{0x}| \cos(kz - \omega t + \varphi)\mathbf{e}_x + |E_{0y}| \cos(kz - \omega t + \varphi + \delta)\mathbf{e}_y \end{aligned}$$

Fälle:

i)  $\delta = 0$  oder  $\delta = \pm\pi$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = \underbrace{(|E_{0x}\mathbf{e}_x \pm |E_{0y}\mathbf{e}_y|)}_{\text{orts- und Zeitunabh.}} \cos(kz - \omega t)$$

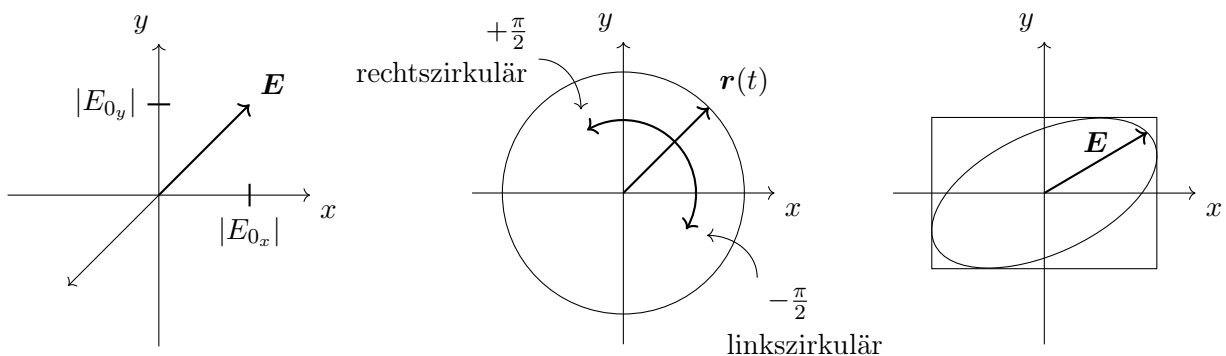
$\rightarrow \mathbf{E}$  schwingt in fester Richtung! Die **Polarisationsrichtung**  $\rightarrow$  **linear Polarisiert**

ii)  $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$   $|E_{0x}| = |E_{0y}| = E$  **Zirkulär Polarisiert**

$$\mathbf{E} = E \underbrace{(\mathbf{e}_x \cos(kz - \omega t + \varphi) \mp \mathbf{e}_y \sin(kz - \omega t + \varphi))}_{=\mathbf{r}(t)}$$

$|\mathbf{r}| = 1$  und  $\mathbf{r}$  läuft mit  $\omega$  um

iii)  $\delta, |E_{0x}|, |E_{0y}|$  beliebig: **elliptisch Polarisiert**



## Wiederholung

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} & \omega &= |\mathbf{k}|v \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 e^{i(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\omega} t)} & \stackrel{!}{=} & \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}\end{aligned}$$

andere Formen der EM-Wellen

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int d^3k \mathbf{a}(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t)}$$

Wellenpakete:

**Kugelwellen**

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \frac{e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}}{r}$$

Flächen gleicher Phase:

eine Kugelwelle hat Amplitude  $\rho \propto \frac{1}{r}$

### 3.5 Reflexion und Brechung von EM-Wellen an Grenzflächen

Wir betrachten eine ebene Grenzfläche ( $x$ - $y$ -Ebene) zwischen zwei ungeladenen, nicht leitenden Medien.

Aus der Skizze:

$$v_1 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}}, \quad \omega_e = v_1 k_e$$

und  $\mathbf{k}_e$  ohne  $y$ -Komponente

$$\mathbf{k}_e = \begin{pmatrix} k_{ey} \\ 0 \\ k_{ez} \end{pmatrix}$$

Die **einfallende Welle** sieht folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_e &= \mathbf{E}_{e0} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ \mathbf{B}_e &= \frac{1}{\omega_e} \mathbf{k}_e \times \mathbf{E}_e = \frac{1}{v_1} \frac{\mathbf{k}_e}{k_e} \times \mathbf{E}_e\end{aligned}$$

**reflektierte Welle**

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_r &= \mathbf{E}_{r0} e^{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t)} \\ \mathbf{B}_r &= \frac{1}{v_1} \frac{\mathbf{k}_r}{k_r} \times \mathbf{E}_r\end{aligned}$$

gesamtes Feld in Medium 1:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_r$$

**transmittierte Welle**

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_2 &= \mathbf{E}_{20} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ \mathbf{B}_2 &= \frac{1}{v_2} \frac{\mathbf{k}_2}{k_2} \times \mathbf{E}_2\end{aligned}$$

### 3.5.1 Stetigkeitsbedingungen an Grenzflächen

Hier: ungeladene, nicht leitende Medien:  $\rho_f = 0 = \mathbf{j}_f$

Maxwell-Gl.  $\Rightarrow$  Stetigkeitsbedingungen für  $\mathbf{r} = (x, y, 0)$

i) mit  $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = 0 \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_1 \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_2 = 0$$

ii) mit  $\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  und  $\mathbf{t} \sim \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

iii) mit  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0$$

iv) mit  $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{\mu_1} \mathbf{t} \cdot \mathbf{B}_1 - \frac{1}{\mu_2} \mathbf{t} \cdot \mathbf{B}_2 = 0$$

Erläuterung zu Punkt ii) und iv):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \rightarrow \quad \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0$$

$$\begin{aligned} \int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) &= - \int_F d\mathbf{f} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = - \underbrace{\frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}}_{\Delta x \rightarrow 0} \\ &= \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} \quad \rightarrow \quad \int ds \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \end{aligned}$$

Aus den vier Stetigkeitsbedingungen ergeben sich folgende Schlussfolgerungen:

ii)

$$\begin{aligned} \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_2 &= \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_1 = \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_e + \mathbf{E}_r) \\ \Rightarrow \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_{20} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} &= \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_{e0} e^{i(\mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} - \omega_e t)} + \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_{r0} e^{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t)} \end{aligned}$$

$\forall \mathbf{r} = (x, y, 0), \forall t \rightarrow$  Die Orts- und Zeitabhängigkeit im Exponenten muss gleich sein!

$$\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} - \omega_e t = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t$$

$$\mathbf{r} = 0 : \Rightarrow \omega_2 = \omega_e = \omega_r := \omega$$

Die gleiche Schlussfolgerung geht für die Wellenvektoren nicht, da wir hier die  $z$ -Komponente gar nicht beachten und damit keine Aussagen über die Gleichheit der Vektoren machen können.

Für die einfallende und reflektierte Welle im Medium 1 gilt:

$$\begin{aligned} v_1 = \frac{\omega_e}{|\mathbf{k}_e|} &= \frac{\omega_r}{|\mathbf{k}_r|} \\ \rightarrow |\mathbf{k}_e| &= |\mathbf{k}_r| := k_1 \end{aligned}$$

Somit sind auch beide Wellenlängen  $\lambda_1$  gleich!

Für die Welle im Medium 2 gilt:

$$k_2 = \frac{\omega_2}{v_2} = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$$

$$= \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \underbrace{\frac{\omega}{v_1}}_{k_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} = k_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} = k_1 \cdot \frac{n_2}{n_1}$$

weiterhin:  $t = 0 : \Rightarrow \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}$

$$k_{2x}x + k_{2y}y = k_{ex}x + \underbrace{k_{ey}y}_{=0} = k_{rx}x + k_{ry}y =$$

$k_{ey} = 0 \Rightarrow k_{2y} = 0 = k_{ry} \Rightarrow \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_r, \mathbf{k}_2$  liegen in einer Ebene (hier:  $x$ - $y$ -Ebene), der Einfallsebene.

$$\mathbf{k}_e = k_e (\sin \theta_e \mathbf{e}_x + \cos \theta_e \mathbf{e}_z)$$

$$\mathbf{k}_r = k_r (\sin \theta_r \mathbf{e}_x - \cos \theta_r \mathbf{e}_z)$$

$$\mathbf{k}_2 = k_2 (\sin \theta_2 \mathbf{e}_x + \cos \theta_2 \mathbf{e}_z)$$

$$k_e = k_r := k_1$$

### Reflexionsgesetz

$$\mathbf{r} = (x, 0, 0) : \quad \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}$$

$$\mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} = x k_1 \sin \theta_e$$

$$\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} = x k_1 \sin \theta_r$$

### Reflexionsgesetz

$$\theta_e = \theta_r$$

### Brechungsgesetz

$$\mathbf{r} = (x, 0, 0) : \quad \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r}$$

$$k_2 \sin \theta_2 = k_1 \sin \theta_1$$

$$= k_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} = k_1 \frac{n_2}{n_1}$$

$n$  : Brechungsindex

### Snellius'sches Brechungsgesetz

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$$

Für  $n_2 > n_1$  : Grenzfall  $\theta_1 := \theta_g$  bei dem Totalreflexion auftritt (d.h.  $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ )

$$\sin \theta_g = \frac{n_2}{n_1} \sin \frac{\pi}{2} = \frac{n_2}{n_1}$$

z.B. Wasser  $n_1 \approx 1,33$ , Luft  $n_2 \approx 1 \Rightarrow \theta_g \approx 49^\circ$