

Theoretische Physik 3

Elektrodynamik

Wintersemester 2021/2022

von Kyano Levi
bei Professor Holger Stark

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Geschichte	1
1.2	Inhalt	1
1.3	Grundlegende Konstanten der Elektrodynamik	2
1.4	Grundlegende Formeln der Elektrodynamik	2
2	Elemente der Vektoranalysis	5
2.1	Vektoranalysis	5
2.1.1	Gradient und Nabla-Operator	5
2.1.2	Divergenz eines Vektorfeldes	5
2.1.3	Rotation eines Vektorfeldes	6
2.1.4	Fundamentalsatz der Vektoranalysis (Helmholtz-Theorem)	6
2.2	Integration von Feldern	7
2.2.1	Linienintegrale	7
2.2.2	Satz von Stokes	7
2.2.3	Satz von Gauß	8
3	Elektrostatik	9
3.1	Bemerkungen zur elektrischen Ladung	9
3.2	Coulombsches Gesetz und elektrisches Feld	10
3.2.1	Coulombsches Gesetz	10
3.3	Feldgleichungen der Elektrostatik	11
3.3.1	Grundlagen	11
3.3.2	Feldgleichungen der Elektrostatik	11
3.3.3	Potentialgleichung	12
3.3.4	Feldlinien	13
3.3.5	Elektrostatische Energie	13
3.3.6	Homogen geladene Kugel	14
3.3.7	Extremalprinzip und Kapazitäten	15
3.3.8	Maxwellscher Spannungstensor	17
3.4	Randbedingungen des elektrischen Feldes auf Grenzflächen	18
3.5	Randwertprobleme der Elektrostatik	18
3.5.1	Eindeutigkeit der Lösung	18
3.5.2	Methode der Greenschen Funktion	19
3.5.3	Aussagen zur Potentialtheorie	19
3.5.4	Lösungen zur Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten	19
3.6	Multipolentwicklung	20
3.6.1	Diskussion der Multipolmomente	22
3.6.2	Energie von Multipolen im äußeren Feld	23

4	Elektrische Felder in Materie	25
4.1	Mikroskopische Gleichungen der Elektrostatik und Mittelung	25
4.1.1	Glättungsfunktion	25
4.2	Makroskopische Gleichungen der Elektrostatik	26
4.3	Randbedingungen von Dielektrika und Anwendungen	28
4.3.1	Randbedingungen und Polarisationsladung	28
4.3.2	Entelektrisierungsfelder	29
4.3.3	Clausius-Mosotti-Formel	31
4.4	Elektrostatische Energie im Dielektrikum	33
5	Magnetostatik	35
5.1	Strom, Stromdichte und Kontinuitätsgleichung	35
5.2	Leiter und Magnetfeld	36
5.3	Grundgleichungen der Magnetostatik	38
5.4	Kleine Stromverteilungen: Der magnetische Dipol	40
5.4.1	Felder kleiner Stromverteilungen	40
5.4.2	Kraft, Drehmoment und Energie	42
5.5	Magnetische Felder in Materie	43
5.5.1	Einführung der Vakuumverschiebungsstromdichte	43
5.5.2	Einführung der Magnetisierung	44
5.5.3	Materialgesetze und Randbedingungen	46
5.5.4	Magnetische Skalarpotentiale und ihre Anwendungen	48
5.6	Faradaysches Induktionsgesetz	50
5.6.1	Integrale und differentielle Formulierung	50
5.6.2	Bewegte Leiter	51
5.7	Energie des magnetischen Feldes und Induktivität	53
5.7.1	Energie eines statischen Magnetfeldes	53
5.7.2	Induktivität	54
6	Grundgleichungen der Elektrodynamik	57
6.1	Die Maxwellschen Gleichungen: Zusammenstellung	57
6.2	Elektromagnetische Potentiale	58
6.2.1	Lorenz-Eichung	59
6.2.2	Coulomb-Eichung	59
6.3	Erhaltungssätze der Elektrodynamik	60
6.3.1	Erhaltung von Energie: Satz von Poynting	60
6.3.2	Impulserhaltung	62
7	Die spezielle Relativitätstheorie	65
7.1	Vor der Relativitätstheorie	65
7.1.1	Die Galilei-Transformation	65
7.1.2	Lichtausbreitung	66
7.1.3	Michelson-Morley-Experiment	66
7.2	Einsteinsches Relativitätsprinzip	68
7.3	Die Lorentz-Transformation	69
7.3.1	Invarianz des Lichtkegels	69
7.3.2	Der Minkowski-Raum	70
7.3.3	Die Lorentz-Transformation	72
7.3.4	Herleitung der eindimensionalen Lorentz-Transformation	73
7.3.5	Geschwindigkeitsaddition	74

7.4	Die vierdimensionale Raumzeit der speziellen Relativitätstheorie	75
7.4.1	Raumzeit-Diagramme	75
7.4.2	Zeitdilatation und Längenkontraktion	78
7.4.3	Die Eigenzeit	80
7.4.4	Kontra- und kovariante Vektoren	80
7.5	Relativistische Mechanik	82
7.5.1	Impuls	82
7.5.2	Impulssatz	83
7.5.3	Energiesatz	84
7.5.4	Photonen	85
7.5.5	Stoßprozesse	85
7.6	Elektrodynamik in kovarianter Formulierung	86
7.6.1	Viererstrom	86
7.6.2	Viererpotential	87
7.6.3	Der elektromagnetische Feldstärketensor	88
7.6.4	Maxwell-Gleichungen in kovarianter Form	89
7.6.5	Lagrange-Formulierung der Elektrodynamik	90
8	Ebene elektromagnetische Wellen	93
8.1	Ebene Wellen im nichtleitenden, homogenen Medium	93
8.1.1	Ungedämpfte ebene Welle	94
8.1.2	Dämpfung	95
8.1.3	Polarisation	96
8.1.4	Energie- und Impulsdichte	97
8.2	Reflexion, Transmission und Brechung	98
8.3	Dynamische Theorie der Dielektrizitätskonstanten	103
8.3.1	Lorentzmodell für gebundene Elektronen	104
8.3.2	Beitrag freier Elektronen	107
8.3.3	Kramers-Kronig-Relationen	107

1 Einleitung

1.1 Geschichte

- **1785** – Charles Augustin de Coulomb: Entdeckung des Coulombsches Gesetzes.
- **1800** – Alessandro Volta: Erfindung der ersten Batterie, die Voltasche Säule.
- **1820** – Hans Christian Ørsted: Das Ørstedsche Gesetz beschreibt, dass elektrische Ströme ein Magnetfeld erzeugen.
- **1820-25** – André-Marie Ampère: Entdeckung der Grundlagen der Magnetostatik durch Messungen.
- **1831** – Michael Faraday: Beschreibung der magnetischen Induktion.
- **1852** – Michael Faraday: Formulierung des Nahwirkungsstandpunktes (Beschreibung elektrischer Phänomene über Felder statt Kräfte).
- **1864** – James Clerk Maxwell: Formulierung der Maxwell-Gleichungen als fundamentale Feldgleichungen des elektromagnetischen Feldes und Nutzung von elektrischen und magnetischen Hilfsfeldern für die physikalische Beschreibung in Materie sowie Äußerung der Vermutung, dass Licht eine elektromagnetische Welle ist.
- **1886** – Heinrich Hertz: Nachweis elektromagnetischer Wellen und Postulierung eines Äthers als hypothetisches Ausbreitungsmedium.
- **1881** – Michelson-Morley-Experiment: Konstanz der Lichtgeschwindigkeit unabhängig von Beobachter und Quelle \Rightarrow ein absolutes Bezugssystem Äther existiert nicht.
- **1905** – Albert Einstein: spezielle Relativitätstheorie.

1.2 Inhalt

Der Inhalt dieser Vorlesung gliedert sich in folgende Abschnitte:

- Einleitung
- Elemente der Vektoranalysis
- Elektrostatik
- Elektrische Felder in Materie

1 Einleitung

- Magnetostatik
- Grundgleichungen der Elektrodynamik: Die Maxwellschen Gleichungen
- Spezielle Relativitätstheorie
- Ebene elektromagnetische Wellen
- Elektromagnetische Felder bei vorgegebenen Ladungen und Strömen

1.3 Grundlegende Konstanten der Elektrodynamik

Für Konstanten, deren Wert per Definition festgelegt wurde, wird ein \equiv -Zeichen verwendet.

Konstante	Wert
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$c_0 \equiv 299\,792\,458\,\text{m s}^{-1}$
Elektrische Feldkonstante	$\varepsilon_0 = 8,854\,187\,812\,8 \cdot 10^{-12}\,\text{A s V}^{-1}\text{m}^{-1}$
Magnetische Feldkonstante	$\mu_0 = 1,256\,637\,062\,12 \cdot 10^{-6}\,\text{N A}^{-2}$

1.4 Grundlegende Formeln der Elektrodynamik

Maxwellsche Feldgleichungen:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_f & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \oint_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} &= Q & \oint_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} &= 0 & \oint_{\partial A} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} &= -\int_A \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} & \oint_{\partial A} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} &= I + \int_A \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} \end{aligned}$$

Materialgleichungen (allgemein und in linearen, isotropen Medien (Vakuum: $\epsilon_r = \mu_r = 1$)):

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} & \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \\ \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} & \mathbf{B} &= \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \end{aligned}$$

Statische Potentiale:

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' & \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' \\ \mathbf{E} &= -\nabla\phi & \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned}$$

Biot-Savart-Gesetz historisch (für unendlich lange, gerade Leiter) und modern:

$$B(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi \rho} \quad B(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3\mathbf{r}'$$

Feldenergie und Feldenergiedichte:

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} & u(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \\ U(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \, d^3\mathbf{r} & U(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \int \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \, d^3\mathbf{r} \end{aligned}$$

Multipole:

$$\begin{aligned} p &= \int \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r}' \, d^3\mathbf{r}' & m &= \frac{1}{2} \int \mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}) \, d^3\mathbf{r}' \\ Q_{ij} &= \int (3x'_i x'_j - \delta_{ij} \mathbf{r}'^2) \, d^3\mathbf{r}' \\ \phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{r} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{2} Q_{ij} \frac{x_i x_j}{r^5} + \dots \right) & \mathbf{A}_{\text{Dipol}}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{m} \times \mathbf{r}}{r^3} \end{aligned}$$

Randbedingungen an Grenzflächen:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{E}^{(1)} - \mathbf{E}^{(2)}) &= 0 & \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}^{(1)} - \mathbf{H}^{(2)}) &= \mathbf{k} \cdot \mathbf{m} \\ \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{D}^{(1)} - \mathbf{D}^{(2)}) &= \sigma & \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{B}^{(1)} - \mathbf{B}^{(2)}) &= 0 \end{aligned}$$

Lorentzkraft und Lorentzkraft-Dichte:

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \int \mathbf{f}_L \, d^3\mathbf{r}, \quad \mathbf{f}_L = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad w = \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \quad \mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

Relationen von Lichtgeschwindigkeit, Feldkonstanten und Brechungsindex:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad n = \frac{c_0}{c} \quad \omega^2 = c^2 k^2$$

In linearen, isotropen Medien gilt

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}$$

Vektoranalysis

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \\ \nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{a}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b} + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{a}) \\ \nabla \times (\nabla \times \mathbf{a}) &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{a}) - \Delta \mathbf{a} \\ \nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b} f) &= f \nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) - (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \nabla f \\ \nabla \cdot (f \mathbf{a}) &= \mathbf{a} \cdot (\nabla f) + f \nabla \cdot \mathbf{a} \end{aligned}$$

$$\nabla \frac{1}{r} = -\frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad \Delta \frac{1}{r} = -4\pi \delta(\mathbf{r})$$

1 Einleitung

Operatoren in Kugelkoordinaten

$$\begin{aligned}\nabla &= \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \mathbf{e}_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \mathbf{e}_\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \nabla \cdot \mathbf{F} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta F_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} F_\varphi \\ \nabla^2 &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]\end{aligned}$$

Operatoren in Zylinderkoordinaten

$$\begin{aligned}\nabla &= \mathbf{e}_\rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \mathbf{e}_\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \\ \nabla \cdot \mathbf{F} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho F_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} F_\varphi + \frac{\partial}{\partial z} F_z \\ \Delta &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\end{aligned}$$

2 Elemente der Vektoranalysis

2.1 Vektoranalysis

2.1.1 Gradient und Nabla-Operator

Der Gradient eines skalaren Feldes U ist definiert über das totale Differential:

$$dU = \text{grad } U \cdot d\mathbf{r} = \nabla U \cdot d\mathbf{r}.$$

Der Gradient steht senkrecht auf den Äquipotentiallinien. Für kartesische Koordinaten gilt

$$\nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} = \sum_i \mathbf{e}_i \nabla_i,$$

während für krummlinige allgemein gilt, dass

$$\nabla = \sum_i \mathbf{e}_i \frac{1}{|\partial \mathbf{r} / \partial x_i|} \frac{\partial}{\partial x_i}.$$

2.1.2 Divergenz eines Vektorfeldes

Die Divergenz eines Vektorfeldes \mathbf{a} wird beschrieben durch

$$\text{div } \mathbf{a}(\mathbf{r}) = \nabla \cdot \mathbf{a}(\mathbf{r}).$$

Sie gibt die Quellenhaftigkeit von \mathbf{a} an. In kartesischen Koordinaten ist $\text{div } \mathbf{a} = \sum_i \nabla_i a_i$.

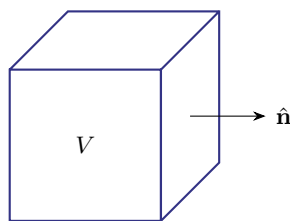


Abb. 2.1: Volumen V mit Oberflächennormale $\hat{\mathbf{n}}$.

Betrachte zum Verständnis ein kleines Volumen V bei \mathbf{r} . Die Normalen $\hat{\mathbf{n}}$ zeigen überall nach außen (siehe Abb. 2.1). Der Fluss aus V heraus ist gegeben durch

$$q(\mathbf{r}) V,$$

wobei $q(\mathbf{r}) = \text{div } \mathbf{a}$. Wir können sagen, dass

$$q(\mathbf{r}) = \text{div } \mathbf{a} = \begin{cases} > 0, & \text{Quelle von } \mathbf{a} \\ < 0, & \text{Senke von } \mathbf{a} \\ = 0, & \text{was reinfließt, fließt raus} \end{cases}.$$

2.1.3 Rotation eines Vektorfeldes

Die Rotation eines Vektorfeldes \mathbf{a} ist definiert als

$$\text{rot } \mathbf{a}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{a}(\mathbf{r})$$

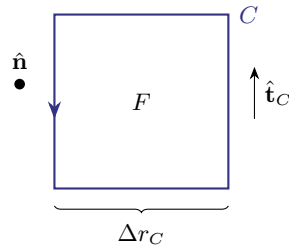


Abb. 2.2: Die Kurve C mit Tangentialvektor $\hat{\mathbf{t}}$ schließt die Fläche A mit Normalenvektor $\hat{\mathbf{n}}$ ein.

und es wird auch als das Wirbelfeld von \mathbf{a} bezeichnet. Wieder ist die Darstellung in kartesischen Koordinaten einfach: $(\text{rot } \mathbf{a})_i = \varepsilon_{ijk} \partial_{x_j} a_k$.

Wir schauen uns ein kleines orientiertes Flächenelement \mathbf{F} an, wie in Abb. 2.2 dargestellt. Dann ist die Verwirbelung/Zirkulation um \mathbf{F}

$$\sum_C \mathbf{a} \cdot \hat{\mathbf{t}}_C \Delta r_C = \text{rot } \mathbf{a} \cdot \mathbf{F}$$

mit Tangentialvektor $\hat{\mathbf{t}}_C$ und Parallelkomponente $\mathbf{a} \cdot \hat{\mathbf{t}}_C$. Wir bezeichnen $\omega = \text{rot } \mathbf{a}$ als lokale Wirbelstärke.

Allgemein gilt, dass Gradientenfelder wirbelfrei sind,

$$\mathbf{a} = \text{grad } U \Leftrightarrow \text{rot } \mathbf{a} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \text{rot}(\text{grad } U) = 0$$

und Wirbelfelder quellenfrei sind,

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \Leftrightarrow \mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad \text{bzw.} \quad \text{div}(\text{rot } \mathbf{A}) = 0.$$

Wir definieren ferner den Laplace-Operator als

$$\Delta \equiv \nabla^2 \equiv \nabla \cdot \nabla,$$

für den in kartesischen Koordinaten gilt:

$$\nabla^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2.$$

2.1.4 Fundamentalsatz der Vektoranalysis (Helmholtz-Theorem)

Das Helmholtz-Theorem besagt, dass Quellen und Wirbel ein Vektorfeld $\mathbf{a}(\mathbf{r})$ eindeutig bestimmen. Ein Vektorfeld kann also in ein Rotationsfeld und ein Wirbelfeld aufgeteilt werden:

$$\mathbf{a} = \underbrace{\mathbf{a}_t}_{\substack{\omega = \text{rot } \mathbf{a} = \text{rot } \mathbf{a}_t \\ \text{div } \mathbf{a}_t = 0 \\ \text{Wirbel!}}} + \underbrace{\mathbf{a}_l}_{\substack{\rho = \text{div } \mathbf{a} = \text{div } \mathbf{a}_l \\ \text{rot } \mathbf{a}_l = 0 \\ \text{Quellen!}}} + \underbrace{\mathbf{a}_r}_{\substack{\text{rot } \mathbf{a}_r = \text{div } \mathbf{a}_r = 0 \\ \text{Randbedingungen} \\ \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{a} = f(\mathbf{r}), \mathbf{r} \in \partial V}}.$$

Eine zusätzliche, sowohl quellen- als auch wirbelfreie Komponente kann vorkommen, um Randbedingungen zu erfüllen oder einen konstanten Untergrund zu addieren.

Ebene Transversalwellen ($e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \perp \mathbf{k}$) sind zum Beispiel quellenfrei, ebene Longitudinalwellen ($e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \parallel \mathbf{k}$) sind dagegen wirbelfrei, denn

$$\operatorname{div}(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}) = i\mathbf{k} \cdot e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad \operatorname{rot}(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}) = i\mathbf{k} \times e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}.$$

2.2 Integration von Feldern

2.2.1 Linienintegrale

$$\int_C \mathbf{a}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \int_C \mathbf{a}(\mathbf{r}(s)) \cdot \frac{d\mathbf{r}}{ds} ds$$

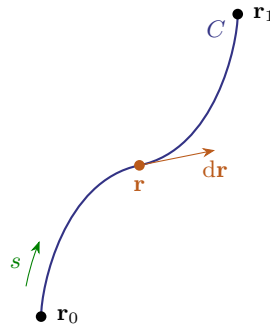


Abb. 2.3: Eine Kurve ist nach Bogenlänge s parametrisiert, sodass für $s = 0$ der Startpunkt \mathbf{r}_0 und für $s = 1$ der Endpunkt \mathbf{r}_1 angenommen wird. Für einen auf der Kurve liegenden Punkt \mathbf{r} ist der Tangentialvektor $d\mathbf{r}$ eingezeichnet.

Parameterdarstellung: $\mathbf{r} = \mathbf{r}(s) \rightarrow d\mathbf{r} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} ds$ mit der Bogenlänge s .

Für rotationsfreie (Einschränkung, siehe Satz von Poincaré) Felder ist das Linienintegral zwischen zwei Punkten wegunabhängig:

$$\oint \mathbf{a} \cdot d\mathbf{r} = 0 \Leftrightarrow \mathbf{a}(\mathbf{r}) = \nabla\varphi \Leftrightarrow \operatorname{rot} \mathbf{a} = \mathbf{0}.$$

2.2.2 Satz von Stokes

$$\underbrace{\int_F \operatorname{rot} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{f}}_{\text{Fluss von } \operatorname{rot} \mathbf{a} \text{ durch } F} = \underbrace{\oint_{C=\partial F} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{r}}_{\text{Zirkulation von } \mathbf{a} \text{ entlang } C=\partial F}$$

Die Kurve C ist dabei stets so orientiert, dass sie der Rechte-Hand-Regel folgt. Von außen (die Seite, nach der der Normalenvektor $d\mathbf{f}$ zeigt) betrachtet geht die Kurve gegen den Uhrzeigersinn.

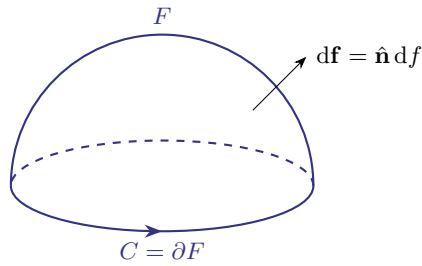


Abb. 2.4

2.2.3 Satz von Gauß

$$\underbrace{\int_V \operatorname{div} \mathbf{a} \cdot dV}_{\text{Quellen von } \mathbf{a} \text{ in } V} = \underbrace{\int_{\partial V} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{f}}_{\text{Fluss von } \mathbf{a} \text{ durch } \partial V \text{ aus } V \text{ heraus}}$$

Aus den Satz von Gauß abgeleiteten Formen:

- $\mathbf{a} = g\mathbf{e}_i \rightarrow \int_V \frac{\partial}{\partial x_i} g dV = \int_{\partial V} g df_i$
- $g = a_j \rightarrow \int_V \operatorname{rot} \mathbf{a} dV = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \times \mathbf{a}$
- Greensche Identitäten (diese finden ihre Anwendung in der Potentialtheorie, hierzu wird $\nabla^2 \varphi$ verwendet). $\mathbf{a}_1 = \varphi \nabla \psi$, $\mathbf{a}_2 = \psi \nabla \varphi$.

o 1. Identität: $\int \nabla \cdot \mathbf{a}_1 dV$

$$\int_V (\nabla \varphi \cdot \nabla \psi + \varphi \nabla^2 \psi) dV = \int_{\partial V} \varphi \nabla \psi \cdot d\mathbf{f}$$

o 2. Identität: $\int (\nabla \cdot \mathbf{a}_1 - \nabla \cdot \mathbf{a}_2) dV$ (Greenscher Satz)

$$\int_V (\varphi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \varphi) dV = \int_{\partial V} (\varphi \nabla \psi - \psi \nabla \varphi) \cdot d\mathbf{f}$$

3 Elektrostatik

Die Elektrostatik behandelt elektrische Felder ruhender oder langsam bewegter elektrischer Ladungen. In den folgenden Kapiteln werden die Grundgesetze der Elektrostatik aus dem Coulomb-Gesetz abgeleitet.

3.1 Bemerkungen zur elektrischen Ladung

Es gibt zwei Arten von Ladungen: positive und negative Ladung. Die Ladung ist eine diskrete Größe und nimmt stets ein ganzzahliges Vielfaches der sogenannten Elementarladung e_0 an:

$$e_0 = 1,602\,176\,624 \cdot 10^{-19} \text{ C}.$$

Diese wurde zuerst bei dem Millikan-Versuch bestimmt. So trägt zum Beispiel das Proton die Ladung $+e_0$ und das Elektron die Ladung $-e_0$. Quarks haben zwar Bruchteile der Elementarladung, treten aber nie frei, sondern nur in Kombinationen auf, die ein Vielfaches der Elementarladung bilden.

Es gilt strenge Ladungserhaltung:

In einem abgeschlossenen System bleibt die Summe aller Ladungen konstant.

Eine Ladung auf einem infinitesimalen Raum wird als Punktladung bezeichnet. In der Elektrostatik und der Elektrodynamik wird häufig mit der Ladungsdichte ρ gerechnet. Für eine einzige Punktladung q (zum Beispiel ein Proton oder Elektron) am Ort \mathbf{r}_0 gilt für die Ladungsdichteverteilung

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

Daraus lässt sich die Ladungsdichte für viele Punktladungen q_i an Orten \mathbf{r}_i verallgemeinern:

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

Im Grenzwert für kleinste Abstände kann man schließlich auch mit kontinuierlichen Ladungsdichten rechnen:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{dQ}{dV}.$$

Die gesamte Ladung in einem Volumen V ist also

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

3.2 Coulombsches Gesetz und elektrisches Feld

Im Alltag machen wir die Erfahrung, dass sich gleichnamige (also zum Beispiel zwei positive) Ladungen abstoßen, während zwischen ungleichnamigen Ladungen eine anziehende Kraft wirkt. Diese Kraft ist ein Vektor im Sinne der Newtonschen Mechanik und unterliegt also dem Superpositionsprinzip.

3.2.1 Coulombsches Gesetz

Die Kraft, die eine Ladung q_2 am Ort \mathbf{r}_2 auf eine Ladung q_1 am Ort \mathbf{r}_1 ausübt (siehe Abb. 3.1), berechnet sich durch

$$\mathbf{F}_1 = kq_1q_2 \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} = -\mathbf{F}_2. \quad (3.1)$$

Dieser Zusammenhang ist als Coulombsches Gesetz bekannt und wurde experimentell gefunden. Die Proportionalitätskonstante k ist dabei

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

mit Dielektrizitätskonstante $\epsilon_0 = 8,854\,187\,812\,8 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$. Das Coulombsche Gesetz hat die gleiche Form wie das Newtonsche Gravitationsgesetz, aber hier kann die Kraft auch abstoßend wirken, weil die Ladung anders als die Masse negativ sein kann. Genauso wie beim Gravitationsgesetz ist die Kraft antiproportional zum Quadrat des Abstands der Ladungen.¹

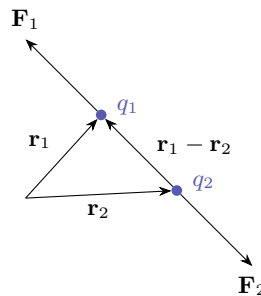


Abb. 3.1: Die Kraft auf zwei Punktladungen q_1 und q_2 an Orten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 wird durch das Coulombsche Gesetz beschrieben und ist invers proportional zum Quadrat des Abstands $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$.

Mithilfe des Coulombschen Gesetzes können wir nach dem Superpositionsprinzip die Kraft auf eine Testladung q_0 am Ort \mathbf{r}_0 durch mehrere Ladungen q_i bestimmen:

$$\mathbf{F} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \sum_i q_i \frac{\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_i|^3}. \quad (3.2)$$

Dieser Ansatz ist der Fernwirkungsstandpunkt (die Kraft wirkt über die Ferne hinweg). Seit Veröffentlichung der Relativitätstheorie ist aber bekannt, dass sich nichts schneller als mit Vakuumlichtgeschwindigkeit bewegen kann – also auch keine Kraftwirkung.

Daher führt man den sogenannten Nahwirkungsstandpunkt ein, bei dem man ein elektrisches Feld \mathbf{E} betrachtet, das durch Ladungen q_i erzeugt wird (\mathbf{E} zeigt weg von positiven Ladungen und hin zu den

¹ Es ist möglich, dass die Proportionalität nicht exakt $\mathbf{F} \propto r^{-2}$ ist, aber es ist durch Experimente bestätigt worden, dass für einen Ansatz $F \propto r^{-2-\epsilon}$ zumindest $\epsilon < 3 \cdot 10^{-16}$ ist und für einen Ansatz $F \propto e^{-\frac{r}{\xi}} r^{-2}$ (siehe sogenanntes Yukawa-Potential) wenigstens $\xi > 1 \cdot 10^8 \text{ m}$.

negativen):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i q_i \frac{\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_i|^3}, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3\mathbf{r}'. \quad (3.3)$$

Damit ergibt sich die folgende Kraft auf eine Testladung q_0 :

$$\mathbf{F} = q_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}_0). \quad (3.4)$$

3.3 Feldgleichungen der Elektrostatik

3.3.1 Grundlagen

Wir definieren zunächst das elektrostatische Potential:

$$\boxed{\mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad \phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'} \quad (3.5)$$

Weil \mathbf{E} ein Potentialfeld ist, ist $\text{rot } \mathbf{E} = 0$. Das elektrostatische Feld ist also wirbelfrei.

Zum Beispiel ist das Potential einer Punktladung $\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ nach obiger Formel²:

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

Die Quellen des elektrischen Feldes werden durch die Divergenz von \mathbf{E} beschrieben,

$$\text{div } \mathbf{E} = -\nabla^2\phi = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \rho(\mathbf{r}') \underbrace{\nabla^2 \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} d^3\mathbf{r}' = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}).$$

3.3.2 Feldgleichungen der Elektrostatik

Die soeben gefundenen Zusammenhänge werden als Feldgleichungen der Elektrostatik bezeichnet:

$$\boxed{\text{div } \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r})} \quad (3.6)$$

$$\boxed{\text{rot } \mathbf{E} = 0}. \quad (3.7)$$

Die erste Gleichung wird als Gaußsches Gesetz bezeichnet und beschreibt die elektrische Ladung als Quelle des elektrischen Feldes. Die zweite beschreibt die Wirbelfreiheit des elektrostatischen Feldes.

Mit $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ im Vakuum kann man das Gaußsche Gesetz auch umformulieren zu

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho(\mathbf{r}). \quad (3.8)$$

² Hinweis: Es gilt

$$\nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \nabla |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \stackrel{\nabla r = \frac{\mathbf{r}}{r} = \hat{\mathbf{r}}}{=} -\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

3 Elektrostatik

Zu beiden Feldgleichungen gibt es integrale Formulierungen:

$$\int_V d^3\mathbf{r} \operatorname{div} \mathbf{E} = \int_{\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \Rightarrow \boxed{\int_{\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f} = \frac{1}{\varepsilon_0} Q}.$$

Der Fluss aus einem Volumen V heraus ist proportional zu der Gesamtladung. Die elektrische Ladungsdichte ist die Quelle des elektrischen Feldes.

Betrachte als Beispiel eine Punktladung, die das Feld

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q \frac{\hat{\mathbf{R}}}{R^2}$$

erzeugt:

$$\int_{\partial V_K} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \int_{\partial V_K} \frac{\hat{\mathbf{R}}}{R^2} \cdot \hat{\mathbf{R}} R^2 d\Omega = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \int_{\partial V_K} d\Omega = \frac{q}{\varepsilon_0}.$$

Für die andere Feldgleichung betrachten wir das Arbeitsintegral, also die von einer Punktladung q verrichtete Arbeit gegen die elektrische Kraft $\mathbf{F}_{\text{el}} = q\mathbf{E}$,

$$W = -q \int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = q \int_C \nabla\phi \cdot d\mathbf{r} = q \int_C d\phi = q [\phi(2) - \phi(1)].$$

Insbesondere gilt

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = 0. \quad (3.9)$$

Die Feldlinien des elektrostatischen Feldes sind nicht geschlossen, es gibt keine Zirkulation in der Elektrostatik, $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$.

3.3.3 Potentialgleichung

Aus dem Gaußschen Gesetz können wir die folgende Poisson-Gleichung ableiten, die für $\rho = 0$ zu einer Laplace-Gleichung wird:

$$\boxed{\nabla^2 \phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho.} \quad (3.10)$$

Zur Lösung einer linearen Differentialgleichung können wir die Methode der Greenschen Funktion verwenden. Dabei drücken wir die Lösung allgemein als Faltung der Ladungsdichte mit einer sogenannten Greenschen Funktion aus,

$$\phi(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}'. \quad (3.11)$$

Durch Vergleich mit der Bestimmungsgleichung des elektrischen Potentials können wir die Greensche Funktion für diese Differentialgleichung ablesen:

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (3.12)$$

Insbesondere gilt für eine Punktladung $\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, dass $\phi(\mathbf{r}) = qG(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ und damit, dass

$$\nabla^2 \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0).$$

3.3.4 Feldlinien

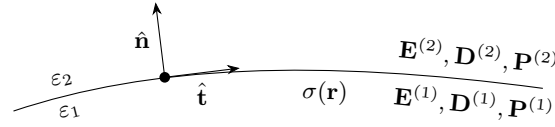


Abb. 3.2: Äquipotentiallinien (gestrichelt) und elektrische Feldlinien (durchgezogen) von zwei ungleichnamigen Ladungen.

Als Äquipotentiallinien bzw. -flächen werden die Linien/Flächen gleichen Potentials, $\phi = \text{const}$ bezeichnet. Die Feldlinien stehen senkrecht auf den Äquipotentialflächen, weil $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi$. In Abb. 3.2 sind die Äquipotentiallinien und die Feldlinien einer positiven und einer negativen Ladung dargestellt.

3.3.5 Elektrostatische Energie

Die potentielle Energie einer Ladung q am Ort \mathbf{r} im Feld $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ ist definiert über einen Referenzpunkt $\phi_1 = 0$, der zum Beispiel im Unendlichen liegt (aber je nach Anwendung auch an anderen Punkten liegen kann):

$$U(\mathbf{r}) = q\phi(\mathbf{r}). \quad (3.13)$$

Zum Beispiel ist die potentielle Energie von zwei Punktladungen

$$U = q_1\phi_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1q_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}.$$

Die elektrostatische Energie U von N Punktladungen im eigenen Feld kann dann in zwei Schritten bestimmt werden.

- Bestimme die Energie von q_i im Feld von q_j ($j = 1, \dots, i-1$):

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

- Bringe N Ladungen sukzessive an ihren Ort:

$$U = \sum_{i=2}^N U_i(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=2}^N \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_i q_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j}^N \frac{q_i q_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}$$

Für eine kontinuierliche Ladungsverteilung ergibt sich

$$U = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}).$$

Bemerkungen:

- Den zusätzlichen Faktor von $1/2$ erhält man, weil $\phi(\mathbf{r})$ von $\rho(\mathbf{r})$ selbst erzeugt wird und die gegenseitige Wirkung von je zwei Ladungen die gleiche ist.
- Für beschränkte ρ ist $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$ wohldefiniert, da $d^3r = r^2 dr d\Omega$.

3 Elektrostatik

Es ist auch möglich, die Energie durch das Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ auszudrücken:

$$U = \frac{\varepsilon_0}{2} \int d^3\mathbf{r} \phi \nabla^2 \phi \stackrel{\text{partielle Int.}}{=} \frac{\varepsilon_0}{2} \int d^3\mathbf{r} \nabla \phi \cdot \nabla \phi = \frac{\varepsilon_0}{2} \int d^3\mathbf{r} |\mathbf{E}|^2.$$

Damit lässt sich die Energiedichte in der Elektrostatik folglich schreiben als

$$u(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}.$$

3.3.6 Homogen geladene Kugel

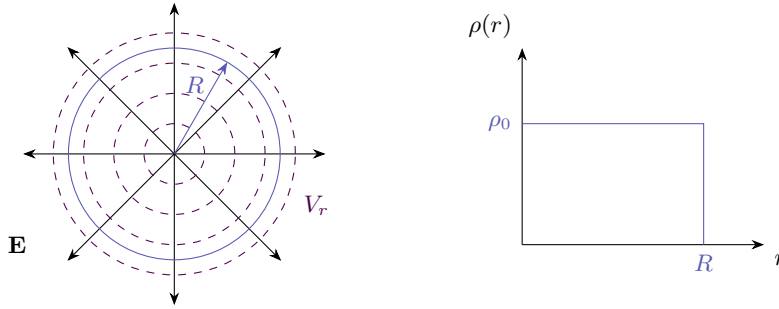


Abb. 3.3: Links: Äquipotentiallinien und elektrische Feldlinien einer homogen geladenen Kugel mit Radius R . Rechts: Die Ladungsdichte ist konstant ρ_0 innerhalb ($r < R$) und gleich 0 außerhalb der Kugel.

Auf der homogen geladenen Kugel V_r ist die Ladungsdichte $\rho(\mathbf{r})$ innerhalb der Kugel konstant ρ_0 und außerhalb der Kugel gleich 0 (siehe Abb. 3.3). Das Problem ist kugelsymmetrisch und hängt nur von der Radialrichtung ab.

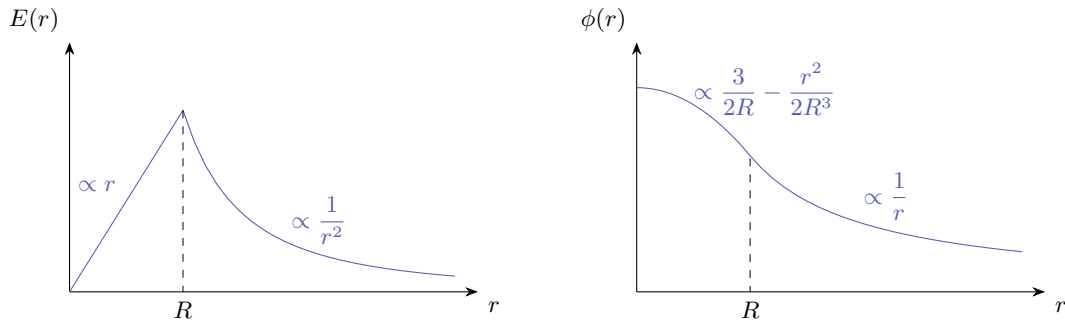


Abb. 3.4: Links: Elektrisches Feld einer homogen geladenen Kugel. Das Feld steigt im Inneren linear an und fällt im Äußeren mit r^{-2} ab. Rechts: Das Potential fällt im Äußeren genauso ab wie das Potential einer Punktladung.

Feld und Potential können zum Beispiel über das Gaußsche Gesetz berechnet werden:

$$\begin{aligned} \int_{V_r} d^3r' \frac{\rho(r')}{\varepsilon_0} &= \int_{V_r} d^3r' \operatorname{div} \mathbf{E} = \int_{\partial V_r} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f} \Rightarrow 4\pi r^2 E(r) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^r dr' r'^2 \rho(r') \\ \Rightarrow E(r) &= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{r}{R^3}, & r < R \\ \frac{1}{r^2}, & r \geq R \end{cases} \xrightarrow{\text{Integration}} \phi(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{3}{2R} - \frac{r^2}{2R^3}, & r < R \\ \frac{1}{r}, & r \geq R \end{cases}. \end{aligned}$$

Beide Größen sind in Abb. 3.4 dargestellt. Bemerkenswert ist, dass für $r \geq R$ das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E(r) \cdot \mathbf{e}_r$ gerade dem Feld einer Punktladung Q im Mittelpunkt der Kugel entspricht.

Es soll nun die Energiedichte $u(\mathbf{r})$ für die homogen geladene Kugel berechnet werden:

$$u(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}|^2 = \frac{Q^2}{32\pi^2\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{r^2}{R^6}, & r < R \\ \frac{1}{r^4}, & r \geq R \end{cases}.$$

Daraus ergibt sich die elektrostatische Energie („Selbstenergie“ einer homogen geladenen Kugel)

$$U = 4\pi \int_0^\infty dr u(r) r^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{3}{5} \frac{Q^2}{R}.$$

Diese Rechnung lässt über die Ruheenergie eines Elektrons eine Abschätzung für den Elektronenradius zu (sogenannter klassischer Elektronenradius):

$$U \stackrel{!}{=} m_e c^2 \approx 0,5 \text{ MeV} \Rightarrow R_e = 1,7 \cdot 10^{-15} \text{ m}.$$

Allerdings liegt die Compton-Wellenlänge $\lambda_e = h/(m_e c) = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ schon weit über diesem Radius, sodass Quanteneffekte hier nicht vernachlässigbar sind.

3.3.7 Extremalprinzip und Kapazitäten

In der Elektrostatik sind Leiter stets Äquipotentialflächen, d.h. $\phi = \text{const}$ und daher $\mathbf{E} = -\nabla\phi = \mathbf{0}$ entlang des Leiters. Sonst würde ein Strom fließen, weil sich die freien Elektronen im Leiter aufgrund des nicht-verschwindenden Feldes bewegen würden.

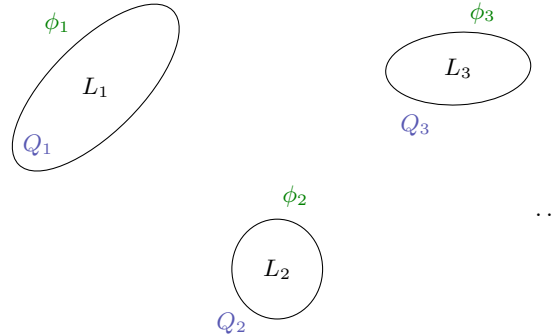


Abb. 3.5: Anordnung von elektrischen Leitern L_i mit Ladungen Q_i und Potentialen ϕ_i .

Betrachte den Fall von n Leitern mit Volumen L_i , je der Ladung Q_i und dem Potential ϕ_i , wie schematisch in Abb. 3.5 gezeigt.

Es soll untersucht werden, wie aus der Ladungsverteilung die Potentiale und das elektrische Feld bestimmt werden können.

Theorem von Thomson:

Die Ladungsdichten $\rho_i(\mathbf{r})$ in Leitern i stellen sich so ein, dass die Gesamtenergie minimal wird.

Für den Beweis wird die Gesamtenergie betrachtet:

$$U = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0} \sum_{ij} \int_{L_i} d^3\mathbf{r}_i \int_{L_j} d^3\mathbf{r}_j \frac{\rho_i(\mathbf{r}_i) \rho_j(\mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}.$$

3 Elektrostatik

Minimierung unter der Nebenbedingung $\int_{L_i} d^3\mathbf{r} \rho_i(\mathbf{r}) = Q_i$ führt auf

$$\frac{\partial}{\partial \rho_k(\mathbf{r})} \left(U - \sum_i \phi_i \int_{L_i} d^3\mathbf{r} \rho_i(\mathbf{r}) \right) = 0,$$

wobei in Voraussicht die Lagrange-Parameter als ϕ_i bezeichnet werden, weil sich mit

$$\partial_{\rho_k(\mathbf{r})} \sum_i \int \rho_i(\mathbf{r}) f_i(\mathbf{r}) d^3r = f_k(\mathbf{r})$$

ergibt, dass

$$\phi_k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_j \int_{L_j} d^3\mathbf{r}_j \frac{\rho_j(\mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|}, \quad \mathbf{r}_k \in L_k$$

was gerade der Bestimmungsgleichung für das Potential ϕ_k als Potential von L_k entspricht. Da das Vorgehen der Minimierung der Gesamtenergie auf das richtige Potential führt, ist das Theorem bestätigt.

Die Potentiale ϕ_i lassen sich linear über die Ladungen Q_i zerlegen,

$$\phi_i = \sum_j p_{ij} Q_j,$$

weil einerseits gilt, dass $\nabla^2 \phi = -\rho/\epsilon_0$ und andererseits ϕ linear in ρ ist. Dieser Zusammenhang lässt sich invertieren,

$$Q_i = \sum_j C_{ij} \phi_j,$$

wobei dann die Vorfaktoren C_{ij} als Kapazitäten mit der Einheit $[C_{ij}] = 1 \text{ CV}^{-1} = 1 \text{ F}$ definiert werden. Aus dem Ausdruck für die elektrostatische Energie

$$U = \frac{1}{2} \sum_i \underbrace{\int_{L_i} d^3\mathbf{r}_i \rho_i(\mathbf{r}_i) \phi_i}_{Q_i = \sum_j C_{ij} \phi_j} = \frac{1}{2} \sum_{ij} \phi_i C_{ij} \phi_j$$

folgt die Symmetrie $C_{ij} = C_{ji}$.

So gilt zum Beispiel für einen Plattenkondensator allgemein

$$C = \frac{Q}{V}, \quad U = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} QV,$$

für einen Plattenkondensator mit parallelen Platten der Fläche A und Abstand d

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d},$$

für einen Zylinderkondensator der Länge L und mit Radien $r_1 < r_2$

$$C = 2\pi\epsilon_0\epsilon_r \frac{L}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$$

und schließlich für einen Kugelkondensator mit Radien $r_1 < r_2$

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)^{-1} = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r \frac{r_1 r_2}{d}.$$

Abb. 3.6 bildet diese drei einfachen Kondensatorgeometrien ab.

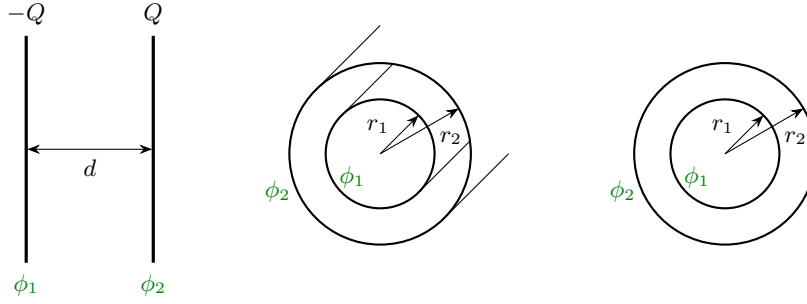


Abb. 3.6: Schematische Darstellung eines Plattenkondensators mit parallelen, ebenen Platten (links), eines Zylinderkondensators (Mitte) und eines Kugelkondensators (rechts). Auf den Platten ist das Potential jeweils ϕ_1 und ϕ_2 .

3.3.8 Maxwellscher Spannungstensor

Auf ein Volumen V mit der Ladungsdichte $\rho(\mathbf{r})$ im elektrischen Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ ist die Kraftdichte

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})$$

und es wirkt somit eine Gesamtkraft

$$\mathbf{F} = \int_V d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}).$$

Zu unterscheiden sind zwei Fälle. Liegt kein äußeres Feld an, so wird $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ allein von $\rho(\mathbf{r})$ erzeugt und es gilt

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

Aufgrund der Asymmetrie des Integranden verschwindet \mathbf{F} .

Liegt ein äußeres Feld an, z. B. durch benachbarte Körper, dann gilt

$$\begin{aligned} b_i &= \rho E_i = \epsilon_0 E_i \nabla_j E_j = \epsilon_0 [\nabla_j (E_i E_j) - E_j \nabla_j E_i] \\ &= \epsilon_0 [\nabla_j (E_i E_j) - E_j \nabla_i E_j] = \epsilon_0 \nabla_j (E_i E_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} E_k E_k). \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck lässt sich schreiben als

$$b_i = \nabla_j T_{ij}(\mathbf{r})$$

mit

$$T_{ij}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 (E_i E_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} E_k E_k),$$

dem Maxwell'schen Spannungstensor. Aus der Spur ergibt sich direkt die Energiedichte:

$$\text{Sp } T = T_{ii} = \epsilon_0 \left(\mathbf{E}^2 - \frac{3}{2} \mathbf{E}^2 \right) = -\frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 = -u(\mathbf{r}).$$

Mithilfe des Spannungstensors lässt sich die Kraft nach

$$F_i = \int_V d^3\mathbf{r} \nabla_j T_{ij} = \int_{\partial V} T_{ij} \hat{n}_j df$$

berechnen. Der Spannungstensor ist also eine lineare Abbildung, die aus $\hat{\mathbf{n}}$ die Oberflächenkraftdichte generiert. Die Diagonalelemente bestimmen dabei die Beiträge durch Zugspannungen während die anderen Einträge Beiträge durch Scherspannungen darstellen.

3.4 Randbedingungen des elektrischen Feldes auf Grenzflächen

...

3.5 Randwertprobleme der Elektrostatik

Meist sind bei der Lösung von elektrostatischen Problemen der Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

in einem Volumen V noch die Randbedingungen auf ∂V zu berücksichtigen.

3.5.1 Eindeutigkeit der Lösung

Allgemein sind drei verschiedene Arten von Randbedingungen möglich.

1. Dirichlet-Randbedingung: Das Potential ist auf dem Rand vorgegeben, $\phi|_{\partial V}$.
2. Neumann-Bedingung: Die Normalenableitung der Lösung wird auf dem Rand vorgegeben,

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \phi|_{\partial V} = \left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{\partial V}.$$

3. Cauchy-Bedingung: $a(1) + b(2)$ ist vorgegeben.

Zum Beispiel kommt die Dirichlet-Randbedingung bei Oberflächen von Leitern vor, von denen wir ja bereits wissen, dass dort das Potential konstant gleich 0 ist.

Für Dirichlet- und Neumann-Randbedingungen ist die Lösung der Poisson-Gleichung eindeutig.

Der Beweis ist einfach, denn seien ϕ_1 und ϕ_2 zwei unterschiedliche Lösungen, dann erfüllt $\phi_d = \phi_1 - \phi_2$ die Gleichung $\nabla^2 \phi_d = 0$ mit der Randbedingung

$$\begin{cases} \phi_d|_{\partial V} &= 0 \\ \left. \frac{\partial \phi_d}{\partial n} \right|_{\partial V} &= 0 \end{cases},$$

da $\phi_{1,2}$ die gleichen Randbedingungen erfüllen. Mit der zweiten Greenschen Identität folgt

$$\int_V (\varphi \nabla^2 \psi + \nabla \varphi \cdot \nabla \psi) dV = \int_{\partial V} \varphi \nabla \psi \cdot d\mathbf{f}.$$

Setze nun $\varphi = \psi = \phi_d$,

$$\int_V (\nabla \phi_d)^2 dV = 0.$$

Da nun aber der Integrand stets positiv ist, folgt $\nabla \phi_d = 0$ und also ohne Beschränkung der Allgemeinheit $\phi_d = \text{const} = 0$.

3.5.2 Methode der Greenschen Funktion

3.5.3 Aussagen zur Potentialtheorie

3.5.4 Lösungen zur Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten

Die Laplace-Gleichung ist eine zentrale Gleichung in der Physik. In der Elektrostatik gilt sie zum Beispiel im ladungsfreien Raum, aber sie spielt auch für viele andere Modelle eine große Rolle. In kartesischen Koordinaten nimmt die Gleichung die Form

$$\nabla^2 \phi = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi = 0$$

an. Die Lösung lässt sich in Eigenfunktionen des Laplace-Operators zerlegen. Diese sind zum Beispiel für den kartesischen Fall ebene Wellen.

Für kugelsymmetrische Problem bietet es sich an in Kugelkoordinaten zu rechnen. In Kugelkoordinaten lässt sich der Laplace-Operator in Radial- und Winkelanteil zerlegen:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi &= \nabla_r^2 \phi + \frac{1}{r^2} \nabla_{\varphi, \vartheta}^2 \phi \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} \phi + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \phi - \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \phi. \end{aligned}$$

Zur Lösung wird ein Produktansatz gemacht,

$$\phi(r, \varphi, \vartheta) = R(r) Y(\varphi, \vartheta).$$

Eingesetzt in die Laplace-Gleichung ergibt sich

$$Y \nabla_r^2 R + \frac{R}{r^2} \nabla_{\varphi, \vartheta}^2 Y = 0 \Leftrightarrow \frac{r^2}{R} \nabla_r^2 R = -\frac{1}{Y} \nabla_{\varphi, \vartheta}^2 Y = \text{const}$$

und hieraus erhält man separat die radialen Eigenfunktionen

$$R(r) = \alpha r^l + \beta r^{-(l+1)}$$

und die bereits aus der Quantenmechanik bekannten Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\varphi, \vartheta)$ für den Winkelanteil nach der Eigenwertgleichung

$$\nabla_{\varphi, \vartheta}^2 Y_{lm} = -l(l+1) Y_{lm}.$$

Die Gesamtlösung setzt sich dann zusammen aus dem Radial- und Winkelanteil:

$$\phi(r, \varphi, \vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \underbrace{(\alpha_{lm} r^l + \beta_{lm} r^{-(l+1)})}_{\text{Radialanteil}} \cdot \underbrace{Y_{lm}(\varphi, \vartheta)}_{\text{Winkelanteil}}.$$

Für zylindersymmetrische Probleme ist die φ -Abhängigkeit aufgehoben und es brauchen nur Funktionen mit $m = 0$ betrachtet zu werden.

Für die Kugelflächenfunktionen von zwei Vektoren $\mathbf{r}_1 = (r_1, \varphi_1, \vartheta_1)$ und $\mathbf{r}_2 = (r_2, \varphi_2, \vartheta_2)$ gilt das folgende Additionstheorem:

$$\sum_{m=-l}^l Y_{lm}(\varphi_1, \vartheta_1) Y_{lm}^*(\varphi_2, \vartheta_2) = \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\cos \angle(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)).$$

3 Elektrostatik

Die Greensche Funktion kann mit diesem Additionstheorem nach den Kugelflächenfunktionen entwickelt werden,

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \vartheta}} = \sum_l \frac{r_{<}^l}{r_{>}^{l+1}} P_l(\cos \vartheta), \quad r_{>} = \max(r, r'), \quad r_{<} = \min(r, r').$$

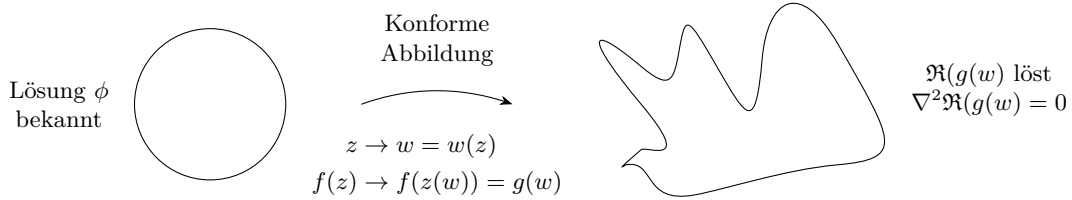


Abb. 3.7: Für Probleme mit komplexen Geometrien kann mithilfe einer konformen Abbildung z die Lösung aus der Lösung für den kugelsymmetrischen Fall abgeleitet werden.

Obwohl die Wahl der Kugelkoordinaten nur für wenige Probleme sinnvoll ist, kann die Lösung für das kugelförmige Problem durch konforme Abbildungen auf komplexere Geometrien angewandt werden (Abb. 3.7).

3.6 Multipolentwicklung

Bei der Multipolentwicklung klassifiziert man bestimmte Ladungsverteilungen nach sogenannten Momenten (Dipolmoment, Quadrupolmoment, ...). Zum Beispiel beschreibt das Dipolmoment zwei räumlich voneinander getrennte Ladungen unterschiedlichen Vorzeichens. Auch ein nach außen insgesamt elektrisch neutraler Körper kann ein Dipolmoment aufweisen, nämlich wenn die Schwerpunkte von der positiven und negativen Ladung nicht zusammenfallen. Ein prominentes mikroskopisches Beispiel ist das Wassermolekül (Abb. 3.8), bei dem das Sauerstoffatom eine bedeutend größere Elektronegativität besitzt als die Wasserstoffatome und dadurch eine Ladungsverschiebung der gebundenen Elektronen zum Sauerstoffatom hin bewirkt. Dadurch besitzt dieses lokal eine Ladung von $-0,8\text{ eV}$, während die Wasserstoffatome eine Ladung von je $0,4\text{ eV}$ tragen.

Das Dipolmoment \mathbf{p} ist ein Vektor und per Definition von der negativen Ladung zur positiven gerichtet. Die Einheit des Dipolmoments ist $1\text{ Debye} = 3,34 \cdot 10^{-30}\text{ C m}$.

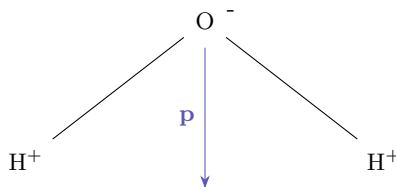


Abb. 3.8: Das Wassermolekül ist ein Dipol, bei dem das Sauerstoffatom eine negative Partialladung trägt, während die Wasserstoffatome aufgrund ihrer geringeren Elektronegativität entsprechend positiv geladen sind.

Für die Multipolentwicklung wird das Potential

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

nach den sogenannten Momenten der Ladungsverteilung entwickelt. Dazu wird zunächst eine Taylorentwicklung für den Ausdruck $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ um \mathbf{r} durchgeführt ($|\mathbf{r}| = r$, Einsteinsche Summenkonvention):

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{r} - x'_i \partial_i \frac{1}{r} + \frac{1}{2} x'_i x'_j \partial_i \partial_j \frac{1}{r} + \dots + \frac{(-1)^n}{n!} x'_{i_1} \dots x'_{i_n} \partial_{i_1} \dots \partial_{i_n} \frac{1}{r}.$$

Damit lässt sich das Potential nähern als

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}) &\approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\int d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{r} - \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_i \partial_i \frac{1}{r} + \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_i x'_j \partial_i \partial_j \frac{1}{r} + \dots \right. \\ &\quad \left. + \frac{(-1)^n}{n!} \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_{i_1} \dots x'_{i_n} \partial_{i_1} \dots \partial_{i_n} \frac{1}{r} \right) \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\underbrace{\frac{1}{r} \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}')}_q - \partial_i \underbrace{\frac{1}{r} \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_i}_{p_i} + \frac{1}{6} \partial_i \partial_j \underbrace{\frac{1}{r} \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') (3x'_i x'_j - r'^2 \delta_{ij})}_{Q_{ij}} + \dots \right. \\ &\quad \left. + \partial_{i_1} \dots \partial_{i_n} \underbrace{\frac{1}{r} \frac{(-1)^n}{n!} \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_{i_1} \dots x'_{i_n}}_{M_{i_1 \dots i_n}} \right) \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{r} - p_i \partial_i \frac{1}{r} + \frac{1}{6} Q_{ij} \partial_i \partial_j \frac{1}{r} + \dots + M_{i_1 \dots i_n} \partial_{i_1} \dots \partial_{i_n} \frac{1}{r} \right). \end{aligned}$$

Dabei identifizieren wir das Dipolmoment als Tensor erster Stufe

$$p_i = \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_i,$$

das Quadrupolmoment als Tensor zweiter Stufe

$$Q_{ij} = \int d^3\mathbf{r}' (3x'_i x'_j - r'^2 \delta_{ij}) \rho(\mathbf{r}'),$$

bei dem standardmäßig noch der Term $-r'^2 \delta_{ij}$ hinzugefügt wird, welcher aber nicht zu $\phi(\mathbf{r})$ beiträgt, weil

$$\delta_{ij} \partial_i \partial_j \frac{1}{r} = \sum_i \partial_i^2 \frac{1}{r} = \nabla^2 \frac{1}{r} = 0$$

und schließlich das n -te Multipolmoment

$$M_{i_1 \dots i_n} \propto \int d^3\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') x'_{i_1} \dots x'_{i_n}.$$

Mit den Identitäten

$$\partial_i \frac{1}{r} = -\frac{1}{r^2} \partial_i r = -\frac{x_i}{r^3}, \quad \partial_i \partial_j \frac{1}{r} = \frac{3x_i x_j}{r^5} - \frac{\delta_{ij}}{r^3},$$

(wobei der Term δ_{ij}/r^3 irrelevant ist wegen $\delta_{ij} Q_{ij} = Q_{ii} = 0$) erhält man dann für das Potential

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{r} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{2} Q_{ij} \frac{x_i x_j}{r^5} + \dots \right).$$

3.6.1 Diskussion der Multipolmomente

1. Monopol (Potential/Feld einer Punktladung $\rho_m = q\delta(\mathbf{r})$):

$$\phi_m(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3}$$

2. Dipol:

$$\begin{aligned}\phi_d &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \mathbf{p} \cdot \nabla \frac{1}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3} \propto \frac{1}{r^2} \\ E_i &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} p_j \nabla_i \nabla_j \frac{1}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p_j}{r^3} \left(\frac{3x_i x_j}{r^2} - \delta_{ij} \right) \propto \frac{1}{r^3}\end{aligned}$$

Wir sehen, dass das Feld eines Dipols mit r^{-3} abnimmt, während dasjenige eines Monopols nur mit r^{-2} abfällt. Die Felder der einzelnen Ladungen heben sich im Fernfeld zum Teil auf.

Die Ladungsdichte eines elementaren Dipols ist

$$\rho_d(\mathbf{r}) = q \left(\delta\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{d}}{2}\right) - \delta\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{d}}{2}\right) \right),$$

woraus sich ein Dipolmoment von

$$\mathbf{p} = q\mathbf{d} \parallel \mathbf{d}$$

ergibt.

Man kann auch einen sogenannten Punktdipol betrachten – ein idealisiertes Objekt, bei dem der Abstand \mathbf{d} gegen 0 geht:

$$\mathbf{p} = \lim_{\substack{d \rightarrow 0 \\ qd < \infty}} q\mathbf{d}, \quad \rho_d(\mathbf{r}) = -\mathbf{p} \cdot \nabla \delta(\mathbf{r}), \quad \phi_d = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \mathbf{p} \cdot \nabla \frac{1}{r}$$

3. Quadrupol:

$$\begin{aligned}\phi_Q &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{6} Q_{kl} \nabla_k \nabla_l \frac{1}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2} Q_{kl} \frac{x_k x_l}{r^5} \propto \frac{1}{r^3} \\ E_i &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{6} Q_{kl} \nabla_i \nabla_k \nabla_l \frac{1}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_{kl}}{2} \frac{5x_i x_k x_l - r^2 (\delta_{kl} x_i + \delta_{il} x_k + \delta_{ik} x_l)}{r^7}\end{aligned}$$

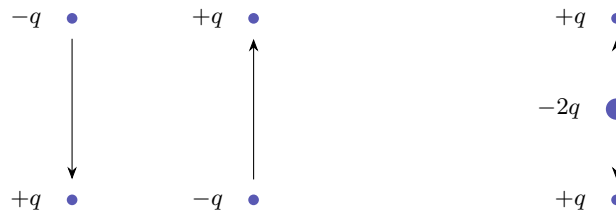


Abb. 3.9: Elementare Quadrupole können in zwei verschiedenen Konfigurationen auftreten.

Es gibt zwei elementare Quadrupole (mit $\mathbf{p} = 0$), die in Abb. 3.9 zu sehen sind.

Wird der Bezugspunkt/Aufpunkt verschoben, so ändern sich im Allgemeinen die Multipolmomente, aber das erste Moment, das bei der Multipolentwicklung einer Ladungsverteilung ungleich 0 ist, bleibt unverändert.

Das niedrigste, nicht-verschwindende Multipolmoment in der Entwicklung ist unabhängig vom Bezugspunkt.

Man kann auch sphärische Multipolmomente mithilfe von Kugelflächenfunktionen ausdrücken.

3.6.2 Energie von Multipolen im äußeren Feld

Die Energie von Multipolen in einem externen Potential $\phi_e(\mathbf{r})$ kann aus der bereits bekannten Formel für die Energie einer beliebigen Ladungsverteilung $\rho(\mathbf{r})$ abgeleitet werden,

$$U = \int_V d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \phi_e(\mathbf{r}).$$

Wir nehmen an, dass die Änderung von ϕ_e in V nur klein ist und erhalten durch eine Taylorentwicklung

$$\begin{aligned} U &= \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \left[\phi_e(0) + \mathbf{r} \nabla \phi_e(0) + \frac{1}{2} x_i x_j \nabla_i \nabla_j \phi_e(0) + \dots \right] \\ &= q\phi(0) - \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_e(0) - \frac{1}{6} Q_{ij} \nabla_j E_e^{(i)}(0) + \dots \end{aligned}$$

Die Energie der Multipole ist also durch die n -fache Ableitung des Potentials $\nabla^n \phi$ bestimmt. Diese Rechnung erlaubt wegen der Taylorentwicklung eine beliebige Wahl des Bezugspunkts.

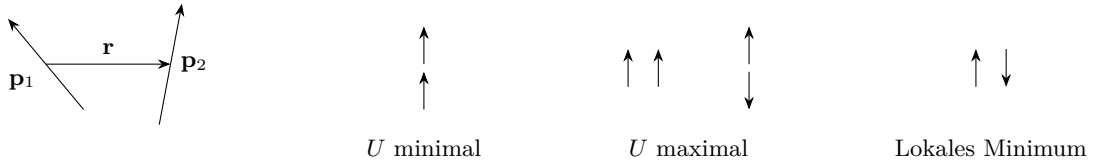


Abb. 3.10: Links: Schematische Darstellung zweier Dipole $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ mit Abstand \mathbf{r} . Weitere Abbildungen: Spezielle Anordnungen zweier Dipole, für die die Energie extremal wird.

Als typisches Beispiel soll die Wechselwirkung zweier Dipole betrachtet werden. Die potentielle Energie kann berechnet werden, indem der Dipol \mathbf{p}_2 wie oben beschrieben in das Feld des Dipols \mathbf{p}_1 gesetzt wird (oder umgekehrt):

$$U_{DD} = -\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^3} \left(\frac{3(\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}_1)(\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}_2)}{r^2} - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 \right).$$

Diese wird minimal für $\mathbf{p}_1 \parallel \mathbf{p}_2 \parallel \mathbf{r}$ und maximal für $\mathbf{p}_1 \parallel \mathbf{p}_2 \perp \mathbf{r}$. Diese Konfigurationen sind in Abb. 3.10 zusammengestellt. Für antiparallele \mathbf{p}_1 und \mathbf{p}_2 und $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \perp \mathbf{r}$ wird außerdem ein lokales Minimum erreicht. Aus diesem Grund bilden Dipolmoleküle auch häufig Molekülketten.

Zuletzt sollen noch Drehmomente auf Multipole diskutiert werden. Es ist

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \int d^3\mathbf{r} \mathbf{r} \times \underbrace{\rho(\mathbf{r}) \mathbf{E}_e(\mathbf{r})}_{\text{Kraftdichte}} \Rightarrow M_i = \int d^3\mathbf{r} \epsilon_{ijk} x_j \rho(\mathbf{r}) \underbrace{E_e^{(k)}(\mathbf{r})}_{\approx E_e^{(k)}(0) + x_l \nabla_l E_e^{(k)}(0)} \\ &\Rightarrow M_i = (\mathbf{p} \times \mathbf{E}_e)_i + \frac{1}{3} \epsilon_{ijk} Q_{jl} \nabla_l E_e^{(k)} \end{aligned}$$

Insbesondere dreht das Drehmoment \mathbf{M} einen Dipol parallel zu \mathbf{E} , da $\mathbf{M} = 0$ für $\mathbf{p} \parallel \mathbf{E}_e$ und

$$U = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_e = -pE_e \cos \vartheta \Rightarrow M = -\frac{\partial U}{\partial \vartheta} = -pE_e \sin \vartheta = -|\mathbf{p} \times \mathbf{E}_e|.$$

4 Elektrische Felder in Materie

In diesem Kapitel werden die makroskopischen Gleichungen der Elektrostatik in Materie beschrieben und erläutert.

4.1 Mikroskopische Gleichungen der Elektrostatik und Mittelung

Bis jetzt haben wir nur freie Ladungen betrachtet. Die Ladungsdichte $\rho(\mathbf{r})$ erzeugt ein elektrisches Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. In Materie sind zusätzlich auch gebundene Ladungen vorhanden, die mit dem Feld wechselwirken. Das können (nach außen hin elektrisch neutrale) Atome, geladenen Ionen, permanente Dipole (oder Multipole) sein (z.B. H_2O), sowie Dipole sein, die durch ein äußeres elektrisches Feld induziert werden.

Um diese Wechselwirkung zu beschreiben, wird eine Mittelung der mikroskopischen Gleichungen

$$\operatorname{div} \mathbf{e} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}), \quad \operatorname{rot} \mathbf{e} = 0$$

durchgeführt. Wir haben bisher einzelne Ladungen durch δ -Funktionen in der Ladungsdichte beschrieben. Dadurch kommt es zu starken räumlichen Ladungsschwankungen. Für eine makroskopische Betrachtung in Größenordnungen von Nanometern wenden wir eine räumliche Mittelung bzw. Glättungsfunktion auf die Ladungsdichteverteilung an.

4.1.1 Glättungsfunktion

Um eine stark variierende Funktion $F(\mathbf{r}, t)$ zu mitteln, wird sie mit einer sogenannten Glättungsfunktion f gefaltet. Dabei kann es sich z.B. um eine Gauß-Funktion handeln:

$$F(\mathbf{r}, t) \xrightarrow{\text{Mittelung}} \langle F(\mathbf{r}, t) \rangle = \int f(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) F(\mathbf{r}', t) d^3\mathbf{r}'.$$

Für eine Punktladung $F(\mathbf{r}) = F_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ ist dann zum Beispiel $\langle F \rangle = F_0 f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$.

Für die Mittelung gelten die folgenden Eigenschaften:

1. Die Mittelung der konstanten Funktion $F = 1$ ist genau dann konstant 1, wenn die Glättungsfunktion über den gesamten Raum auf 1 normiert ist,

$$\langle 1 \rangle = 1 \Leftrightarrow \int d^3\mathbf{r} f = 1.$$

2. $\partial_i \langle F \rangle = \langle \partial_i F \rangle$.

4.2 Makroskopische Gleichungen der Elektrostatik

Mithilfe der Glättung kann man das makroskopische \mathbf{E} -Feld als

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{e}(\mathbf{r}, t) \rangle$$

schreiben. Für die Ladungsdichte erhält man

$$\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = \langle \rho_f(\mathbf{r}) + \rho_b(\mathbf{r}) \rangle = \langle \rho_f(\mathbf{r}) \rangle + \langle \rho_b(\mathbf{r}) \rangle \equiv \rho_F + \rho_B.$$

Die gebundenen Ladungen werden als Summe der Ladungsdichten einzelner Moleküle geschrieben:

$$\rho_b(\mathbf{r}) = \sum_n \rho_n(\mathbf{r}), \rho_n(\mathbf{r}) = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_{ni}))$$

mit neuen Bezugspunkten \mathbf{r}_n für die einzelnen Moleküle. Für die Mittelung wird dann eine Taylor-Entwicklung um diese neuen Bezugspunkte \mathbf{r}_n durchgeführt:

$$\begin{aligned} \langle \rho_n(\mathbf{r}) \rangle &= \sum_i q_i f(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_{ni})) \\ &= \sum_i q_i \left[f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) - \mathbf{r}_{ni} \cdot \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{ni})_k (\mathbf{r}_{ni})_l \nabla_k \nabla_l f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \dots \right]. \end{aligned}$$

Daraus können die molekularen Dipolmomente bestimmt werden:

$$q_n = \sum_i q_i \quad (\text{Molekulare Ladung})$$

$$\mathbf{p}_n = \sum_i q_i \mathbf{r}_{ni} \quad (\text{Molekulares Dipolmoment})$$

$$(\mathbf{Q}_n)_{kl} = 3 \sum_i q_i (\mathbf{r}_{ni})_k (\mathbf{r}_{ni})_l \quad (\text{Molekulares Quadrupolmoment})$$

(vgl. Multipolmomente einer kontinuierlichen Ladungsverteilung, aber hier jetzt diskret). Insgesamt ergibt sich eine Verschmierung punktförmiger molekularer Multipole

$$\begin{aligned} \langle \rho_n(\mathbf{r}) \rangle &= q_n f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) - \mathbf{p}_n \cdot \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \frac{1}{6} (\mathbf{Q}_n)_{kl} \nabla_k \nabla_l f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \\ &= \langle q_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle - \nabla \cdot \langle \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle + \frac{1}{6} \nabla_k \nabla_l \langle (\mathbf{Q}_n)_{kl} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle \end{aligned}$$

und für die gemittelte gebundene Ladungsdichte

$$\langle \rho_b(\mathbf{r}) \rangle = \rho_m(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \nabla_k \nabla_l Q_{kl} + \dots$$

mit der makroskopischen Ladungsdichte (Monopoldichte)

$$\rho_m(\mathbf{r}) = \left\langle \sum_n q_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \right\rangle,$$

der Polarisation (Dipolmomentendichte)

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \left\langle \sum_n \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \right\rangle$$

und so weiter.

Damit ergibt sich jetzt insgesamt die gemittelte mikroskopische Ladungsdichte

$$\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = \langle \rho_f(\mathbf{r}) \rangle + \langle \rho_b(\mathbf{r}) \rangle = \underbrace{\rho_F(\mathbf{r}) + \rho_m(\mathbf{r})}_{\rho_{\text{Ma}}(\mathbf{r})} - \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \nabla_k \nabla_l Q_{kl}(\mathbf{r})}_{\rho_{\text{Mi}}(\mathbf{r})}$$

und es folgt für die makroskopischen Feldgleichungen

$$\begin{aligned} \langle \text{div } \mathbf{e} \rangle &= \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho(\mathbf{r}) \rangle, \quad \langle \text{rot } \mathbf{e} \rangle = \mathbf{0} \\ \text{div } \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_{\text{Ma}}(\mathbf{r}) + \rho_{\text{Mi}}(\mathbf{r})) = \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_{\text{Ma}}(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \nabla_k \nabla_l Q_{kl}(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

und

$$\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0}.$$

An dieser Stelle führen wir jetzt das sogenannte dielektrische Verschiebungsfeld \mathbf{D} ein:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{P}(\mathbf{r}) - \nabla Q(\mathbf{r}).$$

Dabei ist die Idee, dass höhere Multipole der Ladungen jetzt in dem Hilfsfeld \mathbf{D} stecken. In der Regel wird übrigens bereits das Quadrupolmoment vernachlässigt.

Damit können die makroskopischen Feldgleichungen jetzt geschrieben werden als

$$\boxed{\text{div } \mathbf{D} = \rho_{\text{Ma}}(\mathbf{r}), \quad \text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0}.}$$

Die Quellen des dielektrischen Verschiebungsfeldes sind also die makroskopischen Ladungsdichten und nicht die höheren Multipolmomente. Außerdem ist \mathbf{D} nur ein Hilfsfeld, das fundamentale Feld ist das elektrische Feld \mathbf{E} .

Die Polarisation \mathbf{P} wird zur Darstellung in der Regel nach \mathbf{E} entwickelt,

$$P_i(\mathbf{E}) = \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \dots,$$

wobei $\chi_{ij}^{(1)}, \chi_{ijk}^{(2)}, \dots$ die hier neu eingeführten elektrischen Suszeptibilitätstensoren sind. Im linearen, isotropen Medium gilt

$$\mathbf{P}(\mathbf{E}) = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E},$$

wobei χ ein Skalar ist. Das trifft hauptsächlich auf Gase, Flüssigkeiten und kubischen Kristalle zu. In anisotropen Medien ist $\chi^{(1)}$ ein Tensor zweiter Stufe und für nicht-lineare Medien werden noch höhere Suszeptibilitäten $\chi^{(n)}$ relevant, die Tensoren der Stufe $(n+1)$ sind. Diese sind besonders wichtig in der nicht-linearen Optik. Im Allgemeinen ist die Polarisation nicht parallel zum elektrischen Feld und nur im linearen und isotropen Fall ist $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}$.

Häufig wird auch der dielektrische Tensor ε eingeführt:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{P}(\mathbf{r}) \equiv \varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad \varepsilon \equiv \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}).$$

Dieser ist uns für den linearen, isotropen Fall wiederum schon bekannt als Dielektrizitätskonstante oder Permittivität $\varepsilon_r = \chi + 1$.

Eine andere Beschreibung erfolgt mithilfe der atomaren Polarisierbarkeit α (im Allgemeinen ebenfalls ein Tensor zweiter Stufe), die das molekulare Dipolmoment mit dem elektrischen Feld verbindet,

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha \mathbf{E}.$$

Mit der Dipoldichte $n = N/V$ lässt sich die Polarisation schreiben als

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 n \alpha \mathbf{E}, \quad \chi^{(1)} = n \alpha.$$

Polarisation kann in einem Medium auftreten als permanente, ausgerichtete Dipole (in ferroelektrischen Materialien), die durch die Kristallstruktur bedingt sind, als induzierte Polarisation durch Ausrichtung von ungeordneten permanenten Dipolen gegen die thermische Bewegung oder durch Verschiebung von Ladungen innerhalb des Mediums (typisch für Dielektrika).

4.3 Randbedingungen von Dielektrika und Anwendungen

4.3.1 Randbedingungen und Polarisationsladung

Die Randbedingungen bei Übergängen zwischen zwei Medien lassen sich ähnlich herleiten wie in Kapitel 3.4. Betrachte zunächst die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes, wie in Abb. 4.1 dargestellt. Da $\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0}$, erhält man die folgende Randbedingung für die Tangentialkomponente:

$$\hat{\mathbf{t}} \cdot (\mathbf{E}^{(2)} - \mathbf{E}^{(1)}) = 0 \Leftrightarrow \mathbf{E}_{\parallel}^{(1)} = \mathbf{E}_{\parallel}^{(2)}.$$

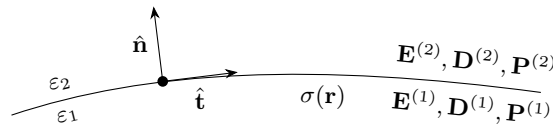


Abb. 4.1: Übergang zwischen zwei Dielektrika. Die Felder \mathbf{E} , \mathbf{D} und \mathbf{P} ändern sich auf der Grenzfläche, an welcher sich eine Flächenladungsdichte σ ausbildet.

Für die Normalkomponente von \mathbf{D} folgt aus $\text{div } \mathbf{D} = \rho_{\text{Ma}}$

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{D}^{(2)} - \mathbf{D}^{(1)}) = D_{\perp}^{(2)} - D_{\perp}^{(1)} = \sigma$$

mit makroskopischer Flächenladungsdichte σ auf der Grenzfläche¹. Dieser Zusammenhang lässt sich mithilfe von $D_{\perp}^{(i)} = \varepsilon_0 E_{\perp}^{(i)} + P_{\perp}^{(i)}$ auch kombiniert über das elektrische Feld und die Polarisation ausdrücken als

$$E_{\perp}^{(2)} - E_{\perp}^{(1)} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\sigma + P_{\perp}^{(1)} - P_{\perp}^{(2)}).$$

Für den Spezialfall $\sigma = 0$ wird in

$$E_{\perp}^{(2)} - E_{\perp}^{(1)} = \frac{1}{\varepsilon_0} (P_{\perp}^{(1)} - P_{\perp}^{(2)}) \equiv \frac{1}{\varepsilon_0} \sigma_p$$

die Polarisationsladung σ_p definiert. Es gibt also aufgrund des Sprungs der Polarisation auf der Grenzfläche einen Sprung der Normalkomponente E_{\perp} . Das führt auf ein Brechungsgesetz (Abb. 4.2):

Beim Übergang zum dielektrisch dünneren Medium wird das elektrische und das dielektrische Feld zum Lot hin gebrochen.

¹ Für lineare, isotrope Dielektrika gilt insbesondere $\varepsilon_2 E_{\perp}^{(2)} = \varepsilon_1 E_{\perp}^{(1)} + \sigma$.

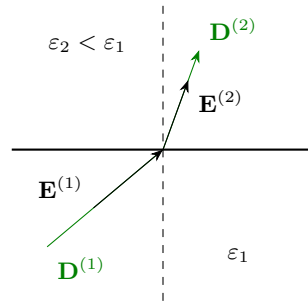


Abb. 4.2: Die elektrischen Felder werden beim Übergang in Medien mit anderer Permittivität gebrochen, ähnlich zu der optischen Brechung.

Diese Brechung ist ganz ähnlich zur optischen Brechung (wenn auch genau umgekehrt, denn dort wird das Licht beim Übergang in das optisch dichtere Medium zum Lot hin gebrochen). Es gilt

$$\mathbf{E}_{\parallel}^{(1)} = \mathbf{E}_{\parallel}^{(2)}, \quad E_{\perp}^{(2)} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} E_{\perp}^{(1)}.$$

Diese Randbedingungen ermöglichen auch eine Messung von \mathbf{D} und \mathbf{E} , indem eine Probeladung in einen schmalen Spalt im zu vermessenden Dielektrikum eingebracht wird, wie in Abb. 4.3 zu sehen.

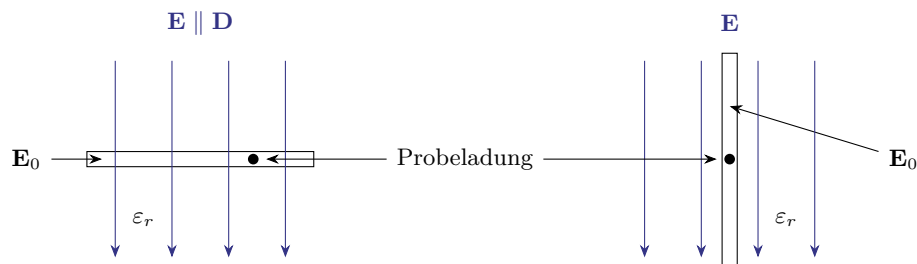


Abb. 4.3: Indem eine Probeladung in einem schmalen Spalt in ein Dielektrikum gebracht wird, können mithilfe der Randbedingungen die elektrischen Felder in diesem gemessen werden. Wird der Spalt senkrecht zu den Feldlinien gesetzt, so erfährt die Probeladung gerade die Kraft, die aus dem äußeren Feld $\mathbf{E}_0 = \mathbf{D}/\varepsilon_0$ resultiert, was eine Messung der dielektrischen Verschiebung \mathbf{D} ermöglicht. Bei einer parallelen Ausrichtung spürt die Ladung nur das Feld $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}$.

4.3.2 Entelektrisierungsfelder

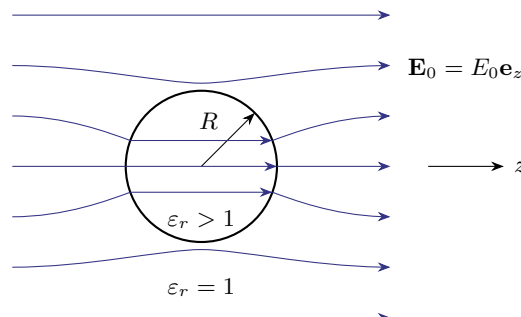


Abb. 4.4: Eine dielektrische Kugel in einem ursprünglich homogenen äußeren Feld $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_z$ beeinflusst die Feldlinien, weil die Randbedingungen erfüllt werden müssen. Innerhalb der Kugel ist das Feld homogen.

Wird ein Dielektrikum einem äußeren elektrischen Feld \mathbf{E}_0 ausgesetzt, erzeugt die Polarisation ein

sogenanntes Entelektrisierung- oder Polarisationsfeld, welches das äußere Feld abschwächt. Der Grund sind Oberflächenladungen durch Polarisation.

Das Entelektrisierungsfeld soll exemplarisch für eine dielektrische Kugel in einem homogenen äußeren Feld berechnet werden (Abb. 4.4).

Da es keine freien Ladungen gibt, also $\rho_{\text{Ma}} = 0$, ist die Laplace-Gleichung $\nabla^2 \phi = 0$ zu lösen. Aufgrund der Axialsymmetrie um die z -Achse wird als Lösungsansatz eine Linearkombination aus Legendre-Polynomen erster Ordnung für die Beschreibung der Potentiale ϕ_i innerhalb und ϕ_a außerhalb der Kugel verwendet:

$$\phi_{i,a} = \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l^{(i,a)} r^l + b_l^{(i,a)} r^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \vartheta).$$

Aus Betrachtungen für die Grenzfälle können die Koeffizienten $a_l^{(i,a)}$ und $b_l^{(i,a)}$ ermittelt werden:

- i) Im Unendlichen ($r \rightarrow \infty$) verschwindet die Störung durch die dielektrische Kugel und das Feld ist homogen, $E_0 \mathbf{e}_z = -\nabla \phi_a$. Das Potential nimmt dort also die Form $\phi_a(r \rightarrow \infty) = -E_0 z = -E_0 r \cos \vartheta$ an. Durch einen Koeffizientenvergleich erhält man $a_1^{(a)} = -E_0, a_{l>1}^{(a)} = 0$.
- ii) Im Mittelpunkt ($r = 0$) darf das Potential nicht divergieren, sodass $b_l^{(i)} = 0$ für alle l .
- iii) An der Grenzfläche ($r = R$) muss gelten, dass $E_{\parallel}^{(i)} = E_{\parallel}^{(a)}$ und $\varepsilon_r E_{\perp}^{(i)} = E_{\perp}^{(a)}$. Einsetzen und Lösen des Gleichungssystems führt auf

$$a_1^{(i)} = -\frac{3}{\varepsilon_r + 2} E_0, \quad b_1^{(a)} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} R^3 E_0, \quad a_{l>1}^{(i)} = 0, \quad b_{l>1}^{(a)} = 0.$$

Mit den Ersetzungen $r \cos \vartheta = z = \mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_z$ und dem Dipolmoment $\mathbf{p} = \frac{4}{3} \pi R^3 \mathbf{P}$ erhält man schließlich

$$\phi_i = -\frac{3}{\varepsilon_r + 2} \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}, \quad \phi_a = -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3}$$

und

$$\mathbf{E}^{(i)} = \frac{3}{\varepsilon_r + 2} \mathbf{E}_0, \quad \mathbf{E}^{(a)} = \mathbf{E}_0 - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \nabla \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3}.$$

Im Innern der Kugel ist also das elektrische Feld homogen und die (lineare) Polarisation ist

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}^{(i)} = 3\varepsilon_0 \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \mathbf{E}_0.$$

Das innere Feld lässt sich auch umformulieren zu

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{E}_0 - \frac{1}{3\varepsilon_0} \mathbf{P},$$

also der Summe des ursprünglichen äußeren Feldes und eines abschwächenden Feldes $\mathbf{E}' \equiv \mathbf{P}/3\varepsilon_0$ – dem abschirmenden Entelektrisierungsfeld (Abb. 4.5).

Für den allgemeinen, nicht kugelsymmetrischen Fall sind Entelektrisierungsfeld \mathbf{E}' und Polarisation nicht parallel. Dann gilt

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

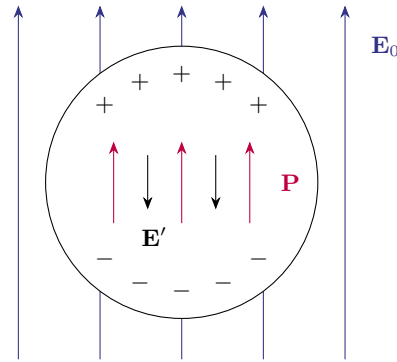


Abb. 4.5: Entelektrisierungsfeld/Polarisationsfeld einer dielektrischen Kugel in einem homogenen äußeren elektrischen Feld.

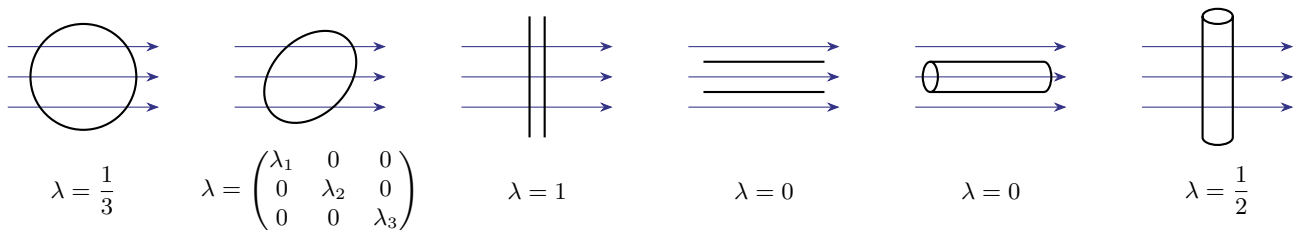


Abb. 4.6: Entelektrisierungsfaktor bzw. -tensor von speziellen Geometrien: Kugel, Ellipsoid, Platte (Feld orthogonal), Platte (Feld parallel), Zylinder (Feld parallel), Zylinder (Feld orthogonal).

mit dem Entelektrisierungstensor λ . Für die Kugel ist natürlich $\lambda = 1/3$, für eine zum äußeren Feld orthogonale Platte dagegen $\lambda = 1$ und für eine zum äußeren Feld parallele Platte $\lambda = 0$. Für einen langen Zylinder, der orthogonal zum Feld steht, ist $\lambda = 1/2$ (siehe Abb. 4.6).

Für komplexere dielektrische Körper in einem homogenen äußeren Magnetfeld ist \mathbf{P} nicht homogen.

4.3.3 Clausius-Mosotti-Formel

Im Kapitel 4.2 wurde bereits die molekulare Polarisierbarkeit α eingeführt. Diese beschreibt das induzierte Dipolmoment eines Moleküls in Abhängigkeit von dem lokalen elektrischen Feld

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha \mathbf{E}_{\text{loc}}.$$

Die Clausius-Mosotti-Formel beschreibt, wie die molekulare Polarisierbarkeit mit der (makroskopischen) Dielektrizität ε_r zusammenhängt:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{1}{3} n \alpha.$$

Die Formel wird hergeleitet aus der in Abb. 4.7 dargestellten Geometrie. Ein äußeres elektrisches Feld \mathbf{E}_0 durchdringt das Medium mit $\varepsilon_r > 1$. Dort ist also das Feld $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0/\varepsilon_r$. Im Medium befindet sich ein mikroskopischer Dipol \mathbf{p} . Durch dessen Existenz ist auch eine Polarisation \mathbf{P} vorhanden, die das Feld innerhalb des Mediums verändert. Um jetzt das lokale Feld beim Dipol zu bestimmen, legen wir eine kleine Hohlkugel um den Dipol herum. Außerhalb dieser Kugel rechnen wir makroskopisch mit der Polarisation, aber innerhalb der Kugel betrachten wir vorsichtshalber die einzelnen Dipole

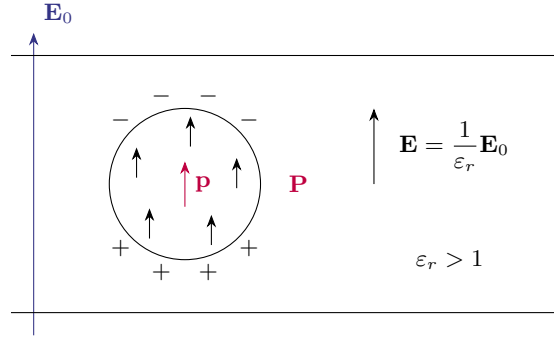


Abb. 4.7: Ein Dipol \mathbf{p} befindet sich in einem Medium mit $\epsilon_r > 1$. Ein äußeres elektrisches Feld \mathbf{E}_0 liegt an (lokal homogen). Im Dielektrikum ist die Feldstärke $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0/\epsilon_r$. Es wird ein kleiner, kugelförmiger Bereich um den Dipol herum betrachtet, innerhalb dessen alle Dipole des Mediums berücksichtigt werden. Der Dipol \mathbf{p} ruft eine Polarisierung \mathbf{P} hervor.

des Dielektrikums (z.B. Dipole auf Gitterplätzen im Festkörper). Der Bereich außerhalb ist also das kontinuierliche Dielektrikum, während innen diskrete Dipole liegen.

Das lokale elektrische Feld hat verschiedene Beiträge: zum einen das Feld \mathbf{E} im Medium, dann das Feld, das durch die Oberflächenladung (von der Polarisierung erzeugt) an der Kugel hervorgerufen wird (sog. Lorentzfeld) und schließlich das Feld, das aus den Dipolen um \mathbf{p} herum resultiert:

$$\mathbf{E}_{\text{loc}} = \mathbf{E} + \mathbf{E}_\sigma + \mathbf{E}_{\text{dip}}.$$

Die zweite Komponente lässt sich sofort bestimmen, da es genau dem Entelektisierungsfeld $\frac{1}{3\epsilon_0}\mathbf{P}$ entspricht, nur mit verkehrtem Vorzeichen, weil das Dielektrikum jetzt außerhalb der Kugel liegt und nicht innerhalb. Für kubische Gitter, Flüssigkeiten und Gase ist aufgrund der Isotropie $\mathbf{E}_{\text{dip}} = 0$.

Damit kann die Polarisierung über die Dipoldichte n ausgerechnet werden:

$$\mathbf{P} = n\mathbf{p} = \epsilon_0 n\alpha \mathbf{E}_{\text{loc}} = \epsilon_0 n\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \mathbf{P} \right).$$

Diese Gleichung kann umgestellt und mit $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$ verglichen werden, sodass man

$$\chi = \frac{n\alpha}{1 - \frac{1}{3}n\alpha}$$

bzw.

$$\epsilon_r = 1 + \chi = \frac{1 + \frac{2}{3}n\alpha}{1 - \frac{1}{3}n\alpha}$$

erhält. Umformen führt dann auf die Clausius-Mosotti-Formel,

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{1}{3}n\alpha,$$

die eine nichtlineare Beziehung zwischen ϵ_r und α beschreibt².

Für Gase ($n\alpha \ll 1$) ist

$$\chi = n\alpha \Rightarrow \epsilon_r = 1 + n\alpha,$$

die Beziehung wird also linear aufgrund der Vernachlässigung des Lorentzfeldes \mathbf{E}_σ . In allgemeinen (nicht kubischen) Kristallen spielen die Beiträge von \mathbf{E}_{dip} allerdings eine Rolle.

² In der Optik ist diese Formel ebenfalls von Bedeutung. Sie wird dort für den Brechungsindex $\bar{n} = \sqrt{\epsilon_r}$ geschrieben und als Lorenz-Lorentz-Formel bezeichnet.

4.4 Elektrostatistische Energie im Dielektrikum

Die (Selbst-) Energie einer makroskopischen Ladungsverteilung $\rho = \rho_{\text{Ma}}$ im Vakuum ist bekanntermaßen

$$U_{\text{Selbst}} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r})$$

und entspricht gerade der Arbeit, die aufzubringen ist, um die Ladungsverteilung aus dem Unendlichen zusammenzubringen. Im Dielektrikum verändert sich diese Energie, weil es auch Arbeit kostet, die Polarisation im Dielektrikum zu erzeugen.

Die Berechnung erfolgt analog zu der im Vakuum. Die Änderung von U durch Hinzufügen einer zusätzlichen Ladungsdichte $\delta\rho$ bei $\phi(\mathbf{r})$ berechnet sich durch

$$\delta U = \int_V d^3\mathbf{r} \phi(\mathbf{r}) \delta\rho(\mathbf{r}).$$

Mit $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \Rightarrow \delta\rho = \nabla \cdot \delta\mathbf{D}$ und partieller Integration folgt

$$\delta U = \int_V d^3\mathbf{r} \phi(\mathbf{r}) \nabla \cdot \delta\mathbf{D} = \int_{\partial V} \phi(\mathbf{r}) \delta\mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} - \int_V d^3\mathbf{r} \nabla\phi(\mathbf{r}) \delta\mathbf{D} = \int_V d^3\mathbf{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \delta\mathbf{D}.$$

Das Volumen kann so gewählt werden, dass das Dielektrikum gänzlich innerhalb liegt, sodass der Oberflächenterm bei der partiellen Integration verschwindet.

Im linearen Dielektrikum, $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \Rightarrow \mathbf{E} \cdot \delta\mathbf{D} = \frac{1}{2} \delta(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$, erhält man durch Integration (Einbringen der ganzen Ladungsdichte ρ_{Ma} in das Medium)³

$$U_{\text{Selbst}} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \rho_{\text{Ma}}(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r})$$

bzw. (wieder mit partieller Integration)

$$U_{\text{Selbst}} = -\frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \nabla\phi(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{D} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \phi(\mathbf{r}) \nabla \cdot \mathbf{D}.$$

Die schon hergeleitete Formel

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

für die Energiedichte gilt für lineare Dielektrika genauso wie für das Vakuum.

Nun soll noch der Fall betrachtet werden, in dem ein lineares Dielektrikum in ein bereits bestehendes Feld \mathbf{E}_0 eingebracht wird. Hier gilt jetzt

$$U = -\frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{P} \cdot \mathbf{E}_0.$$

Das entspricht also gerade der Dipolenergie von $\mathbf{P} d^3\mathbf{r}$ im Feld \mathbf{E}_0 . Der Faktor 1/2 kommt zustande, weil die Polarisation \mathbf{P} durch das äußere Feld erst induziert wird.

Außerdem wird das Dielektrikum in Gebiete mit stärkerem Feld oder höherer Polarisation gezogen, weil dann die potentielle Energie abnimmt. Die wirkende Kraft berechnet sich aus dem Potential,

$$\mathbf{F} = \nabla U.$$

Dieses Prinzip findet eine sehr wichtige Anwendung in der optischen Pinzette.

³ Diese Gleichung hat dieselbe Form wie die im Vakuum, nur dass jetzt die makroskopische Ladungsdichte ρ_{Ma} als Summe der gemittelten freien Ladungsdichte und Monopoldichte eingesetzt wird.

5 Magnetostatik

In den vorigen Kapiteln haben wir uns mit der Elektrostatik beschäftigt und gesehen, wie Ladungen dem Coulomb-Gesetz gehorchen und ein elektrisches Feld hervorrufen, das die Grundgleichungen $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ und $\text{div } \mathbf{D} = 0$ erfüllt.

In der Magnetostatik betrachten wir jetzt stationäre (also nicht zeitabhängige) Ströme und die Kraftwirkung, die sie hervorrufen. Es wird ein Magnetfeld und die Stromdichte eingeführt, was schließlich auf eine integrale und differentielle Formulierung der Grundgesetze der Magnetostatik führt.

Es gibt Ähnlichkeiten zwischen der Elektro- und Magnetostatik, wie zum Beispiel das Abstandsverhalten und die Symmetrie einiger Formeln, aber auch wesentliche Unterschiede, unter anderem in den Kraftrichtungen und Potentialen.

5.1 Strom, Stromdichte und Kontinuitätsgleichung

Der elektrische Strom I ist als zeitliche Änderung der Ladung definiert,

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Die Einheit ist der Ampère. Aus der Ladungserhaltung folgt, dass der Strom konstant entlang eines Drahts ist.

Außerdem wird die Stromdichte als Strom pro Querschnittsfläche A

$$\mathbf{j} = \frac{\text{Strom}}{\text{Fläche}} = \frac{I \, d\mathbf{r}}{A \, ds} \xrightarrow{\Delta f \, ds = d^3r} \mathbf{j} \, d^3\mathbf{r} = I \, d\mathbf{r}$$

definiert. Dabei ist $d\mathbf{r}$ als Leiterelement und $I \, d\mathbf{r}$ als gerichtetes Stromelement zu verstehen. Es gilt also

$$I = \int_A \mathbf{j} \cdot d\mathbf{A},$$

bzw. für eine gleichmäßig auf A verteilte Stromdichte

$$I = \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}.$$

Die Stromdichte lässt sich auch ausdrücken durch das Produkt aus Ladungsdichte und Geschwindigkeit,

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{v},$$

was eine mikroskopische Definition analog zu der Ladungsdichte erlaubt¹:

$$\mathbf{j} = \sum_i q_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i).$$

¹ Zur Erinnerung: $\rho = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$.

Die Stromdichte zeigt damit in dieselbe Richtung wie der Geschwindigkeitsvektor einer positiven Ladung.

Zur Herleitung der Kontinuitätsgleichung betrachten wir die zeitliche Änderung der Ladung in einem Volumen V :

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}, t) = \int_V d^3\mathbf{r} \frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}, t).$$

Wegen der Ladungserhaltung entspricht dies gerade dem Fluss der Stromdichte aus der Volumenoberfläche ∂V heraus:

$$\int_V d^3\mathbf{r} \frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}, t) = - \int_{\partial V} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{f} = - \int_V d^3\mathbf{r} \operatorname{div} \mathbf{j},$$

woraus sich die Kontinuitätsgleichung ergibt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0.$$

In der Magnetostatik ist $\partial_t \rho = 0$ und damit

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0.$$

5.2 Leiter und Magnetfeld

Auf Erde kommen im Wesentlichen zwei natürliche bekannte Magnetfelder vor: dasjenige der Erde und das Magnetfeld von speziellen Mineralen, wie zum Beispiel Magnetit. Hans Christian Ørsted entdeckte im 19. Jahrhundert, dass auch stromdurchflossene Leiter ein Magnetfeld erzeugen und André-Marie Ampère entdeckte fast zeitgleich, dass ein Magnetfeld eine Kraftwirkung auf Leiter hervorruft.

Auf ein stromdurchflossenes Volumenelement $dV = d^3\mathbf{r}$ in einem Magnetfeld \mathbf{B} wirkt nach dem folgenden Gesetz eine Kraft²:

$$d\mathbf{F} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV.$$

Die Gesamtkraft auf einen ausgedehnten Leiter V ergibt sich durch Integration:

$$\mathbf{F} = \int_V \mathbf{j} \times \mathbf{B} dV.$$

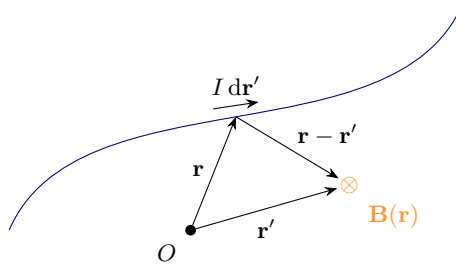
Im Spezialfall für einen dünnen Leiter C und ein Leiterelement $d\mathbf{r}$ ($dV = dA d\mathbf{r}$) gilt

$$\begin{aligned} d\mathbf{F} &= I d\mathbf{r} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{F} &= \int_V \mathbf{j} \times \mathbf{B} dA d\mathbf{r} = \int_A j dA \cdot \int_C d\mathbf{r} \times \mathbf{B} \\ &= I \int_C d\mathbf{r} \times \mathbf{B}. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Wir untersuchen zunächst die magnetische Flussdichte einiger speziellen geometrischen Anordnungen. Es gilt für ein Leiterelement $d\mathbf{r}'$ (dargestellt in Abb. 5.1):

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I d\mathbf{r}' \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}. \tag{5.2}$$

² vergleichlich mit $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$, also Produkt aus Quelle und Feld in der Elektrostatik.

Abb. 5.1: Stromelement $I \, d\mathbf{r}'$ und Magnetfeld \mathbf{B} eines Leiterelements $d\mathbf{r}$.

Dieser Zusammenhang ist als Biot-Savartsches Gesetz für Leiter bekannt und ergibt sich aus den Betrachtungen $|d\mathbf{B}| \propto I |d\mathbf{r}'|, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-2}$ und $d\mathbf{B} \perp d\mathbf{r}', \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Hier wird außerdem die magnetische Feldkonstante $\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ eingeführt³. Die Flussdichte ist zwar proportional zu r^{-2} wie beim elektrischen Feld einer Punktladung, aber im Gegensatz können isolierte Stromelemente $I \, d\mathbf{r}$ nicht existieren.

Für das Feld eines unendlich langen, geraden Leiters gilt

$$B(\rho) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \rho \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{(\rho^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{\rho}, \quad (5.3)$$

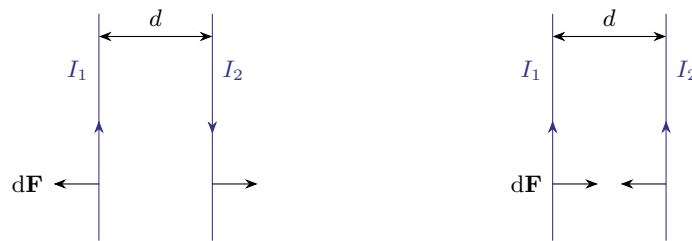


Abb. 5.2: Die Kraft auf parallele, stromdurchflossene Leiter ist anziehend, wenn der Stromfluss in verschiedene Richtungen geht und abstoßend, wenn der Strom in beiden Leiter in der gleichen Richtung fließt.

Diese Gleichung beschreibt das historische Biot-Savartsche Gesetz.

Verwendet man Gleichungen (5.1) und (5.3), so erhält man die Kraft zwischen zwei parallelen Leitern mit Abstand d (siehe Abb. 5.2)

$$\frac{d\mathbf{F}}{dz} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{d},$$

die orthogonal zum Leiter ist.

Bis zum 20.5.2019 war der Ampère definiert als der Strom, der durch zwei parallele Leiter der Länge 1 m mit 1 m Abstand in gleicher Richtung fließt und eine Anziehungskraft von $1 \cdot 10^{-7} \text{ N}$ bewirkt.

Heute gilt

$$1 \text{ A} \equiv \frac{1 \text{ C}}{1 \text{ s}}.$$

³ Über die Kraft zwischen zwei stromdurchflossene parallele Leiter wurde früher die Einheit Ampère definiert und dabei festgelegt, dass $\frac{\mu_0}{4\pi} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$, aber die magnetische Feldkonstante wurde 2019 undefiniert auf Basis der Elementarladung und Sekunde, wobei aber die Abweichung extrem gering ist. Damit ist die magnetische Feldkonstante eine experimentell zu ermittelnde Größe geworden.

Zwischen beliebigen Leiterschleifen C_1, C_2 wirkt eine Kraft von

$$\mathbf{F}_{21} = -\mathbf{F}_{12} = -\frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 \oint_{C_1} \oint_{C_2} \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} d\mathbf{r}_1 \cdot d\mathbf{r}_2.$$

5.3 Grundgleichungen der Magnetostatik

Um die Grundgleichungen der Magnetostatik herzuleiten, gehen wir zuerst von dem Stromelement $I d\mathbf{r}$ über in die Stromdichte $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ mit $I d\mathbf{r} = \mathbf{j}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$.

Die Kraft auf ein Stromgebiet ist das Integral der Kraftdichte

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

Für eine Punktladung q , die sich mit Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegt ($\mathbf{j} = q\mathbf{v}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t))$) gilt speziell

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

bzw. allgemein mit einem zusätzlichen elektrischen Feld

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

Diese Gesamtkraft ist die sogenannte Lorentzkraft.

Integration der differentiellen Form des Biot-Savartschen Gesetzes für Leiter (5.2) führt auf dessen integrale Form⁴

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3\mathbf{r}'. \quad (5.4)$$

Wie für das elektrische Feld können wir ein Potential einführen – allerdings ist \mathbf{B} kein Potentialfeld und daher ist das magnetische Potential ein Vektorpotential:

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

Die Divergenz von \mathbf{B} verschwindet, weil stets gilt, dass $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$.

Das Magnetfeld hat keine Quellen, $\text{div } \mathbf{B} = 0$.

In der integralen Formulierung,

$$\int_V \text{div } \mathbf{B} d^3\mathbf{r} = \int_{\partial V} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} = 0,$$

bedeutet das, dass die magnetischen Feldlinien geschlossen sind. Es gibt folglich keine magnetischen Ladungen, wo die Feldlinien beginnen oder enden.

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

Für die Rotation der magnetischen Flussdichte gilt

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \\
 &= \frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot \nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' - \frac{\mu_0}{4\pi} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \nabla^2 \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' \\
 &= 0 + \mu_0 \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^3\mathbf{r}' \\
 &= \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}).
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Elektrische Ströme rufen Wirbel in der magnetischen Flussdichte hervor, $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r})$.

Alternativ kann man sagen, dass die Zirkulation entlang der Oberfläche eines Volumens einem Strom durch das Volumen entspricht,

$$\oint_{\partial F} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} = \mu_0 I.$$

Diese Gleichung ist als Ampèresches Gesetz bekannt. Mit seiner Nutzung kann man leicht das Magnetfeld von einem homogen stromdurchflossenen, zylindrischen Draht mit Radius R bestimmen, wie in Abbildung Abb. 5.3 gezeigt. Wähle dazu eine kreisförmige Kurve C mit Radius r um die z -Achse herum. Aufgrund der Zylindersymmetrie ist das Magnetfeld nur vom Abstand r der z -Achse abhängig und es gilt mit dem Ampèreschen Gesetz

$$\begin{aligned}
 B(r) \oint_C 1 ds &= 2\pi r B(r) = \mu_0 I(r) \\
 \Leftrightarrow B(r) &= \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r}.
 \end{aligned}$$

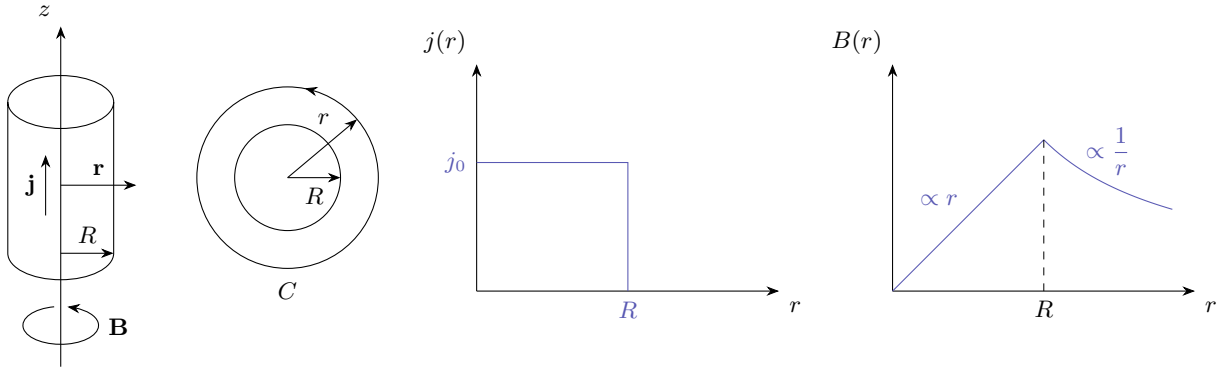


Abb. 5.3: Ein stromdurchflossener, zylindrischer Leiter mit Radius R und Stromdichte j erzeugt ein magnetisches Wirbelfeld. Links: schematische Darstellung, Mitte links: Querschnitt mit gedachter kreisförmiger Kurve C mit Radius r um den Leiter herum, Mitte rechts: Die Stromdichte ist konstant im Leiter und fällt außerhalb auf 0 ab, rechts: im Leiter steigt der Betrag des Magnetfelds linear mit dem Abstand an und fällt außerhalb ab mit r^{-1} .

Der Strom $I(r)$ enthält nur den Strom, der innerhalb der Kurve C fließt. Innerhalb des zylindrischen Leiters ($r \leq R$) ist die eingeschlossene Fläche gerade πr^2 und damit

$$I(r) = j_0 \pi r^2.$$

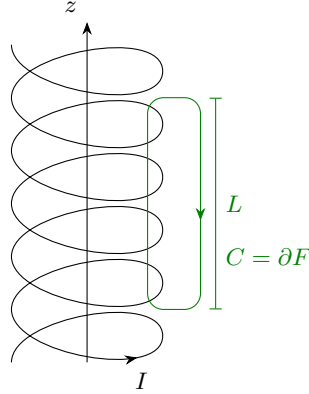


Abb. 5.4: Lange, stromdurchflossenen Spule.

Außerhalb des Leiters ist I konstant $j_0 \pi R^2$, weil sich der Leiter und damit der Stromfluss nur bis $r = R$ erstreckt. Das Magnetfeld ist also

$$B(r) = \frac{\mu_0}{2} j_0 \begin{cases} r, & r \leq R \\ \frac{R^2}{r}, & r > R \end{cases}$$

und es ist kreisförmig um die z -Achse gerichtet, $\mathbf{B}(r, \varphi) = B(r) \mathbf{e}_\varphi$.

Genauso lässt sich das Feld einer unendlich langen Spule berechnen (Abb. 5.4):

$$\begin{aligned} \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} &= L B_0 \stackrel{!}{=} \mu_0 N I \\ \Rightarrow B_0 &= \mu_0 \frac{N}{L} I, \mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z. \end{aligned}$$

Zwischen den Windungen hebt sich das magnetische Feld weg.

Wie aus der Gleichung (5.5) hervorgeht, lässt sich für das Vektorpotential \mathbf{A} wie in der Elektrostatik eine Poisson-Gleichung formulieren,

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

und im Potential $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ findet sich wieder eine Greenschen Funktion

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int d^3 \mathbf{r}' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}'), \quad G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

5.4 Kleine Stromverteilungen: Der magnetische Dipol

5.4.1 Felder kleiner Stromverteilungen

Wir führen zunächst wieder eine Entwicklung des magnetischen Potentials nach Momenten der Stromverteilung durch:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 \mathbf{r}' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \approx \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{1}{r} \int d^3 \mathbf{r}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') + \frac{\mathbf{r}}{r^3} \cdot \int d^3 \mathbf{r}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \mathbf{r}' + \dots \right). \quad (5.6)$$

Die Auswertung ist allerdings viel komplizierter als für das elektrische Potential und daher beschränken wir uns hier auf die Dipole und vernachlässigen höhere Multipolmomente. Außerdem verwenden wir

als Hilfssatz folgende Gleichung, die für beliebige skalare Felder g und f sowie für ein quellenfreies Vektorfeld \mathbf{j} gilt⁵:

$$\int \mathbf{j} \cdot \nabla (gf) d^3\mathbf{r} = 0. \quad (5.7)$$

Ferner können wir zeigen⁶, dass

$$\int \mathbf{j}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = 0,$$

es also keine Strommonopole in $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ gibt. Als letzte Vorbereitung werten wir den zweiten Term in Gleichung (5.6) aus

$$\mathbf{r} \cdot \int d^3\mathbf{r}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \mathbf{r}' = x_i \int d^3\mathbf{r}' x'_i j_k(\mathbf{r}').$$

Das Produkt $T = x'_i j_k$ ist ein Tensor zweiter Stufe und lässt sich zerlegen in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil, $T_{ik} = \frac{1}{2}(T_{ik} + T_{ki}) + \frac{1}{2}(T_{ik} - T_{ki})$, also

$$\mathbf{r} \cdot \int d^3\mathbf{r}' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \mathbf{r}' = x_i \int d^3\mathbf{r}' \left(\frac{1}{2}(x'_i j_k + x'_k j_i) + \frac{1}{2}(x'_i j_k - x'_k j_i) \right).$$

Der erste Summand im Integranden (symmetrischer Teil des Tensors) verschwindet nach dem Hilfssatz (5.7) mit $g = x'_i, f = x'_k$ und der zweite wird zu

$$\frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r}' ((\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j} - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}) \mathbf{r}') = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r}' (\mathbf{r}' \times \mathbf{j}) \times \mathbf{r}$$

evaluiert.

Nun können wir das magnetische Dipolmoment

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int \mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}'$$

und das Vektorpotential des magnetischen Dipols

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{m} \times \mathbf{r}}{r^3}$$

eingeführen. Daraus ergibt sich (mit weiteren Umformungen) schließlich das Magnetfeld eines Dipols

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \text{rot } \mathbf{A} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{r}}) \hat{\mathbf{r}} - \mathbf{m}}{r^3},$$

was wieder völlig analog zum elektrischen Dipol ist.

Wir wollen im Folgenden einmal das Dipolmoment zweier einfacher Geometrien berechnen. Das Dipolmoment einer Stromschleife (Abb. 5.5, links) ist einfach (verwende $\mathbf{j} d^3\mathbf{r} = I d\mathbf{r}$)

$$\mathbf{m} = \frac{I}{2} \oint \mathbf{r} \times d\mathbf{r}.$$

Für eine ebene Schleife mit Fläche F und Normalenvektor \mathbf{n} (Abb. 5.5, Mitte) vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$\mathbf{m} = IF\mathbf{n}.$$

⁵ Beweis: Betrachte $\int_V \nabla (gf\mathbf{j}) d^3\mathbf{r}$. Einerseits ist dieser Ausdruck mit dem Satz von Gauß gleich $\int_{\partial V} gf\mathbf{j} \cdot d\mathbf{f}$, was gleich 0 ist, wenn man das Volumen groß genug wählt, dass auf dem Rand $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{0}$ ist. Außerdem findet man mithilfe der Produktregel, dass $\int_V \nabla (gf\mathbf{j}) d^3\mathbf{r} = \int_V \mathbf{j} \cdot \nabla (gf) d^3\mathbf{r} + \int_V gf \nabla \cdot \mathbf{j} d^3\mathbf{r}$, wobei der letzte Term aufgrund der Bedingung $\text{div } \mathbf{j} = 0$ verschwindet, q.e.d.

⁶ Beweis: Mit der vorigen Formel $\int \mathbf{j} \cdot \nabla (gf) d^3\mathbf{r} = 0$ ist mit $g = 1$ und $f = x_i$ offensichtlich $\int j_k \cdot \nabla_k x_i d^3\mathbf{r} = \int j_i d^3\mathbf{r} = 0$, q.e.d.

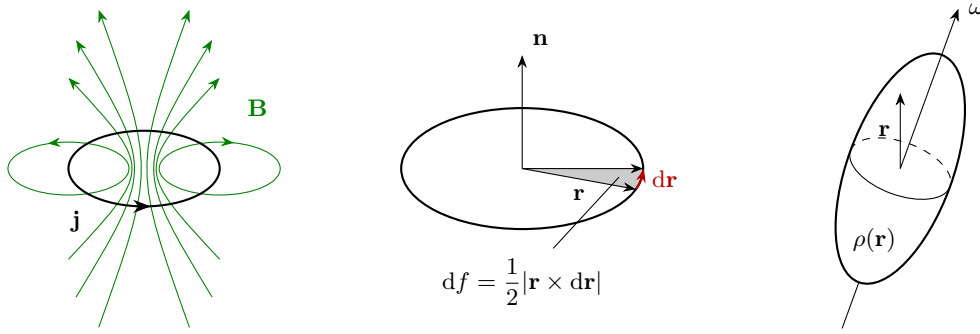


Abb. 5.5: Links: Magnetfeld eines magnetischen Dipols, Mitte: Ein Kreisstrom erzeugt ein magnetisches Dipolmoment, rechts: starrer Körper, der mit ω rotiert und einer Ladungsverteilung $\rho(\mathbf{r})$ besitzt.

Zuletzt betrachten wir einen starren geladenen Körper, der um eine Rotationsachse ω rotiert (Abb. 5.5, rechts). Die lokale Geschwindigkeit für eine Ladung in diesem Körper ist $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \omega \times \mathbf{r}$. Die rotierenden Ladungen resultieren in einer Stromdichte $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$, sodass ein Dipolmoment induziert wird:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} \times \mathbf{v}.$$

Gleichzeitig besitzt der Körper einen Drehimpuls

$$\mathbf{L} = \int d^3\mathbf{r} \rho_m(\mathbf{r}) \mathbf{r} \times \mathbf{v}.$$

Trifft man jetzt die Annahme, dass die Verteilungen von Ladung und Masse im Körper gleich sind,

$$\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho_m(\mathbf{r})} = \frac{q_{\text{ges}}}{m_{\text{ges}}} \equiv \frac{q}{M},$$

dann findet man eine Proportionalität von \mathbf{m} und \mathbf{L} :

$$\mathbf{m} = \frac{q}{2M} \mathbf{L}.$$

Der Proportionalitätsfaktor $|\mathbf{m}|/|\mathbf{L}|$ wird als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet. Für den Spin gibt es allerdings eine Abweichung, die aus der Relativitätstheorie hervorgeht und es gilt eigentlich

$$\mathbf{m} = g \frac{q}{2M} \mathbf{L}$$

mit einem zusätzlichen Landé-Faktor (oder g-Faktor), dessen Wert von der Teilchensorte abhängt. Für Elektronen ist $g \approx 2$, für Protonen $g \approx 2 \cdot 2,79$ und für Neutronen $g \approx 2 \cdot (-1,91)$.

Auch die Erde ist ein magnetischer Dipol, der durch Ströme im flüssigen äußeren Erdkern angetrieben wird. Bemerkenswerterweise ist die Dipolachse leicht gegen die Erdachse geneigt und die Polarität dreht sich rund alle 200.000 Jahre um. Der Mechanismus ist allerdings bis heute nicht genau verstanden.

5.4.2 Kraft, Drehmoment und Energie

Die bereits bekannte Kraft auf ein Volumen V mit Stromverteilung $\mathbf{j}(\mathbf{r})$

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

lässt sich nach \mathbf{B} um $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ Taylor-entwickeln:

$$\mathbf{F} \approx \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{B}(0) + \mathbf{r} \cdot \nabla \mathbf{B}(0) + \dots) d^3\mathbf{r} = (\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}(0) = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}).$$

Die potentielle Energie eines Dipols \mathbf{m} im magnetischen Feld \mathbf{B} ergibt sich daraus durch Integration

$$\mathbf{F} = -\nabla U \Rightarrow U = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}.$$

Das Minimum wird für $\mathbf{m} \uparrow \mathbf{B}$ erreicht⁷. U enthält aber nicht die Energie, um den Dipol \mathbf{m} aufrechtzuerhalten!

Das Drehmoment hat die gleiche Form wie für elektrische Dipole,

$$\mathbf{M} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}$$

und auch die Wechselwirkungsenergie für einen Dipol im Feld eines zweiten Dipols ist analog

$$U = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\mathbf{m}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{m}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}}) - \mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2}{r^3}.$$

5.5 Magnetische Felder in Materie

Nun behandeln wir magnetische Felder in Materie. Die Vorgehensweise erfolgt analog zu den Kapiteln 4.1 und 4.2. Die freien Ladungen bilden freie Ströme $j_f(\mathbf{r}, t)$ und gebundene Ladungen fügen jetzt noch gebundene Ströme hinzu $\mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t)$. Außerdem werden auch magnetische Dipole durch den intrinsischen Spin der Teilchen hinzuaddiert. Die letzten beiden Quellen werden dann gemittelt über eine neue Größe beschrieben: die Magnetisierung.

5.5.1 Einführung der Vakuumverschiebungsstromdichte

In der Magnetostatik haben wir bisher nur

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

gehabt. Aber mit der vollständigen Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

brauchen wir eine Verallgemeinerung, wenn $\nabla \cdot \mathbf{j} \neq 0$:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right).$$

Das ist das Ampèresche Gesetz mit der Maxwellschen Verallgemeinerung.

⁷ vgl. Funktionsweise von einem Kompass.

5.5.2 Einführung der Magnetisierung

Wie für die Elektrostatik in Kapitel 4.1 und 4.2 beginnen wir, indem wir die mikroskopischen Gleichungen

$$\nabla \times \mathbf{b} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} \right), \quad \nabla \cdot \mathbf{b} = 0$$

mitteln,

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{b}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{e}(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Die Stromdichte

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_f(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t)$$

mit „freien“ Strömen durch einzelne Ladungsträger mit Ladung q_i und Geschwindigkeit v_i

$$\mathbf{j}_f(\mathbf{r}, t) = \sum_{i(f)} q_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)) \Rightarrow \mathbf{j}_F = \langle \mathbf{j}_f \rangle.$$

Die gebundenen Ströme werden über alle Moleküle summiert, $\mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{j}_n(\mathbf{r}, t)$ mit

$$\mathbf{j}_n(\mathbf{r}, t) = \sum_{i(n)} q_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) = \sum_{i(n)} q_i (\mathbf{v}_n + \mathbf{v}_{ni}) \delta(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_{ni}))$$

und die Mittelung für das n -te Molekül ist (verwende wieder eine Glättungsfunktion f)

$$\langle \mathbf{j}_n(\mathbf{r}, t) \rangle = \sum_{i(n)} q_i (\mathbf{v}_n + \mathbf{v}_{ni}) f(\mathbf{r} - (\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_{ni})).$$

Eine Taylor-Entwicklung um \mathbf{r}_n liefert

$$\langle \mathbf{j}_n(\mathbf{r}, t) \rangle = \sum_{i(n)} q_i (\mathbf{v}_n + \mathbf{v}_{ni}) [f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) - \mathbf{r}_{ni} \cdot \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \dots].$$

Betrachte zunächst die Terme mit $\sum_{i(n)} q_i \mathbf{v}_{ni}$, die die molekularen Dipolmomente liefern. Der erste Term kann durch ein elektrisches Dipolmoment beschrieben werden:

$$\sum_{i(n)} q_i \mathbf{v}_{ni} = \sum_{i(n)} q_i \frac{d\mathbf{r}_{ni}}{dt} = \frac{d}{dt} \mathbf{p}_n.$$

Der zweite Term enthält ein magnetisches Moment (verwende wieder die Tensorzerlegung in einen symmetrischen und einen asymmetrischen Anteil):

$$\begin{aligned} & \sum_{i(n)} q_i (\mathbf{r}_{ni})_\beta (\mathbf{v}_{ni})_\alpha \\ &= \sum_{i(n)} \frac{1}{2} [q_i (\mathbf{r}_{ni})_\beta (\mathbf{v}_{ni})_\alpha - q_i (\mathbf{r}_{ni})_\alpha (\mathbf{v}_{ni})_\beta] + \sum_{i(n)} \frac{1}{2} [q_i (\mathbf{r}_{ni})_\beta (\mathbf{v}_{ni})_\alpha + q_i (\mathbf{r}_{ni})_\alpha (\mathbf{v}_{ni})_\beta], \end{aligned}$$

wobei die Summanden der zweiten Summe verschwinden, weil diese Ströme jeweils auf ein Molekül beschränkt sind ($\nabla \cdot \mathbf{j}_b = 0$). Die erste Summe ist asymmetrisch und lässt sich als Kreuzprodukt schreiben,

$$\sum_{i(n)} q_i (\mathbf{r}_{ni})_\beta (\mathbf{v}_{ni})_\alpha = \frac{1}{2} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \left(\sum_{i(n)} q_i (\mathbf{r}_{ni} \times \mathbf{v}_{ni}) \right)_\gamma,$$

sodass sich ein sinnvolles molekulares magnetisches Dipolmoment ergibt,

$$\mathbf{m}_n = \frac{1}{2} \sum_{i(n)} q_i (\mathbf{r}_{ni} \times \mathbf{v}_{ni}).$$

Sammele nun alle bisher ausgewerteten Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \langle (\mathbf{j}_n(\mathbf{r}, t))_\alpha \rangle &= \left(\left(\sum_{i(n)} q_i (\mathbf{v}_n)_\alpha \right) + \frac{d}{dt} (\mathbf{p}_n)_\alpha \right) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \\ &\quad - \left(\left(\sum_{i(n)} q_i (\mathbf{v}_n)_\alpha (\mathbf{r}_{ni})_\beta \right) - \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} (\mathbf{m}_n)_\gamma \right) \nabla_\beta f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \\ &= \langle q_n (\mathbf{v}_n)_\alpha \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \langle (\mathbf{p}_n)_\alpha \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \nabla_\beta \langle (\mathbf{m}_n)_\gamma \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle \\ &\quad - \nabla_\beta \langle (\mathbf{v}_n)_\alpha (\mathbf{p}_n)_\beta \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \rangle. \end{aligned}$$

Den letzten Term vernachlässigen wir im Folgenden als Term höherer Ordnung (Details sind im Buch von Jackson, Kap. 6.6, zu finden).

Mit diesen Ergebnissen erhalten wir jetzt schlussendlich die gemittelte Stromdichte der gebundenen Ladungen,

$$\langle \mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t) \rangle = \sum_n \langle \mathbf{j}_n(\mathbf{r}, t) \rangle = \mathbf{j}_M(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) + \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$$

mit der Stromdichte der gebundenen Ladungen

$$\mathbf{j}_M(\mathbf{r}, t) = \left\langle \sum_n q_n \mathbf{v}_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \right\rangle,$$

der makroskopischen Polarisation

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \left\langle \sum_n \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \right\rangle$$

und der neu eingeführten Magnetisierung (Dichte der magnetischen Dipole)

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \left\langle \sum_n \mathbf{m}_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \right\rangle.$$

Daraus ergibt sich die gemittelte Stromdichte als Summe der makroskopischen und mikroskopischen Stromdichte,

$$\langle \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \rangle = \langle \mathbf{j}_f(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t) \rangle = \underbrace{\mathbf{j}_F(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_M(\mathbf{r}, t)}_{\mathbf{j}_{Ma}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) + \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}_{\mathbf{j}_{Mi}(\mathbf{r}, t)}$$

und wir können die makroskopischen Feldgleichungen formulieren:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu_0 \left(\mathbf{j}_{Ma}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_{Mi}(\mathbf{r}, t) + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \right) \\ &= \mu_0 \left(\mathbf{j}_{Ma}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) + \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \right). \end{aligned}$$

Nun führen wir noch das magnetische Feld \mathbf{H} ein,

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \Leftrightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 (\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{M}(\mathbf{r}, t))$$

Die Magnetisierung \mathbf{M} wird also wieder in ein Hilfsfeld integriert, was einen einfacheren Ausdruck für die zweite Feldgleichung erlaubt:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}_{\text{Ma}} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}.$$

Die Wirbel des Magnetfelds \mathbf{H} sind die makroskopische Stromdichte \mathbf{j}_{Ma} und der dielektrische Verschiebungsstrom $\partial_t \mathbf{D}$.

Das fundamentale magnetische Feld ist die magnetische Flussdichte \mathbf{B} .

5.5.3 Materialgesetze und Randbedingungen

Wir haben bereits gesehen, dass die Felder \mathbf{B} und \mathbf{H} über die Magnetisierung in Beziehung stehen:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}.$$

Für den Fall, dass die Magnetisierung linear vom Magnetfeld abhängt, führen wir den (linearen) Tensor der magnetischen Suszeptibilität ein,

$$M_i = (\chi_m)_{ij} H_j.$$

Nur wegen der historischen Konvention drücken wir die Magnetisierung als $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ aus und nicht (sinnvollerweise) als $\mathbf{M}(\mathbf{B})$. Wir schreiben dann also

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$$

mit dem Tensor der magnetischen Permeabilität μ . Im Allgemeinen ist $\mathbf{M} \nparallel \mathbf{H}$.

Sind die Magnetfelder sogar isotrop, kann man einfach schreiben:

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H}$$

und

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \equiv \mu_0 \mu_r.$$

Die dimensionslose Größe μ_r wird als relative Permeabilität bezeichnet.

Bemerkungen:

- $|\mu_r - 1|$ ist in der Regel in Größenordnungen von 10^{-6} , also sehr klein.
- Bei $\mu_r > 1$ bzw. $\chi > 0$ liegt Paramagnetismus vor, $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$, das heißt, die Ausrichtung der atomaren oder molekularen magnetischen Momente ist entlang \mathbf{H} .
- Für $\mu_r < 1$ bzw. $\chi < 0$ spricht man von Diamagnetismus, $\mathbf{M} \nparallel \mathbf{H}$.

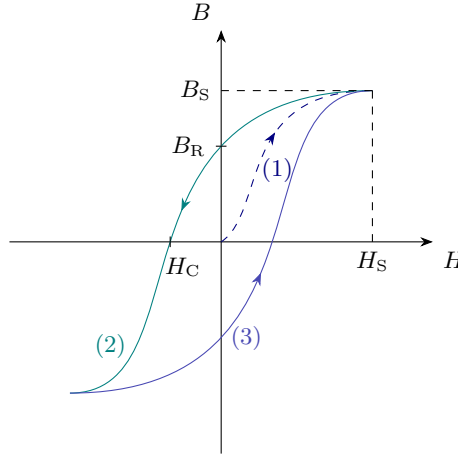


Abb. 5.6: Magnetische Hysteresis: An ein zuerst unmagnetisches Material wird ein Feld H angelegt und erhöht. Der Verlauf der magnetischen Flussdichte folgt der Kurve (1) und erreicht schließlich einen Sättigungswert B_S bei H_S . Wird das Feld auf 0 verringert (Kurve (2)) bleibt eine Magnetisierung zurück (Remanenz). Ein entgegengesetztes Feld von der Stärke der Koerzitivfeldstärke H_C ist nötig, um die Restmagnetisierung aufzuheben. Jenseits dieser Feldstärke wird die Magnetisierung umgedreht und die Hysteresekurve umgekehrt durchlaufen.

Bei Ferromagnetismus gibt es eine permanente Magnetisierung, auch wenn kein Magnetfeld anliegt. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} und dem Magnetfeld \mathbf{H} ist hier nicht linear, wie man an der sogenannten Hysteresekurve (siehe Abb. 5.6) sieht.

Zuerst ist das Material unmagnetisch (Punkt im Ursprung). Legt man nun ein Magnetfeld an und erhöht die Feldstärke, erhöht sich der magnetische Fluss im Material entlang der Kurve (1). Dieser wächst aber nicht unbegrenzt, da es schließlich zur Sättigung kommt. Die zugehörige Feldstärke heißt entsprechend Sättigungsfeldstärke H_S und B_S Sättigungswert. Wird nun das Feld wieder verringert, sinkt auch die Flussdichte entlang Kurve (2). Allerdings fällt B nicht bis auf 0 ab, sondern erreicht den Wert B_R , die Remanenzflussdichte. Die Flussdichte fällt erst auf 0, wenn eine entgegengerichtete Koerzitivfeldstärke H_C angelegt wird.

Wir diskutieren nun die Randbedingungen, die im Wesentlichen die gleichen wie in der Elektrostatik sind.

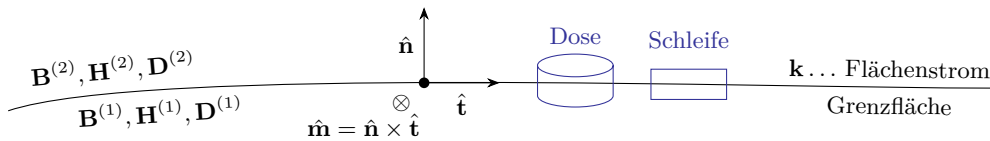


Abb. 5.7: Beim Übergang zwischen Medien mit verschiedener Permeabilität ändern sich Magnetfeld und magnetische Flussdichte. Außerdem kann ein Flächenstrom \mathbf{k} in der Grenzfläche fließen. Die Randbedingungen werden aus Anwendung des Satzes von Gauß auf eine kleine „Dose“ und des Satzes von Stokes auf eine kleine Schleife, die jeweils einen Teil der Grenzfläche enthalten, hergeleitet.

An einer Grenzfläche, wie in Abb. 5.7 dargestellt, muss die Normalkomponente von \mathbf{B} stetig sein, da

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \xrightarrow[\text{Satz von Gauß}]{\text{Dose, } \Delta h \rightarrow 0} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(1)}) = 0 \Leftrightarrow B_{\perp}^{(1)} = B_{\perp}^{(2)}.$$

Insbesondere ist für ein lineares, isotropes Material auch

$$\mu_1 H_{\perp}^{(1)} = \mu_2 H_{\perp}^{(2)}.$$

Für die Tangentialkomponente von \mathbf{H} gilt:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{j}_{\text{Ma}} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \xrightarrow{\text{Schleife}} \int \text{rot } \mathbf{H} \cdot d\mathbf{f} = \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \int \left(\mathbf{j}_{\text{Ma}} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot \hat{\mathbf{m}} d\mathbf{f} \\ &\xrightarrow{\Delta h \rightarrow 0} \hat{\mathbf{t}} \cdot (\mathbf{H}^{(2)} - \mathbf{H}^{(1)}) = H_{\parallel}^{(2)} - H_{\parallel}^{(1)} = \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{m}} \end{aligned}$$

mit einem Flächenstrom \mathbf{k} , der noch in der Grenzfläche fließen kann.

Ist das zweite Material sehr leicht magnetisierbar, also μ_2 sehr groß gegenüber μ_1 und $H_{\parallel}^{(1)} \approx 0$, also $\mathbf{H}^{(1)}$ orthogonal auf der Grenzfläche (siehe Abb. 5.8), dann kann das Feld nicht in das zweite Material eindringen ($\mathbf{H}^{(2)} \approx 0$) und das letztere verhält sich wie ein elektrischer Leiter, dessen Oberfläche eine Äquipotentialfläche ist.

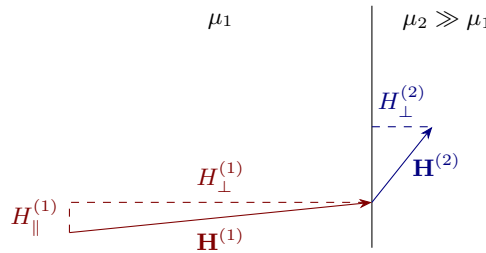


Abb. 5.8: Treffen die Magnetfeldlinien senkrecht auf eine Grenzfläche zu einem Material mit sehr viel größerer Permeabilität, so dringt das Magnetfeld nicht wesentlich in das zweite Material ein.

5.5.4 Magnetische Skalarpotentiale und ihre Anwendungen

In der Magnetostatik ist wie wir gesehen haben $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ und $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$.

- Für ein homogenes, lineares Medium ohne Ströme ist $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ und wir können \mathbf{H} als Potentialfeld eines magnetischen Skalarpotentials ϕ_m schreiben

$$\mathbf{H} = -\nabla \phi_m$$

und mit $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ und $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ erhalten wir eine Laplace-Gleichung

$$\nabla^2 \phi_m = 0.$$

Für eine Stromschleife gilt zum Beispiel an einem Punkt P

$$\phi_m(P) = -\frac{I\Omega}{4\pi},$$

wobei Ω das eingeschlossene Raumwinkелеlement ist, siehe Abb. 5.9.

- In einem harten Ferromagneten ist \mathbf{M} vorgegeben und $\mathbf{j} = 0$. Dann ist

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0, \quad \mathbf{H} = -\nabla \phi_m$$

und folglich

$$\nabla^2 \phi_m = -\rho_m, \quad \rho_m = -\nabla \cdot \mathbf{M}.$$

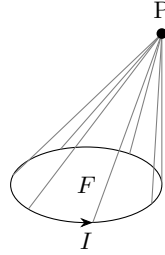


Abb. 5.9: Das magnetische Potential einer stromdurchflossenen Leiterschleife mit Fläche F an einem Punkt P ist proportional zu dem Raumwinkelement, das durch die Projektion der Schleife auf den Punkt P eingeschlossen wird.

In einem Ferromagneten gilt also eine Poisson-Gleichung mit einer effektiven magnetischen Ladungsdichte ρ_m . Ohne Randflächen ist die Lösung einfach

$$\phi_m = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'$$

und mit partieller Integration

$$\phi_m = -\frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \int \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'.$$

Führt man eine Fernfeldentwicklung durch, $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx 1/r$ und berücksichtigt nur den ersten Term, so erhält man

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \nabla \left(\frac{1}{r} \right) \cdot \int \mathbf{M}(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}' = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}}{r^3},$$

also ein Dipolfeld. Mit Randflächen ist

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' + \frac{1}{4\pi} \oint_{\partial V} \frac{\mathbf{n}' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{f}'.$$

Der Ausdruck $\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}$ lässt sich als effektive magnetische Flächenladungsdichte σ_m sehen. Ist die Magnetisierung homogen, dann ist das Potential nur von σ_m abhängig.

Beispiele

- Homogen magnetisierte Kugel:

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \mathbf{M} \cdot \nabla \int_{V_K} \frac{d^3\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \nabla \int_0^R \int_{-1}^1 \frac{r'^2 dr' d\cos\vartheta'}{\sqrt{r^2 + r'^2 + 2rr' \cos\vartheta'}} d\vartheta'$$

Im Inneren der Kugel ($r < R$) ist das Ergebnis

$$\phi_m(\mathbf{r}) = \frac{1}{3} \mathbf{M} \cdot \mathbf{r}, \quad \mathbf{H}_i = -\nabla \phi_m = -\frac{1}{3} \mathbf{M}, \quad \mathbf{B}_i = \mu_0 (\mathbf{H}_i + \mathbf{M}) = \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{M},$$

also $\mathbf{H}_i \parallel \mathbf{M} \parallel \mathbf{B}_i$.

Außerhalb der Kugel ist dagegen

$$\phi_m(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}}{r^3}, \quad \mathbf{m} = \frac{4}{3} \pi R^3 \mathbf{M}$$

und

$$H_a = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}_a = -\nabla \phi_m$$

also wieder ein Dipolfeld. Magnetische Flussdichte und Magnetfeld sind in Abb. 5.10 dargestellt – im Innern der Kugel ist das Magnetfeld entgegen der magnetischen Flussdichte gerichtet. Während \mathbf{B} ein reines Wirbelfeld ist ($\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$), weist \mathbf{H} einen Sprung am Kugelrand auf und besitzt damit Quellen $\sigma_m = \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}$.

Abb. 5.10: Magnetisches Feld und magnetische Flussdichte einer homogen magnetisierten Kugel. Anders als die magnetische Flussdichte B weist das Magnetfeld H einen Sprung (Umpolung) an der Kugeloberfläche auf.

- Magnetisierbare Kugel im äußeren Feld \mathbf{B}_0 :

Mit der Annahme, dass die Magnetisierung $\mathbf{M} = (\mu_r - 1) \mathbf{H}_i$ linear innerhalb des Kugelvolumens V_k ist, erhält man durch Addition der Flussdichte \mathbf{B}_0

$$\mathbf{B}_i = \mathbf{B}_0 + \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{M}, \quad \mathbf{H}_i = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}_0 - \frac{1}{3} \mathbf{M}.$$

Ähnlich zur Elektrostatik beschreibt $-\mathbf{M}/3$ ein Entmagnetisierungsfeld. Mittels des linearen Materialgesetzes erhält man schließlich

$$H_i = \frac{1}{\mu_0} \frac{3}{\mu_r + 2} B_0$$

und

$$\mathbf{M} = \frac{3}{\mu_0} \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 2} \mathbf{B}_0.$$

Beim Magnetismus ist alles analog zur Elektrizität AUSSER überall da, wo es genau anders rum ist

5.6 Faradaysches Induktionsgesetz

Bisher haben wir die Elektrostatik und die Magnetostatik getrennt betrachtet. Außerdem haben wir zwar bisher keine Zeitabhängigkeiten berücksichtigt, aber z.B. bereits gesehen, dass zeitabhängige Phänomene eine Rolle spielen, wie zum Beispiel in

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

Solche sind unter anderem wichtig bei elektromagnetischen Wellen, dem Auf- und Abbau von Feldern etc.

5.6.1 Integrale und differentielle Formulierung

Die Entdeckung des Induktionsgesetzes durch Michael Faraday beruht auf der Beobachtung, dass durch eine Leiterschleife, das einem bewegten magnetischen Feld ausgesetzt ist, ein Strom fließt.

Wir betrachten im Folgenden ein Grundexperiment von Faraday, in dem ein Magnet in der Nähe einer Leiterschleife mit einer Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegt wird (siehe Abb. 5.11), sodass sich der magnetische Fluss durch die Schleife mit der Zeit ändert.

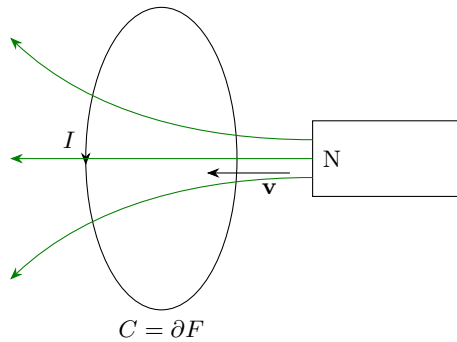


Abb. 5.11: Ein Magnetfeld wird in der Nähe einer Leiterschleife $C = \partial F$ bewegt. Der sich ändernde magnetische Fluss bewirkt die Induktion einer Spannung in der Schleife und damit einen Induktionsstrom I .

Wir bezeichnen die Leiterschleife als Randkurve ∂F einer Fläche F und führen zwei neue Größen ein: den magnetischen Fluss

$$\phi_B = \int_F \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f}$$

und die elektrische Ringspannung entlang ∂F

$$Z_E = \int_{\partial F} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r}.$$

Die Ringspannung Z_E bewirkt einen Stromfluss in der Schleife. Hiermit und aus den experimentellen Beobachtungen folgte ursprünglich die integrale Formulierung des Induktionsgesetzes

$$Z_E = -\frac{d}{dt}\phi_B \Leftrightarrow \int_{\partial F} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -\frac{d}{dt} \int_F \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f}.$$

Die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses durch eine Leiterschleife ruft eine Ringspannung und damit einen Strom hervor.

Die Bedeutung des negativen Vorzeichens wird mit der Lenzschen Regel erklärt:

Das induzierte elektrische Feld bzw. der induzierte elektrische Strom erzeugt ein Magnetfeld, das der Ursache der magnetischen Flussänderung entgegenwirkt.

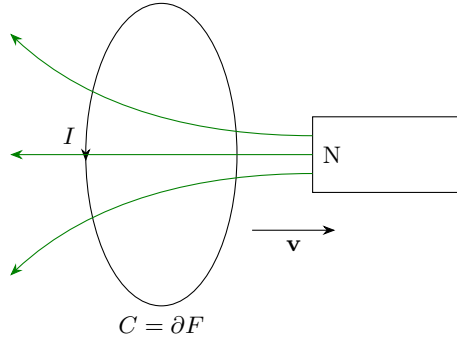
Mit dem Satz von Stokes kann das Induktionsgesetz auch differentiell ausgedrückt werden:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Die Wirbel des elektrischen Feldes sind durch die Änderung der magnetischen Flussdichte bestimmt.

5.6.2 Bewegte Leiter

Bisher haben wir den Leiter festgehalten und das Magnetfeld verändert. Als nächstes soll stattdessen der Leiter bewegt werden, wie in Abb. 5.12 dargestellt.

Abb. 5.12: Nun wird statt des Magnetfeldes die Leiterschleife mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegt.

Wir schreiben die treibende Ringspannung wieder als

$$Z_E = \int_{\partial F} \mathbf{E}' \cdot d\mathbf{r}, \quad (5.8)$$

aber jetzt wird das elektrische Feld im Ruhesystem des Leiters \mathbf{E}' eingesetzt.

Die Physik soll nach Einsteins Relativitätstheorie in allen Inertialsystemen gleich sein. Eine Beschreibung des Versuchs im Ruhesystem des Leiters muss dasselbe Ergebnis liefern wie im Ruhesystem des Magnetfeldes. Dazu muss die Elektrodynamik invariant unter Lorentz-Transformationen sein. Für kleine Geschwindigkeiten gehen diese Transformationen in Galilei-Transformationen (vernachlässige für diesen Zweck Translationen in Raum und Zeit) $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{v}t$ über. Im Moment werden wir uns auf diese beschränken.

Für den magnetischen Fluss, der jetzt aus dem Integral über eine veränderliche Fläche $F(t)$ hervorgeht,

$$\frac{d}{dt}\phi_B = \frac{d}{dt} \int_{F(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{f},$$

führen wir daher eine Galilei-Transformation durch

$$\frac{d}{dt}\phi_B = \frac{d}{dt} \int_F \mathbf{B}(\mathbf{r}' + \mathbf{v}t, t) \cdot d\mathbf{f} = \int_F \frac{d}{dt} \mathbf{B}(\underbrace{\mathbf{r}' + \mathbf{v}t}_{\mathbf{r}}, t) \cdot d\mathbf{f} = \int_F \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \right) \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f}'.$$

Den zweiten Summanden im Integral schreiben wir um zu

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{B} = \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{B} = -\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{v}(\nabla \cdot \mathbf{B})$$

und erhalten

$$\frac{d}{dt}\phi_B = \int_F \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times) \right) \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} = \int_F \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} - \oint_{\partial F} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{r} \quad (5.9)$$

Diese Berechnungen wurden im Inertialsystem des Leiters durchgeführt. Nun soll zurück in das Laborsystem (Ruhesystem des Magnetfeldes) transformiert werden. Wir wissen bereits, dass

$$Z_e = -\frac{d}{dt}\phi_B$$

gelten muss. Einsetzen der Gleichungen (5.8) und (5.9) führt auf

$$\int_{\partial F} (\mathbf{E}' - \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{r} = - \int_F \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f}$$

Daraus kann man das elektrische Feld im Laborsystem ablesen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}' - \mathbf{v} \times \mathbf{B}.$$

Dieses Ergebnis ist auch sinnvoll, weil $\text{rot } \mathbf{E} = \partial_t \mathbf{B}$ erfüllt ist und außerdem die Lorentzkraft auf eine Ladung q im Leiter

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

ist (im Ruhesystem des Leiters bewegt sich q nicht, im Laborsystem allerdings schon, und zwar mit \mathbf{v}).

5.7 Energie des magnetischen Feldes und Induktivität

5.7.1 Energie eines statischen Magnetfeldes

Die Energie von einem statischen Magnetfeld entspricht genau der Energie, die zum Aufbau des Feldes beim Einschalten des Stroms aufgebracht werden muss. Dabei entstehen aber auch temporäre elektrische Felder, sodass die Induktion berücksichtigt werden muss.

Die Arbeit pro Zeit $d_t U$, um den Strom I bzw. die Stromdichte \mathbf{j} aufrechtzuerhalten ist

$$\frac{dU}{dt} = -I \int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r}$$

Mit der integralen Formulierung des Induktionsgesetzes gilt also

$$\frac{dU}{dt} = I \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f}$$

Damit kann man die Energiezunahme, die durch eine Änderung um $\delta \mathbf{B}$ bewirkt wird, schreiben als

$$\delta U = I \int \delta \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} = I \int \text{rot}(\delta \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{f} = I \int_C \delta \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} = \int \mathbf{j} \cdot \delta \mathbf{A} d^3 \mathbf{r} = \int (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot \delta \mathbf{A} d^3 \mathbf{r}.$$

Der Anteil $\partial_t \mathbf{D}$ wird weggelassen, da dieser im Anfangs- und Endzustand gleich 0 ist. Betrachte zunächst den Integranden

$$(\nabla \times \mathbf{H}) \cdot \delta \mathbf{A} = \nabla \cdot (\mathbf{H} \times \delta \mathbf{A}) + \mathbf{H} \cdot (\nabla \times \delta \mathbf{A}).$$

Der erste Summand verschwindet im Integral als Oberflächenterm. Es bleibt⁸

$$\delta U = \int \mathbf{H} \cdot \delta \mathbf{B} d^3 \mathbf{r},$$

bzw. in einem linearen Material

$$U = \frac{1}{2} \int \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} d^3 \mathbf{r} = \frac{1}{2} \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{A} d^3 \mathbf{r}. \quad (5.10)$$

Alternativ kann man auch die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{j} \Rightarrow \mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 \mathbf{r}'$$

aufstellen und erhält mit Gleichung (5.10)

$$U = \frac{\mu}{8\pi} \int d^3 \mathbf{r}' \int d^3 \mathbf{r} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

⁸ Zur Erinnerung: In einem Dielektrikum gilt ganz äquivalent $\delta U_{\text{el}} = \int \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} d^3 \mathbf{r}$.

5.7.2 Induktivität

Mit den Erkenntnissen aus dem letzten Kapitel stellt sich die Frage, wie mehrere Leiterschleifen (wie z.B. in Abb. 5.13 dargestellt) miteinander wechselwirken.

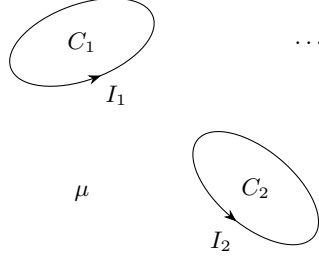


Abb. 5.13: Mehrere stromdurchflossene Leiterschleifen C_i mit verschiedenen Induktivitäten L_i beeinflussen gegenseitig die Energie, die in den Magnetfeldern enthalten ist.

Die Feldenergie zweier Leiterschleifen können wir schreiben als

$$U = \frac{1}{2} \sum_{i,k} L_{ik} I_i I_k$$

mit Selbstinduktivität L_{ii} und Gegeninduktivität $L_{ik}, i \neq k$

$$L_{ii} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{1}{I_i^2} \int \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{r}' \frac{\mathbf{j}_i(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{j}_i(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (5.11)$$

$$L_{ik} = L_{ki} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{C_i} \int_{C_k} \frac{d\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{r}_k}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (5.12)$$

Es lässt sich nun bestimmen, welchen Fluss die Selbstinduktivität erzeugt:

$$\phi_B = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{f} = \int \text{rot } \mathbf{A} \cdot d\mathbf{f} = \oint_{\partial F} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} = \frac{\mu}{4\pi} \oint_{\partial F} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot d\mathbf{r}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' \equiv LI$$

mit

$$L = \frac{\mu}{4\pi} \frac{1}{I} \oint_{\partial F} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot d\mathbf{r}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'.$$

Mit der Ersetzung $I d\mathbf{r} = \mathbf{j} d^3\mathbf{r}$ erhalten wir gerade die Gleichung (5.11). Die Ringspannung entlang der Leiterschleife ist

$$V = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -\frac{d}{dt} \phi_B = -L \frac{d}{dt} I.$$

Führen wir eine Verallgemeinerung auf ein System von Leiterschleifen durch, erhalten wir die Ringspannung V_i der Schleife i

$$V_i = \oint_{C_i} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -\sum_k L_{ik} \frac{d}{dt} I_k.$$

Für einen geraden Draht mit Querschnittsradius a und Länge h (siehe Abb. 5.14 links) ist zum Beispiel

$$L = \frac{\mu}{2\pi} j \left(\ln \left(\frac{2h}{a} \right) - \frac{3}{4} \right)$$

und für eine unendliche lange Spule mit Querschnittsfläche A und N Windungen pro Länge h (siehe Abb. 5.14 rechts)

$$L = \mu N^2 \frac{A}{h},$$

denn $U = HBV/2 = \mu H^2 A/2$ mit $H = NI/h$ liefert

$$U = \frac{1}{2} \mu N^2 I^2 \frac{A}{h}$$

und

$$U = \frac{1}{2} LI^2.$$

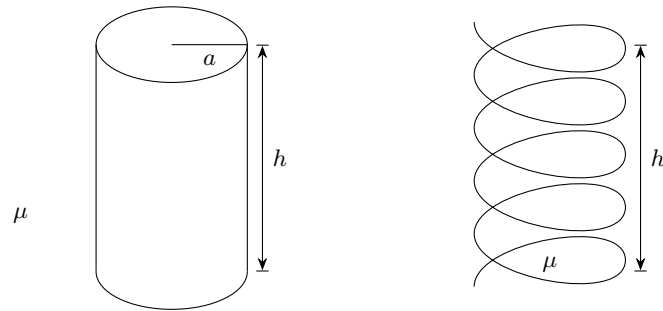


Abb. 5.14: Links: Zylindrisches Drahtstück der Länge h und Radius a in einem Medium mit Permeabilität μ . Rechts: Stück einer (eng gewickelten) Spule der Länge h .

6 Grundgleichungen der Elektrodynamik

6.1 Die Maxwellschen Gleichungen: Zusammenstellung

Die Maxwellgleichungen bilden die Basis der Elektrodynamik und fast alle Gleichungen zur Beschreibung elektromagnetischer Phänomene können aus ihnen hergeleitet werden. Das Ziel ist die Beschreibung der Dynamik von elektrischen und magnetischen – den elektromagnetischen – Feldern.

Alle Maxwell-Gleichungen wurden in den vorangegangenen Kapiteln bereits in einer oder mehreren Formen behandelt.

Das Gaußsche Gesetz

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho$$

besagt, dass die Quellen des dielektrischen Feldes makroskopische Ladungsdichten sind. Die magnetische Flussdichte hat keine Quellen, es gibt keine magnetischen Monopole und die Feldlinien sind geschlossen,

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0.$$

Nach dem Faradayschen Induktionsgesetz

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

erzeugen veränderliche Magnetfelder rotierende elektrische Felder. Zuletzt beschreibt das Ampèresche Gesetz (mit Maxwellschem Verschiebungsstrom), dass rotierende Magnetfelder aus Stromdichten und veränderlichen dielektrischen Feldern entstehen,

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

Diese Gleichungen gelten sowohl im Vakuum als auch in Materie. Dabei ist $\rho(\mathbf{r}, t)$ die makroskopische Ladungsdichte und $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ die makroskopische Stromdichte. Diese erfüllen die schon bekannte Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0.$$

Im Vakuum nehmen die Maxwell-Gleichungen die folgende Form an:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$

Auch die mikroskopischen Maxwellgleichungen haben wir kennengelernt. In Materie wird über stark fluktuierende Felder gemittelt, $\mathbf{E} = \langle \mathbf{e} \rangle$ und $\mathbf{B} = \langle \mathbf{b} \rangle$, sodass für die Ladungs- und Flussdichte gilt:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\rho} \rangle &= \rho - \nabla \cdot \mathbf{P} + \partial_k \partial_l Q_{kl} + \dots \\ \langle \tilde{\mathbf{j}} \rangle &= \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P} + \nabla \times \mathbf{M}. \end{aligned}$$

Durch Einführung des dielektrischen Verschiebungsfeldes \mathbf{D} und des Magnetfeldes \mathbf{H} als Hilfsfelder erhält man dann die Materialgleichungen

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} - \nabla Q, \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

bzw. in linearen Medien einfacher

$$\begin{aligned} \mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E} &\Rightarrow \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, & \varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \\ \mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} &\Rightarrow \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, & \mu = \mu_0 (1 + \chi_m) = \mu_0 \mu_r. \end{aligned}$$

Die Kraftdichte auf Ladungsdichten und Stromdichten ist

$$f(\mathbf{r}, t) = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B},$$

also gerade die „Lorentzkraft-Dichte“ als Kontinuumsform der Lorentzkraft.

6.2 Elektromagnetische Potentiale

Eine allgemeine Lösungsstrategie der Maxwell'schen Gleichungen liefert die Bestimmung der elektromagnetischen Potentiale. Die Maxwell'schen Gleichungen lassen sich als Paare von zwei homogenen Differentialgleichungen,

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

und zwei inhomogenen Differentialgleichungen,

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j}$$

schreiben.

Zuerst werden die homogenen Maxwellgleichungen gelöst. Die zweite Gleichung lässt sich umschreiben zu

$$0 = \operatorname{rot} \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \equiv -\operatorname{rot} (\nabla \varphi).$$

Dabei haben wir ein Vektorpotential $\mathbf{B} \equiv \nabla \times \mathbf{A}$ und ein skalares Potential $\mathbf{E} + \partial_t \mathbf{A} = -\nabla \varphi$ eingeführt. Das magnetische Vektorpotential \mathbf{A} ist in dieser Form bereits bekannt und das skalare Potential φ ist die Verallgemeinerung des elektrischen Potentials auf dynamische Felder.

Die so gewonnenen Gleichungen

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \tag{6.1}$$

können jetzt in die inhomogenen Maxwellgleichungen eingesetzt werden, wobei wir uns im Folgenden auf die Gleichungen im Vakuum beschränken. Einsetzen in das Gaußsche Gesetz liefert

$$\nabla^2 \varphi + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{6.2}$$

und aus dem Ampèreschen Gesetz folgt

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mu_0 \mathbf{j} - \frac{1}{c^2} \left(\nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \right),$$

was man umstellen kann zu

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A} - \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = -\mu_0 \mathbf{j}. \quad (6.3)$$

Wir erhalten also insgesamt vier gekoppelte partielle Differentialgleichungen für \mathbf{A} und φ statt acht für \mathbf{E} und \mathbf{B} . In der Wellengleichung (6.3) können wir zur Bequemlichkeit den D'Alembert-Operator oder auch Wellenoperator

$$\square \equiv \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \quad (6.4)$$

eingeführen.

In den Gleichungen (6.1) sind allerdings die Potentiale φ und \mathbf{A} nicht eindeutig, denn sie können mithilfe einer beliebigen skalaren Eichfunktion $\lambda(\mathbf{r}, t)$ umgeeicht werden:

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{A} + \nabla \lambda, \quad \tilde{\varphi} = \varphi - \frac{\partial \lambda}{\partial t}. \quad (6.5)$$

Alle auf diese Weise gewonnenen Potentiale $\tilde{\varphi}$ und $\tilde{\mathbf{A}}$ lassen die physikalischen Felder in (6.1) unverändert, was als Eichinvarianz bezeichnet wird. Es wird meist eine spezielle Wahl für die Eichung getroffen.

6.2.1 Lorenz-Eichung

Für die Lorenz-Eichung werden \mathbf{A} und φ so gewählt, dass

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0, \quad (6.6)$$

Diese Gleichung ist invariant unter der Lorentz-Transformation der speziellen Relativitätstheorie. Es ergeben sich damit die folgenden inhomogenen Wellengleichungen für φ und \mathbf{A} :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A} &= -\mu_0 \mathbf{j} \Leftrightarrow \square \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j} \\ \nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho \Leftrightarrow \square \varphi = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho. \end{aligned}$$

Bemerkenswerterweise sind jetzt die verschiedenen Potentiale entkoppelt. Die Lorenz-Eichung ist immer durchführbar, denn man λ nur nach der Differentialgleichung (setze (6.5) in (6.6) ein)

$$\nabla^2 \lambda - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \lambda = - \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)$$

zu wählen, was stets möglich ist.

6.2.2 Coulomb-Eichung

Für die Coulomb-Eichung wählt man das magnetische Vektorpotential \mathbf{A} divergenzfrei, also sodass

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0.$$

6 Grundgleichungen der Elektrodynamik

Dann gilt mit Gleichung (6.2)

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

und φ ist gerade das Coulomb-Potential von ρ :

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'.$$

Aus der Gleichung (6.2) erhält man dann

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Auf der rechten Seite erkennen wir den transversalen Anteil der Stromdichte,

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A} \equiv \mu_0 \mathbf{j}_t, \quad \mathbf{j}_t = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \int \frac{\text{rot } \mathbf{j}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'.$$

Man sieht sofort, dass $\text{div } \mathbf{j}_t = 0$, weil \mathbf{j}_t ein reines Wirbelfeld ist.

Wegen $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ sind die Wellen von \mathbf{A} transversal, weswegen man auch von der transversalen Eichung oder Strahlungseichung spricht. Das Vektorpotential \mathbf{A} bestimmt die Wellenausbreitung, während φ die statische Lösung beschreibt.

6.3 Erhaltungssätze der Elektrodynamik

6.3.1 Erhaltung von Energie: Satz von Poynting

Wir erinnern uns an die elektromagnetische Kraftdichte, die aus der Lorentzkraft hervorgeht:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{j} = \rho \mathbf{v}.$$

Multiplikation mit der Geschwindigkeit der Ladungsdichte \mathbf{v} liefert die pro Volumen- und Zeiteinheit geleistete Arbeit des elektrischen Feldes:

$$\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}.$$

Sie entspricht genau der mechanischen Arbeit bzw. Jouleschen Wärme. Das magnetische Feld verrichtet keine Arbeit, da $\mathbf{v} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$.

Den Satz von Poynting leiten wir nun her, indem wir das Induktionsgesetz skalar mit dem Magnetfeld \mathbf{H} multiplizieren und das Durchflutungsgesetz mit dem elektrischen Feld \mathbf{E} und die beiden Gleichungen subtrahieren:

$$\mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Umstellen und Anwenden von $\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H})$ führt auf die Gleichung

$$\boxed{\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}.} \quad (6.7)$$

Die ersten beiden Terme auf der linken Seite geben die Änderung der elektromagnetischen Feldenergie pro Volumen und Zeiteinheit an. Der Teil $\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$ beschreibt den Fluss der elektromagnetischen

Feldenergie aus einem Volumen heraus und die rechte Seite ist gerade die mechanische Arbeit bzw. Joulesche Wärme (wie wir gerade gesehen haben), die dem System verloren geht.

Die Größe $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ wird als Poynting-Vektor definiert,

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}.$$

Er gibt die elektromagnetische Energiestromdichte an und seine Einheit ist dementsprechend Energie pro Fläche und Zeit.

Wir betrachten jetzt zwei Spezialfälle. Im Vakuum und in linearen Materialien ist $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ und $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ und wir vernachlässigen Zeitabhängigkeiten von ε und μ . Mit der elektromagnetischen Feldenergie-dichte

$$u = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) / 2 \quad (6.8)$$

lässt sich die Gleichung (6.7) nun umschreiben zu

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

bzw. in der integralen Formulierung

$$\frac{d}{dt} \int_V u \, d^3\mathbf{r} + \int_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{f} = - \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, d^3\mathbf{r}.$$

Als zweiter Sonderfall sollen linear dispersive Materialien behandelt werden. Die Materialkonstanten ε und μ werden als komplexe, frequenzabhängige Konstanten geschrieben,

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega), \quad \mu(\omega) = \mu'(\omega) + i\mu''(\omega).$$

Wir betrachten zeitlich periodische (und harmonische) Felder und beschreiben sie durch komplexe Größen:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}, & \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \\ \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), & \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mu(\omega) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t). \end{aligned}$$

Physikalisch sind natürlich nur die reellen Felder $\mathbf{E}_R = \Re(\mathbf{E})$, $\mathbf{H}_R = \Re(\mathbf{H})$ usw. messbar.

Die Änderung der elektromagnetischen Energiedichte lässt sich als Mittelung über eine Periode schreiben:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \frac{1}{T} \int_0^{T=\frac{2\pi}{\omega}} \left(\mathbf{E}_R \cdot \frac{\partial \mathbf{D}_R}{\partial t} + \mathbf{H}_R \cdot \frac{\partial \mathbf{B}_R}{\partial t} \right) dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^{T=\frac{2\pi}{\omega}} \left(\omega E_0^2 \cos(\omega t) [-\varepsilon'(\omega) \sin(\omega t) + \varepsilon''(\omega) \cos(\omega t)] \right. \\ &\quad \left. + \omega H_0^2 \cos(\omega t) [-\mu'(\omega) \sin(\omega t) + \mu''(\omega) \cos(\omega t)] \right) dt. \end{aligned}$$

Man könnte zuerst denken, dass dieser Ausdruck verschwindet, da die Feldenergie konstant sein sollte. Das Integral der Terme, die den realen Anteil ε' und μ' der elektromagnetischen Materialkonstanten enthalten, verschwindet tatsächlich, weil das Produkt $\cos(\omega t) \sin(\omega t)$ über eine Periode integriert 0 ist. Die Terme mit den imaginären Anteilen ε'' und μ'' heben sich dagegen nicht auf, weil

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \frac{\omega}{T} \left(E_0^2 \varepsilon''(\omega) + H_0^2 \mu''(\omega) \right) \int_0^{T=\frac{2\pi}{\omega}} \cos^2(\omega t) dt \\ &= \frac{\omega}{2\pi} \left(E_0^2 \varepsilon''(\omega) + H_0^2 \mu''(\omega) \right) \int_0^{2\pi} \cos^2(u) du \\ &= \frac{\omega}{2} \left(E_0^2 \varepsilon''(\omega) + H_0^2 \mu''(\omega) \right). \end{aligned}$$

Die imaginären Anteile $\varepsilon''(\omega)$ und $\mu''(\omega)$ der elektromagnetischen Materialkonstanten sind also verantwortlich für die Dissipation der elektromagnetischen Energie.

Wir betrachten jetzt geladene Teilchen und elektromagnetische Felder im Vakuum und führen die „mechanische“ Energie u_{mech} ein, bzw. die Energie, die nicht elektromagnetisch ist. Wir können dann wegen

$$\frac{du_{\text{mech}}}{dt} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

sagen, dass

$$\frac{\partial}{\partial t} (u_{\text{mech}} + u_{\text{Feld}}) + \text{div } \mathbf{S} = 0.$$

Dies ist die Kontinuitätsgleichung für die Gesamtenergie und beschreibt damit die Energieerhaltung des Systems.

6.3.2 Impulserhaltung

Wenn die „mechanische“ Energie in elektromagnetische umgewandelt werden kann und umgekehrt, dann ist es auch sinnvoll, analog zum mechanischen Impuls so etwas wie einen Impuls des elektromagnetischen Feldes zu definieren, um eine Kontinuitätsgleichung im Vakuum abzuleiten.

Die zeitliche Änderung des mechanischen Impulses P_{mech} lässt sich als Integral über die Impulsdichte p_{mech} beschreiben, dessen zeitliche Änderung gerade der Kraftdichte f entspricht, die durch die Lorentzkraft ausgedrückt werden kann:

$$\frac{dP_{\text{mech}}}{dt} = \frac{d}{dt} \int p_{\text{mech}} d^3\mathbf{r} = \int f(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} = \int (\rho\mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}) d^3\mathbf{r}.$$

Die elektromagnetische Kraftdichte lässt sich mithilfe der Maxwellschen Gleichungen umformen zu

$$\begin{aligned} \rho\mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} &= \nabla \cdot \mathbf{DE} + \left(\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \times \mathbf{B} \\ &= \mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{D}) + \mathbf{B} \times \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{H}) \\ &= \underbrace{\mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{D}) + (\nabla \times \mathbf{E}) \times \mathbf{D}}_{\text{A}} - \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{(\mathbf{D} \times \mathbf{B})}_{\text{B}} - \underbrace{\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{H})}_{\text{C}}. \end{aligned}$$

Der Term B beschreibt die neue Impulsdichte des elektromagnetischen Feldes

$$p_{\text{em}} = \mathbf{D} \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{c^2} \mathbf{S}.$$

Die i -te Komponente vom Term A lässt sich als

$$E_i \partial_j D_j - \partial_i^{(E)} (E_j D_j) + D_j \partial_j E_i = \partial_j (E_i D_j) - \frac{1}{2} \partial_i (E_j D_j) = \partial_j \left(E_i D_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} E_k D_k \right)$$

schreiben (wobei der Differentialoperator $\partial_i^{(E)}$ nur auf Komponente von E wirkt) und die i -te Komponente von Teil C als

$$\partial_i^{(H)} (H_j B_j) + B_j \partial_j H_i + \underbrace{H_i \partial_j B_j}_0 = \partial_j \left(H_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} H_k B_k \right).$$

Zusammen können die Terme B und C als Ableitung $\partial_j T_{ij}$ eines Tensors T_{ij} geschrieben werden. T_{ij} ist der Maxwellsche Spannungstensor (dessen elektrostatischer Anteil schon aus Kapitel 3.3.8 bekannt ist):

$$T_{ij} = E_i D_j + H_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} (E_k D_k + H_k B_k).$$

Er erlaubt eine integrale Beschreibung der Impulsbilanz

$$\frac{d}{dt} \int (p_{\text{mech}} + p_{\text{em}})_i d^3 \mathbf{r} = \int_V \partial_j T_{ij} d^3 \mathbf{r} = \int_{\partial V} T_{ij} df_j.$$

7 Die spezielle Relativitätstheorie

Die spezielle Relativitätstheorie revidierte die Vorstellung von Raum und Zeit, die seit Galileo Galilei gültig war.

Bei ihrer Entwicklung spielte die Elektrodynamik und die Lichtausbreitung im Äther eine große Rolle. Schon vor der Relativitätstheorie entwickelte Hendrik A. Lorentz die sogenannten Lorentz-Transformationen für das elektrische und magnetische Feld und Henri Poincaré untersuchte die mathematische Struktur dieser Lorentz-Transformation und zeigte die Invarianz der Maxwell-Gleichungen unter diesen Transformationen.

Diese Bemühungen galten aber nur zur Bewahrung der klassischen Sichtweise und erst Einstein veröffentlichte 1905 einen völlig neuen Ansatz.

7.1 Vor der Relativitätstheorie

Bevor Albert Einstein die Relativitätstheorie einführte, stellte man sich den physikalischen Raum als euklidischen (also flachen) Raum in drei Dimensionen vor mit Abständen $d = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ zum Ursprung, Längen $v = |\mathbf{v}| = \sqrt{\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}}$ von Vektoren und Winkeln $\cos \alpha = \mathbf{v} \cdot \mathbf{w} / (vw)$ zwischen zwei Vektoren \mathbf{v} und \mathbf{w} , während die Zeit getrennt davon und in allen Bezugssystemen gleich vergeht. Man spricht auch von einer absoluten Zeit.

In der Newtonschen Mechanik spielen Inertialsysteme eine große Rolle. Dabei handelt es sich um besondere Bezugssysteme, die sich alle gleichförmig zueinander bewegen und nicht beschleunigt sind. In ihnen gelten die Newtonschen Axiome.

Nach dem Galileischen Relativitätsprinzip sind alle Inertialsysteme gleichwertig.

Die Newtonschen Axiome sind forminvariant (kovariant) unter Galilei-Transformationen zwischen verschiedenen Inertialsystemen.

7.1.1 Die Galilei-Transformation

Die allgemeine Galilei-Transformation von einem Inertialsystem Σ in ein anderes Inertialsystem Σ' nimmt die Form

$$\begin{aligned}\mathbf{r} &\rightarrow \mathbf{r}' = R(\mathbf{r} - \mathbf{v}t - \mathbf{a}) \\ t &\rightarrow t' = t - t_0\end{aligned}$$

an. Die Matrix R beschreibt eine (zeitlich konstante) Rotation, \mathbf{v} eine gleichförmige Bewegung zwischen den Systemen und \mathbf{a} eine konstante Verschiebung. Zusammen mit der zeitlichen Verschiebung

t_0 ergeben sich insgesamt zehn Parameter, die eine Galilei-Transformation beschreiben.

Die Galilei-Transformationen bilden eine Gruppe mit zehn Parametern bezüglich Hintereinanderausführung.

Die Addition von Geschwindigkeiten erfolgt linear,

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \mathbf{v},$$

denn (hier zur Vereinfachung unter Vernachlässigung der Drehung)

$$\mathbf{u} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \Rightarrow \mathbf{u}' = \frac{d\mathbf{r}'}{dt} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} - \mathbf{v} = \mathbf{u} - \mathbf{v}.$$

Das heißt, dass ein Körper, der sich im Inertialsystem Σ mit der Geschwindigkeit \mathbf{u} bewegt, in dem dazu mit \mathbf{v} bewegten Inertialsystem Σ' die Geschwindigkeit $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \mathbf{v}$ aufweist.

7.1.2 Lichtausbreitung

Wir wissen, dass Licht eine elektromagnetische Welle ist. Es gilt daher für die Ausbreitung die in den vorigen Kapiteln hergeleitete Wellengleichung für das elektrische Feld (hier für $\rho = 0$ und $\mathbf{j} = 0$):

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = 0, \quad c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (7.1)$$

Diese wird zum Beispiel durch eine ebene Welle $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ mit $\omega = ck$ gelöst. Wegen $\text{div } \mathbf{E} = 0$ handelt es sich um eine Transversalwelle, $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser elektromagnetischen Welle ist also c und wird daher auch als Lichtgeschwindigkeit bezeichnet.

Allerdings ergibt sich im Rahmen der klassischen Physik ein Problem, da nicht klar ist, in welchem Inertialsystem c gelten soll.

Die Maxwell-Gleichungen und damit auch die Wellengleichung (7.1) sind nämlich nicht invariant unter der Galilei-Transformation.

Außerdem hat man sich vorgestellt, dass sich Licht wie mechanische Wellen in einem elastischen Medium – einem sogenannten Äther – bewegt. Dieser durfte ferner keine Longitudinalwellen erlauben, da bereits bekannt war, dass Licht stets eine Transversalwelle ist. Nach dieser Vorstellung gibt es ein ausgezeichnetes Inertialsystem, in dem der Äther ruht und die Lichtgeschwindigkeit gerade c ist, während in dazu bewegten Systemen die Lichtgeschwindigkeit größer oder kleiner ist.

7.1.3 Michelson-Morley-Experiment

1881 führte Albert A. Michelson ein Experiment durch, das diesen Äther nachweisen sollte. 1887 wiederholte er das Experiment zusammen mit Edward W. Morley mit höherer Präzision und erhielt schließlich 1907 den Nobelpreis dafür.

Die Grundidee für diesen Versuch basiert auf der Vorstellung, dass der Lichtäther im Inertialsystem der Sonne ruht und sich die Erde bei der Rotation um die Sonne durch ihn hindurchbewegt (siehe

Abb. 7.1). Da die Umlaufgeschwindigkeit um die Sonne mit $v = 30 \text{ km s}^{-1}$ groß ist, sollte sich entlang der Bewegungsrichtung der Erde um die Sonne eine andere Lichtgeschwindigkeit messen lassen als quer dazu.

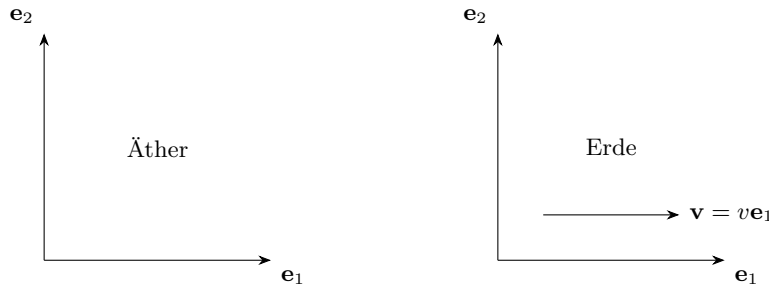


Abb. 7.1: Die Erde bewegt sich relativ zum Lichtäther. Die Achsen werden so gewählt, dass die relative Bewegung entlang \mathbf{e}_1 stattfindet. Wegen der Geschwindigkeitsaddition, die durch die Galilei-Transformation vorgegeben ist, wird erwartet, dass entlang \mathbf{e}_1 eine andere Lichtgeschwindigkeit gemessen wird, also entlang \mathbf{e}_2 .

Bewegt sich ein Lichtstrahl im Äther mit der Geschwindigkeit $c\mathbf{n}$ und die Erde mit $\mathbf{v} = v\mathbf{e}_1$ durch den Äther, so ist nach der Geschwindigkeitsaddition der Galilei-Transformation die Geschwindigkeit des Lichtstrahls auf der Erde $\mathbf{c}' = c\mathbf{n} - \mathbf{v}$. Dabei gibt es zwei Spezialfälle für die Messrichtung, wie in Abb. 7.2 dargestellt:

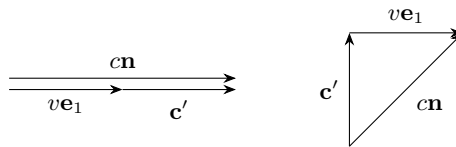


Abb. 7.2: Sonderfälle für die Messung der Lichtgeschwindigkeit bei der Bewegung durch den Lichtäther. Links: $\mathbf{c}' \parallel \mathbf{e}_1$, es gilt $|\mathbf{c}'| = c \pm v$, rechts: $\mathbf{c}' \parallel \mathbf{e}_2$, es gilt $|\mathbf{c}'| = \sqrt{c^2 - v^2}$.

1. $\mathbf{c}' \parallel \mathbf{e}_1$: Geschwindigkeit im Äther: $\pm c\mathbf{e}_1$, Geschwindigkeit auf der Erde: $\pm(c \mp v)\mathbf{e}_1$, also $|\mathbf{c}'| = \pm v$.
2. $\mathbf{c}' \parallel \mathbf{e}_2$: Geschwindigkeit im Äther: $\pm c\mathbf{e}_2$, also $|\mathbf{c}'| = \sqrt{c^2 - v^2}$.

Zwar ist die Lichtgeschwindigkeit sehr hoch, aber die Geschwindigkeitsabweichungen sollten sich mithilfe von Interferenz beobachten lassen. In Abbildung Abb. 7.3 ist schematisch das von Michelson entworfene Interferometer abgebildet, mithilfe dessen das Experiment durchgeführt wurde.

Das Interferometer wird so ausgerichtet, dass ein Arm entlang \mathbf{e}_1 und der andere entlang \mathbf{e}_2 zeigt, wie dargestellt. Obwohl jetzt der Weg, den die beiden Teilstrahlen auf ihrem Weg zu und von den Spiegeln zurücklegen, der gleiche ist (sofern $l_1 = l_2$), sollten die Laufzeiten t_1 und t_2 unterschiedlich sein, weil die Lichtgeschwindigkeit wie oben beschrieben verschiedene Werte für die beiden Achsen annimmt:

$$t_1 = \frac{l_1}{c+v} + \frac{l_1}{c-v} = \frac{2l_1}{c\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}$$

$$t_2 = \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l_2}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

In der Praxis lassen sich natürlich l_1 und l_2 nicht exakt gleich wählen (zumindest eine Präzision in der Größenordnung der Wellenlänge wäre notwendig). Stattdessen wird das Interferometer um 90° gedreht und beobachtet, ob sich das Interferenzmuster ändert. Überraschenderweise wurde eine solche Änderung aber nicht festgestellt.

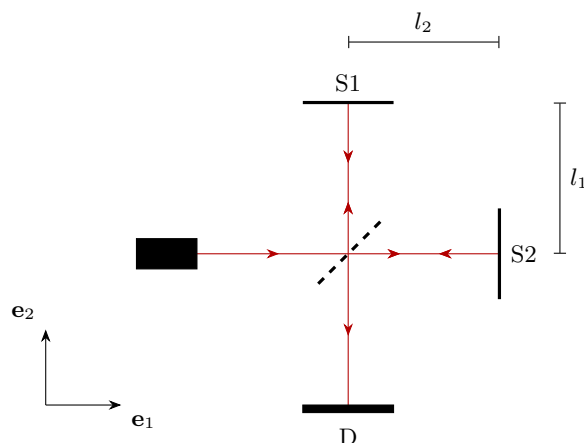


Abb. 7.3: Schematische Abbildung eines Michelson-Interferometers. Eine Lichtquelle (idealerweise ein Laser) wird auf einen Strahlteiler gerichtet. Die beiden Teilstrahlen werden an jeweils einem Spiegel (S1 und S2) zurück durch den Strahlteiler reflektiert. Ein Teil beider Strahlen wird in Richtung eines Detektors (D) oder Schirms gelenkt. Die Abstände des Strahlteilers zu den beiden Spiegeln sind idealerweise gleich.

Um diesen Widerspruch zu der Äthertheorie aufzulösen, schlugen H. A. Lorentz und G. F. Fitzgerald vor, dass sich materielle Objekte entlang der Bewegungsrichtung durch den Äther um einen Faktor $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ verkürzen, sodass die Länge l_1 in Abb. 7.3 zu $l_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ wird¹.

Dagegen war Albert Einsteins Idee, anzunehmen, dass die Lichtgeschwindigkeit immer gleich ist.

7.2 Einsteinsches Relativitätsprinzip

Albert Einstein kannte zwar wahrscheinlich das Michelson-Morley-Experiment nicht, aber er war überzeugt, dass ein absolutes Bezugssystem (in dem der Äther ruht) nicht existieren kann.

Jedes Inertialsystem ist gleichermaßen berechtigt zur Beschreibung der physikalischen Gesetze. Die physikalischen Gesetze sind kovariant unter Lorentz-Transformationen.

Insbesondere gilt²:

Die Lichtgeschwindigkeit c ist unabhängig vom Inertialsystem.

Dieses Relativitätsprinzip geht über die Galileische Relativität der Mechanik hinaus. Die Maxwell-Gleichungen sind invariant unter Lorentz-Transformationen und damit in allen Inertialsystemen gültig.

¹ Im Gegensatz zur Längenkontraktion in der speziellen Relativitätstheorie galt diese allerdings nicht allgemein, sondern wirklich nur für materielle Objekte.

² Bei der 17. Generalkonferenz für Maß und Gewicht am 20.10.1983 wurde der Wert der Lichtgeschwindigkeit auf exakt $299\,792\,458\,\text{m s}^{-1}$ festgelegt. Mit der Definition für die Sekunde (1 s ist das 9192631770-fache der Periodendauer der beim Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstruktur-Niveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs ausgesandten Strahlung) ergibt sich auch die Definition des Meters: 1 m ist die Länge, welche das Licht im Vakuum während des Zeitintervalls $(1/299\,792\,458)\,\text{s}$ durchläuft.

Um das Postulat von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit durchzusetzen, ist es allerdings notwendig, Raum und Zeit neu zu beschreiben. In der klassischen Mechanik ist der Raum ein euklidischer und vollständig unabhängig von der Zeit. In dem neuen Minkowski-Raum wird er allerdings mit der Zeit zur vierdimensionalen Raumzeit verbunden.

Das Relativitätsprinzip soll an einem kleinen Beispiel veranschaulicht werden. Betrachte einen Zug der mit hoher Geschwindigkeit durch einen Bahnhof fährt. Von der Mitte des Zuges aus wird nun ein Lichtsignal nach vorne und hinten ausgesandt. Ein Betrachter, der sich im Zug befindet, wird bemerken, dass der Lichtstrahl exakt gleichzeitig am Anfang und am Ende des Zuges ankommt, da der Weg für beide sich gleichförmig bewegende Strahlen genau der Gleiche ist. Ein am Bahnhof still stehender Beobachter sieht aber, dass das Signal zuerst das Ende des Zuges erreicht, weil sich dieses dem Lichtstrahl entgegen bewegt, während der Anfang von dem Signal davonläuft. Dieses Paradoxon kommt zustande, weil die Lichtgeschwindigkeit für alle Beobachter die gleiche sein muss und es wird dadurch erklärt, dass die Gleichzeitigkeit von Ereignissen relativ ist. Zwei Ereignisse wie das Ankommen der Lichtstrahlen an den Zugenden können in einem Inertialsystem zeitgleich stattfinden und einem anderen zu unterschiedlichen Zeiten.

In den folgenden Kapiteln sollen diese Phänomene quantitativ untersucht werden. Dazu wird zunächst die Lorentz-Transformation eingeführt, welche in der relativistischen Physik die Galilei-Transformation ersetzt.

7.3 Die Lorentz-Transformation

In der speziellen Relativitätstheorie beschreibt die Lorentz-Transformation die Transformation zwischen zwei Inertialsystemen. Wie die Lorentz-Transformation aussieht, lässt sich auf verschiedene Arten herleiten, von welchen hier der direkte Weg von Einstein dargestellt wird. Zuerst wollen wir aber noch einige Vorbemerkungen zur Raumzeit machen.

7.3.1 Invarianz des Lichtkegels

Wir wollen zunächst mit einem Gedankenexperiment beginnen, bei dem sich ein Lichtpuls ab dem Zeitpunkt $t_0 = 0$ vom Ursprung ausbreitet. Der Lichtpuls wird von zwei Inertialsystemen aus betrachtet, Σ und Σ' , wie in Abb. 7.4 dargestellt (vereinfacht, ohne z -Achse).

Nachdem im System Σ eine Zeit dt verstrichen ist, hat der Lichtstrahl den Weg $\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ zurückgelegt. Wegen $c = s/t \Leftrightarrow c^2 t^2 = r^2$ ist also

$$-c^2 dt^2 + \underbrace{dx^2 + dy^2 + dz^2}_{dr^2} = 0.$$

Wir betrachten jetzt das zweite Inertialsystem Σ' , das sich mit der Relativgeschwindigkeit \mathbf{v} zu Σ bewegt und zu $t = 0$ mit Σ zusammenfällt. Hier ist der vom Lichtstrahl zurückgelegte Weg dr'^2 . Da aber die Lichtgeschwindigkeit c dieselbe sein muss, folgt, dass eine andere Zeit verstrichen sein muss, die Zeit also anders als in Σ verläuft. Wir erhalten damit im System Σ'

$$-c^2 dt'^2 + \underbrace{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}_{dr'^2} = 0.$$

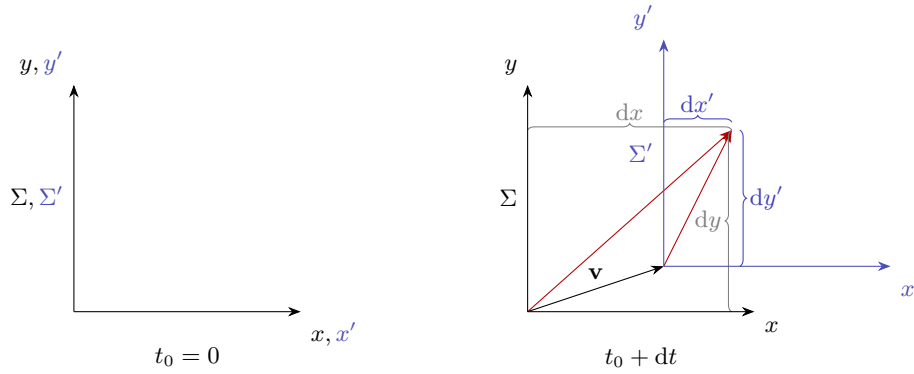


Abb. 7.4: Zwei Inertialsysteme Σ und Σ' fallen zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ zusammen. Ihre Relativgeschwindigkeit ist \mathbf{v} , sodass sich die beiden Systeme zum Zeitpunkt $t_0 + dt > 0$ ein Stück weit auseinander bewegt haben. Ein Lichtstrahl (rot) wird zum Zeitpunkt t_0 aus dem gemeinsamen Ursprung emittiert. Zum Zeitpunkt $t_0 + dt$ hat er im Inertialsystem Σ den Weg $\sqrt{dx^2 + dy^2}$ zurückgelegt, während er im Inertialsystem Σ' den Weg $\sqrt{dx'^2 + dy'^2}$ zurückgelegt hat.

Wir sehen folglich, dass die Größe

$$-c^2 dt^2 + dr^2$$

in jedem beliebigen Inertialsystem Σ gleich 0 ist, wenn die Ausbreitung eines Lichtstrahls betrachtet wird. Der Gedanke liegt nahe, dass $-c^2 dt^2 + dr^2$ auch für andere Geschwindigkeiten als die Lichtgeschwindigkeit invariant bezüglich Wechseln des Inertialsystems ist. Daher wird diese Größe als Norm im Minkowski-Raum (bzw. als Minkowski-Norm) bezeichnet.

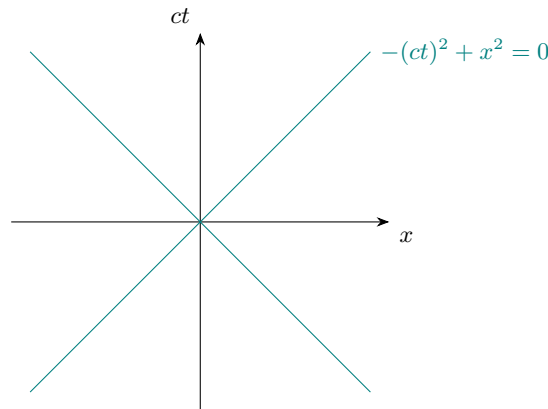


Abb. 7.5: Relativistischer Lichtkegel

7.3.2 Der Minkowski-Raum

Im euklidischen Raum werden Punkte durch drei Raumkomponenten beschrieben, $\mathbf{r} = (x, y, z)$. Die Länge eines Vektors wird durch die euklidische Norm ausgedrückt³:

$$\Delta = x^2 + y^2 + z^2 = \sum_i x_i^2 = x_i g_{ij} x_j \quad (7.2)$$

³ Eigentlich ist die euklidische Norm die Wurzel aus Δs^2 .

mit dem metrischen Tensor $g_{ij} = \delta_{ij}$, also

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Die Norm Δs^2 ist invariant gegenüber beliebigen Rotationen des Koordinatensystems und ist daher ein Skalar im Sinne des Tensorkalküls⁴. Ferner gilt die Gleichung (7.2) auch für Differenzvektoren $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$.

Im Minkowski-Raum werden Punkte der vierdimensionalen Raumzeit jetzt durch sogenannte kontravariante Vierervektoren (notiert durch hochgestellte, meist griechische Indizes) beschrieben:

$$\begin{pmatrix} ct \\ \mathbf{r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix}$$

mit Komponenten

$$x^\alpha, \quad \alpha = 0, 1, 2, 3.$$

Die Minkowski-Norm ist dann

$$\Delta s^2 = x^\alpha g_{\alpha\beta} x^\beta = -(x^0)^2 + (x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2$$

mit dem metrischen Tensor $g_{\alpha\beta}$ mit Elementen von⁵

$$g = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Über den metrischen Tensor lässt sich auch der sogenannte kovariante Vierervektor definieren:

$$x_\alpha = g_{\alpha\beta} x^\beta, \quad \begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix}.$$

Damit lässt sich die Minkowski-Norm schreiben als

$$\Delta s^2 = x^\alpha x_\alpha.$$

In diesem neuen Raum suchen wir jetzt eine Transformation, die die Minkowski-Norm erhält – die sogenannte Lorentz-Transformation

$$\Delta s'^2 = \Delta s^2 \Leftrightarrow g = \Lambda^T g \Lambda.$$

⁴ Erinnerung: Ein Skalar ist in der Tensorrechnung eine Größe, die invariant unter (bestimmten) Transformationen ist.

⁵ Hier wird die Signatur $(-1, 1, 1, 1)$ verwendet. Ebenso üblich (und in der allgemeinen Relativitätstheorie heutzutage sehr verbreitet) ist dagegen die Signatur $(1, -1, -1, -1)$. Beide Konventionen sind gültig, allerdings ändern sich die Vorzeichen vieler Definitionen, sodass die Varianten nicht gemischt werden sollten.

7.3.3 Die Lorentz-Transformation

Die allgemeinste Form der Lorentz-Transformation ist

$$x^{\alpha'} = \Lambda^{\alpha'}_{\alpha} x^{\alpha} + a^{\alpha'},$$

wobei man für $a^{\alpha'} = 0$ die homogene Lorentz-Transformation erhält und für $a^{\alpha'}$ die inhomogene bzw. Poincaré-Transformation.

Diese Form hat genau wie die Galilei-Transformation zehn Parameter (drei für die Geschwindigkeit, drei für die Rotation und vier für die Zeit- und Raumtranslationen). Außerdem bilden diese Transformationen eine Gruppe (Poincaré-Gruppe) bezüglich Hintereinanderausführung.

Die spezielle Lorentz-Transformation ergibt sich für den Spezialfall eines Geschwindigkeitsboosts in x -Richtung,

$$\begin{aligned} x' &= \gamma(x - \beta ct) \\ ct' &= \gamma(ct - \beta x), \end{aligned} \tag{7.3}$$

wobei $\beta = v/c$ definiert wird. Die Herleitung folgt im Unterkapitel 7.3.4.

Mithilfe von Matrizen lässt sich die spezielle Lorentz-Transformation zu

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}$$

umschreiben, also

$$\left(\begin{array}{c|ccc} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c|ccc} \gamma & -\frac{\gamma}{c}v\mathbf{e}_1^T & & \\ \hline -\frac{\gamma}{c}v\mathbf{e}_1 & & 1 + (\gamma - 1)\mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 & \end{array} \right).$$

Für allgemeine Geschwindigkeiten \mathbf{v} mit Komponenten in alle Raumrichtungen gilt

$$\Lambda_{\mathbf{v}} = \left(\begin{array}{c|ccc} \gamma & -\frac{\gamma}{c}\mathbf{v}^T & & \\ \hline -\frac{\gamma}{c}\mathbf{v} & & 1 + \frac{\gamma-1}{v^2}\mathbf{v} \otimes \mathbf{v} & \end{array} \right).$$

Die Rücktransformation lautet einfach

$$\Lambda_{\mathbf{v}}^{-1} = \Lambda_{-\mathbf{v}}.$$

Eine noch allgemeinere Form erhält man durch Anwenden einer (rein räumlichen) Rotation,

$$\Lambda = \Lambda_R \Lambda_{\mathbf{v}}, \quad \Lambda_R = \begin{pmatrix} 1 & \mathbf{0}^T \\ \mathbf{0} & R \end{pmatrix},$$

wobei R eine orthogonale 3×3 -Matrix ist.

7.3.4 Herleitung der eindimensionalen Lorentz-Transformation

Zur Vereinfachung soll nur eine Relativgeschwindigkeit v in x -Richtung betrachtet werden. Die anderen Raumkoordinaten transformieren also mit

$$y' = y, \quad z' = z.$$

Wir erwarten eine lineare Transformation, die wir zunächst allgemein beschreiben:

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

bzw.

$$ct' = a_{11}ct + a_{12}x \quad (7.5)$$

$$x' = a_{21}ct + a_{22}x. \quad (7.6)$$

Der Ursprung des bewegten Systems $x' = 0$ bewegt sich im ruhenden System gleichförmig,

$$\begin{aligned} 0 &= a_{21}ct + a_{22}x \\ \Leftrightarrow x &= -\frac{a_{21}}{a_{22}}ct \stackrel{!}{=} vt \\ \Leftrightarrow v &= -\frac{a_{21}}{a_{22}}c. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Einsetzen in (7.6) liefert

$$x' = a_{22}(x - vt). \quad (7.8)$$

Analog lässt sich die Bewegung des Ursprungs $x = 0$ des ruhenden Systems im bewegten System beschreiben:

$$\begin{aligned} ct' &= a_{11}ct \\ x' &= a_{21}ct = \frac{a_{21}}{a_{11}}ct' \stackrel{!}{=} -vt' \\ \Leftrightarrow v &= -\frac{a_{21}}{a_{11}}c. \end{aligned} \quad (7.9)$$

Durch Vergleich von (7.7) und (7.9) erhält man

$$a_{11} = a_{22}$$

und damit

$$ct' = a_{22} \left(ct + \frac{a_{12}}{a_{22}}x \right). \quad (7.10)$$

Setzt man nun die Gleichungen (7.8) und (7.10) in die Bedingungen der Invarianz der Minkowski-Norm

$$x^2 - (ct)^2 = x'^2 - (ct')^2$$

ein, so erhält man

$$x^2 - (ct)^2 = \underbrace{(a_{22}^2 - a_{12}^2)}_{=1} x^2 - \underbrace{\left(a_{22}^2 - a_{22}^2 \frac{v^2}{c^2}\right)}_{=1} (ct)^2 + \underbrace{\left(-a_{22}a_{12} - a_{22}^2 \frac{v}{c}\right)}_{=0} 2xct$$

Durch Koeffizientenvergleich erhält man

$$a_{22}^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = 1 \Rightarrow a_{22} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

und

$$a_{12} = -a_{22} \frac{v}{c} \Rightarrow a_{12} = -\frac{v}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Daraus ergibt sich die Lorentz-Transformation

$$\begin{aligned} x' &= \gamma(x - \beta ct) \\ ct' &= \gamma(ct - \beta x) \end{aligned}$$

mit

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

7.3.5 Geschwindigkeitsaddition

Betrachte zwei Inertialsysteme Σ und Σ' , die gleichförmig mit der Relativgeschwindigkeit v zueinander bewegt sind, wie in Abb. 7.6 dargestellt. Eine Punktmasse bewegt sich im System Σ' mit der Geschwindigkeit u . Um nun die Geschwindigkeit der Masse im System Σ zu bestimmen, wird die (spezielle, in x -Richtung) Lorentz-Transformation (7.3) invertiert, indem v durch $-v$ (bzw. β durch $-\beta$ in $\beta = v/c$) ersetzt wird:

$$\begin{aligned} x &= \gamma(x' + \beta ct') \\ ct &= \gamma(ct' + \beta x'). \end{aligned} \tag{7.11}$$

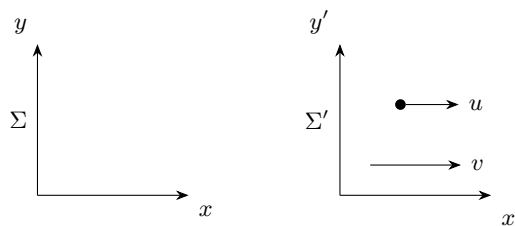


Abb. 7.6: Geschwindigkeitsaddition: Das Inertialsystem Σ' , in dem sich eine Punktmasse mit der Geschwindigkeit u bewegt, hat eine Relativgeschwindigkeit v zum Inertialsystem Σ . In diesem wird für die Punktmasse die Geschwindigkeit $w = \frac{x}{t} = \frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}}$ gemessen.

Für die Punktmasse, die sich nach dem Gesetz $x' = ut'$ bewegt gilt also

$$\begin{aligned} x &= \gamma t' (u + \beta c) \\ t &= \gamma t' \left(1 + \beta \frac{u}{c}\right), \end{aligned}$$

sodass die Geschwindigkeit in Σ durch

$$w = \frac{x}{t} = \frac{u + v}{1 + \frac{uv}{c^2}}$$

berechnet wird.

Besonders bemerkenswert sind der Grenzfall $u, v \ll c$, für den die klassische Näherung $w = u + v$ gilt, sowie der Extremfall $u = c$ mit $w = c$, der zeigt, dass die Lichtgeschwindigkeit tatsächlich die maximale Geschwindigkeit ist.

7.4 Die vierdimensionale Raumzeit der speziellen Relativitätstheorie

7.4.1 Raumzeit-Diagramme

Raumzeit-Diagramme bzw. Minkowski-Diagramme dienen zur Veranschaulichung von Bewegungen und Ereignissen in der Raumzeit. Zur Vereinfachung wird nur eine Raumdimension berücksichtigt.

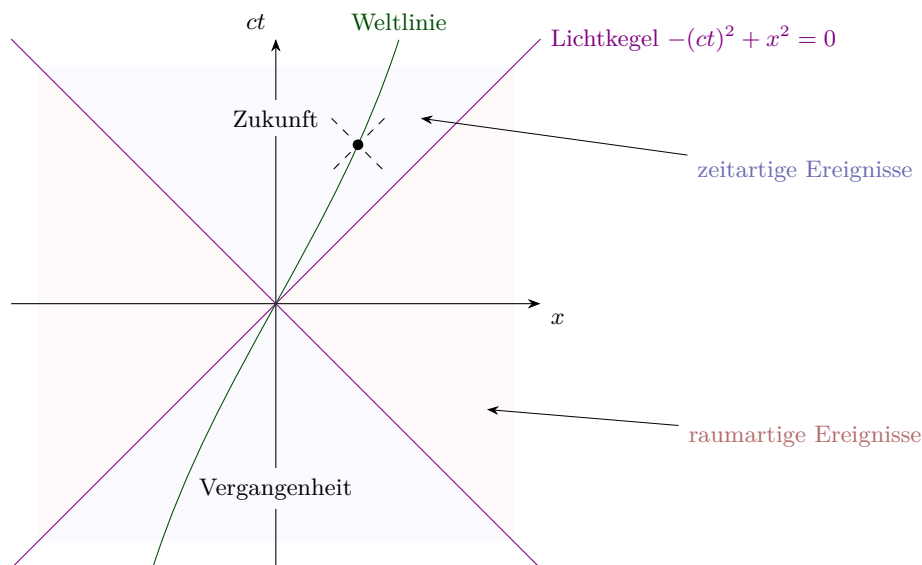


Abb. 7.7: Weltlinie im Raumzeit-Diagramm mit Ortskoordinate auf der horizontalen und Zeitkoordinate auf der vertikalen Achse. Der Bereich $ct > 0$ liegt in der Zukunft, der Bereich $ct < 0$ in der Vergangenheit. Zeitartige Ereignisse und raumartige Ereignisse werden durch den Lichtkegel getrennt, wobei die zeitartigen innerhalb und die raumartigen außerhalb liegen. Teilchen bewegen sich auf Weltlinien (grün) innerhalb des Lichtkegels. Gestrichelt ist auch der Lichtkegel für einen Punkt auf der Weltlinie angedeutet.

In Abb. 7.7 ist ein einfaches Raumzeit-Diagramm dargestellt mit der Raumkoordinate x auf der horizontalen Achse und der Zeitkoordinate ct auf der vertikalen Achse. Punkte in diesem Diagramm sind Ereignisse, die wie folgt klassifiziert werden (in Referenz zum Ursprung, also dem Punkt mit $x = 0$ und $t = 0$):

- Punkte mit $ct > 0$ liegen in der Zukunft vom Raumzeitpunkt im Ursprung.
- Punkte mit $ct < 0$ liegen in der Vergangenheit vom Raumzeitpunkt im Ursprung.

- Diejenigen Ereignisse, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, liegen auf dem Lichtkegel (violett) mit

$$\Delta s^2 = x^2 - (ct)^2 = 0$$

und heißen lichtartige Ereignisse. Diese Ereignisse können den Ursprung nur mit Lichtgeschwindigkeit erreichen oder von ihm erreicht werden.

- Zeitartige Ereignisse liegen im Lichtkegel, also

$$\Delta s^2 = x^2 - (ct)^2 < 0 \Leftrightarrow x^2 < (ct)^2.$$

Zeitartige Ereignisse sind kausal mit dem Ursprung verbunden und können die Geschehnisse im Ursprung beeinflussen (falls $ct < 0$, Vergangenheit) oder sind durch den Ursprung beeinflussbar (falls $ct > 0$, Zukunft). Die Trajektorien, auf der sich Teilchen durch die Raumzeit bewegen, heißen Weltlinien und liegen immer im Lichtkegel, da sich Teilchen nicht mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen können. Eine solche Weltlinie ist auch in Abb. 7.7 abgebildet.

- Raumartige Ereignisse liegen außerhalb des Lichtkegels, also

$$\Delta s^2 = x^2 - (ct)^2 > 0 \Leftrightarrow x^2 > (ct)^2.$$

Diese sind nicht kausal mit dem Ursprung verbunden.

Außerdem ist der Lichtkegel eines anderen Punktes in der Raumzeit gestrichelt dargestellt. Auf der Weltlinie beschreibt das Innere des dort gültigen Lichtkegels immer alle Raumzeitpunkte, die erreicht werden könnten bzw. kausal verbunden sind.

Mit Raumzeit-Diagrammen lässt sich auch die Lorentz-Transformation

$$\begin{aligned} ct' &= \gamma(ct - \beta x) \\ x' &= \gamma(x - \beta ct) \end{aligned}$$

veranschaulichen, siehe Abb. 7.8.

Hier sind die Achsen des Ruhesystems Σ mit (ct, x) und eines relativ dazu bewegten Inertialsystems Σ' mit (ct', x') dargestellt. Man erhält die ct' -Achse aus der Lorentz-Transformation durch Setzen von $x' = 0$. Man bekommt die Geradengleichung $ct = x/\beta$. Analog erhält man für die x' -Achse $ct = \beta x$. Die Achsen des bewegten Systems sind also um den Winkel δ gegen die Achsen von Σ gedreht, wobei

$$\tan \delta = \beta = \frac{v}{c}.$$

Da die Drehwinkel beider Achsen gleich sind, ist auch der Lichtkegel für beide und damit alle Inertialsysteme gleich. Ob ein Ereignis licht-, zeit- oder raumartig ist, ist demnach unabhängig vom Inertialsystem.

Zukunft und Vergangenheit sind zwar relativ (da zum Beispiel der Bereich $ct > 0$ ungleich dem Bereich $ct' > 0$), aber die Kausalität wird nicht verletzt, weil alle Punkte im Lichtkegel für alle Inertialsysteme eindeutig und kohärent der Vergangenheit bzw. der Zukunft zugeordnet werden.

Auch ist leicht zu sehen, dass die Gleichzeitigkeit relativ ist, denn die Linie $ct' = \text{const}$ fällt nicht mit $ct = \text{const}$ zusammen.

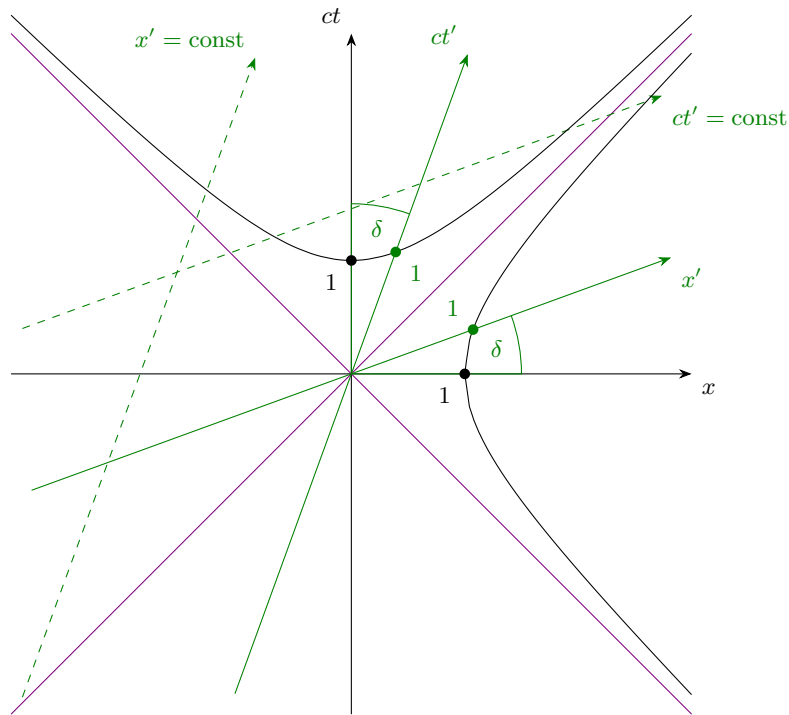


Abb. 7.8: Lorentz-Transformation im Raumzeit-Diagramm: Die schwarzen Koordinatenachsen (ct, x) beschreiben das ruhende System und die grünen Achsen ein bewegtes Inertialsystem (ct', x') . Punkte mit gleicher Zeit $ct' = \text{const}$ liegen auf Geraden, die parallel zur x' -Achse sind und Punkte mit gleicher Raumkoordinate $x' = \text{const}$ auf Parallelen zur ct' -Achse. Die Achsen des bewegten Systems sind gegen die des ruhenden Systems um den Winkel $\tan \delta = \beta$ gedreht, sodass der Lichtkegel als Winkelhalbierende mit dem Lichtkegel des ruhenden Systems zusammenfällt. Die Skalierung der Achsen eines bewegten Systems wird durch die Schnittpunkte mit den Hyperbeln $x^2 - (ct)^2 = x'^2 - (ct')^2 = \pm 1$ beschrieben.

Zuletzt soll noch der Einheitsmaßstab erwähnt werden. Im euklidischen Raum liegen alle Punkte mit gleichem Abstand 1 zu einem Mittelpunkt auf einem Einheitskreis, $x^2 + y^2 + z^2 = 1$. Im Minkowski-Raum dagegen beschreiben Lösungen von

$$x^2 - (ct)^2 = x'^2 - (ct')^2 = \pm 1$$

Hyperbeln (zweischalige Hyperboloide für drei Dimensionen).

7.4.2 Zeitdilatation und Längenkontraktion

Zwei prominente Beispiele für Effekte, die aus der speziellen Relativitätstheorie folgen, sind die Zeitdilatation und die Längenkontraktion. Beide sollen anhand eines illustrativen Beispiels erläutert werden.

Wenn die kosmische Strahlung auf die Schichten der Atmosphäre trifft, entstehen in ungefähr 10 km Höhe sogenannte Myonen – Elementarteilchen, die sich dann mit nahezu Lichtgeschwindigkeit (ca. $0,9995c$) auf die Erdoberfläche zu bewegen. Allerdings ist ihre Lebensdauer mit $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ sehr gering – so gering, dass nach Zurücklegen der Strecke bis zum Erdboden nur noch ca. $0,000\,026\%$ der Myonen nicht zerfallen wäre, was sich nicht mit den gemachten Messungen deckt (Detektion einer sehr hohen Rate von Myonen).

Um dieses Problem zu lösen, müssen die Effekte der speziellen Relativitätstheorie berücksichtigt werden, weil bei dieser Geschwindigkeit der Lorentzfaktor schon bei 31,63 liegt. Legt man die Erde als ruhendes System Σ fest, vergeht von der Entstehung der Myonen bis zum Auftreffen die Zeit nach den Gleichungen (7.3)

$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - \beta c \Delta t) \stackrel{!}{=} 0 \quad (7.12)$$

$$c \Delta t' = \gamma(c \Delta t - \beta \Delta x) \quad (7.13)$$

Die Myonen bewegen sich in ihrem System Σ' nicht, daher ist $\Delta x' = 0$. Einsetzen von (7.12) in (7.13) liefert

$$\Delta t' = \frac{1}{\gamma} \Delta t. \quad (7.14)$$

Da $1/\gamma < 1$, ist

$$\Delta t' < \Delta t,$$

die Zeit vergeht also im bewegten System langsamer. Dadurch leben die Myonen aus Sicht des Systems der Erde länger und erreichen den Erdboden in hoher Zahl, denn während die Myonen innerhalb ihrer mittleren Lebensdauer klassisch nur $0,995c \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} = 656 \text{ m}$ zurücklegen, reicht die Zeit relativistisch für $0,995c \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} / \gamma \approx 20 \text{ km}$.

Aus Sicht der Myonen muss das Problem anders gelöst werden, da ja die Zeit für die Myonen nicht langsamer vergeht (aus Gründen der Symmetrie muss sogar aus Sicht der Myonen stattdessen die Zeit im Erdsystem langsamer vergehen, was allerdings für diesen Effekt keine Rolle spielt). Wir untersuchen einmal die Länge der Strecke, die die Myonen zurückzulegen haben, aus deren System. Dafür setzen wir $\Delta t' = 0$ und erhalten

$$\begin{aligned} \Delta x' &= \gamma(\Delta x - \beta c \Delta t) \\ c \Delta t' &= \gamma(c \Delta t - \beta \Delta x) \stackrel{!}{=} 0 \\ \Rightarrow \Delta x' &= \frac{1}{\gamma} \Delta x, \end{aligned} \quad (7.15)$$

es ist also

$$\Delta x' < \Delta x,$$

für die Myonen ist der Weg durch die Atmosphäre kürzer.

Zusammenfassend:

Bewegte Uhren gehen langsamer (aus Sicht des ruhenden Systems). Also messen ruhende Systeme das dilatierte Zeitintervall

$$\Delta t = \gamma \Delta t_R$$

der Eigenzeit Δt_R .

Bewegte Maßstäbe sind kürzer (aus Sicht des ruhenden Systems). Die Ruhelänge Δx_R im bewegten System ist im ruhenden System kontrahiert⁶,

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma} \Delta x_R.$$

In Abbildung Abb. 7.9 sind die Maßstäbe veranschaulicht, die zur Zeitdilatation und zur Längenkontraktion führen.

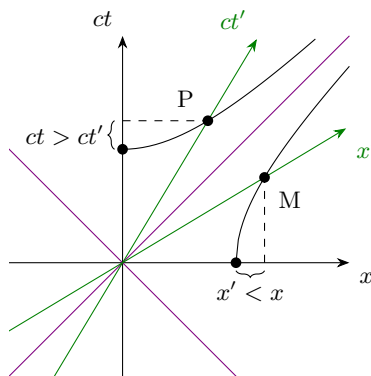


Abb. 7.9: Minkowski-Diagramm zur Veranschaulichung der Zeitdilatation und der Längenkontraktion: Die Länge vom Ursprung zum Punkt P beschreibt den Einheitsmaßstab der Zeitachse im bewegten System. Im ruhenden System wirkt diese Zeit um den Faktor γ länger. Der Abstand von Ursprung zum Punkt M beschreibt den Längeneinheitsmaßstab im bewegten System. Eine Ruhelänge wirkt im bewegten System kürzer.

⁶ Achtung, diese Gleichung steht nicht im Widerspruch zu Gleichung (7.15), denn für die Myonen haben wir die Ruhelänge der Atmosphäre aus dem bewegten System betrachtet und nicht beispielsweise den Radius der Myonen aus dem ruhenden System. Natürlich dürfen genauso gut die Myonen als ruhend angenommen werden. Wie die Zeitdilatation ist auch die Längenkontraktion ein symmetrischer Effekt. Die größte Länge (Ruhelänge) wird stets im eigenen System (in dem die zu messende Länge ruht) gemessen.

7.4.3 Die Eigenzeit

Als Eigenzeit τ wird die Zeit im Ruhesystem einer bewegten Uhr bezeichnet. Es ist

$$c d\tau = c dt' \stackrel{(7.14)}{=} \frac{1}{\gamma} c dt = \left(c^2 dt^2 - v^2 dt^2 \right)^{1/2} = \left(c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2 \right)^{1/2},$$

was eine Invariante ist – ein sogenanntes Lorentz-Skalar, das in allen Inertialsystemen gleich ist. Wir wollen den Ausdruck $(c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2)^{1/2}$ als Wegelement $d\bar{s}$ im vierdimensionalen Raum bezeichnen. Durch Integration erhält man die Eigenzeit

$$\tau = \int \frac{1}{\gamma} dt = \frac{1}{c} \int d\bar{s}.$$

Die momentane $ct' = c\tau$ -Achse liegt stets tangential an der Weltlinie einer Uhr bzw. eines Teilchens, da $x' = 0$ ist.

Wir betrachten einmal ein berühmtes Problem der speziellen Relativitätstheorie: das Zwillingsparadoxon. Dabei steigt von einem Zwillingpaar der eine Zwilling in eine schnelle Rakete, macht eine Reise und kehrt anschließend auf die Erde zurück, wo der andere Bruder zurückgeblieben ist.

Dieser könnte jetzt argumentieren, dass der gereiste Bruder jünger bei der Rückkehr ist, da die Zeit im bewegten Bezugssystem langsamer vergeht. Genauso könnte der andere Bruder behaupten, der auf der Erde gebliebene Bruder sei jünger, weil dieser sich ja relativ zu der Rakete bewegt hat.

Die Lösung dieses Widerspruchs ergibt sich aus der Asymmetrie der Situation: der Bruder, der in die Rakete steigt, wechselt während der Fahrt sein Bezugssystem, indem er auf halbem Weg umkehrt und in die Rückrichtung beschleunigt. Während die Eigenzeit des Zwillings auf der Erde

$$\tau_A \stackrel{!}{=} t = \int dt$$

ist, berechnet sich die Eigenzeit des anderen Zwillings aufgrund der Beschleunigung durch

$$\tau_B = \frac{1}{c} \int ds = \int \sqrt{dt^2 - \frac{dx^2}{c^2}} < \tau_A.$$

Der gereiste Bruder altert also langsamer.

7.4.4 Kontra- und kovariante Vektoren

Wir haben bereits kontra- und kovariante Vierervektoren kennengelernt. Wir können einen Differenzvektor schreiben als

$$\begin{pmatrix} c dt \\ d\mathbf{r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c(t_2 - t_1) \\ d\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 \end{pmatrix}.$$

Mithilfe des kovarianten Vierervektors

$$dx_\alpha = g_{\alpha\beta} dx^\beta, \quad dx^\beta = g^{\beta\alpha} dx_\alpha$$

können wir die (Minkowski-) Norm als

$$ds^2 = d\mathbf{r}^2 - (c dt)^2 = dx^\alpha g_{\alpha\beta} dx^\beta = dx^\alpha dx_\alpha$$

schreiben.

Transformationen zwischen Inertialsystemen werden mit der Lorentz-Transformation durchgeführt. Um von Koordinaten des ungestrichenen Systems Σ in das gestrichene System Σ' zu transformieren, wird die Lorentz-Matrix angewandt:

$$dx^{\alpha'} = L^{\alpha'}_{\alpha} dx^{\alpha} + a^{\alpha}$$

Kontravariante Differenzvektoren $x^{\alpha} = x_2^{\alpha} - x_1^{\alpha}$ transformieren also folgendermaßen:

$$dx^{\alpha'} = L^{\alpha'}_{\alpha} dx^{\alpha}.$$

Entsprechend transformieren kovariante Vierervektoren mit

$$dx_{\beta'} = L_{\beta'}^{\beta} dx_{\beta} = dx_{\beta} (L^T)^{\beta}_{\beta'},$$

denn durch Vergleich erhält man aus

$$dx_{\beta'} = g_{\beta'\alpha'} dx^{\alpha'} = g_{\beta'\alpha'} L^{\alpha'}_{\alpha} dx^{\alpha} = g_{\beta'\alpha'} L^{\alpha'}_{\alpha} g^{\alpha\beta} dx_{\beta},$$

dass

$$L_{\beta'}^{\beta} = g_{\beta'\alpha'} L^{\alpha'}_{\alpha} g^{\alpha\beta}.$$

Die Idee dabei ist, die physikalischen Gesetze mithilfe von Skalaren, Vierervektoren und höheren Tensoren in der vierdimensionalen Raumzeit zu formulieren, sodass die Gesetze in allen Inertialsystemen die gleiche Gestalt haben, da dann das Einsteinsche Relativitätsprinzip erfüllt ist.

Es soll daran erinnert werden, dass im Tensorkalkül, das auch hier verwendet wird, eine Größe $x, y^{\alpha}, z^{\alpha\beta}$ als Skalar/Vektor/Tensor (bezüglich der Lorentz-Transformation) bezeichnet wird, wenn sie ein entsprechendes Transformationsverhalten aufweist,

$$x' = x, \quad y^{\alpha'} = L^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}, \quad z^{\alpha'\beta'} = L^{\alpha'}_{\alpha} z^{\alpha\beta} L_{\beta}^{\beta'}$$

– es ist also nicht jede Zahl, nicht jeder Tensor und nicht jede Matrix ein Tensor im Sinne des Tensorkalküls.

Aus dem Transformationsverhalten sowie aus den schon bekannten Tensoren lassen sich neue Tensoren identifizieren bzw. konstruieren. So kennen wir bereits die Minkowski-Norm ds^2 und die Eigenzeit τ als Lorentz-Skalare und den Differenzvektor als Vierervektor.

Ein weiteres Beispiel für einen Vierervektor ist der Vierergradient

$$\partial_{\alpha} = \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right),$$

der ordnungsgemäß folgendermaßen transformiert:

$$\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} = \frac{\partial x^{\alpha'}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha'}} = \frac{\partial}{\partial x^{\alpha'}} L^{\alpha'}_{\alpha} = (L^T)_{\alpha}^{\alpha'} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha'}}.$$

Der kovariante Vierergradient ist analog

$$\partial^{\alpha} = g^{\alpha\beta} \partial_{\beta} = \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right).$$

Aus dem Vierergradienten lässt sich der Wellenoperator/Quabla-Operator definieren,

$$\square = \partial_\alpha \partial^\alpha = \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \quad (7.16)$$

der wiederum ein Lorentz-Skalar ist⁷. Übrigens ist das Skalarprodukt $v^\alpha w_\alpha$ von zwei beliebigen Vierervektoren v^α und w^α im Minkowski-Raum stets ein Lorentz-Skalar, also invariant unter Lorentz-Transformation.

7.5 Relativistische Mechanik

Basierend auf der neu eingeführten Notation werden nun die Newtonschen Grundgleichungen verallgemeinert für Geschwindigkeiten v nahe der Lichtgeschwindigkeit c . Dazu werden neue Vierervektoren eingeführt und verknüpft. Man wird sehen, dass man für den Grenzfall $v/c \ll 1$ wieder die Newtonsche Mechanik erhält.

7.5.1 Impuls

Aus dem bereits eingeführten Differenzvektor dx^α , $dx = (c dt, d\mathbf{r})$ lässt sich die Vierergeschwindigkeit aus Differentiation nach der Eigenzeit ableiten,

$$u^\alpha = \frac{dx^\alpha}{d\tau} = \gamma \frac{dx^\alpha}{dt}, \quad u = \begin{pmatrix} \gamma c \\ \gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma c \\ \gamma \mathbf{v} \end{pmatrix},$$

wobei \mathbf{v} die ursprüngliche (klassische) Dreier-Geschwindigkeit ist.

Der Viererimpuls lässt sich dann wie gewohnt als Produkt aus Geschwindigkeit u^α und (Ruhe-) Masse m definieren,

$$\boxed{p^\alpha = m u^\alpha, \quad p = \begin{pmatrix} m\gamma c \\ m\gamma \mathbf{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p^0 \\ \mathbf{p} \end{pmatrix}.} \quad (7.17)$$

Die Masse m ist dabei ein Skalar. An dem Raumanteil in Gleichung (7.17) lässt sich ableiten, dass

$$\mathbf{p} = m\gamma \mathbf{v} \Leftrightarrow \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}c}{p^0}.$$

Den geschwindigkeitsabhängigen Ausdruck $m\gamma$ bezeichnen wir als relativistische Masse oder Impulsmasse m_r . Die relativistische Masse ist bei geringen Geschwindigkeiten nahezu gleich der Ruhemasse, doch für Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit geht die relativistische Masse gegen unendlich, wie in Abb. 7.10 dargestellt. Aus diesem Grund können Körper und Teilchen, die eine Ruhemasse m aufweisen, niemals auf die Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden – aufgrund der divergierenden relativistischen Masse wird der Körper oder das Teilchen immer schwerer zu beschleunigen und kann die Lichtgeschwindigkeit niemals erreichen, da hierfür eine unendliche Menge an Energie benötigt würde.

⁷ Achtung, der Wellenoperator hat hier ein anderes Vorzeichen als in Gleichung (6.4) in Kapitel 6.2. In diesem Kapitel wird im Folgenden die Definition aus Gleichung (7.16) verwendet.

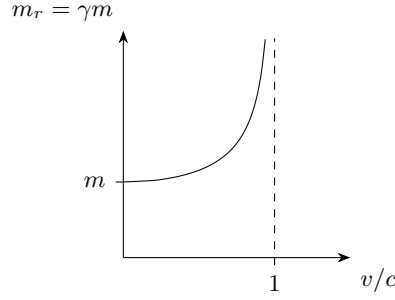


Abb. 7.10: Relativistische Masse m_r in Abhängigkeit von v/c . Für $v = 0$ ist m_r gleich der Ruhemasse m . Geht v/c gegen den Wert 1, so steigt die relativistische Masse rasch an und divergiert für $v/c \rightarrow 1$.

7.5.2 Impulssatz

Nun wollen wir die Viererkraft K^α einführen. Wie in der Newtonschen Mechanik ergibt sich die Kraft durch Ableitung des Impulses nach der Zeit, nur dass hier der Viererimpuls und die Eigenzeit eingesetzt werden:

$$K^\alpha = \frac{dp^\alpha}{d\tau}, \quad K = \begin{pmatrix} K^0 \\ \mathbf{K} \end{pmatrix}. \quad (7.18)$$

Für die räumlichen Komponenten ($\alpha = 1, 2, 3$) ergibt sich

$$\mathbf{K} = \frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = \gamma \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \gamma \mathbf{F}.$$

Für die zeitliche Komponente ($\alpha = 0$) betrachten wir einmal den Ausdruck

$$\frac{1}{2} m \frac{d}{d\tau} u^\alpha u_\alpha. \quad (7.19)$$

Dieser verschwindet, weil $u^\alpha u_\alpha$ als Skalarprodukt zweier Vierervektoren ein Lorentz-Skalar ist⁸. Ableiten von (7.19) mithilfe der Produktregel liefert aber auch

$$0 = m u_\alpha \frac{d}{d\tau} u^\alpha,$$

sodass klar wird, dass

$$u_\alpha K^\alpha = -u^0 K^0 + \gamma \mathbf{v} \cdot \mathbf{K} = 0 \Leftrightarrow \gamma c K^0 = \gamma \mathbf{v} \cdot \mathbf{K}.$$

Wir wissen bereits, dass $\mathbf{K} = \gamma \mathbf{F}$ und können daher K^0 bestimmen,

$$K^0 = \frac{\gamma}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{F} = \frac{\gamma}{c} \frac{dE}{dt},$$

was gerade dem γ/c -fachen der übertragenen Leistung entspricht (pro Zeiteinheit verrichtete Arbeit). Wir sehen also:

⁸ Beweis: $u^\alpha u_\alpha = \gamma^2 (v^2 - c^2) = \gamma^2 \left(-c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right) = -\gamma^2 \frac{c^2}{\gamma^2} = -c^2$

Teilchen mit einer Ruhemasse $m > 0$ können nicht in endlicher Zeit mit einer endlichen Kraft auf Lichtgeschwindigkeit gebracht werden⁹.

7.5.3 Energiesatz

Wir haben bereits gesehen, dass die Leistung (also Arbeit pro Zeiteinheit)

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}$$

ist. Aus der nullten Komponente des Impulssatzes (7.18)

$$\frac{dp^0}{d\tau} = \gamma \frac{dp^0}{dt} = K^0 = \frac{\gamma}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}$$

gewinnen wir durch Vergleich, dass die Energie einer Masse durch

$$E = cp^0 = m\gamma c^2 = m_r c^2$$

gegeben ist. In der relativistischen Mechanik folgt also aus dem Impulssatz direkt der Energiesatz. Für den klassischen Grenzfall $v/c \ll 1$ kann der Lorentzfaktor taylorentwickelt werden,

$$E = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx mc^2 \left(1 + \frac{v^2}{2c^2} \right)$$

$$E = mc^2 + \frac{1}{2}mv^2,$$

wobei $mv^2/2$ der bekannten kinetischen Energie in der Newtonschen Mechanik entspricht und der Term mc^2 die Ruheenergie des Körpers oder Teilchens beschreibt.

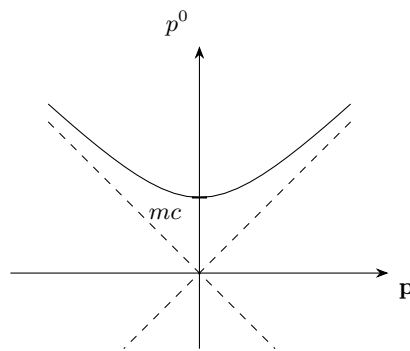


Abb. 7.11: Relativistische Massenschale: Alle Viererimpulse, die ein Teilchen mit fester Ruhemasse m annehmen kann, erfüllen die Gleichung $(p^0)^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2$. Trägt man p^0 gegen \mathbf{p} auf, so stellt die Gleichung ein zweischaliges Hyperboloid dar. Für $\mathbf{p} = 0$ ist $p^0 = mc$.

⁹ Beweis: $\int_0^T \mathbf{F} dt = \mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \xrightarrow{v \rightarrow c} \infty$, was der Annahme widerspricht, dass das Zeitintervall T und die Kraft \mathbf{F} endlich sind.

Betrachte jetzt einmal das Quadrat des Viererimpulses

$$\begin{aligned} p^2 &= p^\alpha p_\alpha = -\left(p^0\right)^2 + \mathbf{p}^2 \\ &= m^2 u^2 = -m^2 c^2 = \text{const}, \end{aligned}$$

also auch ein Lorentz-Skalar. Die Gleichung

$$\left(p^0\right)^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2$$

beschreibt ein zweischaliges Hyperboloid, die sogenannte relativistische Massenschale (siehe Abb. 7.11). Auf dieser Schale liegen alle möglichen Viererimpulse für ein Teilchen der Ruhemasse m , die dieses Teilchen annehmen kann. Zu einer Masse m gehören eigentlich beide Schalen des Hyperboloids, aber nur die positive Lösung ist relevant, weil der Viererimpuls stets nach vorne gerichtet ist (in Richtung der Zukunft im Minkowski-Diagramm).

Damit lässt sich nun der Energiesatz formulieren:

$$E = m_r c^2 = \sqrt{\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

7.5.4 Photonen

Da Photonen eine Ruhemasse von $m = 0$ besitzen, gilt für sie

$$\left(p^0\right)^2 = |\mathbf{p}|^2,$$

was genau dem Vorwärtslichtkegel entspricht. Der Viererimpuls eines Photons mit Frequenz ω und Wellenvektor \mathbf{k} ist durch

$$p = \begin{pmatrix} |\mathbf{p}| \\ \mathbf{p} \end{pmatrix} = \hbar k = \begin{pmatrix} \frac{\hbar \omega}{c} \\ \hbar \mathbf{k} \end{pmatrix} \quad (7.20)$$

und die Energie durch

$$E = |\mathbf{p}|c = p^0 c = \hbar \omega \quad (7.21)$$

gegeben.

Es folgt zwingend:

Masselose Teilchen bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit¹⁰.

7.5.5 Stoßprozesse

In der klassischen Physik muss bei einem Stoß sowohl der Impuls als auch die kinetische Energie, sowie die Masse erhalten sein. Für einen Stoß von zwei Körpern oder Teilchen gilt dann (ungestrichene Symbole kennzeichnen hier Größen vor dem Stoß, gestrichene nach dem Stoß)

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2, \quad T_1 + T_2 = T'_1 + T'_2, \quad m_1 + m_2 = m'_1 + m'_2.$$

¹⁰ Beweis: Aus $\mathbf{v} = \mathbf{p}c/p^0$ folgt mit (7.20), dass $|\mathbf{v}| = c$.

Relativistisch genügt es, dass der Viererimpuls erhalten ist,

$$p_1^\alpha + p_2^\alpha = (p_1')^\alpha + (p_2')^\alpha,$$

denn in der Komponente $\alpha = 0$ steckt die Energieerhaltung für kinetische Energie und Ruheenergie und in den Komponenten $\alpha = 1, 2, 3$ die Impulserhaltung.

Diese Beschreibung erlaubt zum Beispiel auch eine Umwandlung von Energie in Strahlungsenergie wie sie z.B. bei der Annihilation von einem Elektron und einem Positron

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

oder dem Zerfall eines Pions oder Myons auftritt,

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.\end{aligned}$$

7.6 Elektrodynamik in kovarianter Formulierung

Anders als in der Mechanik ist keine Verallgemeinerung der physikalischen Gesetze nötig um auch Prozesse mit relativistischen Geschwindigkeiten zu beschreiben, denn die Elektrodynamik ist bereits in der richtigen Form (invariant unter Lorentz-Transformation). Dennoch ist es notwendig, die Elektrodynamik in der kovarianten Schreibweise zu notieren. Dazu werden im Folgenden passende Vierervektoren und Vierertensoren konstruiert.

7.6.1 Viererstrom

Aus der Erfahrung weiß man, dass die elektrische Ladung q in jedem Inertialsystem erhalten ist. Sie ist also eine Lorentz-Invariante bzw. ein Lorentz-Skalar. Da aber dann

$$dq = \rho_R dV_R \stackrel{!}{=} \rho dV$$

im Ruhesystem (mit Größen ρ_R, V_R) gleich sein muss wie in einem bewegten System (mit Größen ρ, V), folgt wegen der Lorentzkontraktion des Volumens

$$dV = dx dy dz = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dx_R dy_R dz_R = \frac{1}{\gamma} dV_R,$$

dass

$$\boxed{\rho_R = \frac{1}{\gamma} \rho.}$$

Folglich ist die Ladungsdichte im Ruhesystem am kleinsten. Ferner ist sie ein Lorentz-Skalar.

Da außerdem die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

in jedem Inertialsystem gleichermaßen erfüllt sein muss (also $\partial_t \rho + \nabla \cdot \mathbf{j}$ ebenfalls ein Lorentz-Skalar ist), ist es sinnvoll, den sogenannten Viererstrom als

$$j = \begin{pmatrix} c\rho \\ \mathbf{j} \end{pmatrix} = c \begin{pmatrix} \rho \\ \mathbf{v} \end{pmatrix}$$

definieren, da dann (zur Erinnerung: $\partial_\alpha = (\partial_t/c, \nabla)$)

$$\partial_\alpha j^\alpha = 0$$

ist. Mit der Ladungsdichte ρ_R im Ruhesystem kann man den Viererstrom auch durch die Vierergeschwindigkeit ausdrücken:

$$j^\alpha = \rho_R u^\alpha, \quad j = \rho_R \begin{pmatrix} \gamma c \\ \gamma \mathbf{v} \end{pmatrix}.$$

Dass es sich dabei um einen Vierervektor im Sinne der Tensorrechnung handelt, ist offensichtlich, da j einfach das Produkt eines Lorentzskalars und eines Vierervektors ist.

7.6.2 Viererpotential

Im nächsten Schritt werden das skalare Potential φ und das Vektorpotential \mathbf{A} aus Kapitel 6.2 zusammengefasst in dem sogenannten Viererpotential. Zur Erinnerung, aus den Potentialen φ und \mathbf{A} lassen sich das elektrische und das magnetische Feld folgendermaßen berechnen:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}.$$

Wählt man die Potentiale so, dass sie der Lorenz-Eichung

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$$

genügen, so ergeben sich für sie die Wellengleichungen

$$\square \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}, \quad \square \varphi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho. \quad (7.22)$$

Legt man das Viererpotential jetzt auf

$$A = \begin{pmatrix} \frac{1}{c} \varphi \\ \mathbf{A} \end{pmatrix}$$

fest, so lässt sich die Lorenz-Eichung einfach schreiben als

$$\partial_\alpha A^\alpha = 0 \quad (7.23)$$

und die Wellengleichungen aus (7.22) lassen sich zu

$$\square A^\alpha = -\mu_0 j^\alpha \quad (7.24)$$

zusammenfassen¹¹.

Mithilfe des hier neu eingeführten Viererpotentials lässt sich nun eine kovariante Formulierung der Elektrodynamik aufstellen.

¹¹ Beweis: Für $\alpha = 0$ ist $\square \varphi / c = -\rho / (\varepsilon_0 c) = -j^0 / (\varepsilon_0 c^2) = -\mu_0 j^0$. Für $\alpha = i = 1, 2, 3$ ist offensichtlich $\square A^i = -\mu_0 j^i$.

7.6.3 Der elektromagnetische Feldstärketensor

Nachdem nun das Skalar- und das Vektorpotential in einem einzigen Viererpotential vereinigt wurden, stellt sich die Frage, wie die elektromagnetischen Felder kovariant zu beschreiben sind. Ohne Motivation soll dazu der Feldstärketensor

$$F^{\alpha\beta} = \partial^\alpha A^\beta - \partial^\beta A^\alpha, \quad (7.25)$$

der auch als Faraday-Tensor bekannt ist, eingeführt werden. Es handelt sich um einen Tensor zweiter Stufe (denn er hat zwei Indizes) und er erfüllt das notwendige Transformationsverhalten, da

$$F^{\alpha'\beta'} = L^{\alpha'}_{\alpha} \partial^{\alpha} L^{\beta'}_{\beta} A^{\beta} - L^{\beta'}_{\beta} \partial^{\beta} L^{\alpha'}_{\alpha} A^{\alpha} = L^{\alpha'}_{\alpha} L^{\beta'}_{\beta} F^{\alpha\beta}. \quad (7.26)$$

Außerdem kann man sich aus der Definition leicht überlegen, dass $F^{\alpha\beta}$ antisymmetrisch ist, $F^{\alpha\beta} = -F^{\beta\alpha}$, weil sich unter Vertauschung von α und β das Vorzeichen ändert.

Die konkrete Form ergibt sich aus der Betrachtung der einzelnen Komponenten ($i, j = 1, 2, 3$):

$$\begin{aligned} F^{0i} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} A_i - \frac{1}{c} \partial_i \varphi = \frac{1}{c} E_i \\ F^{ij} &= \partial_i A_j - \partial_j A_i = \varepsilon_{ijk} B_k = \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{klm} \partial_l A_m. \end{aligned}$$

Als Matrix geschrieben ist der Feldstärketensor

$$F = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{c} E_1 & \frac{1}{c} E_2 & \frac{1}{c} E_3 \\ -\frac{1}{c} E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ -\frac{1}{c} E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ -\frac{1}{c} E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Aus dem Transformationsverhalten in Gleichung (7.26) kann man herleiten, dass die elektrischen und magnetischen Felder bei der Lorentz-Transformation mischen,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \mathbf{E}_{\parallel} + \gamma(\mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \\ \mathbf{B}' &= \mathbf{B}_{\parallel} + \gamma(\mathbf{B}_{\perp} - \frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E}), \end{aligned}$$

was sich auch als

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + (1 - \gamma) \frac{\mathbf{v}}{v^2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}) \\ \mathbf{B}' &= \gamma(\mathbf{B} - \frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E}) + (1 - \gamma) \frac{\mathbf{v}}{v^2} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \end{aligned}$$

schreiben lässt.

Als Beispiel wollen wir den Fall einer statischen Ladungsverteilung und $\mathbf{B} = 0$ im Ruhesystem Σ betrachten. Dann ist im bewegten System Σ'

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \mathbf{E}_{\parallel} + \gamma \mathbf{E}_{\perp} \\ \mathbf{B}' &= -\gamma \frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E} = -\frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E}'. \end{aligned}$$

Obwohl die Ladung im System Σ ruht, misst man also im bewegten Inertialsystem Σ' ein Magnetfeld. Insbesondere ist für $v \rightarrow c$

$$\mathbf{B}' \approx -\frac{1}{c} \mathbf{e} \times \mathbf{E}',$$

wenn \mathbf{e} der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung ist. Für eine Punktladung ist für kleine Geschwindigkeiten ($\gamma \approx 1$)

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \approx \mathbf{E}'$$

$$\mathbf{B}' = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^2} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r^3} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r^3},$$

was gerade dem Biot-Savart-Gesetz (5.4) für $\mathbf{j} = q\mathbf{v}\delta(\mathbf{r})$ entspricht.

Der kovariante Feldstärketensor ergibt sich durch Anwendung des metrischen Tensors

$$F_{\alpha\beta} = g_{\alpha\gamma}g_{\beta\delta}F^{\gamma\delta}, \quad F = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{c}E_1 & -\frac{1}{c}E_2 & -\frac{1}{c}E_3 \\ \frac{1}{c}E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ \frac{1}{c}E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ \frac{1}{c}E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix}$$

und außerdem wollen wir den zu $F^{\alpha\beta}$ dualen Feldstärketensor

$$\bar{F}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}F_{\gamma\delta}, \quad F = \begin{pmatrix} 0 & B_1 & B_2 & B_3 \\ -B_1 & 0 & -\frac{1}{c}E_3 & \frac{1}{c}E_2 \\ -B_2 & \frac{1}{c}E_3 & 0 & -\frac{1}{c}E_1 \\ -B_3 & -\frac{1}{c}E_2 & \frac{1}{c}E_1 & 0 \end{pmatrix}$$

definieren¹².

Aus dem Feldstärketensor und dem dualen Feldstärketensor lässt sich jeweils ein Lorentz-Skalar, also eine Invariante bezüglich Lorentz-Transformation ableiten:

1.

$$F^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta} = 2\left(\mathbf{B}^2 - \frac{1}{c^2}\mathbf{E}^2\right) = 2\mu_0(\mathbf{B} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

Diese Gleichung ist so zu deuten, dass ein reines elektrisches Feld nie ganz auf ein reines magnetisches Feld transformiert werden kann und umgekehrt, denn sonst würde sich das Vorzeichen umdrehen, was bei einem Skalar nicht möglich ist.

2.

$$\bar{F}^{\alpha\beta}\bar{F}_{\alpha\beta} = -\frac{4}{c}\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

Das Skalarprodukt von \mathbf{E} und \mathbf{B} bleibt also erhalten und damit auch, ob beide Felder in einem spitzen oder stumpfen Winkel zueinander stehen.

7.6.4 Maxwell-Gleichungen in kovarianter Form

Mithilfe des Feldstärketensors, des Vierergradienten und des Viererstroms lassen sich nun die vier Maxwell-Gleichungen in zwei kovarianten Gleichungen zusammenfassen.

¹²Dabei ist $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} = \begin{cases} 1, & \text{gerade Permutationen von (0123)} \\ 1, & \text{gerade Permutationen von (0123) der total antisymmetrische Tensor (Levi-Civita-Tensor).} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$

Die beiden inhomogenen Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned}\frac{1}{c} \operatorname{div} \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\varepsilon c} = \mu_0 j^0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E}) &= \mu_0 \mathbf{j}\end{aligned}$$

lassen sich als

$$\boxed{\partial_\beta F^{\alpha\beta} = \mu_0 j^\alpha} \quad (7.27)$$

schreiben und die homogenen Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \frac{1}{c} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} &= 0\end{aligned}$$

in der Gleichung

$$\boxed{\partial_\beta \bar{F}^{\alpha\beta} = 0} \quad (7.28)$$

vereinen.

Die letzteren Gleichungen können auch durch eine Jacobi-Identität ausgedrückt werden,

$$\partial^\alpha F^{\beta\gamma} + \partial^\beta F^{\gamma\alpha} + \partial^\gamma F^{\alpha\beta},$$

in der Tensoren dritter Stufe aufsummiert werden.

Schließlich wollen wir noch die Lorentz-Kraft beschreiben, die ein wichtiger Bestandteil der elektromagnetischen Theorie ist, da sie die Kräfte auf Ladungen und Ströme beschreibt.

Für ein einzelnes Teilchen ist

$$K^\alpha = q F^\alpha{}_\beta u^\beta$$

mit $F^\alpha{}_\beta = F^{\alpha\gamma} g_{\gamma\beta}$ und in der kontinuierlichen Form ist die Kraftdichte durch

$$k^\alpha = F^\alpha{}_\beta j^\beta$$

gegeben.

7.6.5 Lagrange-Formulierung der Elektrodynamik

Analog zu den Bewegungsgleichungen der klassischen Mechanik können auch die Maxwell-Gleichungen aus einem Extremalprinzip hergeleitet werden. Der Vorgang ist bereits aus der Mechanik bekannt und wird daher nur kurz behandelt.

Wir führen zunächst die Lagrange-Dichte

$$L = -\frac{1}{4\mu_0} F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} - j^\alpha A_\alpha \quad (7.29)$$

ein und erweitern die Definition der Wirkung S so, dass über ein vierdimensionales Volumenelement integriert wird¹³:

$$S = \int L d^4x.$$

Um die Wirkung zu minimieren, sodass $\delta S = 0$ wird, führen wir nun eine Variation nach A_β durch und erhalten die Euler-Lagrange-Gleichungen für die Elektrodynamik:

$$\partial_\alpha \frac{\partial L}{\partial(\partial_\alpha A_\beta)} - \frac{\partial L}{\partial A_\beta} = 0.$$

Mit der Lagrange-Funktion (7.29) erhalten wir die Euler-Lagrange-Gleichungen in folgender Form:

$$\frac{1}{\mu_0} \partial_\alpha (\partial^\alpha A^\beta - \partial^\beta A^\alpha) + j^\beta = 0$$

bzw.

$$\frac{1}{\mu_0} \partial_\alpha F^{\alpha\beta} + j^\beta = 0.$$

Daraus folgen die homogenen Maxwell-Gleichungen, wenn das Viererpotential (wie notwendig) der Lorenz-Eichung genügt, $\partial_\alpha A^\alpha = 0$, denn einerseits ist dann

$$\frac{1}{\mu_0} \partial_\alpha \partial^\alpha A^\beta + j^\beta = 0 \Leftrightarrow \square A^\alpha = -\mu_0 j^\alpha$$

und andererseits

$$\frac{1}{\mu_0} \partial_\alpha F^{\alpha\beta} + j^\beta = 0 \Leftrightarrow -\partial_\alpha F^{\alpha\beta} = \partial_\alpha F^{\beta\alpha} = \mu_0 j^\alpha,$$

also genau die Maxwell-Gleichungen in kovarianter Form.

¹³In der Mechanik wurde die Wirkung folgendermaßen definiert: $S = \int L dt$.

8 Ebene elektromagnetische Wellen

Das Ziel dieses Kapitels ist die Beschreibung von elektromagnetischen Wellen, was eine wesentliche Errungenschaft der Maxwellschen Theorie darstellt. Außerdem soll die dynamische Theorie und Frequenzabhängigkeit der komplexen Dielektrizität $\varepsilon \in \mathbb{C}$ erläutert werden¹.

Als Ausgangspunkt dienen die Maxwell-Gleichungen in Materie, wobei wir freie Ladungen und Ströme vernachlässigen wollen²:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (8.1)$$

Zur Vereinfachung sollen die Materialgrößen ortsunabhängig sein, $\varepsilon \neq \varepsilon(\mathbf{r}), \mu \neq \mu(\mathbf{r})$.

8.1 Ebene Wellen im nichtleitenden, homogenen Medium

Die Wellengleichungen für nichtleitende homogene Medien erhalten wir durch Anwenden der Rotation auf $\nabla \times \mathbf{E}$ und $\nabla \times \mathbf{B}$:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{B} = -\mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} \\ \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} &= -\mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}. \end{aligned}$$

Analog wird die Wellengleichung für das magnetische Feld hergeleitet. Zusammengefasst ist

$$\boxed{\begin{aligned} \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= 0 \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0 \end{aligned}} \quad (8.2)$$

mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}}$$

der elektromagnetischen Wellen in Materie und Vakuumlichtgeschwindigkeit

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}.$$

¹ Natürlich ist auch die Permeabilität μ im Grunde frequenzabhängig und komplex, allerdings ist für die meisten Materialien $\mu(\omega) \approx 1$. Insbesondere in der Optik wird diese Näherung fast immer angewandt.

² In diesem und dem folgenden Kapitel wird anstelle der kovarianten Vierer-Notation wieder die alte Vektorschreibweise verwendet.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Vakuum ist also gleich der von elektromagnetischen Wellen und die Vermutung liegt nahe, dass es sich bei Licht selbst um eine elektromagnetische Welle handelt, was von Heinrich Hertz 1886 auch bestätigt wurde.

8.1.1 Ungedämpfte ebene Welle

Zur Lösung der Wellengleichungen (8.2) machen wir den Lösungsansatz einer ebenen (komplexen³) Welle,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{pmatrix} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (8.3)$$

Dabei ist $\omega = 2\pi/T$ die Kreisfrequenz und T die Periodendauer. Ferner ist $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{k}}$ der Wellenvektor, der in Ausbreitungsrichtung zeigt und dessen Betrag $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ auch als Wellenzahl bezeichnet wird, welche umgekehrt zu der Wellenlänge λ ist.

Einsetzen des Ansatzes (8.3) in die Wellengleichungen (8.2) liefert

$$\left(-k^2 + \frac{1}{c^2}\omega^2\right) \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} = 0,$$

woraus die bekannte Dispersionsrelation folgt:

$$\omega^2 = c^2 k^2. \quad (8.4)$$

Man erkennt, dass es sich bei der Ausbreitungsgeschwindigkeit c auch um die Phasengeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen handelt, die ja als ω/k definiert ist. Dieser Zusammenhang lässt sich gut veranschaulichen, indem die Welle mithilfe von (8.4) zu (zur Vereinfachung eindimensional)

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{pmatrix} e^{ik(z \mp ct)} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}(z \mp ct) \\ \mathbf{B}(z \mp ct) \end{pmatrix}$$

umgeschrieben wird. Orte gleicher Phase (also bei konstantem Argument $z \mp ct$) wandern bei fortschreitender Zeit t mit der Geschwindigkeit c in (oder entgegen der) Ausbreitungsrichtung $\hat{\mathbf{k}}$.

Das Verhältnis von Vakuumlichtgeschwindigkeit und Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem Medium wird als Brechungsindex definiert:

$$n = \frac{c_0}{c} \Rightarrow n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (8.5)$$

Meistens (vor allem in der Optik) kann man μ_r auf 1 setzen und erhält.

$$n = \sqrt{\epsilon_r}$$

Natürlich treten (unendlich ausgedehnte) ebene Wellen in der Realität nicht auf, aber sie stellen häufig eine gute Näherung dar. Außerdem lässt sich aus der Überlagerung von vielen ebenen Wellen ein Wellenpaket konstruieren, das praktisch eine endliche Ausdehnung hat. Aufgrund der Dispersion zerläuft

³ Natürlich existieren in der Realität keine komplexen Wellen, aber ihre Verwendung macht viele Rechnungen deutlich komfortabler. Es gilt, dass wenn eine komplexe Funktion eine Differentialgleichung erfüllt, dass dann auch Realteil und Imaginärteil für sich diese Differentialgleichung erfüllen. Um also die physikalische Welle zu erhalten, muss lediglich der Realteil $\Re(\mathbf{E})$, $\Re(\mathbf{B})$ gebildet werden.

allerdings ein solches Wellenpaket in Medien mit $\varepsilon \neq 1$ und $\mu \neq 1$, weil Wellen mit verschiedenen Frequenzen auch unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten haben, $c = c(\omega)$.

Obwohl hier ohne Beweis aufgeführt, löst auch eine Kugelwelle

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} \propto \frac{1}{r} e^{i(kr - \omega t)}$$

die Wellengleichungen (8.2).

8.1.2 Dämpfung

Findet in einem Medium Absorption statt, wird die elektromagnetische Welle gedämpft. Dies lässt sich durch eine komplexe Dielektrizität und einen komplexen Brechungsindex

$$\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_r} = n + i\kappa$$

beschreiben, bei dem der Imaginärteil κ die Absorption beschreibt. Unter Verwendung von der Dispersionsrelation (8.4) und der Definition des Brechungsindex (8.5) erhält man so

$$k = \frac{\omega}{c_0} \bar{n} = \frac{\omega}{c_0} (n + i\kappa).$$

Setzt man diesen Ausdruck in die eindimensionale ebene Welle ein,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{pmatrix} e^{i\left(\frac{\omega}{c_0}(n + i\kappa)z - \omega t\right)} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{B}_0 \end{pmatrix} e^{i\frac{\omega}{c_0}n\left(z - \frac{c_0}{n}t\right)} e^{-\frac{\omega\kappa}{c_0}z}$$

erhält man einen Anteil mit realer Exponentialfunktion

$$e^{-\frac{z}{\xi}}, \quad \xi = \frac{c_0}{\omega\kappa},$$

der eine exponentielle Dämpfung mit Absorptionslänge ξ kennzeichnet (siehe Abb. 8.1). Diese ist gerade antiproportional zu κ – also bestimmt der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex \bar{n} die Dämpfung.

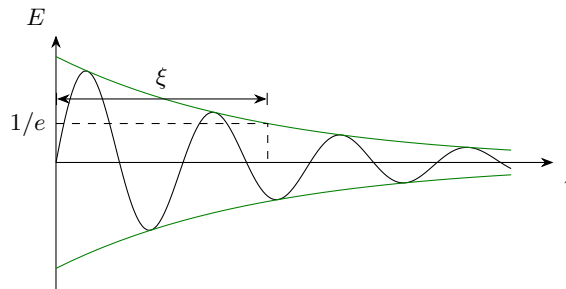


Abb. 8.1: Gedämpfte Welle mit Einhüllender $\pm e^{-z/\xi}$ (grün). Die Absorptionslänge ξ liegt dort, wo die Amplitude der Welle auf $1/e$ abgesunken ist.

8.1.3 Polarisation

Die Polarisation einer elektromagnetischen Welle gibt die Schwingungsrichtung des Feldes an und ist nicht zu verwechseln mit der dielektrischen Polarisation, welche das elektrische Dipolmoment beschreibt.

Aus den Maxwellgleichungen folgt, dass das elektrische und das magnetische Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schwingen:

$$\left. \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \Leftrightarrow \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{k} \\ \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \Leftrightarrow \mathbf{B}_0 \perp \mathbf{k} \end{array} \right\}.$$

Das gilt allerdings nur für isotrope Medien, allgemein gilt nur $\mathbf{D}_0 \perp \mathbf{k}$, aber $\mathbf{E}_0 \not\perp \mathbf{k}$ in anisotropen Medien, da $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ mit ε ein Tensor ist.

Die Ebene, die den Wellenvektor \mathbf{k} und das elektrische bzw. magnetische Feld enthält, wird als Polarisationsebene bezeichnet. Die folgenden Ausführungen werden sich auf das elektrische Feld beschränken. Das magnetische Feld verhält sich ganz analog, ist aber stets orthogonal zum elektrischen.

Es gibt verschiedene Arten von Polarisation:

- **Lineare Polarisation:** Das elektrische Feld schwingt entlang einer gleichbleibenden Achse – die Polarisationsebene ist also konstant, wie in Abbildung Abb. 8.2 dargestellt. Das elektrische Feld ist demnach stets in die gleiche Richtung \mathbf{e} gerichtet:

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}.$$

Aus der Maxwell-Gleichung folgt für einen Ansatz wie (8.3), dass

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B} \\ i\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} &= i\omega \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \end{aligned}$$

also

$$\boxed{\mathbf{B}_0 = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0.} \quad (8.6)$$

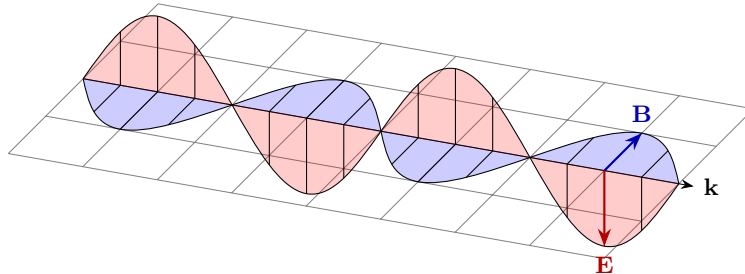


Abb. 8.2: Lineare Polarisation einer ebenen Welle: Die Feldvektoren des elektrischen und des magnetischen Feldes stehen orthogonal zum Wellenvektor \mathbf{k} , welcher die Ausbreitungsgeschwindigkeit kennzeichnet. Die Schwingungsebene des elektrischen und des magnetischen Feldes ist für lineare Polarisation jeweils konstant.

- **Zirkulare Polarisation:** Die Schwingungsebene rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit ω und die \mathbf{k} -Achse (siehe Abb. 8.3). Die Rotation des \mathbf{E}_0 -Vektors lässt sich folgendermaßen beschreiben:

$$\mathbf{E}_0 = E_0(\mathbf{e}_1 \pm i\mathbf{e}_2)$$

Dabei wird eine um 90° phasenverschobene Welle erzeugt, die entlang \mathbf{e}_2 polarisiert ist. Die beiden jeweils linear polarisierten Felder werden mit gleicher Stärke überlagert, sodass sich insgesamt der Realteil des Vektors \mathbf{E}_0 im Kreis bewegt.

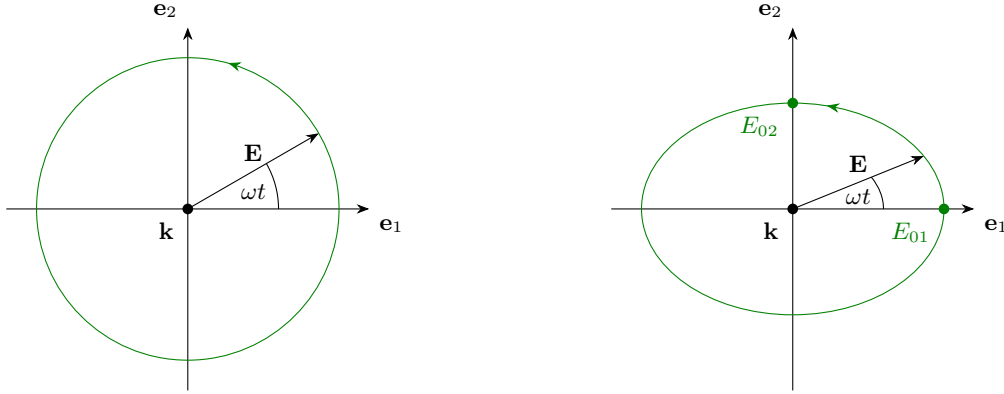


Abb. 8.3: Zirkulare (links) und elliptische (rechts) Polarisation einer ebenen Welle: Der elektrische Feldvektor dreht sich auf einer Kreisbahn bzw. einer elliptischen Bahn mit der Kreisfrequenz ω .

- **Elliptische Polarisation:** Die zirkulare Polarisation ist ein Sonderfall der elliptischen Polarisation, bei der die beiden überlagerten Felder eine unterschiedliche Stärke haben:

$$\mathbf{E}_0 = E_{01}\mathbf{e}_1 \pm iE_{02}\mathbf{e}_2$$

8.1.4 Energie- und Impulsdichte

Die mittlere Energiedichte ergibt sich aus der bereits bekannten Formel (6.8) für die Energiedichte

$$\begin{aligned} \langle u \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} (\mathbf{E}_R \cdot \mathbf{D}_R + \mathbf{H}_R \cdot \mathbf{B}_R) dt \\ \langle u \rangle &= \frac{\varepsilon}{2} |\mathbf{E}_0|^2 = \frac{1}{2\mu} |\mathbf{B}_0|^2 \end{aligned} \quad (8.7)$$

mit reellen Feldern $\mathbf{E}_R = \Re(\mathbf{E})$ usw.

Außerdem ist der mittlere Poynting-Vektor gegeben durch

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T \Re(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dt \\ \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \mathbf{E}_0^2 \hat{\mathbf{k}} = \langle u \rangle c \hat{\mathbf{k}}, \end{aligned} \quad (8.8)$$

die Energie wird folglich mit der Geschwindigkeit c entlang \mathbf{k} transportiert.

Die Impulsdichte einer elektromagnetischen kann im Vakuum mit

$$\langle \mathbf{p}_{\text{em}} \rangle = \frac{1}{c^2} \langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{c_0} \langle u \rangle \hat{\mathbf{k}} = \frac{1}{\omega} \langle u \rangle \mathbf{k} \quad (8.9)$$

bestimmt werden.

Für einen klassischen elektromagnetischen Puls ist der Photonenzahl N nicht scharf. Ein Puls besteht im Mittel aus

$$\langle N \rangle = \frac{1}{\hbar\omega} \int \langle u \rangle d^3\mathbf{r}$$

Photonen. Einsetzen in (8.9) liefert

$$\mathbf{p} = \int d^3\mathbf{r} \langle \mathbf{p}_{\text{em}} \rangle = \langle N \rangle \hbar \mathbf{k}$$

für den Gesamtimpuls eines Lichtpulses.

8.2 Reflexion, Transmission und Brechung

Ziel dieses Kapitels ist es, den Übergang einer ebenen elektromagnetischen Welle an einer Trennfläche von zwei Medien zu beschreiben.

Betrachte eine ebene Welle, die an einer Grenzfläche reflektiert und gebrochen wird, wie in Abb. 8.4 abgebildet. Die Grenzfläche mit Normalenvektor \mathbf{n} trennt zwei Medien mit unterschiedlichen Permittivitäten $\varepsilon, \varepsilon'$ und Permeabilitäten μ, μ' und somit verschiedenen Brechungsindizes n und n' . Die vom ersten Medium aus unter dem Winkel φ auf die Grenzfläche einfallende Welle (1) hat den Wellenvektor \mathbf{k} .

Die Ebene, die den Wellenvektor \mathbf{k} und den Normalenvektor \mathbf{n} der Grenzfläche enthält, wird als Einfallsebene bezeichnet und der Tangentialvektor \mathbf{t} der Grenzfläche wird so gewählt, dass er in der Einfallsebene liegt. Wir haben bereits gesehen, dass beliebig polarisiertes Licht in zwei linear polarisierte Anteile zerlegt werden kann. Den Anteil, für den die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes in der Einfallsebene liegt, nennt man parallel bzw. p-polarisierten Anteil und den anderen senkrecht bzw. s-polarisiert. Zur Vereinfachung wird in diesem Kapitel ohne Beschränkung der Allgemeinheit die xz -Ebene als Einfallsebene gewählt.

Ein Teil der Welle wird unter einem Winkel φ' in das zweite Medium transmittiert. Der Wellenvektor der transmittierten Welle (2) soll \mathbf{k}' genannt werden. Der Rest wird unter einem Winkel ψ und mit einem neuen Wellenvektor \mathbf{k}'' in das erste Medium zurück reflektiert (3).

Alle Wellen sollen durch ebene Wellen beschrieben werden. Für die einfallende Welle gilt allgemein

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{B} = \frac{n}{c_0} \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}, \quad \omega = ck = \frac{c_0}{n} k.$$

Die transmittierte Welle lässt sich als

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{B}' = \frac{n'}{c_0} \hat{\mathbf{k}}' \times \mathbf{E}', \quad \omega = c'k' = \frac{c_0}{n'} k'$$

schreiben und die reflektierte als (Achtung, gleicher Brechungsindex, wie für die einfallende, da das Medium das Gleiche ist)

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E}''_0 e^{i(\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{B}'' = \frac{n}{c_0} \hat{\mathbf{k}}'' \times \mathbf{E}'', \quad k'' = k.$$

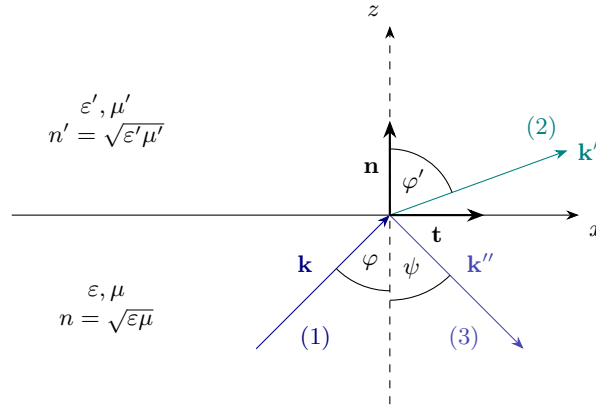


Abb. 8.4: Eine ebene Welle, die unter einem Winkel φ auf eine Grenzfläche mit Normalenvektor \mathbf{n} zwischen zwei Medien mit verschiedenen Brechungsindizes n und n' fällt, wird zum Teil unter dem Winkel ψ in das erste Medium zurück reflektiert und der Rest wird unter dem Winkel φ' in das zweite Medium transmittiert. Mit \mathbf{t} wird außerdem der Tangentialvektor auf der Grenzfläche bezeichnet, der in der Einfallsebene (jene Ebene, die den Wellenvektor \mathbf{k} der einfallende Welle und das Lot enthält) liegt.

Zur Lösung des Problems ist die Betrachtung der Randbedingungen bei $z = 0$ nötig. Diese gehen aus den vier Maxwellgleichungen hervor. Zum einen müssen die Normalkomponenten \mathbf{D} und \mathbf{B} stetig sein,

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 &\Rightarrow (\mathbf{D} + \mathbf{D}'' - \mathbf{D}') \cdot \mathbf{n} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 &\Rightarrow (\mathbf{B} + \mathbf{B}'' - \mathbf{B}') \cdot \mathbf{n} = 0\end{aligned}\quad (8.10)$$

und zum anderen müssen die Tangentialkomponenten von \mathbf{E} und \mathbf{H} stetig sein,

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &\Rightarrow (\mathbf{E} + \mathbf{E}'' - \mathbf{E}') \cdot \mathbf{t} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &\Rightarrow (\mathbf{H} + \mathbf{H}'' - \mathbf{H}') \cdot \mathbf{t} = 0.\end{aligned}\quad (8.11)$$

Diese Bedingungen müssen für alle x, t bei $z = 0$ erfüllt sein (y ist bereits 0, da als Einfallsebene die xz -Ebene gewählt wurde). Alle Wellen müssen demnach identische Phasen haben,

$$\boxed{\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}|_{z=0} = \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}|_{z=0} = \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r}|_{z=0}} \quad (8.12)$$

Daraus folgt, dass \mathbf{k} , \mathbf{k}' und \mathbf{k}'' alle in einer Ebene liegen müssen, denn

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_y = 0 \Rightarrow \mathbf{k}' \cdot \mathbf{e}_z = \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{e}_y = 0.$$

Außerdem lässt sich das Snelliussche Brechungsgesetz ableiten, das die Relation zwischen den Winkeln von einfallender und transmittierter Welle angibt. Durch Projektion der Gleichung (8.12) auf die $z = 0$ -Ebene erhält man

$$k \sin \varphi = k' \sin \varphi' = k'' \sin \psi,$$

also

$$\boxed{\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi'} = \frac{k'}{k} = \frac{n'}{n}} \quad (8.13)$$

Beim Übergang zum optisch dichteren Medium ($n' > n$) erfolgt die Brechung zum Lot hin, $\varphi' < \varphi$, beim Übergang zum optisch dünneren Medium vom Lot weg. Ferner folgt wegen $k = k''$, dass Einfallswinkel und Ausfallswinkel (der reflektierten Welle) gleich sind:

$$\varphi = \psi.$$

Die Fresnelschen Formeln

Aus den Randbedingungen (8.10) und (8.11) können außerdem die sogenannten Fresnelschen Formeln hergeleitet werden, die die Reflektivität und Transmittivität abhängig vom Winkel angeben. Dazu werden die elektrischen Feldvektoren aufgespalten in

- den s-polarisierten Teil, $\mathbf{E}_{0,\perp}, \mathbf{E}'_{0,\perp}, \mathbf{E}''_{0,\perp}$ (orthogonal zur Einfallsebene) mit

$$t_{\perp} = \frac{E'_{0,\perp}}{E_{0,\perp}} = \frac{2n \cos \varphi}{n \cos \varphi + n' \frac{\mu}{\mu'} \cos \varphi'}, \quad r_{\perp} = \frac{E''_{0,\perp}}{E_{0,\perp}} = \frac{n \cos \varphi - n' \frac{\mu}{\mu'} \cos \varphi}{n \cos \varphi + n' \frac{\mu}{\mu'} \cos \varphi}. \quad (8.14)$$

Im optischen Bereich ist i.d.R. $\mu \approx \mu' \approx 1$.

- und den p-polarisierten Teil $\mathbf{E}_{0,\parallel}, \mathbf{E}'_{0,\parallel}, \mathbf{E}''_{0,\parallel}$ (in der Einfallsebene). Es gilt

$$t_{\parallel} = \frac{E'_{0,\parallel}}{E_{0,\parallel}} = \frac{2n \cos \varphi}{n' \frac{\mu}{\mu'} \cos \varphi + n \cos \varphi'}, \quad r_{\parallel} = \frac{E''_{0,\parallel}}{E_{0,\parallel}} = \frac{n' \frac{\mu}{\mu'} \cos \varphi - n \cos \varphi}{n' \frac{\mu}{\mu'} \cos \varphi + n \cos \varphi'} \quad (8.15)$$

Der sogenannte Reflexionsgrad R gibt das Verhältnis aus einfallender und reflektierter Intensität an und ergibt sich aus dem Betragsquadrat der Reflektivität,

$$R = \left| \frac{E'_{0,\perp}}{E_{0,\perp}} \right|^2.$$

Der Transmissionsgrad T gibt entsprechend das Verhältnis aus einfallender und transmittierter Intensität an. Es gilt

$$T = 1 - R.$$

Die Reflektivitäten und Transmittivitäten, sowie der Reflexions- und Transmissionsgrad des senkrechten und des parallelen Anteils sind in Abb. 8.5 über den Einfallswinkel φ aufgetragen. Die Fälle für $n < n'$ und $n > n'$ unterscheiden sich.

Zuletzt ist für senkrecht Licht $\varphi = \varphi' = \psi = 0$ und damit nach den Fresnelschen Gleichungen

$$\frac{E''_{0,\perp}}{E_{0,\perp}} = \frac{E''_0}{E_0} = \frac{n - n'}{n + n'} < 0$$

für $n' > n$. Da das Verhältnis von einfallendem und reflektiertem Feld kleiner als 0 ist, findet ein Vorzeichenwechsel des elektrischen Felds statt. Dies entspricht einem Phasensprung um π bzw. 180° bei der Reflexion am optisch dichteren Medium.

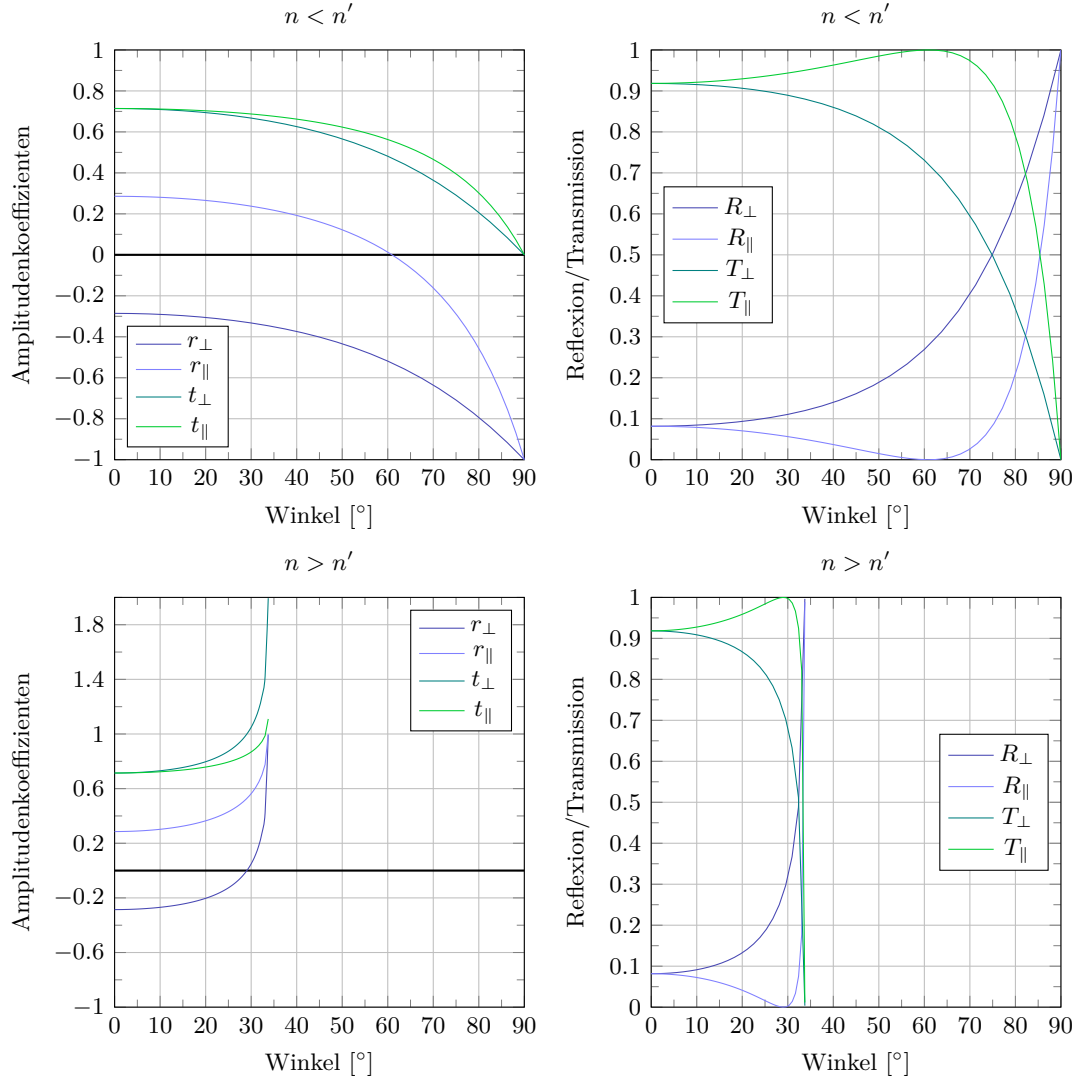


Abb. 8.5: Darstellung der Fresnelschen Formeln: Die Amplitudenkoeffizienten r und t sowie der Reflexionsgrad R und der Transmissionsgrad T sind über den Einfallswinkel φ aufgetragen, oben für die Reflexion am optisch dichteren Medium und unten am optisch dünneren Medium und jeweils für den senkrecht und den parallel polarisierten Anteil. Bei der Reflexion am dichteren Medium sinkt der Reflexionsgrad für den parallelen Anteil am Brewsterwinkel auf 0 ab und bei Reflexion am dünneren Medium steigt der Reflexionsgrad auf 1, wenn der Winkel der Totalreflexion erreicht wird. Für die Funktionsgraphen wurde $n = 1$ und $n' = 1,8$ gewählt.

Der Brewsterwinkel

Wie in Abb. 8.5 zu sehen, fällt die Amplitude des p-polarisierten reflektierten Strahls für einen bestimmten Winkel (welcher von den Brechungsindizes abhängt) auf 0 ab. Dieser Winkel wird als Brewsterwinkel φ_B bezeichnet. Aus der Bedingung, dass das reflektierte Feld verschwindet, $E''_{0,\parallel} = 0$ folgt mit Gleichung (8.15), dass

$$n' \cos \varphi_B = n \cos \varphi'$$

und näherungsweise

$$\varphi_B = \arctan \frac{n'}{n}. \quad (8.16)$$

Zum Beispiel liegt für den Übergang von Luft ($n \approx 1$) zu Glas $n' \approx 1,5$ der Brewsterwinkel bei $\varphi_B = 56^\circ$. Da unter dem Brewsterwinkel reflektiertes Licht keine parallele Komponente aufweist, ist der reflektierte Strahl vollständig s-polarisiert, was eine Anwendung in Polarisatoren ermöglicht.

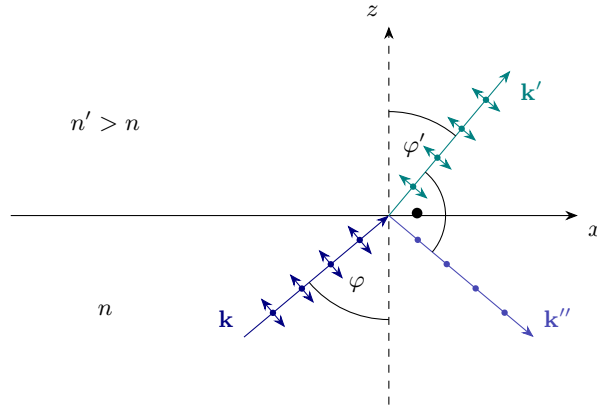


Abb. 8.6: Brewsterwinkel: Die Reflexion von unter dem Brewsterwinkel auf ein optisch dichteres Medium einfallende Wellen ist vollständig s-polarisiert.

Die Totalreflexion

Beim Übergang zu einem optisch dünneren Medium ($n' < n$) wird wie bereits erwähnt der transmittierte Strahl vom Lot weg gebrochen, der Transmissionswinkel φ' ist also größer als der Einfallswinkel φ . Vergrößert man den Einfallswinkel, erreicht der Transmissionswinkel schließlich 90° und die Welle wird totalreflektiert. Dann ist

$$\varphi_T = \arcsin \frac{n'}{n}. \quad (8.17)$$

Für noch größere Einfallswinkel $\varphi > \varphi_T$ ist

$$\sin \varphi' = \frac{n}{n'} \sin \varphi > 1$$

und

$$\cos \varphi' = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi'} = i \sqrt{\left(\frac{n}{n'}\right)^2 \sin^2 \varphi - 1} = i \sqrt{\frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_T} - 1}.$$

Einsetzen in den Ansatz der ebenen Welle liefert dann

$$e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}} = e^{ik' \sin \varphi' x + ik' \cos \varphi' z} = e^{ik' \sin \varphi' x} e^{ik' \cos \varphi' z} = e^{ik' \sin \varphi' x} e^{-\frac{z}{\delta}}$$

mit Eindringtiefe

$$\delta = \frac{1}{k'} \frac{\sin \varphi_T}{\sqrt{\sin^2 \varphi - \sin^2 \varphi_T}}.$$

Der total reflektierte Strahl dringt also exponentiell gedämpft in das optisch dünnere Medium ein. Man spricht von der evaneszenten Welle bzw. dem evaneszenten Feld.

Dieser Effekt findet Anwendung in Wellenleitern (z.B. Glasfaser), in der Röntgenoptik (Reflexion unter streifendem Einfall) und in der Mikroskopie, wo am zu vermessenden Objekt seitlich ein Strahl gestreut wird und aus der seitlichen Verschiebung des totalreflektierten Strahls der Abstand gemessen werden kann.

8.3 Dynamische Theorie der Dielektrizitätskonstanten

In dispersiven Materialien ist die Dielektrizitätskonstante abhängig von der Frequenz,

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega).$$

Dies ist in gewissen Maße bei allen Medien außer Vakuum der Fall. Allerdings können Medien in bestimmten Frequenzbereichen praktisch nicht-dispersiv sein.

Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante hat einige wichtige Auswirkungen:

- Die Phasengeschwindigkeit c ist von der Frequenzabhängig, sodass Wellenpakete, die aus verschiedenen Frequenzkomponenten bestehen, im Raum zerlaufen:

$$c(\omega) = \frac{c_0}{n(\omega)} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r(\omega)}}$$

- Es wird sich zeigen, dass der Imaginärteil $\Im \varepsilon(\omega)$ ungleich 0 ist, was eine Absorption von Energie durch das Medium zur Folge hat (siehe Kapitel 6.3.1).
- Insgesamt ist $\varepsilon(\omega)$ komplex, $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ und es gibt einen formalen Zusammenhang zwischen $\varepsilon'(\omega)$ und $\varepsilon''(\omega)$. Dieser Zusammenhang ist als Kramers-Kronig-Relation bekannt und wird in dem Abschnitt 8.3.3 behandelt.

Es gibt verschiedene Theoriemodelle, mithilfe derer die Dielektrizitätskonstante quantitativ beschrieben wird. In Abschnitt 8.3.1 wird das Lorentzmodell für gebundene Elektronen diskutiert und in Abschnitt 8.3.2 die Dielektrizitätskonstante bei freien Elektronen behandelt.

Zunächst soll eine grobe Einordnung des Problems erfolgen. In Kapitel 4.2 haben wir die dielektrische Verschiebung \mathbf{D} auf verschiedene Weisen beschrieben:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0 \underbrace{(1 + \chi)}_{\varepsilon_r} \mathbf{E}.$$

Die Suszeptibilität χ hat ihren Ursprung im atomaren oder molekularen Dipolmoment $\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha \mathbf{E}$ und bewirkt eine makroskopische Polarisierung $\mathbf{P} = N \mathbf{p} = \varepsilon_0 N \alpha \mathbf{E} = \varepsilon \chi \mathbf{E}$. Hier beschreibt N die Dipoldichte und α die Polarisierbarkeit.

Wir haben ferner gesehen, dass die Suszeptibilität in dichten Systemen durch

$$\chi = \frac{N\alpha}{1 - \frac{1}{3}N\alpha}$$

gegeben ist, weil $\mathbf{E}_{\text{lokal}} \neq \mathbf{E}$.

Es gibt verschiedene Beiträge zu der Polarisierbarkeit, die durch unterschiedliche Mechanismen zustande kommen.

1. Elektronische Dipolmomente bewirken eine Verschiebungspolarisation.
2. Ähnlich funktionieren ionische Dipolmomente, die aber durch die Ladungstrennung in Ionen entsteht.

3. Die Orientierungspolarisation ist die Polarisation, die durch die Ausrichtung von molekularen, statistisch verteilten Dipolen entsteht.

Bei welchen Frequenzen diese Beiträge eine Rolle spielen ist in Abb. 8.7 grob schematisch skizziert. Die Idee dabei ist, dass verschiedene Beiträge charakteristische Frequenzen haben mit

$$\omega_O < \omega_I < \omega_e$$

(ω_O für die Orientierungspolarisation, ω_I für ionische Dipolmomente und ω_e für elektronische Dipolmomente). Für viel größere Frequenzen als die höchste charakteristische Frequenz sinkt die Polarisierbarkeit auf 0.

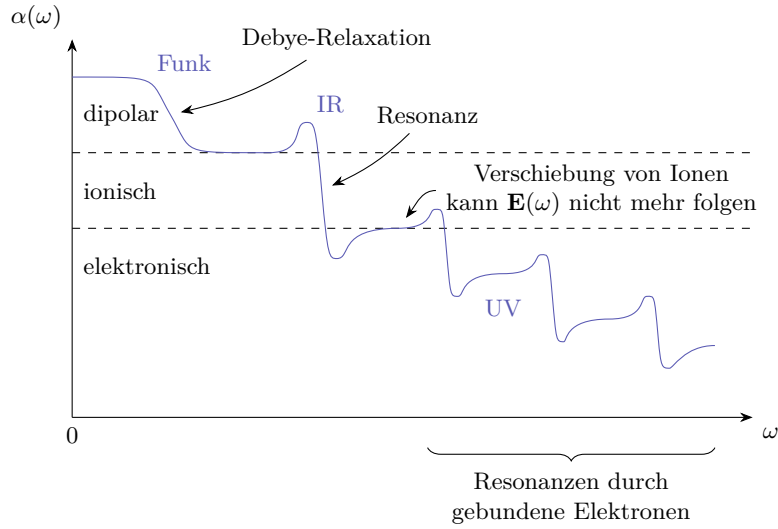


Abb. 8.7: Polarisierbarkeit skizzenhaft aufgetragen über das elektromagnetische Spektrum von Radiowellen bis zum UV-Bereich.

8.3.1 Lorentzmodell für gebundene Elektronen

Das Lorentzmodell beschreibt die mit den auftreffenden elektrischen Feldern wechselwirkenden Elektronen als klassische harmonische Oszillatoren. Das Elektron erfährt eine lineare, rücktreibende Anziehungskraft durch den Atomkern $\mathbf{F}_A = -m\omega_0^2\mathbf{r}$ mit Eigenfrequenz ω_0 (mit einer Feder vergleichbar), eine von der Geschwindigkeit abhängige Reibungskraft $\mathbf{F}_R = -m\gamma\dot{\mathbf{r}}$ mit Dämpfungskonstante γ und zuletzt die externe Kraft, die durch ein äußeres, mit Frequenz ω oszillierendes elektrisches Feld gegeben ist. Diese äußere Kraft schreiben wir als $-e\mathbf{E}_0(\omega)e^{-i\omega t}$.

Insgesamt gilt also

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_{\text{ges}} &= \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_R + \mathbf{F}_{\text{ext}} \\ m\ddot{\mathbf{r}} &= -m\omega_0^2\mathbf{r} - m\gamma\dot{\mathbf{r}} - e\mathbf{E}_0(\omega)e^{-i\omega t}\end{aligned}$$

bzw.

$$m(\ddot{\mathbf{r}} + \gamma\dot{\mathbf{r}} + \omega_0^2\mathbf{r}) = -e\mathbf{E}_0(\omega)e^{-i\omega t}.$$

Diese inhomogene Differentialgleichung zweiten Grades wird mit einem Exponentialansatz $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(\omega)e^{-i\omega t}$ gelöst:

$$\mathbf{r}(t) = -\frac{e}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \mathbf{E}_0(\omega) e^{-i\omega t}.$$

Für das Dipolmoment $\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}(\omega)e^{-i\omega t} = -e\mathbf{r}(t)$ folgt

$$\mathbf{p}(\omega) = e\mathbf{r}(\omega) = -\frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \mathbf{E}_0(\omega) = \varepsilon_0 \alpha(\omega) \mathbf{E}_0(\omega).$$

Im Allgemeinen gibt es pro Atom viele Elektronen mit Eigenfrequenzen ω_i und Dämpfungen γ_i , was sich durch die Überlagerung von mehreren harmonischen Oszillatoren der Stärke f_i modellieren lässt⁴. Die makroskopische Polarisierung ist dann (mit Anzahl N der Atome)

$$\mathbf{P} = \sum_i \mathbf{p}_i = \frac{Ne^2}{m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega} \mathbf{E}_0(\omega) e^{-i\omega t}.$$

Da aber $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$, ist

$$\chi = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega}$$

und

$$\varepsilon_r = 1 + \chi = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega}.$$

Eine Zerlegung in Real- und Imaginärteil liefert

$$\varepsilon_r'(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i f_i \frac{\omega_i^2 - \omega^2}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega} \quad (8.18)$$

$$\varepsilon_r''(\omega) = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i f_i \frac{\gamma_i\omega}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega}. \quad (8.19)$$

Für nur einen einzigen Oszillator beschreibt deren Verlauf eine typische Resonanzkurve, wie in Abb. 8.8 dargestellt. Typischerweise sind die γ_i viel kleiner als die ω_i (unterdämpfter Fall). Für nur einen Oszillator beschreibt $\varepsilon_r''(\omega)$ eine Lorentzkurve.

Zu dem abgebildeten Beispiel sollen einige Bemerkungen gemacht werden:

- Bei $\omega = \omega_0$ zeigt $\varepsilon_r'(\omega)$ Resonanz, während $\varepsilon_r''(\omega)$ Resonanzabsorption zeigt und sonst gegen 0 geht. Diese Beziehung zwischen Realteil und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante wird durch die Kramers-Kronig-Relation genau beschrieben. Außerdem beschreibt der Imaginärteil die dissipierte Energie, wie in Kapitel 6.3.1 erwähnt (vgl. harmonischer Oszillator).
- Für Bereiche mit ansteigendem Realteil der Dielektrizitätskonstante, $d\varepsilon_r'(\omega)/d\omega > 0$, spricht man von normaler Dispersion (außerhalb der Resonanz), für $d\varepsilon_r'(\omega)/d\omega < 0$, also bei Resonanz spricht man von anomaler Dispersion.

⁴ Die Oszillatorstärken f_i addieren sich bei Atomen zu der Kernladungszahl Z auf.

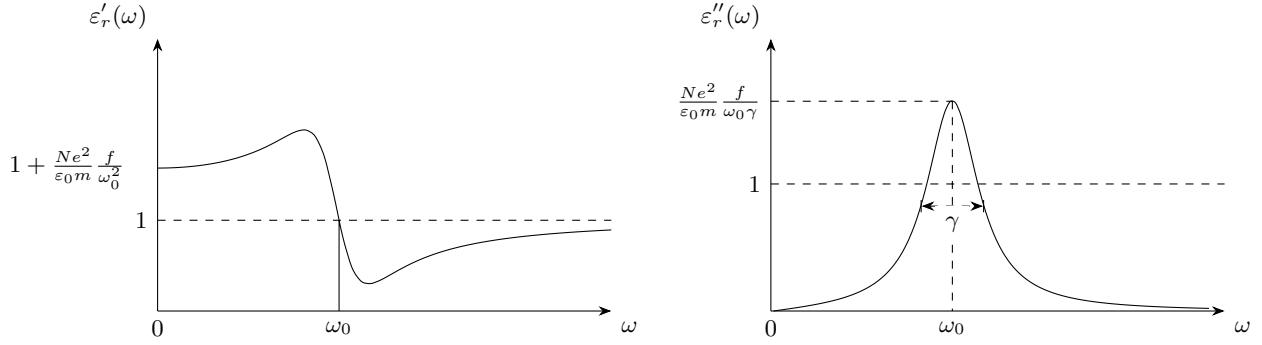


Abb. 8.8: Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante.

- Bei niedrigen Frequenzen (und solange $\omega_i \neq 0$) ist

$$\varepsilon'_r(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2} + \mathcal{O}(\omega^2).$$

- Für Frequenzen, die weit über der höchsten Resonanzfrequenz liegen, $\omega \gg \omega_i$ ist

$$\varepsilon(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{ZNe^2}{\varepsilon_0 m}, \quad (8.20)$$

mit sogenannter Plasmafrequenz ω_p . Dieser Zusammenhang entspricht auch dem (idealisierten) Fall, dass es keine Resonanzen gibt. Hieraus geht ferner die spezifische Dispersionsrelation für eine elektromagnetische Welle hervor, denn ist $\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_r}$, so folgt wegen $kc_0 = \omega\bar{n} = \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}$

$$\omega = \pm \sqrt{\omega_p^2 + c_0^2 k^2}.$$

Die Anwendung der Formel (8.20) ist zum einen für dielektrische Medien im Bereich $\omega \gg \omega_p$

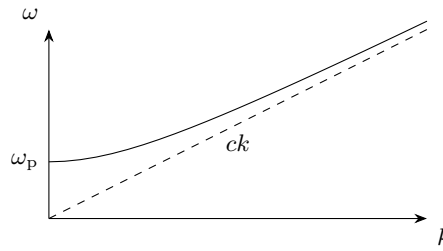


Abb. 8.9: Dispersionsrelation für Frequenzen, weit von den Resonanzen entfernt.

gültig, aber andererseits auch für Elektronengase oder -plasmen geringer Dichte und hier auch für $\omega < \omega_p$:

$$k = \frac{\omega}{c} \bar{n} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r} = \frac{i}{\xi}$$

(rein gedämpfte, elektromagnetische Welle).

Die Gleichung (8.20) ist auch für Leitungselektronen in Metallen anwendbar, wobei die Plasmafrequenz

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^*}$$

mit effektiver Elektronenmasse im Leitungsband m^* . Daraus folgt, dass Metalle für $\omega < \omega_p$ reflektieren (weil die elektromagnetische Welle wegen $k = i/\xi$ nicht eindringt) und für $\omega > \omega_p$ durchlässig sind.

Da die Dielektrizitätskonstante komplex ist, sind auch die Wellenzahl

$$k = \frac{\omega c}{\bar{n}}$$

und der Brechungsindex

$$\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_r} = n(\omega) + i\kappa(\omega)$$

komplex mit

$$\left. \begin{array}{l} \varepsilon_r' = n^2 - \kappa^2 \\ \varepsilon_r'' = 2\kappa n \end{array} \right\} \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} n^2 = \frac{1}{2} \left(\varepsilon_r' + \sqrt{\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2} \right) \\ \kappa^2 = -\frac{1}{2} \left(\varepsilon_r' - \sqrt{\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2} \right) \end{array} \right.$$

Insbesondere ist

$$n(\omega) \approx \sqrt{\varepsilon_r'} \quad \text{für} \quad \varepsilon_r'' \approx 0,$$

also außerhalb von Resonanzen.

8.3.2 Beitrag freier Elektronen

8.3.3 Kramers-Kronig-Relationen