

Theoretische Elektrodynamik

Matthias Vojta

übertragen von
Sebastian Schmidt und Lukas Körber

Wintersemester 2014/2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Mathematische Hilfsmittel	7
2.1	Skalar- und Vektorfelder	7
2.2	Integrale auf Feldern	8
2.3	Vektorielle Ableitungen und Integrale	9
2.4	Differentialoperatoren in krummlinigen Koordinaten	11
2.5	FOURIER-Transformation	11
2.6	Delta-Distribution	12
2.7	GREEN'sche Funktion zur Lösung inhomogener linearer DGL	13
3	Grundbegriffe und MAXWELL-Gleichungen	15
3.1	Kräfte und Punktladungen	15
3.2	Ladungs- und Stromdichte, Ladungserhaltung	15
3.3	Die MAXWELL-Gleichungen	17
3.4	Konstruktion der MAXWELL-Gleichungen	17
3.5	Integrale Formulierung der MAXWELL-Gleichungen	20
3.6	Induktionsgesetz für Leiterschleifen	21
4	Elektrostatik	23
4.1	Grundgleichungen und elektrostatisches Potential	23
4.2	Kugelsymmetrische Ladungsverteilung	23
4.3	Feld einer beliebigen räumlich begrenzten Ladungsverteilung	24
4.4	Feld eines elektrischen Dipols	25
4.5	Fernfeld einer räumlich eingegrenzten Ladungsverteilung	26
4.6	Randbedingungen	31
4.7	Leiter im elektrischen Feld	31
4.8	Beispiele	32
4.9	Mehrere Leiter	34

5	Stationäre Ströme	35
5.1	Grundgleichungen und Vektorpotential	35
5.2	Leiterschleifen	36
5.3	Magnetischer Dipol	37
6	Elektromagnetische Wellen	41
6.1	Wellengleichung	41
6.2	Lösungen der Wellengleichung	42
6.3	Polarisation	43
7	Energie- und Impulsbilanz des em. Feldes	45
7.1	Bilanzgleichungen	45
7.2	Energiebilanz	46
7.3	Elektrostatische Feldenergie	47
7.4	Elektrostatische Energie einer Leiteranordnung	48
7.5	Energie des stationären Magnetfelds	50
7.6	Beispiele für Energiestromdichten	51
7.7	Energie einer ebenen harmonischen Welle	52
7.8	Impulsbilanz des elektromagnetischen Feldes	53
7.9	Beispiele für Impulsbilanz	55
8	Kraftwirkung auf Ladungen und Ströme	59
8.1	Elektrischer Dipol	59
8.2	Magnetischer Dipol	60
8.3	Multipolentwicklung der elektrischen Wechselwirkungsenergie	61
9	Felder zeitabhängiger Ladungs- und Stromverteilungen	65
9.1	Viererpotential	65
9.2	Retardierte Potentiale	67
9.3	HERTZ'scher Dipol	69
9.4	Energieabstrahlung des HERTZ'schen Dipols	72
9.5	Strahlungsfeld einer räumlich begrenzten Quellenverteilung	73
9.6	Multipolentwicklung des Fernfelds	74
9.7	Strahlung einer bewegten Punktladung	76
9.8	Strahlungsbremung	77

Kapitel 1

Einleitung

Gegenstand der Vorlesung ist die (klassische) Theorie der Elektrischen Felder ausgehend von den MAXWELL-Gleichungen (1864):

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

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

$$\varepsilon_0 \operatorname{div} \mathbf{E} = \rho$$

$$\frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \mathbf{B} - \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{j}$$

für die Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} in Abhängigkeit von Ladungs- und Stromverteilung $\rho(\mathbf{r}, t)$ und $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ sollen physikalische Erscheinungen geschildert werden.

Die Elektrodynamik ist ein Teil des Standardmodells der Teilchenphysik, das einheitlich Teilchen und ihre Wechselwirkungen beschreibt.

Klassische Elektrodynamik ist ein Grenzfall der Quantenelektrodynamik (gültig für kleine Impuls- und Energiebeträge, große Brechungszahlen für Photonen).

Sie ist im Einklang mit der speziellen Relativitätstheorie (c ist implizit in den MAXWELL-Gleichungen enthalten). Viele interessante Effekte von Materie können mit klassischer Theorie nicht beschrieben werden.

Zum Beispiel: Wann sind Atome stabil? Wann ist Eisen ferromagnetisch? Warum wird z.B. Blei bei tiefen Temperaturen supraleitend? Für diese Fragen werden Quanteneffekte wichtig.

Kapitel 2

Mathematische Hilfsmittel

2.1 Skalar- und Vektorfelder

Felder entsprechen Größen, die an jedem Raumpunkt einen bestimmten Wert haben, der zeitabhängig sein kann.

a. skalare Felder $\phi = \phi(x, y, z, t)$

Jedem Raumpunkt wird ein Wert in Form einer (reellen) Zahl zugeordnet, wie zum Beispiel Temperatur, Druck, Ladung oder Energie. Flächen oder Linien mit konstantem Wert nennt man Äquipotentialflächen beziehungsweise -linien.

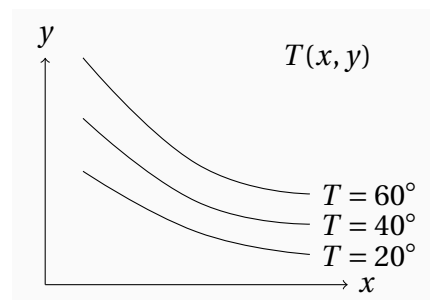


Abbildung 2.1: Isothermen

b. Vektorfelder $E = E(x, y, z, t)$

Jedem Raumpunkt wird ein Vektor zugeordnet, der lokal die Richtung des Feldes beschreibt, wie etwa ein Geschwindigkeits- oder Kraftfeld. Vektorfelder lassen sich durch Feldlinien veranschaulichen, entlang derer sich zum Beispiel ein Teilchen bewegt, das die entsprechende Kraft erfährt.

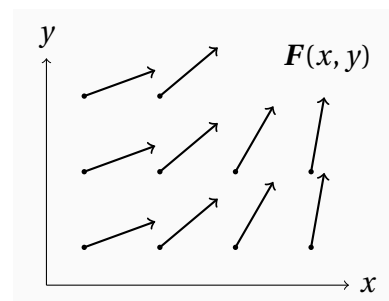


Abbildung 2.2: Kraftfeld

2.2 Integrale auf Feldern

Integrale über skalare Felder werden wie bekannt gebildet; sie sind zu vermeiden.

Integriert man über ein Vektorfeld, spielt die Richtungsinformation eine entscheidende Rolle. Man unterscheidet je nach Dimension des Parameterbereichs von Linien-, Flächen- und Volumenintegralen.

a. Linienintegrale

$$\varphi = \int_C \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

Wir parametrisieren die Kurve durch $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\tau)$ und erhalten somit

$$\varphi = \int_{\tau_0}^{\tau_1} \mathbf{E}(\mathbf{r}(\tau)) \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} d\tau$$

Ein Spezialfall des Linienintegrals ist das sogenannte **geschlossene Linienintegral**, welches durch \oint gekennzeichnet wird.

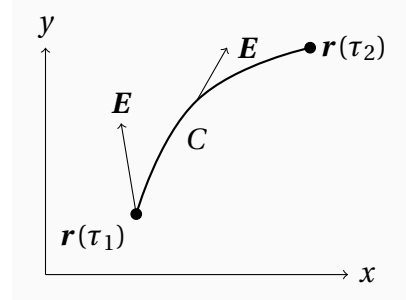


Abbildung 2.3: Linienintegral

b. Flächenintegrale

$$\Phi = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad \text{mit } d\mathbf{A} = dA \cdot \mathbf{n}$$

Ganz analog zu **a.** kann die Fläche $\mathbf{r} = \mathbf{r}(u, v)$ parametrisiert werden. Es ist jedoch beim Bilden der Funktionaldeterminante auf die Richtung des Flächenelements zu achten. Die beiden möglichen Lösungen unterscheiden sich natürlich nur um ein Vorzeichen. Wir erhalten also

$$\Phi = \int_{v_1}^{v_2} \int_{u_1}^{u_2} \mathbf{B}(u, v) \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} \times \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial v} \right) du dv$$

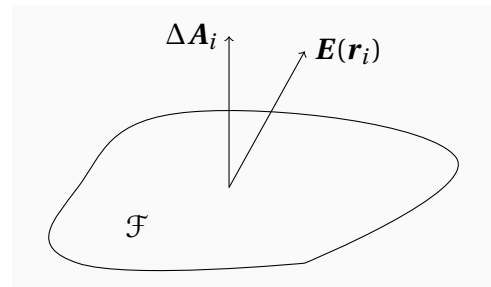


Abbildung 2.4: Flächenintegral

c. Volumenintegrale

$$Q = \iiint_G dV \cdot \rho(\mathbf{r}) = \iiint_G d^3r \cdot \rho(\mathbf{r}) =$$

Beim Volumenintegral wird wiederum (nicht wie beim Flächenintegral) das Vorzeichen des Volumenelements vernachlässigt, da physikalisch die **Richtung** des Volumens nur sehr selten wirklich von Bedeutung ist. Mit entsprechender Parametrisierung $\mathbf{r} = \mathbf{r}(u, v, w)$ ergibt sich

$$q = \int_{w_1}^{w_2} \int_{v_1}^{v_2} \int_{u_1}^{u_2} \rho(u, v, w) \cdot \left| \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial u} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial v} \times \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial w} \right) \right| du dv dw$$

2.3 Vektorielle Ableitungen und Integrale**a. Gradient**

Der Gradient $\text{grad } \varphi$ eines Skalarfeldes beschreibt dessen Änderung und steht senkrecht auf den Äquipotentialflächen (oder allgemeiner: Niveaumengen). Der Gradient lässt sich durch den Nabla-Operator ausdrücken und lautet in kartesischen Koordinaten:

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

Wichtig ist, dass ∇ ein vektorieller Differenzialoperator ist. Er folgt Ableitungsregeln, wie etwa der Kettenregel, und $\nabla \varphi$ verhält sich unter Koordinatentransformation wie ein Vektor.

Andere Schreibweisen: $\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$, $\partial_{\mathbf{r}}$, $\nabla_{\mathbf{r}}$

Beispiele:

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

$$\nabla \frac{1}{|\mathbf{r}|} = -\frac{1}{r^2} \mathbf{e}_r$$

b. Divergenz (Quellenstärke eines Vektorfeldes)

Die Divergenz $\text{div } \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{E}$ ist ein Skalar unter Koordinatentransformation und kann als **lokale Quellenstärke** interpretiert werden. Häufig benötigt man auch

den LAPLACE-Operator, der die **zweite Ableitung** repräsentiert.

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \nabla^2 \varphi = \Delta \varphi$$

Beispiele:

$\operatorname{div} \mathbf{r} = 3$ (Anzahl der Dimensionen)

$$\operatorname{div} (\varphi \mathbf{A}) = \nabla \cdot (\varphi \mathbf{A}) = \mathbf{A}(\nabla \varphi) + \varphi(\nabla \mathbf{A}) = \mathbf{A} \cdot \operatorname{grad} \varphi + \varphi \cdot \operatorname{div} \mathbf{A}$$

c. Rotation (Wirbelstärke eines Vektorfeldes)

Die Rotation $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{B}$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}$$

kann als **lokale Wirbelstärke** verstanden werden. Ihre Komponenten lassen sich auch als

$$(\nabla \times \mathbf{B})_i = \sum_{j,k} \epsilon_{ijk} \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot B_k$$

darstellen wobei ϵ_{ijk} der total antisymmetrische Tensor 3. Stufe ist.

Beispiele:

$$\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \Rightarrow \nabla \times \mathbf{v} = 2\boldsymbol{\omega}$$

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

d. GAUSS'scher Satz

$$\iiint_V \operatorname{div} \mathbf{E} \cdot dV = \oint_{\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A}$$

Der Satz von GAUSS verknüpft Eigenschaften im Inneren eines Volumens mit dem Verhalten auf dem Rand.

Über den Satz von GAUSS lässt sich auch die partielle Integration in drei Dimensionen umformen zu:

$$\int_V dV \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (u \cdot \mathbf{v}) = \int_V dV \frac{\partial u}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{v} + \int_V dV u \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{r}} = \oint_{\partial V} dA (u \cdot \mathbf{v})$$

e. GREEN'scher Satz

$$\int_V d(\varphi \triangle \psi - \psi \triangle \varphi) V = \oint_{\partial V} d(\varphi \nabla \psi - \psi \nabla \varphi) A$$

f. STOKES'scher Satz

$$\iint_S \text{rot } \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = \oint_{\partial A} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r}$$

Analog zu GAUSS'schen Satz verknüpft der Satz von STOKES das Verhalten eines Feldes auf einer Fläche mit dem auf dem Rand der Fläche. Für geschlossene Flächen gilt

$$\oiint_{S=\partial V} \text{rot } \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0$$

2.4 Differentialoperatoren in krummlinigen Koordinaten

Kartesisches /Kugel-/Zylinderkoordinaten sind hier wichtig.

$$\text{z.B.: } \nabla_x \psi = \partial_x \psi \mathbf{e}_x + \partial_y \psi \mathbf{e}_y + \partial_z \psi \mathbf{e}_z$$

$$\nabla_\theta \psi = \frac{\partial}{\partial r} \psi \mathbf{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \psi \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \psi \mathbf{e}_\phi$$

$$\text{Generell: } (\nabla \psi)_u \equiv (\nabla \psi) \mathbf{e}_u = \frac{1}{g_u} \frac{\partial \psi}{\partial u} \quad \text{mit } g_u = \left| \frac{\partial \psi}{\partial u} \right|$$

2.5 FOURIER-Transformation

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} df(t) e^{-i\omega t} t$$

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{f}(t) e^{i\omega t} \omega$$

Verallgemeinert auf n Dimensionen ergibt sich:

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{n}{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r} f(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

a. Differentiation

$$\frac{d}{dt} f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} i\omega$$

b. Faltung

$$(f * g)(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} ds f(t-s) G(s)$$

$$\widetilde{(f * g)}(\omega) = \tilde{f}(\omega) \tilde{g}(\omega)$$

c. Rechenregeln

$$f'(t) \leftrightarrow i\omega \tilde{f}(\omega)$$

$$-it f(t) \leftrightarrow \tilde{f}'(\omega)$$

$$f(t+a) \leftrightarrow e^{i\omega a} \tilde{f}(\omega)$$

$$e^{i\omega t} f(t) \leftrightarrow \tilde{f}(\omega - a)$$

$$f(at) \leftrightarrow \frac{1}{|a|} \tilde{f}\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

$$f^*(t) \leftrightarrow \tilde{f}^*(\omega)$$

$$\tilde{\tilde{f}}(t) \leftrightarrow f(-t)$$

2.6 Delta-Distribution

Die Delta-Distribution ist über folgende Eigenschaften definiert:

1.

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

2.7. GREEN'SCHE FUNKTION ZUR LÖSUNG INHOMOGENER LINEARER DGL13

2.

$$\int_{\mathbf{r}_0 \in V} dV \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = 1$$

Alle Aussagen gelten analog für die Delta-Distribution $\delta(x)$ in einer Dimension. Bei höherdimensionalen Deltadistributionen gilt allerdings nur in kartesischen Koordinaten:

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \delta(x - x_0) \cdot \delta(y - y_0) \cdot \delta(z - z_0)$$

Faltet man die Delta-Distribution mit einer Funktion $f(\mathbf{r})$, so ergibt sich aus ihren Eigenschaften:

$$\int_{\mathbf{r}_0 \in V} dV \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) f(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}_0)$$

2.7 GREEN'sche Funktion zur Lösung inhomogener linearer DGL

Wir betrachten die lineare, inhomogene Differentialgleichung

$$L \phi(x_1, \dots, x_n) = \rho(x_1, \dots, x_n) \text{ oder kurz } L\phi = \rho$$

wobei L ein linearer Operator und ρ die Inhomogenität sein soll.

Die GREEN'sche Funktion $G(x, x')$ zum Operator L ist die Lösung der Differentialgleichung mit δ -förmiger Inhomogenität.

$$L G(x, x') = \delta(x - x') [= \delta(x_1 - x'_1) \cdot \dots \cdot \delta(x_n - x'_n)]$$

Wenn g bekannt ist, dann kann die Lösung für beliebige Inhomogenität durch Superposition gewonnen werden.

$$\phi(x) = \int dx' G(x, x') \rho(x')$$

Den Beweis hierfür erhält man leicht durch Einsetzen:

$$L \phi(x) = \int dx' L G(x, x') \rho(x') = \rho(x)$$

Kapitel 3

Grundbegriffe und MAXWELL-Gleichungen

3.1 Kräfte und Punktladungen

Aus der Erfahrung ergibt sich für eine ruhende Ladung

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = Q \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

Dabei ist die Ladung Q eine Körpereigenschaft und \mathbf{E} eine Eigenschaft, die die Umwelt charakterisiert. Über den Vergleich der Kraft auf zwei Körper $\mathbf{F}_1(\mathbf{r}, t) = \frac{Q_1}{Q_2} \mathbf{F}_2(\mathbf{r}, t)$ lässt sich so eine Einheit für die Ladung definieren.

Bei bewegten Ladungen beobachten wir etwas anderes. Die Kraft hat hier die Form

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

3.2 Ladungs- und Stromdichte, Ladungserhaltung

Über eine Ladung in einem Volumenelement lässt sich der Begriff der Ladungsdichte definieren.

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

Eine Ladungsänderung nennen wir schließlich den elektrischen Strom.

$$-I := \dot{Q} = \frac{d}{dt} \int_V d\rho(\mathbf{r}, t) V = \int_V d\frac{\partial\rho}{\partial t} V$$

Betrachten wir nun den Stromfluss durch ein Flächenelement $d\mathbf{A}$. Die Ladungsträger, welche durch diese Fläche wandern haben die Geschwindigkeit \mathbf{v} , sodass anschaulich ein kleines Volumenelement $dV = \mathbf{v} dt \cdot d\mathbf{A}$ aufgespannt wird:

$$dQ = \rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) dt d\mathbf{A}$$

$$\frac{dQ}{dt} = -I = \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} =: \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{A}$$

Wir nennen $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$ der Anschaulichkeit nach die **Stromdichte**, denn man sieht leicht:

$$\iint_A \mathbf{j} \cdot d\mathbf{A} = I$$

Setzen wir nun dies in die Gleichung für die Ladungserhaltung ein:

$$0 = \dot{Q} + I = \iiint_V dV \frac{\partial\rho}{\partial t} + \oiint_{\partial V} d\mathbf{A} \cdot \mathbf{j} = \iiint_V dV \left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{j}}{\partial\mathbf{r}} \right)$$

Da dies für alle möglichen Volumina gelten soll, folgt daraus die **Kontinuitätsgleichung**:

$$\dot{\rho} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0$$

Für den Grenzfall eines unendlich großen Volumens gilt zunächst $\mathbf{j} \rightarrow 0$ auf der Oberfläche, woraus man auf die für diesen Grenzfall logische Konsequenz schließen kann, dass

$$\dot{Q} = - \oiint \mathbf{j} d\mathbf{A} = 0$$

die Ladung im gesamten Raum erhalten ist.

Mit der eingeführten Stromdichte \mathbf{j} kann man nun auch den Ausdruck der LORENTZkraft-Dichte $\mathbf{f} := \frac{\mathbf{F}}{V}$ definieren:

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

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

3.3 Die MAXWELL-Gleichungen

Die MAXWELL-Gleichungen wurden 1864 vom schottischen Physiker James Clerk MAXWELL aufgestellt und bilden ein Differentialgleichungssystem für die Felder $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ und $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung beschreiben sie die gesamte (klassische) Elektrodynamik, da ρ und \mathbf{j} die Quellen und Wirbel des \mathbf{B} - und \mathbf{E} -Feldes eindeutig bestimmen:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 & \epsilon_0 \operatorname{div} \mathbf{E} &= \rho \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} &= 0 & \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \mathbf{B} - \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}} &= \mathbf{j} \end{aligned}$$

Nun könnte man fragen, ob die Beschreibung der Elektrodynamik über lokale Felder denn zweckmäßig ist oder ob man sie nicht eliminieren könnte. Das COULOMB-Gesetz wäre ein Beispiel für diese Fernwirkungstheorie. Zwei Gründe sprechen für die lokale Feldtheorie: sie ist zum einen schlichtweg einfacher mathematisch zu beschreiben und zum anderen unabhängig vom Vorhandensein von Materie und demzufolge Ladungsträgern.

3.4 Konstruktion der MAXWELL-Gleichungen

Versucht man die Elektrodynamik zu beschreiben, so kann man sich zu Beginn von phänomenologischen Seite diesem Problem nähern und fordern, dass Symmetrien in Zeit und Raum die Gültigkeit der Gleichungen erhalten sollen. Dies ist eine gängige physikalische Vorgehensweise; man verlangt, dass die beschriebene (reale) Physik unabhängig von der Wahl der Koordinaten sein soll. Wir fordern also zunächst, dass die Form der Gleichungen unter den Symmetrietransformationen der Rauminversion ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) und der zeitlichen Reversibilität ($t \rightarrow -t$) invariant ist. Zudem wollen wir uns als Ziel setzen, die Gesetze möglichst einfach zu formulieren, das heißt, es sollen maximal Differentialgleichungen 1. Ordnung auftauchen. Betrachten wir nun also zunächst das Transformationsverhalten verschiedener Objekte:

Objekt	$t \rightarrow -t$	$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$	Bemerkung
$t, \frac{\partial}{\partial t}$	-	+	Definition
$\mathbf{r}, \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$	+	-	Definition
$\dot{\mathbf{r}}$	-	-	durch Multiplikation der Vorzeichen erhalten
$\ddot{\mathbf{r}}, \mathbf{F}, \mathbf{f}$	+	-	Erfahrung aus Mechanik: $\ddot{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{F}}{m}$
Q, ρ	+	+	Annahme
$\mathbf{j} (= \rho \cdot \dot{\mathbf{r}})$	-	-	
\mathbf{E}	+	-	Vektor, erhalten aus: $\mathbf{F} = Q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$
\mathbf{B}	-	+	Pseudovektor
$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}$	+	+	Skalar
$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{B}$	-	-	Pseudoskalar
$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{E}$	+	+	Pseudovektor
$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{B}$	-	-	Vektor
$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}$	-	-	Vektor
$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}$	+	+	Pseudovektor

Da wir gefordert hatten, dass unsere gewünschten Gleichungen invariant unter den Transformationen sein sollten, dürfen wir nun nur die Größen mit dem gleichen Transformationsverhalten verknüpfen:

1. ++ Skalar $\rho, \operatorname{div} \mathbf{E}$

$$\Rightarrow \rho = \epsilon_0 \cdot \operatorname{div} \mathbf{E} \quad (\epsilon_0 \text{ ist beliebige Konstante})$$

2. -- Vektor $\mathbf{j}, \operatorname{rot} \mathbf{B}, \dot{\mathbf{B}}$

$$\Rightarrow \mathbf{j} = \alpha \cdot \dot{\mathbf{E}} + \frac{1}{\mu_0} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{B} \quad (\alpha, \frac{1}{\mu_0} \text{ sind beliebige Konstanten})$$

3. -- Skalar $\operatorname{div} \mathbf{B}$

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

4. ++ Vektor $\operatorname{rot} \mathbf{E}, \dot{\mathbf{B}}$

$$\Rightarrow 0 = \operatorname{rot} \mathbf{E} + \beta \cdot \dot{\mathbf{B}} \quad (\beta \text{ ist beliebige Konstante})$$

5. +− Vektor $\mathbf{E}, (\mathbf{r}, \ddot{\mathbf{r}})$

$$\Rightarrow 0 = \mathbf{E}$$

6. −+ Vektor \mathbf{B}

$$\Rightarrow 0 = \mathbf{B}$$

Das System 1-4 ist ein widerspruchsfreies und vollständiges System von Differentialgleichungen für das \mathbf{E} - und das \mathbf{B} -Feld, da diese durch ihre Quellen und Wirbel jeweils eindeutig bis auf Konstanten bestimmt sind. Diese werden problemabhängig aus den gegebenen Randbedingungen bestimmt. Die Gleichungen 5 und 6 werden aus naheliegenden Gründen weggelassen; sie stehen zwar nicht im Widerspruch zu den ersten 4 Gleichungen, doch würde das Differentialgleichungssystem mit ihnen nur noch die Trivallösung ohne physikalisch interessante Bedeutung liefern.

Konstantendiskussion:

1. Die Konstante ϵ_0 ist zunächst frei wählbar, da die Ladung Q nur bis auf einen Faktor genau bestimmt ist. Für die Wahl von ϵ_0 gibt es verschiedene Ansätze:
 - (a) ϵ_0 wird als 1 definiert. Diese Definition wird im cgs-System umgesetzt.
 - (b) $4\pi \cdot \epsilon_0$ wird 1 gesetzt. Das sich aus dieser Definition ergebende Einheitensystem nennt man das GAUSS-System.

Im SI-System wird dagegen ϵ_0 über μ_0 festgelegt, wobei für μ_0 gilt:

$$[\mu_0] = \frac{[\mathbf{E}]}{[\mathbf{I}]} \frac{[l]^2}{[l]} = \frac{[\mathbf{f}]}{[\mathbf{j}]} \frac{[l]}{[l]} = \frac{[\mathbf{F}]}{[I]^2} = \frac{N}{A^2}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$$

ϵ_0 erhält man nun daraus über die Fundamentalbeziehung im SI-System:

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$$

2. Die Konstante α erhalten wir, in dem wir von Gleichung (2) die Divergenz bilden und dann $\text{div } \mathbf{j}$ aus der Kontinuitätsgleichung einsetzen:

$$(\epsilon_0 + \alpha) \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \mathbf{E} \stackrel{!}{=} 0 \Rightarrow \alpha = -\epsilon_0$$

3. Dass die Konstante β im SI-System gleich 1 sein muss, erhält man aus Überlegungen, dass die MAXWELL-Gleichungen von Inertialsystem zu Inertialsystem invariant sein müssen.

Bemerkung: Im GAUSS-System erhält man aufgrund der Wahl der Konstanten für die LORENTZ-Kraft:

$$\mathbf{F} = Q(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B})$$

woraus folgt:

$$\epsilon_0 \mu_0 \cdot \beta = \frac{1}{c^2} \text{ und } \beta = \frac{1}{c}, \mu_0 = \frac{4\pi}{c}$$

3.5 Integrale Formulierung der MAXWELL-Gleichungen

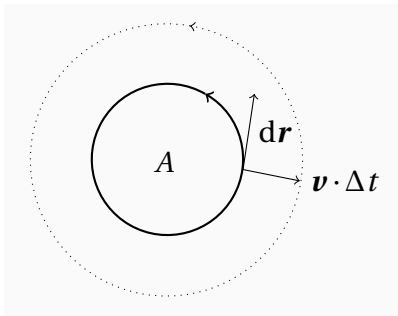
Die integrale Formulierung der MAXWELL-Gleichungen ist äquivalent zu der differentiellen und ergibt sich entweder aus Volumen- oder Flächenintegration auf beiden Seiten der entsprechenden Gleichung und dann der Anwendung der Integralsätze von GAUSS oder STOKES:

i) $\epsilon_0 \text{div } \mathbf{E} = \rho$	\Leftrightarrow	$\epsilon_0 \oint \text{d}\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = Q_{\text{in}}$
ii) $\text{div } \mathbf{B} = 0$	\Leftrightarrow	$\oint \text{d}\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = 0$
iii) $\text{rot } \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = 0$	\Leftrightarrow	$\oint_{\partial A} \text{d}\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} + \iint_A \text{d}\mathbf{A} \cdot \dot{\mathbf{B}} = 0$
iv) $\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{B} - \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}} = \mathbf{j}$	\Leftrightarrow	$\frac{1}{\mu_0} \oint_{\partial A} \text{d}\mathbf{r} \cdot \mathbf{B} - \epsilon_0 \iint_A \text{d}\mathbf{A} \cdot \dot{\mathbf{E}} = I_{\text{in}}$

Bemerkung:

\mathbf{r} und t sind unabhängige Variablen, das heißt, dass die Felder \mathbf{B} und \mathbf{E} jeweils von \mathbf{r} und t abhängen, nicht aber von $\dot{\mathbf{r}}$. Zudem ist es aufgrund unserer Forderungen bei der Konstruktion der MAXWELL-Gleichungen verboten, dass eine explizite Abhängigkeit der Grundgleichungen von \mathbf{r} und t vorliegt, da es sonst außergewöhnliche Zeiten und Orte gäbe, was aber die geforderte Homogenität verletzen würde.

3.6 Induktionsgesetz für Leiterschleifen



Zunächst definieren wir den magnetischen Fluss Φ durch eine Fläche A im Raum:

$$\Phi := \iint_A d\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$$

Man sieht leicht, dass sich der Fluss Φ bei Flächenänderung und Änderung der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} ändert:

Abbildung 3.1: Flächenänderung

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \Delta \left(\iint_A d\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \right) = \iint_A d\mathbf{A} \cdot \Delta\mathbf{B} + \iint_{\Delta A} d\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \\ &= \Delta t \iint_A d\mathbf{A} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \oint_{\partial A} (\mathbf{v} \Delta t \times d\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B} \\ &= \Delta t \left(\iint_A dV \cdot \dot{\mathbf{B}} - \oint_{\partial A} d\mathbf{r} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right) \\ \Rightarrow \dot{\Phi} &= \iint_A d\mathbf{A} \cdot \dot{\mathbf{B}} - \oint_{\partial A} d\mathbf{r} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \end{aligned}$$

Nach Anwenden der dritten MAXWELL-Gleichung erhält man das **Induktionsgesetz**:

$$\dot{\Phi} = - \oint_{\partial A} d\mathbf{r} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -U_{\text{induziert}}$$

Das letzte Minuszeichen nennt man auch die **LENZ'sche Regel**, welche besagt, dass ein induzierter Strom immer ein Magnetfeld erzeugt, welches seiner eigenen Ursache ($U_{\text{induziert}}$) entgegengerichtet ist.

Auffällig bei dem Induktionsgesetz ist seine Ähnlichkeit mit der auf eine freie

Ladung wirkende Kraft $\mathbf{F} = Q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Darin liegt auch die Begründung für ebenjenes Gesetz:

Wir stellen uns eine Leiterschleife vor, welche an einer Stelle durchbrochen ist, damit kein Strom durch die Schleife fließen könnte. Auf einen sich in dieser Schleife bewegendem Ladungsträger wirkt die Kraft:

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

Man sieht, dass das \mathbf{E} -Feld abhängig vom Bezugssystem ist, daher haben wir für \mathbf{E}' ein Bezugssystem konstruiert, welches sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} gegenüber dem Laborsystem bewegt. Damit haben wir im mitbewegeten Bezugssystem erreicht, dass $\mathbf{v}' = 0$ ist. Bilden wir nun das Wegintegral für ein Teilchen entlang der Leiterschleife im \mathbf{E} -Feld erhalten wir:

$$\oint_{\text{Schleife}} d\mathbf{r} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \oint_{\text{Schleife}} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}' = \int_{\text{Beginn}}^{\text{Ende}} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}' = U_{\text{induziert}}$$

Kapitel 4

Elektrostatik

4.1 Grundgleichungen und elektrostatisches Potential

In der Elektrostatik betrachten wir, wie der Name schon andeutet, zeitunabhängige Felder. Dementsprechend kann man als erste Konsequenz daraus folgern, dass $\dot{\mathbf{E}} = 0$ und $\dot{\mathbf{B}} = 0$ ist. Fallen nun in den MAXWELL-Gleichungen alle Beiträge mit $\dot{\mathbf{E}}$ und $\dot{\mathbf{B}}$ weg, kann man die Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} getrennt voneinander betrachten. Laienhaft gesprochen entkoppeln wir die Phänomene "Elektrizität" und "Magnetismus". Des Weiteren betrachten wir in der Elektrostatik nur ruhende Ladungen, woraus folgt, dass außerdem $\mathbf{j} = 0 \Rightarrow \mathbf{B} = 0$ ist. Damit erhalten wir aus der dritten MAXWELL-Gleichung, dass $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ gilt, wodurch das Einführen eines Potentials für \mathbf{E} möglich wird:

$$\mathbf{E} =: -\text{grad } \varphi$$

Mit $\text{div } \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ erhält man daraus die **POISSON-Gleichung** der Elektrostatik:

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Für $\Delta \varphi = 0$ nennt man die POISSON-Gleichung auch **LAPLACE-Gleichung**.

4.2 Kugelsymmetrische Ladungsverteilung

Für eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung gilt:

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho(|\mathbf{r}|) = \rho(r) \Rightarrow \varphi(\mathbf{r}) = \varphi(r)$$

Dem kann man entnehmen, dass die Äquipotentialflächen Kugelflächen sein müssen und somit der Gradient von φ auch parallel zum Ortsvektor stehen muss. ($\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E(r)\mathbf{e}_r$) Für das \mathbf{E} -Feld gilt weiterhin:

$$\epsilon_0 \oint_{\partial \text{Kugel}} \mathbf{dA} \cdot \mathbf{E} \stackrel{A \parallel E}{=} \epsilon_0 \oint_{\partial \text{Kugel}} dA \cdot E = 4\pi\epsilon_0 \cdot r^2 \cdot E(r) = Q_{\text{in}}(r)$$

Damit ergibt sich für das \mathbf{E} -Feld und das Potential:

$$\mathbf{E}(r) = \frac{Q_{\text{in}}(r)}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2} \cdot \mathbf{e}_r$$

$$\varphi(r) = \frac{Q_{\text{in}}(r)}{4\pi\epsilon_0 \cdot r} + \varphi_0 \quad \text{mit } \varphi_0 = \varphi(r \rightarrow 0)$$

4.3 Feld einer beliebigen räumlich begrenzten Ladungsverteilung

1. Punktladung bei \mathbf{r}_0 :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

2. Mehrere Punktladungen (Superpositionsprinzip anwendbar wegen Linearität der MAXWELL-Gleichungen):

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_i \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}$$

3. Kontinuierliche Ladungsverteilung:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int dV' \frac{Q(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Die allgemeine Gleichung für die kontinuierliche Ladungsverteilung ergibt sich aus der Lösung der POISSON-Gleichung mithilfe der bekannten GREEN'schen Funktion für eine Punktladung der Größe 1: $G(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \cdot |\mathbf{r}|}$

$$\begin{aligned} -\epsilon_0 \cdot \Delta \varphi &= \rho \\ \Rightarrow -\epsilon_0 \cdot \Delta G(\mathbf{r}) &= \delta(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Dabei gilt: $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ aufgrund der Translationsinvarianz der GREEN-Funktion.

$$\Rightarrow \varphi(\mathbf{r}) = \int dV' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \rho(\mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Aus dieser allgemeinen Form lässt sich natürlich auch im umgekehrten Falle das \mathbf{E} -Feld einer Punktladung in \mathbf{r}_0 herleiten. Dafür muss nur $\rho(\mathbf{r}) = Q \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ gesetzt werden:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int dV' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0 \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{\int dV' \frac{\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{= \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}$$

4.4 Feld eines elektrischen Dipols

Ein Dipol besteht aus zwei gleich großen, entgegengesetzt geladenen Ladungen $\pm Q$, welche einen festen Abstand \mathbf{a} voneinander entfernt sind. Daher ergibt es Sinn, als charakteristische Eigenschaft des Dipols das **Dipolmoment** \mathbf{p} wie folgt zu definieren:

$$\mathbf{p} := Q \cdot \mathbf{a}$$

Dipollimit: $|\mathbf{a}| \rightarrow 0, Q \rightarrow \infty$

$$\Rightarrow |\mathbf{p}| = \text{const.}$$

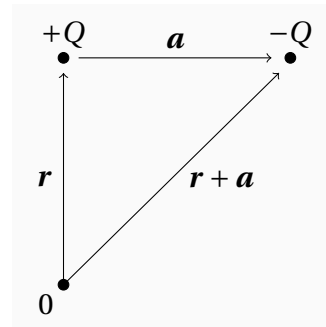


Abbildung 4.1: elektrischer Dipol

Für das Potentialfeld eines solchen Dipols gilt offensichtlich:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{|\mathbf{r}|} - \frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{a}|} \right)$$

Für große Abstände von diesem Dipol, d.h. $\mathbf{r} \gg \mathbf{a}$ wollen wir das Potentialfeld TAYLOR-entwickeln, um besser mit ihm arbeiten zu können. Dazu betrachten wir den Term $\frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{a}|}$ ein wenig genauer:

$$\frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{a}|} \cong \frac{1}{|\mathbf{r}|} + \left(\mathbf{a} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{1}{|\mathbf{r}|} = \frac{1}{|\mathbf{r}|} - \mathbf{a} \cdot \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3}$$

Damit gilt für das Potential:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r} - \left(\mathbf{a} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{1}{r} \right) = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3}$$

und das \mathbf{E} -Feld:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= -\nabla\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \nabla(\mathbf{p} \cdot \nabla) \frac{1}{r} = \frac{\mathbf{p}}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{(\nabla \circ \nabla) \frac{1}{r}}_{(*)} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - \mathbf{p}r^2}{r^5} \end{aligned}$$

$$\text{mit } (*) = \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \circ \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{1}{|\mathbf{r}|} = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \circ \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} = \frac{3\mathbf{r} \circ \mathbf{r} - \mathbb{1} \cdot r^2}{|\mathbf{r}|^5}$$

4.5 Fernfeld einer räumlich eingegrenzten Ladungsverteilung

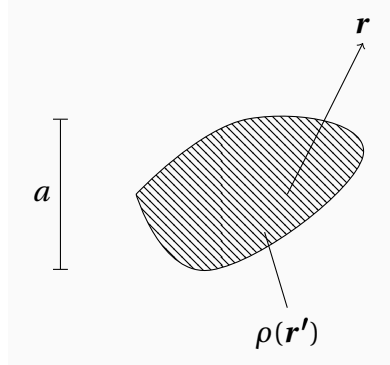


Abbildung 4.2: Verteilung

Wenn man das Fernfeld einer räumlich begrenzten Ladungsverteilung ermitteln möchte, spricht man in diesem Zusammenhang auch immer von der sogenannten **Multipolentwicklung**.

Wir betrachten nun eine räumlich eingegrenzte Ladungsverteilung der Dichte ρ , für die zunächst einmal allgemein gilt:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int dV \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Unter der Annahme, dass $|\mathbf{r}| \gg a$ gilt (wobei a die größte räumliche Ausdehnungsrichtung der Ladungsverteilung ist), werden wir nun den Term $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$ entwickeln:

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(-\mathbf{r}' \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right)^n \frac{1}{r} = \frac{1}{r} + \frac{\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}}{r^3} + \frac{1}{2} \frac{3(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r})^2 - r'^2 r^2}{r^5} + \dots$$

4.5. FERNFELD EINER RÄUMLICH EINGEGRENZTEN LADUNGSVERTEILUNG 27

$$\begin{aligned}\Rightarrow \varphi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r} \int dV' \rho(\mathbf{r}') + \frac{\mathbf{r}}{r^3} \int dV' \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') + \sum_{i,j} \frac{x_i x_j}{r^5} \int dV' \rho(\mathbf{r}') (3x'_i x'_j - \delta_{ij} \mathbf{r}'^2) + \dots \right] \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\underbrace{\frac{Q}{r}}_{\sim \frac{1}{r}} + \underbrace{\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3}}_{\sim \frac{1}{r^2}} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{r}}{r^5}}_{\sim \frac{1}{r^3}} + \dots \right]\end{aligned}$$

Die einzelnen Summanden bezeichnet man auch als **Multipolmomente** einer Ladungsverteilung:

$$\begin{aligned}\text{Monopol:} \quad Q &= \int dV \rho(\mathbf{r}) \\ \text{Dipol:} \quad \mathbf{p} &= \int dV \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} \\ \text{Quadrupol:} \quad \hat{\mathbf{D}} &= \int dV \rho(\mathbf{r}) (3\mathbf{r} \circ \mathbf{r} - \mathbb{1} \mathbf{r}^2) \\ \text{Oktupol:} \quad &\dots \\ &\vdots\end{aligned}$$

Im Allgemeinen hängen die Multipolmomente vom Bezugspunkt ab, nur das erste nicht verschwindende Moment ist unabhängig vom selbigen.

Der Quadrupol-Tensor $\hat{\mathbf{D}}$ hat dabei folgende Eigenschaften:

- $\mathbf{D}_{ij} = \mathbf{D}_{ji}$, insbesondere $\text{Spur } \hat{\mathbf{D}} = \sum_j \mathbf{D}_{jj} = \int dV (3\mathbf{r}^2 - 3\mathbf{r}^2) = 0$
- $\hat{\mathbf{D}}$ hat 5 unabhängige Komponenten
- $\hat{\mathbf{D}}$ kann hauptachsentransformiert werden
- $\text{Spur } \hat{\mathbf{D}} = 0$ ist $\hat{\mathbf{D}} = 0$ für Kugel und Kegel

Aufgrund der charakteristischen Richtungsabhängigkeit ist es sinnvoll, das Potential der Ladungsverteilung mit Kugelflächenfunktionen zu entwickeln. Ausgangspunkt ist hierbei wieder das allgemeine Potential für eine beliebige Ladungsverteilung:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \int dV' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}')$$

Wobei G die GREEN'sche Funktion ist, welche die POISSON-Gleichung mit δ -förmiger Inhomogenität löst:

$$-\epsilon_0 \Delta G(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r})$$

Als nächstes separieren wir die Winkel- und Richtungsabhängigkeit des Differentialoperators Δ , welches sich am besten explizit in Kugelkoordinaten vornehmen lässt.

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \underbrace{\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}}_{=:\frac{1}{r^2} \Lambda(\theta, \phi)}$$

Nun wenden wir auf die Differentialgleichung

$$\Lambda Y(\theta, \phi) = -l(l+1) Y(\theta, \phi) \quad l \in \mathbb{N}$$

den Separationsansatz $Y(\theta, \phi) = P(\theta) \cdot Q(\phi)$ an und erhalten zunächst für $Q(\phi)$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{d\phi^2} Q(\phi) &= -m^2 Q(\phi) \\ \Rightarrow Q &= e^{im\phi} \quad \text{mit} \quad m \in [-l, l] \subset \mathbb{Z} \end{aligned}$$

Substituieren wir nun oben $\cos \theta = x$, so führt dies auf eine verallgemeinerte **LEGENDRE-Differentialgleichung** für $P(x)$

$$\left(\frac{d}{dx} (1+x^2) \frac{d}{dx} \left(-\frac{m^2}{1-x^2} + l(l+1) \right) \right) P_l^m(x) = 0$$

Es genügt diese für $m = 1$ zu lösen, denn:

$$P_l^m(x) = (-1)^m (1-x)^{\frac{m}{2}} \left(\frac{d}{dx} \right)^{|m|} P_l(x)$$

Somit bleibt nur noch folgende LEGENDRE-Differentialgleichung übrig:

$$(1-x^2)P_l'' - 2xP_l' + l(l+1)P_l = 0$$

Deren Lösungen P_l sind sogenannte **LEGENDRE-Polynome**:

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l l!} \left(\frac{d}{dx} \right)^l (x^2+1)^l \quad l \in \mathbb{N}$$

(Die ersten P_l lauten explizit: $P_0(x) = 1$, $P_1(x) = x$, $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x-1), \dots$) Nun erhalten wir aus P und Q unsere ursprüngliche, separierte Funktion $Y(\theta, \phi)$:

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} P_l(\cos\theta) e^{im\phi}$$

(Die ersten Y_{lm} lauten explizit: $Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$, $Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos\theta$, $Y_{1,\pm 1} = \mp \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin\theta e^{i\phi}$)

Bemerkung zu den Y_{lm} :

Die Y_{lm} sind sogenannte **Kugelflächenfunktionen** und Lösungen der Differentialgleichung

$$\left(\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} + \sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} + l(l+1) \right) Y_{lm}(\theta, \phi) = 0$$

$$l \in \mathbb{N}, m \in [-l, l]$$

Sie stellen zudem eine Orthonormalbasis für alle Funktionen auf Kugeloberflächen dar. Dazu überprüfen wir zunächst die Orthogonalität der Basiselemente zueinander:

$$\langle Y_{lm}, Y_{l'm'} \rangle =: \int_{-1}^1 d(\cos\theta) \int_0^{2\pi} \pi d\phi Y_{lm}^*(\theta, \phi) Y_{l'm'}(\theta, \phi) = \delta_{ll'} \delta_{mm'}$$

Nach bekannter Vorgehensweise lässt sich nun jede beliebige Funktion f auf einer Kugeloberfläche aus den Y_{lm} darstellen:

$$f(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l f_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

$$\text{mit } f_{lm} = \langle Y_{lm}, f \rangle = \int d(\cos\theta) \int d\phi Y_{lm}^*(\theta, \phi) f(\theta, \phi)$$

Somit lässt sich auch mit ihnen die allgemeine Lösung der LAPLACE-Gleichung $\Delta\varphi = 0$ darstellen:

$$\varphi(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left(A_l \cdot r^l + B_l \cdot r^{-l-1} \right) Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Wir können nun zur Entwicklung von $\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ zurückkehren:

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l \cdot r^l + B_l \cdot r^{-l-1} \right) P_l(\cos\gamma) \quad \text{mit } \gamma = \angle(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

(γ ohne ϕ -Abhängigkeit wegen axialer Symmetrie)

Wähle nun für die A_l, B_l , dass $\mathbf{r} \parallel \mathbf{r}'$ ist und führe so die Entwicklung fort

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{l!} \left(r_{<} \frac{d}{dr_{<}} \right)^l \frac{1}{r_{>}} \quad \text{mit } r_{<} := \min\{r, r'\}, \quad r_{>} \text{ analog} \\ &= \frac{1}{r_{<}} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r_{>}}{r_{<}} \right)^l \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{r_{>}^l}{r_{<}^{l+1}} P_l(\cos \gamma) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_l(\cos \gamma) &= \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\theta', \phi') Y_{lm}(\theta, \phi) \\ &\quad (\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi')) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{1}{2l+1} \frac{r_{>}^l}{r_{<}^{l+1}} Y_{lm}^*(\theta', \phi') Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Wir haben nun $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$ vollständig faktorisiert und können nun das Potential einer Ladungsverteilung aufstellen:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{l,m} \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} \frac{Y_{lm}(\theta, \phi)}{r^{l+1}} \underbrace{\int dV' \rho(\mathbf{r}') Y_{lm}^*(\theta', \phi') r'^l}_{q_{lm} \hat{=} \text{Multipolmomente}} \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}}$$

Aus dem allgemeinen Ausdruck q_{lm} für die Multipolmomente können wir nun auch die uns bereits bekannten Momente ableiten:

$$\begin{aligned} q_{00} &= \sqrt{4\pi} \int dV' \rho(\mathbf{r}') Y_{00} = Q \\ q_{10} &= \int dV' \rho(\mathbf{r}') \underbrace{r' \cos \theta'}_{z'} = p_z \\ q_{1,\pm 1} &= \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \int dV' \rho(\mathbf{r}') r' \sin \theta' e^{i\phi'} = (p_x \mp i p_y) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

$$q_{2m} \rightarrow 5 \text{ skalare Komponenten} \rightarrow \text{Quadrupol}$$

4.6 Randbedingungen

Die allgemeine Lösung der POISSON-Gleichung $\epsilon_0 \Delta \varphi = \rho$ hängt von ihren Randbedingungen ab. Die vollständige Lösung erhält man durch Addition der allgemeinen Lösung der zugehörigen homogenen Differentialgleichung und einer partikulären Lösung der inhomogenen Gleichung: $\varphi = \varphi_p + \varphi_h$. Es bietet sich an die Randbedingungen in den homogenen Teil einzubauen (bisher haben wir immer angenommen, dass $\varphi(\infty) = 0$). Mathematisch liefert uns eine einzige Randbedingung auf einem geschlossenen Rand R eine physikalisch eindeutige Lösung für eine Differentialgleichung 2. Ordnung, da es sich durch den geschlossenen Rand effektiv um zwei Randbedingungen handelt. Wir unterscheiden dabei verschiedene gängige Varianten sich dem Problem zu nähern:

1. $\varphi(R)$ ist gegeben

Diese Variante nennt man auch die DIRICHLET-Randbedingung

2. $\frac{\partial \varphi}{\partial n}(R)$ ist gegeben

Diese Variante nennt man auch die VON-NEUMANN-Randbedingung

($\frac{\partial \varphi}{\partial n} := \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{e}_n = -E_n$ ist dabei die Normalenableitung)

3. $\alpha \varphi + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial n}$ ist gegeben

4.7 Leiter im elektrischen Feld

Bis jetzt hatten wir in der Elektrostatik nur ruhende Ladungen betrachtet. In Leitern gibt es allerdings bewegliche Ladungen im Inneren. Diese befinden sich im Gleichgewicht bei $\mathbf{F} = 0 \Rightarrow \mathbf{E} = 0$. Daraus kann man folgern, dass $\varphi = \text{const.}$ im Inneren des Leiters und auf der Leiteroberfläche gilt. Dafür muss gelten, dass $\rho = 0$ im Leiterinneren ist. Außerdem folgt direkt, dass $\mathbf{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}}$ senkrecht zur Oberfläche stehen muss und das es ausschließlich von **Oberflächenladungen** erzeugt wird. Um diese zu definieren betrachten wir ein Volumen ΔV auf dem Leiteroberflächenstück ΔA , welches die Ladung ΔQ in sich trägt.

$$\epsilon_0 \oint_{\partial \Delta V} d\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \Delta Q \quad \Rightarrow \quad \epsilon_0 \Delta A \cdot E_n = \Delta Q$$

Darüber können wir uns die **Flächenladungsdichte** σ definieren, um die Oberflächenladungen beschreiben zu können:

$$\sigma := \frac{\Delta Q}{\Delta A} = \epsilon_0 E_n$$

$$Q = \iint dA \cdot \sigma$$

Die Oberflächenladungen werden durch äußere elektrische Felder bestimmt und schirmen das Leiterinnere von diesen Feldern ab.

Betrachten wir nun den Innenraum eines Hohlleiters. Hier gilt genau wie bei einem normalen Leiter, dass auf der Leiteroberfläche das Potential konstant ist. Zudem ist der Innenraum ladungsfrei, woraus folgt, dass auch dort $\varphi = \text{const.}$ gilt uns somit auch $\mathbf{E} = 0$. Dieses Prinzip ist auch als **FARADAY'scher Käfig** bekannt.

Die Begründung für dieses Prinzip kann man auch direkt aus den MAXWELL-Gleichungen herleiten, denn es gilt $\text{div } \mathbf{E} = 0$ und $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ im Inneren des Hohlleiters. Jede Feldlinie im Inneren müsste demzufolge auf dem Rand anfangen und enden. Für eine Integration entlang einer Feldlinie $\int d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = \Delta\varphi$ würde dies jedoch ein endliches $\Delta\varphi$ zwischen Anfangs- und Endpunkt liefern, welches im Widerspruch zu $\varphi = \text{const.}$ auf dem Rand stehen würde. Also muss $\mathbf{E} = 0$ im Inneren des Hohlleiters gelten.

4.8 Beispiele

A) Punktladung und ebene Leiterfläche

Wir betrachten eine Punktladung Q , welche sich im Abstand a von einer ebenen Leiteroberfläche befindet. Letztere sei entlang der y-Achse unseres Koordinatensystems ausgerichtet, während sich Q auf der x-Achse befindet. Demzufolge erhalten wir die POISSON-Gleichung:

$$-\epsilon_0 \Delta \varphi = Q \delta(\mathbf{r} - a\mathbf{e}_x)$$

mit der Randbedingung $\varphi(x=0) = 0$ auf der Leiteroberfläche. Wir wissen, dass die Feldlinien der Punktladung senkrecht auf die Leiteroberfläche aufkommen müssen. Daher können wir uns fragen, wie man eben jenes Feldlinienbild beschreiben könnte. Man erhält es durch das Einbringen einer zweiten, gedachten Ladung $-Q$ bei $-a\mathbf{e}_x$, sodass die gesamte Anordnung für $x > 0$ das gesuchte Feldlinienbild ergibt. Die imaginäre Punktladung bei $-a\mathbf{e}_x$ nennt man **Spiegelladung**. Die Begründung für dieses Phänomen ist, dass das Einbringen einer Leiteroberfläche in ein gegebenes Potential $\varphi(\mathbf{r})$ entlang einer Äquipotentialfläche

das Feld außerhalb des Leiters nicht ändert. Dort gilt weiterhin $-\epsilon_0 \Delta \varphi = \rho$ unverändert und die Randbedingungen sind effektiv identisch zu der Gleichung, welche das Feldlinienbild mithilfe der Spiegelladung beschreibt. Diese lautet hier:

$$-\Delta \varphi = Q (\delta(\mathbf{r} - a\mathbf{e}_x) - \delta(\mathbf{r} + a\mathbf{e}_x))$$

welche für das Potential liefert:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - a\mathbf{e}_x|} - \frac{1}{|\mathbf{r} + a\mathbf{e}_x|} \right)$$

B) Kugeloberfläche in einem asymptotisch homogenen Feld

Wir betrachten eine leitende Kugel mit dem Radius R , welche sich im Ursprung des Koordinatensystems in einem homogenen elektrischen Feld \mathbf{E}_0 befindet. Für $|\mathbf{r}| > R$ gilt dementsprechend: $\Delta \varphi = 0$ mit den Randbedingungen $\varphi(|\mathbf{r}| = R) = \varphi_0 := 0$ und $\varphi(|\mathbf{r}| \rightarrow \infty) = -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}$ (Homogenität des Feldes). Aus Symmetrieüberlegungen erhalten wir außerdem, dass $\varphi(\mathbf{r}, R, \mathbf{E}_0)$ linear in \mathbf{E}_0 sein muss. Dementsprechend wählen wir den Ansatz $\varphi = -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r} G(r, R)$ mit den resultierenden Randbedingungen $G(r = R) = 0$ und $G(r \rightarrow \infty) = 1$, welcher nach Einsetzen in die LAPLACE-Gleichung folgende homogene DGL für G liefert:

$$\Delta \varphi = -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r} \left(\frac{4}{r} \frac{dG}{dr} + \frac{d^2 G}{dr^2} \right) = 0$$

Diese lösen wir mit dem Ansatz $G \sim r^n$:

$$4n + n(n+1) = 0$$

$$\Rightarrow n_1 = 0, n_2 = -3$$

$$\Rightarrow G = C_1 + \frac{C_2}{r^3}$$

$$\text{Rb.: } G(r \rightarrow \infty) = 1 \quad \Rightarrow \quad C_1 = 1$$

$$G(r = R) = 0 \quad \Rightarrow \quad C_2 = -R^3$$

Also ergibt sich für φ :

$$\varphi = \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r} + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad \text{mit} \quad \frac{\mathbf{p}}{4\pi\epsilon_0} = \mathbf{E}_0 \cdot R^3$$

Das äußere elektrische Feld induziert also offensichtlich ein Dipolmoment in der Kugel, welches für den zusätzlichen Term in φ verantwortlich ist.

4.9 Mehrere Leiter

Wir betrachten mehrere Leiter im Raum mit den Oberflächen S_i . Erneut gilt die Tatsache, dass es keine Raumladungen gibt ($\Delta\varphi = 0$) und die Randbedingungen für die Leiteroberflächen ($\varphi = \varphi_i$ auf den S_i , $\varphi_0 = 0$ wird willkürlich festgelegt). Nun gilt aufgrund der Linearität der MAXWELL-Gleichungen für das Gesamtpotential:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_k G_k(\mathbf{r}) \varphi_k$$

Die G_k hängen dabei von der Geometrie der Leiteranordnung ab. Wenn wir nun die Quellen auf den S_i mit in die Betrachtung mit einbeziehen, erhalten wir:

$$\begin{aligned} \sigma &= \epsilon_0 \mathbf{E}_n|_{S_i} = -\epsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{S_i} = -\epsilon_0 \sum_k \frac{\partial G_k(\mathbf{r})}{\partial n} \Big|_{S_i} \varphi_k \\ \Rightarrow Q_i &= \iint_{S_i} dA \sigma = -\epsilon_0 \sum_k \iint_{S_i} dA \cdot \frac{\partial G_k(\mathbf{r})}{\partial n} \varphi_k \\ &=: \sum_k C_{ik} \varphi_k \quad \text{mit} \quad C_{ik} = -\epsilon_0 \iint_{S_i} dA \cdot \frac{\partial G_k}{\partial n} \end{aligned}$$

Die C_{ik} nennen wir die **Kapazitätskoeffizienten**. Für sie gilt $C_{ik} = C_{ki}$. Speziell für zwei sich umschließende Leiter ($\hat{=}$ Kondensator) folgt daraus:

$$Q_1 = C_{11} \varphi_1 \quad (\text{und } Q_0 = -Q_1) \quad \hat{=} Q = C \cdot U$$

Kapitel 5

Stationäre Ströme

5.1 Grundgleichungen und Vektorpotential

Wenn wir stationäre Ströme betrachten, dann gilt ebenso wie in der Elektrostatik, dass die Felder zeitunabhängig sind: $\dot{\mathbf{E}} = 0, \dot{\mathbf{B}} = 0$. Außerdem ist $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$. Da für das \mathbf{B} -Feld unter diesen Bedingungen gilt, dass $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$, ist es nicht möglich ein ψ zu finden, sodass $\operatorname{grad} \psi = \mathbf{B}$. Anstattdessen macht man sich die Quellenfreiheit eines Wirbelfelds zu nutze und führt ein Vektorpotential $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ ein, sodass:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

\mathbf{B} bestimmt \mathbf{A} bis auf Eichtransformation $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \operatorname{grad} \chi$ eindeutig, da beide Vektorpotentiale das selbe \mathbf{B} -Feld liefern. Bei spezieller Wahl von χ spricht man von fixierter Eichung. Mit der Einführung von \mathbf{A} folgt mit $\frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mathbf{j}$:

$$\frac{1}{\mu_0} (\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{j} \quad \text{bzw.} \quad \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}$$

Es bietet sich an, die Eichung $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$ (COULOMB-Eichung) zu wählen, sodass folgt:

$$-\Delta \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}$$

Eine ähnliche Gleichung haben wir mit der POISSON-Gleichung $-\epsilon_0 \Delta \varphi = \rho$ in der Elektrostatik hergeleitet und diese mit $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$ gelöst.

Analog erhalten wir auch die Lösung für \mathbf{A} :

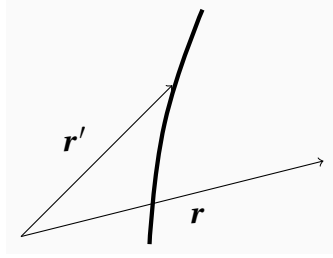
$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \text{mit } \operatorname{div} \mathbf{A} = 0$$

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

Die Kontrolle, ob $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$ ist, ergibt:

$$\operatorname{div} \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV'' \frac{1}{r''} \underbrace{\operatorname{div} \mathbf{j}(\mathbf{r} + \mathbf{r}'')}_{=0} = 0 \quad \text{mit } \mathbf{r}'' = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$$

5.2 Leiterschleifen



Wir betrachten einen Leiter der Dicke d an der Position \mathbf{r}' . Für "dünne" Leiter, d.h. $d \ll |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, kann man $dV' \mathbf{j}(\mathbf{r})$ vereinfachen zu: $d\mathbf{r}' \cdot I$, wobei das Längenelement $d\mathbf{r}'$ entlang des Leiters verlaufen soll. Für mehrere Leiter \mathcal{L}_n folgt demnach für das Vektorpotential:

Abbildung 5.1: Ausschnitt einer Leiterschleife

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_n I_n \int_{\mathcal{L}_n} \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\stackrel{\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}}{\Rightarrow} \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_n I_n \int_{\mathcal{L}_n} \frac{d\mathbf{r}' \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Diese Gleichung zur Bestimmung des \mathbf{B} -Feldes einer beliebigen Anordnung dünner Leiter nennt man das BIOT-SAVART-Gesetz.

Betrachten wir nun bei mehreren geschlossenen Leiterschleifen den magnetischen Fluss auf deren Oberflächen \mathcal{S}_m :

$$\Phi = \iint_{\mathcal{S}_m} d\mathbf{A}_{\mathcal{S}_m} \cdot \mathbf{B} = \oint_{\partial \mathcal{S}_m} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}$$

Mit BIOT-SAVART ergibt sich:

$$\Phi = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_n I_n \oint_{\partial S_m} d\mathbf{r} \cdot \oint_{\partial S_n} d\mathbf{r}' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} =: \sum_n L_{mn} I_n$$

$$\text{mit } L_{mn} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\partial S_m} d\mathbf{r} \oint_{\partial S_n} d\mathbf{r}' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Die L_{mn} sind die sogenannten **Induktionskoeffizienten**, welche ebenso wie die Kapazitätskoeffizienten symmetrisch sind: $L_{mn} = L_{nm}$. Für $m = n$ redet man von **Selbstinduktivitäten** der Leiter, welche allerdings nicht mit der obigen Formel berechnet werden können, da dann die Näherung der "dünnen" Leiter zusammenbricht.

5.3 Magnetischer Dipol

Für eine geschlossene Leiterschleife der Fläche A_F , durch die der Ringstrom I fließt, definieren wir das **magnetische Dipolmoment** \mathbf{m} wie folgt:

$$\mathbf{m} := I \cdot \mathbf{A}_F$$

$$\text{Dipollimit: } |\mathbf{A}_F| \rightarrow 0, I \rightarrow \infty \Rightarrow |\mathbf{m}| = \text{const.}$$

Um das Vektorpotential

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

für diesen Dipol zu berechnen entwickeln wir dieses unter der Näherung großer Abstände zum Dipol ($r \gg a$, wobei a die größte Ausdehnung des Dipols in eine Raumrichtung ist):

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \cong \frac{1}{|\mathbf{r}|} + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}'}{|\mathbf{r}|^3} + \dots \Rightarrow \oint \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \underbrace{\frac{1}{r} \oint d\mathbf{r}'}_{=0} + \frac{\mathbf{r}}{r^2} \oint d\mathbf{r} \circ \mathbf{r}' + \dots$$

Umformen ergibt:

$$\begin{aligned}
\oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}) &= \frac{1}{2} \left[\oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}) - \oint (d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}) \mathbf{r}' \right] + \frac{1}{2} \left[\oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}) + \oint (d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}) \mathbf{r}' \right] \\
&= \frac{1}{2} \underbrace{\oint (\mathbf{r}' \times d\mathbf{r}') \times \mathbf{a}}_{\text{Fläche } A_F} + \frac{1}{2} \oint d[\mathbf{r}'(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a})]
\end{aligned}$$

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

(zum Vergleich das Potential eines Elektrischen Dipols: $\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3}$)

$$\begin{aligned}
\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \nabla \times \left(\mathbf{A}_F \times \nabla \frac{1}{r} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot 3(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r} - \mathbf{m} r^2 \\
&= \underbrace{\mathbf{A}_F \Delta \frac{1}{r}}_{(*)} - \underbrace{(\mathbf{A}_F \cdot \nabla) \nabla \frac{1}{r}}_{= \mathbf{A}_F (\nabla \circ \nabla) \frac{1}{r}}
\end{aligned}$$

$(*) = 4\pi\delta(\mathbf{r})$ wird im Fernfeld vernachlässigt

Ladung auf Umlaufbahn: (Ladung Q , Masse M)

$$I = \frac{Q}{\tau} \quad \text{mit} \quad \tau \hat{=} \text{Umlaufzeit}$$

$$\mathbf{A}_F = \frac{1}{2} \oint \mathbf{r} \times d\mathbf{r} = \frac{1}{2} \int_0^\tau dt \left(\mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) = \frac{1}{2} \tau \frac{\mathbf{L}}{M}$$

Das Magnetische Dipolmoment ist also bei einer Ladung auf einer Umlaufbahn eng mit dessen Drehimpuls \mathbf{L} verknüpft:

$$\mathbf{m} = I \cdot \mathbf{A}_F = \frac{1}{2} \underbrace{\frac{Q}{M}}_{=: g_B} \mathbf{L}$$

(Zum Vergleich das BOHR'sche Magnetron: $\mu_b = \frac{e\hbar}{2m}$)

Allgemeine Stromverteilung

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int dV \, \mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})$$

(Zum Vergleich der elektrische Dipol: $\mathbf{p} = \int dV \, \mathbf{r} \rho(\mathbf{r})$)

Kapitel 6

Elektromagnetische Wellen

6.1 Wellengleichung

Bisher haben wir in der Elektrostatik und in unserer Betrachtung von Stationären Strömen nur Fälle behandelt, bei denen galt:

$$\rho(\mathbf{r}) \neq 0, \mathbf{j}(\mathbf{r}) \neq 0, \dot{\mathbf{E}} = 0, \dot{\mathbf{B}} = 0$$

Jetzt wollen wir elektromagnetische Wellen im Vakuum, also ohne Quellen, betrachten. Daher muss gelten:

$$\rho = 0, \mathbf{j} = 0, \dot{\mathbf{E}} \neq 0, \dot{\mathbf{B}} \neq 0$$

Daraus folgt zunächst für die MAXWELL-Gleichungen:

$$\begin{array}{ll} \operatorname{div} \mathbf{E} = 0 & \operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} & \operatorname{rot} \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu_0 \dot{\mathbf{E}} \end{array}$$

$$\Rightarrow \operatorname{rot} \dot{\mathbf{B}} = \epsilon_0 \mu_0 \ddot{\mathbf{E}} = -\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\underbrace{\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E})}_{\operatorname{div} \mathbf{E}=0} + \nabla^2 \mathbf{E}$$

$$\stackrel{\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}}{\Rightarrow} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \mathbf{E} =: \square \mathbf{E} = 0$$

Die erhaltene partielle Differentialgleichung ist die sogenannte **Wellengleichung**, welche sich auch analog für das **B**-Feld herleiten lässt. Das Symbol \square wird auch als **Wellen-** oder **D’ALEMBERT-Operator** bezeichnet.

6.2 Lösungen der Wellengleichung

$$\square U = 0$$

1. eindimensionale Lösung ($\mathbf{r} \rightarrow x$)

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) U(x, t) = 0 = \left(\frac{1}{c} \partial_t + \partial_x \right) \left(\frac{1}{c} \partial_t - \partial_x \right) U(x, t)$$

$$(a) \quad \left(\frac{1}{c} \partial_t + \partial_x \right) U(x, t) = 0 \quad \Rightarrow \quad \partial_t U = -c \partial_x U \quad \Rightarrow \quad U = (u_1(x - ct))$$

$$(b) \quad \left(\frac{1}{c} \partial_t - \partial_x \right) U(x, t) = 0 \quad \Rightarrow \quad \partial_t U = c \partial_x U \quad \Rightarrow \quad U = (u_2(x + ct))$$

mit zwei beliebigen Funktionen u_1, u_2 , welche gegebene Anfangsbedingungen $U(t=0, x)$, $\partial_t U(t=0, x)$ der vollständigen Lösung erfüllen:

$$U = u_1(x - ct) + u_2(x + ct)$$

2. Harmonische Welle

Exponentialansatz:

$$U = U_0 e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} e^{-i\omega t} = U_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$$

$$\begin{aligned} \text{Einsetzen} \quad \Rightarrow \quad \square U &= \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) U = \left[\left(\frac{-i\omega}{c} \right)^2 - (i\mathbf{k})^2 \right] U = 0 \\ \Rightarrow \quad \omega^2 &= c^2 \mathbf{k}^2 \end{aligned}$$

Die Abhängigkeit $\omega(\mathbf{k})$ bezeichnet man als **Dispersionsrelation**. Für den Spezialfall $\mathbf{k} = k \cdot \mathbf{e}_x$ erhält man:

$$U = U_0 e^{i(kx - \omega t)} = \underbrace{U_0 e^{ik(x - \frac{\omega}{k} t)}}_{(*)}$$

(*) ist dabei der Spezialfall $u_1(x - ct)$, wie er in **1.** behandelt wurde. Daraus folgt für die Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|}$ mit $|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$, welche in diesem Zusammenhang auch **Phasengeschwindigkeit** genannt wird. Die Harmonische Welle breitet sich mit ebenjener Geschwindigkeit in Richtung $\mathbf{e}_k := \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}$ aus.

3. Allgemeine Lösung

$$U(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re} \left(\int d^3k U(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \right)$$

mit $\omega = \omega(\mathbf{k}) = |\mathbf{k}| \cdot c$

Man hat somit wieder zwei freie Funktionen $\operatorname{Re}(U(\mathbf{k})), \operatorname{Im}(U(\mathbf{k}))$ für zwei reelle Anfangsbedingungen $U(\mathbf{r}, t=0), \partial_t U(\mathbf{r}, t=0)$

6.3 Polarisation

Betrachte die spezielle Lösung $\mathbf{E}_0 \cdot e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$ der Wellengleichung $\square \mathbf{E} = 0$. Bisher haben wir die Richtung von \mathbf{E}_0 beliebig angesehen. Dennoch gilt nach den MAXWELL-Gleichungen:

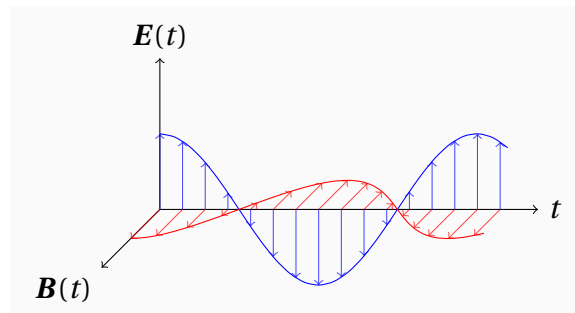


Abbildung 6.1: elektromagnetische Welle

$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 \cdot e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \stackrel{!}{=} 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{k} \perp \mathbf{E}$$

$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} = i\mathbf{k} \times \mathbf{E} &\stackrel{!}{=} i\omega \mathbf{B} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{e}_k \times \mathbf{E} = \frac{\omega}{k} \mathbf{B} \\ &\Rightarrow \quad \mathbf{e}_k \times \mathbf{E} = c \cdot \mathbf{B} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{B} \perp \mathbf{k} \end{aligned}$$

Daraus folgt, dass elektromagnetische Wellen transversal sind.

Nun kann man noch zwei Fälle für den Vektor \mathbf{E}_0 bzw. \mathbf{B}_0 unterscheiden:

1. \mathbf{E}_0 ist reell

$$\mathbf{E} = \operatorname{Re} \mathbf{E}_0 \cdot e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) \quad (6.1)$$

Für einen reellen Wert für \mathbf{E}_0 spricht man von **linearer Polarisation** der Welle.

2. E_0 ist komplex

$E_0 = E_1 + iE_2$ wobei $\{E_1, E_2\} \perp \mathbf{k}$ und reell.

$$\mathbf{E} = E_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} = E_1 \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) - E_2 \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$$

Es handelt sich im Endeffekt um 2 linear polarisierte Wellen mit einer Phasenverschiebung. Wir betrachten diese nun an einem festen Ort \mathbf{r} und unterscheiden mehrere Fälle:

(a) $E_1 \parallel E_2 \parallel \mathbf{e}$ mit \mathbf{e} Einheitsvektor in Richtung von E_1 und E_2

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e} (E_1 \cos \omega t + E_2 \sin \omega t) = \mathbf{e} E' \cos(\omega t + \phi) \\ &\Rightarrow \text{linear polarisiert} \end{aligned}$$

(b) $E_1 \perp E_2$ (setze: $E_1 \parallel \mathbf{e}_x$, $E_2 \parallel \mathbf{e}_y$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{e}_z$)

$$\mathbf{E} = E_1 \mathbf{e}_x \cos \omega t + E_2 \mathbf{e}_y \sin \omega t \Rightarrow \text{elliptisch polarisiert}$$

Speziell: $|E_1| = |E_2|$

$$E_1 = \begin{cases} E_2 & \text{links zirkular polarisiert} \\ -E_2 & \text{rechts zirkular polarisiert} \end{cases}$$

(c) $E_1 \nparallel E_2$, $E_1 \nperp E_2$

ebenfalls elliptisch polarisiert

Kapitel 7

Energie- und Impulsbilanz des em. Feldes

7.1 Bilanzgleichungen

Wir betrachten in einem Volumen V die **Observable** A , für die wir auch ganz allgemein eine Dichte definieren wollen:

$$A = \int_V dV \, a \Rightarrow a := \frac{dA}{dV} \text{ ist die Dichte von } A \quad (7.1)$$

Anschaulich kann man sagen, dass sich die zeitliche Änderung von A in den Volumen aus seiner Erzeugungsrate N_A und seinem Strom I_A aus dem Volumen heraus zusammensetzt:

$$\dot{A}(t) = -I_A + N_A$$

Analog zur Dichte a von A wollen wir nun auch für den Strom I_A eine Stromdichte \mathbf{j}_a durch die Oberfläche ∂V und für die Erzeugungsrate N_A eine Erzeugungsichte v_a im Volumen V definieren, sodass gilt:

$$\int_V dV \, \partial_t a = - \oint_{\partial V} d\mathbf{F} \cdot \mathbf{j}_a + \int_V dV \, v_a = \int_V dV \, (-\operatorname{div} \mathbf{j}_a + v_a)$$

Daraus folgt die **allgemeine Bilanzgleichung**:

$$\dot{a} + \operatorname{div} \mathbf{j}_a = v_a$$

Falls A eine Erhaltungsgröße ist, gilt:

$$N_A = 0, v_a = 0 \Rightarrow \dot{A} + \operatorname{div} \mathbf{j}_a = 0 \Rightarrow \dot{A} = - \oint_{\partial V} d\mathbf{F} \cdot \mathbf{j}_a$$

Für den Grenzfall, dass $V \rightarrow \infty$, folgt, dass $\dot{A} = 0$ und somit $A = \text{const.}$, was das erwartete Verhalten einer Erhaltungsgröße widerspiegelt.

7.2 Energiebilanz

Auf eine Punktladung Q wirkt die Kraft $\mathbf{F}_L = Q(\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{E})$ worüber man die Leistung des Feldes an der Ladung $N = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$ ableiten kann. Für eine Energieänderung des em. Feldes gilt dementsprechend:

$$\dot{W}_{em} = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_L = -Q \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$$

Für eine Änderung der Energiedichte v_{em} folgt daraus bei mehreren Ladungsträgerarten:

$$v_{em} = -\sum_i \rho_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

Damit lautet die Bilanzgleichung, welche in diesem Zusammenhang auch **POYNTING-Theorem** genannt wird:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S}_P = v = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

wobei w die Energiedichte und \mathbf{S}_P die Energiestromdichte (auch **POYNTING-Vektor** genannt) ist. w und \mathbf{S}_P hängen vom \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feld ab, also sind diese nach MAXWELL zu bestimmen:

$$\begin{aligned} v &= -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{E} - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{E} \\ &= \partial_t \left(\frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \right) - \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{E}) - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \cdot \underbrace{(\nabla \times \mathbf{B})}_{=\dot{\mathbf{B}}} \\ &= \frac{1}{2} \partial_t \left(\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2 \right) - \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{E}) \end{aligned}$$

Der Vergleich mit dem POYNTING-Theorem ergibt:

$$w = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2 \right)$$

$$\mathbf{S}_P = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

Beispiel zur Erzeugungsdichte ν : OHM'sches Gesetz $\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$

$$\nu = -\sigma \cdot \mathbf{E}^2 = -\frac{\mathbf{j}^2}{\sigma}$$

Der erhaltene Ausdruck für die Erzeugungsdichte entspricht der **OHM'schen Wärme**.

7.3 Elektrostatische Feldenergie

$$W_e = \int dV \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 = - \int dV \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \operatorname{grad} \varphi$$

Nutze zur Umformung partielle Integration mit dem Satz von GAUSS:

$$\Rightarrow W_e = \int dV \frac{\epsilon_0}{2} (\nabla \cdot \mathbf{E}) \varphi - \underbrace{\oint d\mathbf{A} \cdot \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E} \varphi}_{=0 \text{ im gesamten Raum}}$$

$$= \frac{1}{2} \int dV \varphi \cdot \rho = \frac{1}{2} \int dQ \cdot \varphi$$

Dies entspricht auch der Anschauung, dass Energie = Ladung · Potential. Umschreiben ergibt:

$$W_e = \frac{1}{2} \int dV \rho \cdot \varphi = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int dV dV' \frac{\rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Für eine Punktladung ergibt die erhaltene Gleichung:

$$\begin{aligned}
W_e &= \sum_{i \neq j} \frac{Q_i Q_j}{8\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \text{Selbstenergie für } i = j \\
&= \sum_{i < j} \frac{Q_i Q_j}{8\pi\epsilon_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \text{Selbstenergie für } i = j
\end{aligned}$$

Für die Selbstenergie gilt zunächst für eine geladene Kugel mit dem Radius a : berechnen:

$$W_e = \alpha \cdot \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0 a} \quad \text{mit} \quad \alpha = \begin{cases} \frac{6}{5} & \text{für homogene Kugel} \\ 1 & \text{für Hohlkugel} \end{cases}$$

Wenn man nun für diese Kugel den Grenzübergang zu einer Punktladung machen möchte und a gegen 0 gehen lässt, so erhält man als Ergebnis, dass die Selbstenergie einer Punktladung unendlich sein müsste. An dieser Stelle ist die klassische Elektrodynamik nicht anwendbar, da sie als Kontinuums-theorie an ihre Grenzen stößt. Für Selbstenergie von Elementarteilchen ist also eine Erweiterung der Theorie der Elektrodynamik, welche ausschließlich auf den MAXWELL-Gleichungen beruht, vonnöten, so wie es in der Quantenelektrodynamik behandelt wird.

7.4 Elektrostatische Energie einer Leiteranordnung

Da wir eine feste Leiteranordnung betrachten, folgt daraus, dass es keine Raumladungen gibt, sondern diese an die Leiteroberflächen gebunden sind.

$$W_e = \frac{1}{2} \iint dA \sigma \cdot \varphi = \frac{1}{2} \sum_i \varphi_i Q_i$$

wobei die $\varphi_i = \varphi$ auf den Leiteroberflächen konstant sind

Beispiel: $Q = Q_1 = Q_2 \Rightarrow W_e = \frac{1}{2} Q(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{1}{2} QU = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$

allgemein gilt: $Q_i = \sum_k C_{ik} \varphi_k$, sodass für die elektrostatische Energie folgt:

$$\Rightarrow W_e = \frac{1}{2} \sum_{ik} \varphi_i C_{ik} \varphi_k = \frac{1}{2} \sum_{ik} Q_i \tilde{C}_{ik} Q_k$$

Da W_e aufgrund von $W_e = \int dV \frac{\epsilon_0}{2} E^2$ immer größer oder gleich 0 ist, folgt daraus, dass die C_{ik} bzw. \tilde{C}_{ik} positiv definit sein müssen (insbesondere gilt sogar: $C_{ii} > 0$ und $\tilde{C}_{ii} > 0$)

Wenn wir nun kleine Ladungsänderungen $\rho \rightarrow \rho + d\rho, \varphi \rightarrow \varphi + d\varphi$ betrachten erhalten wir:

$$\delta\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV \frac{\delta\rho(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\delta W_e = \frac{1}{2} \int dV (d\rho \varphi + \rho d\varphi) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{2} \cdot 2 \int dV dV' \frac{\rho(\mathbf{r}) \delta\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

für Flächenladungen: $\delta W_e = \frac{1}{2} \int dA \delta\sigma \varphi = \int dA \sigma \delta\varphi$

für Leiter: $\delta W_e = \frac{1}{2} \sum_i \delta(Q_i \varphi_i) = \sum_i \varphi_i \delta Q_i = \sum_i Q_i \delta\varphi_i$

Spezialfälle:

1. Verschiebung von Ladungen entlang der Leiteroberfläche

$$\delta Q_i = 0 \quad \Rightarrow \quad \delta W_e = 0$$

Da Verschiebung \perp Kraft, ist auch die Arbeit 0.

Daraus folgt, dass W_e im Gleichgewicht Extremum (i.A. Minimum) annimmt (**THOMPSON'scher Satz**).

2. Transport von Ladungen zwischen Leitern

$$\delta Q_i \neq 0 \quad \Rightarrow \quad \delta W_e = \sum_i Q_i \delta\varphi_i = \sum_i \varphi_i \delta Q_i$$

Beachte:

$$\begin{aligned}
C_{ik} &= \frac{\partial^2 W_e}{\partial \varphi_i \partial \varphi_k} \quad (\Rightarrow C_{ik} = C_{ki}) \\
Q_i &= \frac{\partial W_e}{\partial \varphi_i} = \sum_k C_{ik} \varphi_k \\
\delta W_e &= \sum_i \frac{\partial W_e(\varphi_k)}{\partial \varphi_i} \delta \varphi_i = dW_e \quad (\text{totales Differential})
\end{aligned}$$

7.5 Energie des stationären Magnetfelds

$$\begin{aligned}
W_m &= \int dV \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 = \int dV \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B} \times \text{rot } \mathbf{A} = \int dV \frac{1}{2\mu_0} (\mathbf{B} \times \nabla) \cdot \mathbf{A} \\
&\stackrel{\text{part. Int.}}{=} \int dV \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) + \text{Oberflächenintegral} (\rightarrow 0 \text{ für } V \rightarrow \infty) \\
&\stackrel{\dot{E}=0}{=} \frac{1}{2} \int dV \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}
\end{aligned}$$

Analog zum elektrostatischen Fall ergibt Umschreiben:

$$W_m = \frac{\mu_0}{8\pi} \iint dV dV' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Für dünne linienförmige und geschlossene Leiterschleifen \mathcal{L}_i gilt mit $\int dV \mathbf{j} \rightarrow \int d\mathbf{r} \cdot I$ und unter Anwendung des Satzes von STOKES:

$$W_m = \frac{1}{2} \cdot \sum_i I_i \int_{\mathcal{L}_i} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{2} \sum_i I_i \Phi_i$$

Allgemein folgt somit aus $\Phi_i = \sum_k L_{ik} I_k$:

$$\begin{aligned}
W_m &= \frac{1}{2} \sum_{ik} I_i L_{ik} I_k = \frac{1}{2} \sum_{ik} \Phi_i \tilde{L}_{ik} \Phi_k \\
&= \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} I_i I_k \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\mathcal{L}_i} d\mathbf{r} \int_{\mathcal{L}_k} d\mathbf{r}' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{\mathcal{L}_{ik}} + \text{Selbstenergie für } (i = k)
\end{aligned}$$

Ähnlich wie im elektrostatischen Analogon stößt die klassische Elektrodynamik bei der Berechnung der Selbstenergien für “dünne” und somit sonst ideale Leiter an ihre Grenzen. Für eine Leiter schleife endlicher Dicke kann man die Selbstenergie jedoch wieder berechnen, sie beträgt:

$$W_m = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2$$

$$\text{mit } L = \frac{\mu_0}{4\pi I^2} \int dV' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r})\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{I^2} \int dV \frac{\mathbf{B}^2}{\mu_0} \quad \left(= \frac{\Phi}{I} \right)$$

7.6 Beispiele für Energiestromdichten

i Stromdurchflossener gerader Leiter

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{B} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}$$

Für $\dot{\mathbf{E}} = 0$ und der integralen Formulierung $\oint d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B} = \mu_0 I$ ebenjener MAXWELL-Gleichung folgt, dass um den geraden Leiter ein tangenciales \mathbf{B} -Feld existiert:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_\perp}$$

Mit dem OHM'schen Gesetz $\mathbf{E} = \sigma \cdot \mathbf{j}$ folgt, dass das \mathbf{E} -Feld entlang des Leiters gerichtet sein muss. Somit gilt für die Energiestromdichte $\mathbf{S}_P = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$, dass sie radial nach innen gerichtet sein muss.

Bei einem einfachen Stromkreis wird demnach die Energie nicht entlang der Leiter sondern über die erzeugten Feldern von der Spannungsquelle zum Verbraucher transportiert!

Berechnet man nun außerdem das Flächenintegral über die Energiestromdichte, erhält man für den geraden Leiter:

$$\iint d\mathbf{A}_F \cdot \mathbf{S}_P = 2\pi r_\perp l S_P = 2\pi r_\perp l \frac{1}{\mu_0} E \frac{\mu_0 I}{2\pi r_\perp} = l \cdot E \cdot I$$

Der erhaltene Ausdruck $N := I \cdot E \cdot I = U \cdot I$ ist somit anschaulich die abgestrahlte Energie pro Zeiteinheit und ist auch als **OHM'scher Verlust** oder **OHM'sche Wärme** bekannt.

ii ideale parallele Doppelleiter mit entgegengesetzten Stromrichtungen

Hier betrachten wir gleich zu Beginn das Flächenintegral über der Energiestromdichte und setzen nur die Querschnittsfläche ein:

$$\begin{aligned} N &= \int d\mathbf{A}_F \cdot \mathbf{S}_P = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \stackrel{\text{stationär}}{=} -\frac{1}{\mu_0} \int d\mathbf{A}_F \cdot (\nabla \varphi \times \mathbf{B}) \\ &= -\frac{1}{\mu_0} \int d\mathbf{A}_F \cdot (\nabla \times (\varphi \mathbf{B})) + \int d\mathbf{A}_F \cdot \varphi \cdot \underbrace{(\nabla \times \mathbf{B})}_{=\mathbf{j}} \end{aligned}$$

Nach Umformen mit STOKES erhält man für den ersten Summanden:

$$\oint_{\partial A_F} d\mathbf{r} \cdot \varphi \mathbf{B}$$

doch dieser Anteil geht für $\partial A_F \rightarrow \infty$ schnell genug gegen Null. Somit folgt für die Leistung:

$$\Rightarrow N = \int d\mathbf{A}_F \cdot \varphi \mathbf{j} = I(\varphi_1 - \varphi_2) = I \cdot U_{12}$$

Beim Doppelleiter wird die Leistung entlang der Leiter transportiert.

7.7 Energie einer ebenen harmonischen Welle

Wir betrachten:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 \cdot \operatorname{Re} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \quad \text{mit} \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{k}, \mathbf{E}_0 \text{ reell} \\ \mathbf{B} &= \frac{1}{c} (\mathbf{e}_k \times \mathbf{E}) \quad \text{mit} \quad \mathbf{e}_k = \frac{\mathbf{k}}{k} \end{aligned}$$

Energiedichte:

$$W = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 = \left[\frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}_0^2 + \frac{1}{2\mu_0 c^2} (\mathbf{e}_k \times \mathbf{E})^2 \right] \cos^2(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$$

$$W = \epsilon_0 \mathbf{E}_0^2 \cos^2(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$$

Räumliche oder zeitliche Mittelung: $(\langle \cos^2(.) \rangle = \frac{1}{2}(.))$

$$\langle W \rangle = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}_0^2$$

Energiestromdichte:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_P &= \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 c} \mathbf{E}_0 \times (\mathbf{e}_k \times \mathbf{E}_0) \cos^2(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) \\ &= \epsilon_0 c \left(\mathbf{e}_k \mathbf{E}_0^2 - \underbrace{\mathbf{E}_0 (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{E}_0)}_{=0} \right) \cos^2(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) \\ \mathbf{S}_P &= c \mathbf{e}_k \epsilon_0 \mathbf{E}_0 \cos^2(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) = c \cdot \mathbf{e}_k \cdot w \end{aligned}$$

nach Mittelung:

$$\mathbf{S}_P = c \cdot \mathbf{e}_k \cdot \langle w \rangle = c \cdot \mathbf{e}_k \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}_0^2 \left(= \frac{1}{2\mu_0} \operatorname{Re} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}^*) \right)$$

7.8 Impulsbilanz des elektromagnetischen Feldes

Impulsänderung = Kraft

$$\Rightarrow \mathbf{F}_L = \dot{\mathbf{p}}_{\text{mech}} = \dot{\mathbf{p}}_{\text{elm}} \quad (\text{Impuls im em. Feld})$$

Bilanzgleichung pro Volumen:

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial t} + \operatorname{div} \hat{\mathbf{T}} = -\mathbf{f}_L$$

mit \mathbf{g} – Impulsdichte
 \mathbf{f}_L – Lorentzkraftdichte ($= \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$)
 $\hat{\mathbf{T}}$ – Impulsstromdichte

$-\mathbf{f}_L$ ist dementsprechend die elektromagnetische Impulserzeugungsrate pro Volumen v_g . \mathbf{g} und $\hat{\mathbf{T}}$ hängen im Allgemeinen von Feldern ab. MAXWELL liefert uns:

$$\begin{aligned} -\mathbf{f}_L &= \epsilon_0 (\nabla \cdot \overset{\downarrow}{\mathbf{E}}) + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}} \times \mathbf{B} \\ \xRightarrow{\text{Umformen}} \quad \mathbf{E} \times \mathbf{B} &= \partial_t (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - \mathbf{E} \times \dot{\mathbf{B}} = \partial_t (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) + \mathbf{E} \times (\nabla \times \mathbf{E}) \\ \mathbf{E} \times (\nabla \times \overset{\downarrow}{\mathbf{E}}) &= \nabla (\overset{\downarrow}{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{E}) - (\mathbf{E} \cdot \nabla) \overset{\downarrow}{\mathbf{E}} = \frac{1}{2} \nabla E^2 - (\mathbf{E} \cdot \nabla) \overset{\downarrow}{\mathbf{E}} \end{aligned}$$

Für $\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})$ analog, mit $(\nabla \cdot \overset{\downarrow}{\mathbf{B}}) \mathbf{B} = 0$. Insgesamt erhalten wir:

$$(-\mathbf{f}_L)_k = \partial_t \epsilon_0 (\mathbf{E} \times \mathbf{B})_k - \frac{\partial}{\partial x_i} \epsilon_0 \left(\frac{E^2}{2} \delta_{ik} - \mathbf{E}_i \mathbf{E}_k \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2} \delta_{ik} - \mathbf{B}_i \mathbf{B}_k \right)$$

Der Vergleich mit $\dot{\mathbf{g}} + \operatorname{div} \hat{\mathbf{T}} = -\mathbf{f}_L$ ergibt:

$$\begin{aligned} \text{Impulsdichte} \quad \mathbf{g} &= \epsilon_0 (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \\ \text{Impulsstromdichte} \quad \hat{\mathbf{T}} &= \epsilon_0 \left(\frac{E^2}{2} \mathbb{1} - \mathbf{E} \circ \mathbf{E} \right) + \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2} \mathbb{1} - \mathbf{B} \circ \mathbf{B} \right) \\ \text{Impulserzeugungsrate} \quad -\mathbf{f}_L &= v_g \end{aligned}$$

Diskussion:

i) Impulsdichte:

$$\mathbf{g} = \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{S}_P = \frac{1}{c^2} \mathbf{S}_P$$

Allgemeingültig für Feldtheorien bei Ausbreitung mit c , vgl. Relativitätstheorie.

$$\text{für Welle gilt: } |\mathbf{S}_P| = c \cdot w \Rightarrow |\mathbf{g}| = \frac{w}{c}$$

Zusammenhang mit Strahlungsdruck (Absorption einer em. Welle):

$$\text{Impulsübertrag: } \Delta \mathbf{p} = \mathbf{g} \Delta V = \mathbf{g} c \Delta t \Delta A_F$$

$$\text{Druck: } \frac{|\Delta \mathbf{p}|}{\Delta t \Delta A_F} = c |\mathbf{g}| = w$$

ii) Impulsstromdichte:

Tensor $\hat{\mathbf{T}}$ mit folgenden Eigenschaften:

- T_{ik} mit k = Impulskomponente, i = Transportrichtung
- $T_{ik} = T_{ki}$
- $[T_{ik}] = [\mathbf{f}] \cdot [l] = \frac{[\mathbf{F}]}{[l]^2} \Rightarrow$ Druck, Spannung
- Stationäre Felder: $\dot{\mathbf{g}} = 0 \Rightarrow \operatorname{div} \hat{\mathbf{T}} = -\mathbf{f}_L$

$$\text{Volumenintegral + Satz von GAUSS} \Rightarrow \oint \mathrm{d}A_F \cdot \hat{\mathbf{T}} = -\mathbf{F}_L$$

Oberflächenkräfte, Interpretation des Vorzeichens: Fläche schließt Ströme/Ladungen ein, auf die die Kräfte wirken

7.9 Beispiele für Impulsbilanz

i) Plattenkondensator:

Wir betrachten einen unendlich ausgedehnten Plattenkondensator (Vernachlässigung von Randeffekten) welcher mit der Ladung $\pm Q$ beladen ist und das in ihm erzeugte \mathbf{E} -Feld entlang der x-Achse ausgerichtet ist. Es gilt:

$$\begin{aligned}
T_{ik} &= \epsilon_0 \left(\frac{1}{2} \mathbf{E}^2 \mathbb{1} - \mathbf{E} \circ \mathbf{E} \right)_{ik} \\
\Rightarrow \quad T_{xx} &= -\frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2, \quad T_{yy} = T_{zz} = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \\
T_{xy} &= T_{xz} = T_{yz} = 0
\end{aligned}$$

Somit erhält man für die Kraft auf die linke Platte:

$$(\mathbf{F}_L)_x = - \left(\oiint d\mathbf{A}_F \cdot \hat{\mathbf{T}} \right)_x = A_{Fx} T_{xx} = \frac{\epsilon_0}{2} A_F \mathbf{E}^2 = \frac{Q \cdot E}{2}$$

ii) Lange Spule:

Wir betrachten eine Spule in der x-y-Ebene welche mit ihrer Symmetrieachse (längs) entlang der x-Achse ausgerichtet ist. Für das \mathbf{B} -Feld entlang dieser Symmetrieachse gilt:

$$\begin{aligned}
\mathbf{B} &= \mu_0 I \frac{N}{l} \mathbf{e}_x \\
\Rightarrow \quad T_{xx} &= -T_{yy} = -T_{zz} = -\frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2
\end{aligned}$$

- Spule quer teilen, Kraft auf linken Teil ($x < 0$):

$$(\mathbf{F}_L)_x = - \underbrace{A_{Fx}}_{=\pi R^2} T_{xx} = \frac{A_F}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 = \frac{A_F \mu_0 (I \cdot N)^2}{2 l^2} \quad \text{Anziehung}$$

- Spule längs teilen, Kraft auf unteren Teil ($y < 0$):

$$(\mathbf{F}_L)_x = - \underbrace{A_{Fy}}_{=\pi R l} T_{yy} = -\frac{R l \mathbf{B}^2}{\mu_0} \quad \text{Anziehung}$$

Interpretieren wir nun diese Ergebnisse mithilfe von Feldlinien, so können wir insgesamt verallgemeinern, dass parallel zu den Feldlinien eine Zugkraft herrscht, wohingegen senkrecht zu ihnen gedrückt wird.

iii) Isotrope Strahlung in einem Hohlraum

Wir betrachten das Zeit- und Ortsmittel der Impulsstromdichte $\hat{\mathbf{T}}$:

$$\begin{aligned}\langle \hat{\mathbf{T}} \rangle &= \left\langle \epsilon_0 \left(\frac{1}{2} \mathbf{E}^2 \cdot \mathbb{1} - \mathbf{E} \circ \mathbf{E} \right) + \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{2} \mathbf{B}^2 \cdot \mathbb{1} - \mathbf{B} \circ \mathbf{B} \right) \right\rangle = T_0 \cdot \mathbb{1} \\ \text{Spur } \hat{\mathbf{T}} &= 3T_0 = \epsilon_0 \left(\frac{3}{2} \mathbf{E}^2 - \mathbf{E}^2 \right) + \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{3}{2} \mathbf{B}^2 - \mathbf{B}^2 \right) = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 - \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{B}^2 \\ \text{mit } T_0 &= \frac{1}{3} w\end{aligned}$$

Somit ist die Kraft auf die Wand:

$$\Delta F_L = - \oint \! \! \! \oint d\mathbf{A}_F \cdot \hat{\mathbf{T}} = -\Delta A_F \cdot \langle \hat{\mathbf{T}} \rangle = -\Delta A_F \cdot \frac{w}{3}$$

Dies entspricht dem Strahlungsdruck p beim gerichtetem senkrechten Einfall auf die Wände in alle drei Raumrichtungen: $p = \frac{1}{3} w$

Kapitel 8

Kraftwirkung auf Ladungen und Ströme

Erinnerung: **Lorentzkraftdichte**

$$\mathbf{f}_L = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

8.1 Elektrischer Dipol

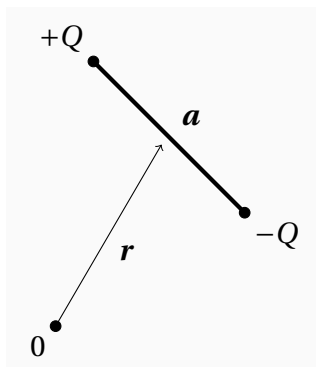


Abbildung 8.1: elektrischer Dipol

Wir betrachten einen elektrischen Dipol am Ort \mathbf{r} , dessen Ladungen den Abstand \mathbf{a} voneinander haben. Die Kraft auf ihn beträgt:

$$\mathbf{F} = Q \cdot \mathbf{E}\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{a}}{2}\right) - Q \cdot \mathbf{E}\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}}{2}\right) \quad (= 0 \text{ für } \mathbf{E} \text{ homogen})$$

Wir entwickeln diesen Ausdruck für das Dipollimit $|\mathbf{a}| \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= Q \cdot \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \left(\mathbf{a} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \left(\mathbf{a} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \right) \\ \mathbf{F} &= Q \cdot (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{E} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E} \end{aligned}$$

Den Ausdruck für das Drehmoment auf einen Dipol im elektrischen Feld erhalten wir analog:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= Q \cdot \left(\frac{\mathbf{a}}{2} \times \mathbf{E}\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{a}}{2}\right) + \frac{\mathbf{a}}{2} \times \mathbf{E}\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{a}}{2}\right) \right) \\ \mathbf{M} &= Q \cdot \mathbf{a} \times \mathbf{E} = \mathbf{p} \times \mathbf{E} \end{aligned}$$

8.2 Magnetischer Dipol

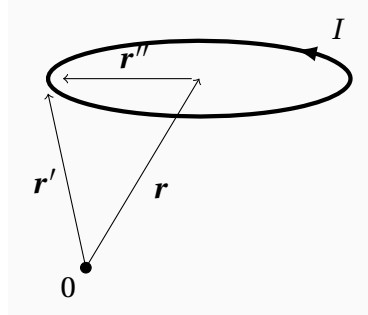


Abbildung 8.2: magnetischer Dipol

Wir betrachten einen Kreisstrom I , dessen Mittelpunkt sich am Ort \mathbf{r} befindet und welcher die Fläche A_F umschließt und somit ein Dipolmoment von $\mathbf{m} = I \cdot A_F$ erzeugt. Die Kraft auf diesen magnetischen Dipol beträgt: (\mathbf{r}' ist dabei ein Ort auf dem Rand des Kreisstroms)

$$\mathbf{F} = \int dV' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B} = I \oint d\mathbf{r}' \times \mathbf{B}$$

(= 0 für homogenes Feld)

$$\mathbf{F} = I \oint d\mathbf{r}' \times \mathbf{B}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') \quad \text{mit } \mathbf{r}'' = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$$

Wir entwickeln für $|\mathbf{r}''| \ll |\mathbf{r}|$:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= I \oint d\mathbf{r}' \times \left[\underbrace{\mathbf{B}(\mathbf{r})}_{=0} + \left(\mathbf{r}'' \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{B}(\mathbf{r}) \right] \\ &= I \oint d\mathbf{r}' \times \underbrace{\left(\mathbf{r}'' \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{B}(\mathbf{r})}_{(*)} \end{aligned}$$

Lösung des Integrals (*):

$$\begin{aligned} \oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}'' \cdot \mathbf{a}) &= \oint \mathbf{r}' \cdot (\mathbf{r}' - \underbrace{\mathbf{r}}_{=0}) \mathbf{a} \\ &\stackrel{\text{Kap. 5.3}}{=} \frac{1}{2} \oint (\mathbf{r}' \times d\mathbf{r}') \times \mathbf{a} + \frac{1}{2} \oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}) \\ &= \mathbf{A}_F \times \mathbf{a} \end{aligned}$$

⇒ Einsetzen:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= I \underbrace{(\mathbf{A}_F \times \nabla)}_{\mathbf{m}} \times \mathbf{B} \stackrel{\text{bac-cab}}{=} \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) - \underbrace{\mathbf{m}(\nabla \cdot \mathbf{B})}_{=0} \\ \mathbf{F} &= \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) \stackrel{\text{bac-cab}}{=} \mathbf{m} \times \underbrace{(\nabla \times \mathbf{B})}_{(**)} + (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{B} \end{aligned}$$

8.3. MULTIPOLENTWICKLUNG DER ELEKTRISCHEN WECHSELWIRKUNGSENERGIE 61

$(**) = 0$, da $\dot{\mathbf{E}} = 0$ und $\mu_0 \mathbf{j} \rightarrow 0$ außerhalb der Quellen.
Somit :

$$\mathbf{F} = (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (\text{vgl. el. Dipol: } \mathbf{F} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E})$$

Für das Drehmoment auf den magnetischen Dipol gilt:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \int dV' \mathbf{r} \times [\mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] = I \oint d\mathbf{r}'' \times [d\mathbf{r}' \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] \\ &= I \oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}'' \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}')) - I \oint (d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}'') \mathbf{B}(\mathbf{r}') \end{aligned}$$

Näherung: \mathbf{B} ist homogen. Auflösung der Integrale:

$$\begin{aligned} \oint d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}'' &= \oint d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}' = \oint \frac{1}{2} d(r'^2) = 0 \\ \oint d\mathbf{r}' (\mathbf{r}'' \cdot \mathbf{B}) &= \mathbf{A}_F \times \mathbf{B} \quad \text{wie in } (*) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{M} = I \cdot \mathbf{A}_F \times \mathbf{B} = \mathbf{m} \times \mathbf{B} \quad (\text{vgl. el. Dipol: } \mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E})$$

8.3 Multipolentwicklung der elektrischen Wechselwirkungsenergie

Wir betrachten zwei Ladungsverteilungen mit den Dichten ρ_1 und ρ_2 , welche sich im Abstand l voneinander befinden. Die gemeinsame elektrische Feldenergie beträgt:

$$W_e = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int dV dV' \frac{(\rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{r}))(\rho_1(\mathbf{r}') + \rho_2(\mathbf{r}'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Betrachten wir nun die Wechselwirkungsenergie zwischen 1 und 2, wozu wir annehmen, dass ρ_1 ein "äußeres" Potential φ_1 erzeugt, welches mit ρ_2 wechselwirkt:

$$W_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV dV' \frac{\rho_1(\mathbf{r})\rho_2(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \int dV \rho_2 \varphi_1$$

Wir benennen nun der Einfachheit halber φ_1 in φ und ρ_2 in ρ um und entwickeln nun das Potential:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi(0) + \left(\mathbf{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \varphi \Big|_0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x_i x_j \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \varphi \Big|_0 + \dots$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow W &= \int dV \rho(\mathbf{r}) \left[\varphi(0) + \left(\mathbf{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \varphi \Big|_0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x_i x_j \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \varphi \Big|_0 + \dots \right] \\ &= Q \cdot \varphi(0) + \mathbf{p} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \varphi \Big|_0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(D_{ij} + \delta_{ij} \int dV \rho \mathbf{r}^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \varphi \Big|_0 + \dots \end{aligned}$$

mit $D_{ij} = \int dV \rho (3x_i x_j - \delta_{ij} \mathbf{r}^2)$

Nach dem Umformen des Ausdrucks:

$$\sum_{i,j} \delta_{ij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_j} = \Delta \varphi = -\frac{\rho_1}{\epsilon_0} = 0 \quad \text{bei } \mathbf{r} = 0$$

erhalten wir als Ausdruck für die Wechselwirkungsenergie

$$W = Q \cdot \varphi(\mathbf{r}) + \mathbf{p} \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{6} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{D}} \cdot \nabla) \varphi(\mathbf{r}) + \dots \quad (\mathbf{r} \equiv \text{Ort von } \rho(\mathbf{r}))$$

Verschieben dieser Ladungsverteilung von \mathbf{r} nach $\mathbf{r} + \delta \mathbf{r}$ liefert uns den multipolentwickelten Ausdruck für die Kraft auf die Ladungsverteilung. Dabei bleibt allerdings der Bezugspunkt für $\mathbf{p}, \hat{\mathbf{D}}$ unverändert. Es gilt für die verrichtete Arbeit:

$$\begin{aligned} \delta A &= \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{r} = -\delta W \\ \Rightarrow \mathbf{F} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} = -Q \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\mathbf{p} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \varphi \right) - \frac{1}{6} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{D}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} \\ \Rightarrow \mathbf{F} &= Q \mathbf{E} + (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E} + \frac{1}{6} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{D}} \cdot \nabla) \mathbf{E} \end{aligned}$$

Drehen der Ladungsverteilung um \mathbf{r} mit dem Winkel $\delta \alpha$ liefert uns den multipolentwickelten Ausdruck für das Drehmoment auf die Ladungsverteilung. es gilt für die verrichtete Arbeit:

8.3. MULTIPOLENTWICKLUNG DER ELEKTRISCHEN WECHSELWIRKUNGSENERGIE 63

$$\delta A = \mathbf{M} \cdot \delta \boldsymbol{\alpha} = -\delta W \quad \Rightarrow \quad \mathbf{M} = -\frac{\partial W}{\partial \boldsymbol{\alpha}}$$

Es gilt außerdem:

$$\delta Q = 0; \quad \delta \mathbf{p} = \delta \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{p}; \quad \delta \hat{\mathbf{D}} = \delta \boldsymbol{\alpha} \times \hat{\mathbf{D}} - \hat{\mathbf{D}} \times \delta \boldsymbol{\alpha}$$

Somit gilt für δW und schlussendlich für das Drehmoment:

$$\begin{aligned} \delta W &= \delta \mathbf{p} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{6} (\nabla \cdot \delta \hat{\mathbf{D}} \cdot \nabla) \varphi + \dots \\ &= -(\delta \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{p}) \mathbf{E} - \frac{1}{6} \nabla (\delta \boldsymbol{\alpha} \times \hat{\mathbf{D}} - \hat{\mathbf{D}} \times \delta \boldsymbol{\alpha}) \cdot \mathbf{E} + \dots \\ \Rightarrow \quad \mathbf{M} &= \mathbf{p} \times \mathbf{E} + \frac{1}{6} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{D}} \times \mathbf{E} - \nabla \times \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{E}) + \dots \end{aligned}$$

Achtung: Die analoge Prozedur für den magnetischen Fall (Kraft/Drehmoment aus Änderung der Feldenergie bestimmen) liefert ein falsches Vorzeichen! Dies hat seine Ursache in der zusätzlichen Energie aus der Spannungsquelle durch Induktion.

Kapitel 9

Felder zeitabhängiger Ladungs- und Stromverteilungen

Nun suchen nach allgemeinen Lösungen der MAXWELL-Gleichungen:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 & ; & & \epsilon_0 \operatorname{div} \mathbf{E} &= \rho \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} &= 0 & ; & & \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \mathbf{B} - \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}} &= \mathbf{j} \end{aligned}$$

9.1 Viererpotential

Die Gleichung $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ wird erfüllt durch $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$.

Die Gleichung $\operatorname{rot} \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = 0 \Rightarrow \operatorname{rot} (\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}}) = 0$ wird erfüllt durch $\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}} = -\operatorname{grad} \varphi$

Somit können alle Felder durch das **Viererpotential** (φ, \mathbf{A}) ausgedrückt werden, sodass im Endeffekt immer 4 skalare Felder bestimmt werden müssen:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \operatorname{rot} \mathbf{A} \\ \mathbf{E} &= -\operatorname{grad} \varphi - \dot{\mathbf{A}} \end{aligned}$$

Das Einsetzen in die MAXWELL-Gleichungen und Ausnutzung des D'ALEMBERT-Operators $\square = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta$ liefert:

$$\begin{aligned}
\operatorname{div} \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \operatorname{rot} \mathbf{B} - \epsilon_0 \mu_0 \mathbf{E} &= \mu_0 \mathbf{j} \\
-\Delta \varphi - \operatorname{div} \dot{\mathbf{A}} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \operatorname{grad} \dot{\varphi} + \frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}} &= \mu_0 \mathbf{j} \\
\nabla(\nabla \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}} + \frac{1}{c^2} \partial_t \nabla \varphi &= \mu_0 \mathbf{j} \\
\Box \varphi - \partial_t \left(\frac{1}{c^2} \partial_t \varphi + \nabla \mathbf{A} \right) &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \Box \mathbf{A} + \nabla \left(\frac{1}{c^2} \partial_t \varphi + \nabla \mathbf{A} \right) &= \mu_0 \mathbf{j}
\end{aligned}$$

Die Potentiale sind damit aber nicht eindeutig, sondern nur bis auf eine beliebige Eichung der Form $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \operatorname{grad} \chi$ und $\varphi \rightarrow \varphi - \partial_t \chi$ genau bestimmt. Eine **gleichwertige Umeichung** von \mathbf{A} und φ lässt die Felder unter solcher Transformation invariant. Die Eichtransformation enthält genau eine skalare Funktion χ , anders gesprochen eine skalare Bedingung. Für uns günstig ist die sogenannte **LORENTZ-Eichung**, da sie die Felder invariant unter LORENTZ-Transformation lässt und sie somit geeignet bleiben für relativistische Probleme. Die LORENTZ-Transformation hat folgende Gestalt:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{A} = 0$$

Mit der LORENTZ-EICHUNG erhält man als Gleichungen für die Potentiale:

$$\Box \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad ; \quad \Box \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}$$

Hieran lässt sich auch einfach überprüfen, dass man die Gleichungen für die statischen Probleme leicht aus denen mit Zeitabhängigkeit erhalten kann mittels $\partial_t \rightarrow 0$; $\Box \rightarrow \Delta$:

$$\Delta \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0} \text{ (s. Kap.4); } \quad \Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \text{ (s. Kap.5)}$$

Wichtige Eichungen:

i) **LORENTZ-Eichung**

$$\frac{1}{c^2} \partial_t \varphi + \operatorname{div} \mathbf{A} = 0$$

Die LORENTZ-Eichung fixiert die Potentiale nicht; eine Umeichung der Form $\square \chi = 0$ ist immer noch möglich.

ii) **COULOMB-Eichung**

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{A} = 0 & \quad \Rightarrow \quad -\Delta \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \square \mathbf{A} &= \mu_0 \mathbf{j} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial \mathbf{r}} \end{aligned}$$

Die COULOMB-Eichung ist hier dieselbe wie in der Elektrostatik plus entsprechende Korrekturen.

iii) **Transversale Wellen**

$$\begin{aligned} \varphi = 0 & \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}} + \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j} \\ & \quad -\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t \partial \mathbf{r}} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{aligned}$$

9.2 Retardierte Potentiale

Wir haben nun eine inhomogene, lineare Differentialgleichung der Form $\square u = \xi$ vorliegen, zu deren Lösung wir die GREEN'sche Funktion $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t')$ heranziehen, welche die DGL $\square G = 4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\delta(t - t')$ löst.

Da G translationsinvariant sein soll, kann es nur von $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ und $t - t'$ abhängen. Weiterhin erhalten wir aus der Rotationssymmetrie des Problems, dass G nur von $|\mathbf{R}|$ abhängen kann.

Zur weiteren Lösung der DGL $\square G = 4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\delta(t - t')$ bilden wir nun ihre FOURIER-Transformierte (s.Kap.2):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} - \frac{1}{c^2} (i\omega)^2 \right) G(\mathbf{R}, \omega) &= 4\pi\delta(\mathbf{R}) \quad \left| \frac{\omega}{c} = k; \text{ benutze Kugelkoord.} \right. \\ \frac{d^2}{dR^2} G_k(R) + k^2 G_k(R) &= 4\pi\delta(R) \quad \left| R \neq 0 \right. \\ \frac{d^2}{dR^2} (R G_k) + k^2 \cdot (R G_k) &= 0 \quad \text{homogene DGL} \end{aligned}$$

$$\text{Lsg.: } R G_k(R) = A \cdot e^{ikR} + A \cdot e^{-ikR}$$

Die Inhomogenität $\delta(\mathbf{R})$ ist daher sehr wichtig nahe $\mathbf{R} = 0$. Dort ist $k \cdot R \ll 1$, wodurch $k^2 \cdot R$ vernachlässigbar wird gegenüber $\frac{d^2}{dR^2}(R \cdot G_k)$. Dann reduziert sich die DGL auf:

$$\Delta_R G_k(R) = -4\pi\delta(\mathbf{R})$$

Im Grenzwert $\lim_{kR \rightarrow 0} G_k(R) = \frac{1}{R}$ ist die allgemeine Lösung für G also:

$$G_k = A \cdot G_k^+(R) + B \cdot G_k^-(R), \quad G_k^\pm = \frac{e^{\pm i k R}}{R}, \quad A + B = 1$$

Nun können wir $G_k^\pm(R)$ rücktransformieren zu $G^\pm(\mathbf{R}, \tau)$:

$$G^\pm(\mathbf{R}, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{e^{-\pm i\omega\tau}}{R} \cdot e^{-i\omega\tau} = \frac{1}{R} \delta\left(\tau \mp \frac{R}{c}\right) \quad \left(\text{mit } k = \frac{\omega}{c}\right)$$

Bezogen auf unser Anfangsproblem entspräche diese Lösung:

$$G^\pm(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') = \frac{\delta\left(t' - \left(t \mp \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right)\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Der Unterschied zwischen G^+ und G^- liegt in den Randbedingungen in der Zeit. Anschaulich beschreibt G die Reaktion des Systems bei (\mathbf{r}, t) aufgrund einer Störung (Inhomogenität) bei (\mathbf{r}', t') . Um die Kausalität nicht zu verletzen, muss demzufolge $G(t < t') = 0$ gelten. Dies ist erfüllt für die **retardierte GREEN'sche Funktion** G^+ , da hier die Wirkung nach der Ursache auftritt und sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet (Verzögerung $\tau = \frac{R}{c}$). G^- nennt man auch die **avancierte GREEN'sche Funktion**, aber aus naheliegenden Gründen wird sie hier nicht weiter behandelt.

Die (kausale) Lösung unserer inhomogenen DGL vom Anfang $\square u = \xi$ lautet damit:

$$u(\mathbf{r}, t) = \underbrace{u_0(\mathbf{r}, t)}_{\text{homogene Lsg.}} + \frac{1}{4\pi} \int dV' dt' G^+(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') \xi(\mathbf{r}', t')$$

Diese Lösung können wir nun auf unsere DGLn zur Bestimmung des Viererpotentials $\square \varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ und $\square \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}$ anwenden:

Für eine räumlich begrenzte Quellenverteilung und der Randbedingung, dass die Felder im Unendlichen gegen Null gehen, erhalten wir, wenn wir als homogene Lösungen $\varphi_0 = 0$ und $\mathbf{A}_0 = 0$ setzen, folgende allgemeine Lösung der MAXWELL-Gleichungen:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int dV' \frac{\rho\left(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\mathbf{j}\left(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}\right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

Die obigen Gleichungen beschreiben **retardierte Potentiale**, welche folgendermaßen interpretiert werden können:

ρ und \mathbf{j} sind die Ursachen für die Wirkungen φ und \mathbf{A} , welche allerdings eine Laufzeitverzögerung von $\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}$ aufweisen.

Die Überprüfung der gefundenen Lösung erfolgt leicht durch Einsetzen in $\square\varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ und $\square\mathbf{A} = \mu_0\mathbf{j}$. Setzt man sie außerdem in die LORENTZ-Eichung $\frac{1}{c^2}\partial_t\varphi + \operatorname{div}\mathbf{A} = 0$ ein, so führt dieses auf die Kontinuitätsgleichung $\dot{\rho} + \operatorname{div}\mathbf{j} = 0$.

Bemerkung:

Auch die avancierte GREEN-Funktion G^- erfüllt die inhomogenen Wellengleichungen $\square\varphi = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ und $\square\mathbf{A} = \mu_0\mathbf{j}$. Dies liegt mathematisch daran, dass die Wellengleichungen c quadratisch enthalten, das Potential aber nur linear. Da diese Lösung aber akausal ist und nur G^+ die Kausalität erhält, zeichnet ebenjene Wahl von G^+ die Richtung der Zeit aus.

9.3 HERTZ'scher Dipol

Wir betrachten nun als konkretes Beispiel für eine zeitabhängige Quellenverteilung einen oszillierenden Dipol: zwei Ladungen $\pm Q$ befinden sich entlang einer Achse in variablen Abstand $\mathbf{a}(t)$ voneinander entfernt. Somit gilt für die Stromdichte $\mathbf{j} := \mathbf{J} \cdot \delta(\mathbf{r})$, dass $\mathbf{j} = \dot{\mathbf{a}} \cdot Q \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ ist. Im Dipollimit $\mathbf{a} \rightarrow 0$ folgt somit $\mathbf{j} = \dot{\mathbf{p}} \cdot \delta(\mathbf{r})$.

Allgemein gilt somit: $\mathbf{J}(t) = \int dV \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \dot{\mathbf{p}}$, oder genauer:

$$\dot{\mathbf{p}} = \int dV \mathbf{r} \dot{\rho} = - \int dV \mathbf{r} \operatorname{div} \mathbf{j} = \int dV (\mathbf{j} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{r} + \underbrace{\text{Oberflächenintegral}}_{\rightarrow 0}$$

$$\stackrel{\nabla \circ \mathbf{r} = \mathbb{1}}{=} \int dV \mathbf{j} = \mathbf{J}$$

Nun wollen wir die (abgestrahlten) Felder des oszillierenden Dipols berechnen, wozu wir zunächst die retardierten Potentiale aufstellen:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\delta(\mathbf{r}) \mathbf{J}\left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\dot{\mathbf{p}}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r}$$

φ erhalten wir aus der Ladungsverteilung zu \mathbf{j} und aus der LORENTZ-Eichung:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\mathbf{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} + \text{zeitunabhängiges Potential}$$

Jetzt können die Felder $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ und $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \dot{\mathbf{A}}$ berechnet werden. (Notationshinweis: $\mathbf{p}|_{\text{ret}}$ steht für $\mathbf{p}\left(t - \frac{r}{c}\right)$):

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{r}}{r} \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{r}}{r} \times \left(\frac{\ddot{\mathbf{p}}}{c} + \frac{\dot{\mathbf{p}}}{r} \right)_{\text{ret}}$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \dot{\mathbf{A}} = -\operatorname{grad} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r} \left[\frac{\mathbf{p}}{r^2} + \frac{\dot{\mathbf{p}}}{cr} \right]_{\text{ret}} \right) - \dot{\mathbf{A}}$$

$$= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 \cdot r} \left(\frac{\dot{\mathbf{p}}}{c^2} - \frac{(\ddot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{c^2 r^2} + \frac{\dot{\mathbf{p}}}{c r} - 3 \frac{(\dot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{c r^3} + \frac{\mathbf{p}}{r^2} - 3 \frac{(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{r^4} \right)_{\text{ret}}$$

Spezialfälle:

i) $\partial_t = 0$ statischer Dipol

$$\Rightarrow \mathbf{B} = 0$$

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

ii) $\mathbf{p} \sim e^{-i\omega t}$ harmonische Schwingung

$$\Rightarrow \quad \partial_t \rightarrow -i\omega$$

$$\frac{1}{c}\partial_t \rightarrow -\frac{i\omega}{c} = -i\frac{2\pi}{\lambda} = -ik$$

Für den Fall der harmonischen Schwingung von \mathbf{p} wollen wir nun die Abstandsabhängigkeit der Feldbeiträge betrachten. Dazu "sortieren" wir die Beiträge nach ihren Ordnungen $\sigma(\cdot)$:

$$\mathbf{B} \sim -\frac{\mu_0 \mathbf{r}}{4\pi r^2} \times \left(\underbrace{\sigma\left(\frac{\dot{\mathbf{p}}}{\lambda}\right)}_{\text{Fernfeld}} + \underbrace{\sigma\left(\frac{\dot{\mathbf{p}}}{r}\right)}_{\text{Nahfeld}} \right)$$

$$\mathbf{E} \sim -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(\underbrace{\sigma\left(\frac{\mathbf{p}}{\lambda^2}\right)}_{\text{Fernfeld}} + \underbrace{\sigma\left(\frac{\mathbf{r}}{r \cdot \lambda}\right)}_{\text{Nahfeld}} + \underbrace{\sigma\left(\frac{\mathbf{p}}{r^2}\right)}_{\text{Nahfeld}} \right)$$

Nahfeld: $r \ll \lambda$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \left(\dot{\mathbf{p}} \times \frac{\mathbf{r}}{r} \right)_{\text{ret}}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \left(\frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} - \mathbf{p} \right)_{\text{ret}}$$

Für das Nahfeld verzichtet man häufig auf die Retardierung, da sie kaum ins Gewicht fällt:

$$\mathbf{p} \sim e^{-i\omega(t-\frac{r}{c})} = e^{-i\omega t} \underbrace{e^{2\pi i \frac{r}{\lambda}}}_{1+2\pi i \frac{r}{\lambda} + \dots \approx 1}$$

Fernfeld: $r \gg \lambda$ $\left(\frac{\mathbf{r}}{r} = \mathbf{e}_r\right)$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r c} (\dot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_r)_{\text{ret}}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} ((\ddot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{e}_r) \cdot \mathbf{e}_r - \ddot{\mathbf{p}})_{\text{ret}} = \frac{\mu_0}{4\pi r} (\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_r)_{\text{ret}} \times \mathbf{e}_r = c \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{e}_r$$

Bei harmonisch schwingendem \mathbf{p} breiten sich \mathbf{E} und \mathbf{B} also radial als transversale Welle aus:

$$e^{-i\omega(t-\frac{r}{c})} = e^{i(kr-\omega t)} \quad \text{mit } k = \frac{\omega}{c}$$

Dabei fallen $|\mathbf{E}|$ und $|\mathbf{B}|$ nur mit $\frac{1}{r}$ ab!

9.4 Energieabstrahlung des HERTZ'schen Dipols

Energiedichte:

$$w = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 = \frac{\mathbf{B}^2}{\mu_0}$$

Energiestromdichte:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_P &= \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) = \frac{c}{\mu_0} (\mathbf{B} \times \mathbf{e}_r \times \mathbf{B}) = \frac{c}{\mu_0} \left(\mathbf{e}_r \mathbf{B}^2 - \underbrace{\mathbf{B}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})}_{=0} \right) = c \cdot \mathbf{e}_r \cdot w \\ |\mathbf{S}_P| &= \frac{\mu_0}{(4\pi)^2 c} \cdot \frac{(\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_r)^2}{r^2} = \frac{\mu_0}{(4\pi)^2 c} \cdot \frac{\dot{\mathbf{p}}^2 \sin^2 \theta}{r^2} \quad (\text{mit } \theta = \angle(\dot{\mathbf{p}}, \mathbf{S}_P)) \end{aligned}$$

Man sieht hieran leicht, dass senkrecht zur Dipolachse am stärksten abgestrahlt wird (da auch $\dot{\mathbf{p}} \perp \mathbf{a}$).

Frequenzabhängigkeit der abgestrahlten Leistung:

$$|\mathbf{S}_P| \sim |\dot{\mathbf{p}}|^2 \sim p^2 \omega^4$$

Diese Frequenzabhängigkeit ist charakteristisch für Dipolstrahlung.

Abgestrahlte Leistung:

$$\begin{aligned} N &= \iint d\mathbf{A}_F \cdot \mathbf{S}_P = \int d\Omega \, r^2 \frac{\mu_0}{(4\pi)^2 c} \cdot \frac{\dot{\mathbf{p}}^2 \sin^2 \theta}{r^2} = \frac{\mu_0 \dot{\mathbf{p}}^2}{(4\pi)^2 c} \int d\Omega \sin^2 \theta \\ &= \frac{\mu_0 \dot{\mathbf{p}}^2}{(4\pi)^2 c} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\cos \theta (1 - \cos^2 \theta) = \frac{\mu_0 \dot{\mathbf{p}}^2}{(4\pi)^2 c} \cdot 2\pi \cdot \left(2 - \frac{2}{3} \right) = \frac{2}{3} \frac{\mu_0}{4\pi c} \dot{\mathbf{p}}_{\text{ret}}^2 \end{aligned}$$

Wenn wir einen harmonisch oszillierenden Dipol betrachten, so gilt für $\dot{\mathbf{p}}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \mathbf{p}_0 \cos \omega t \quad \Rightarrow \quad \ddot{\mathbf{p}} = \omega^4 \mathbf{p}_0^2 \cos^2 \omega t \\ \Rightarrow \langle \ddot{\mathbf{p}} \rangle_T &= \omega^4 \mathbf{p}_0^2 \langle \cos^2 \omega t \rangle_T = \frac{1}{2} \omega^4 \mathbf{p}_0^2 \end{aligned}$$

Damit gilt also für die (über eine Periode gemittelte) abgestrahlte Leistung:

$$\langle N \rangle_T = \frac{\mu_0 \omega^4 \mathbf{p}_0^2}{12\pi c}$$

9.5 Strahlungsfeld einer räumlich begrenzten Quellenverteilung

Wir betrachten nun eine beliebige Quellenverteilung am Ort \mathbf{r}' mit der maximalen räumlichen Ausdehnung a . Es gilt ganz allgemein für das Vektorpotential am Ort \mathbf{r} :

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Wir entwickeln nun den Ausdruck $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$ für das Fernfeld ($r \gg a, |\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$):

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} &= \frac{1}{r} + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}'}{r^3} + \dots \approx \frac{1}{r} \quad (\text{Dipolnäherung}) \\ |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| &= r - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}'}{r} + \dots \approx r - \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}' \\ \Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi r} \int dV' \underbrace{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - \frac{r}{c} + \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}{c})}_{\equiv \dot{\mathbf{q}}(t - \frac{r}{c}, \mathbf{e}_r)} \end{aligned}$$

Zum Vergleich: Das Vektorpotential für einen HERTZ'schen Dipol ergab:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{\mathbf{p}} \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

Das \mathbf{B} -Feld erhalten wir aus dem eben gewonnenen Ausdruck für \mathbf{A} durch $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left[\frac{1}{r} f \left(t - \frac{r}{c}, \mathbf{e}_r \right) \right] = \left[\underbrace{-\frac{\mathbf{e}_r}{c} \partial_t}_{\sigma(\frac{1}{\lambda})} - \underbrace{\frac{\mathbf{e}_r}{r}}_{\sigma(\frac{1}{r})} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\mathbf{e}_r \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{e}_r} \right)}_{\sigma(\frac{1}{r})} \right] \left(\frac{1}{r} f \right) \approx -\frac{\mathbf{e}_r}{c} \partial_t \left(\frac{1}{r} f \right)$$

$$\stackrel{r \gg \lambda}{\Rightarrow} \quad \mathbf{B} = -\frac{\mathbf{e}_r}{c} \times \dot{\mathbf{A}} = \frac{\mu_0}{4\pi c} \cdot \frac{\ddot{\mathbf{q}} \times \mathbf{e}_r}{r}$$

Das \mathbf{E} -Feld erhalten wir aus der inhomogenen MAXWELL-Gleichung: $\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{B} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}$. Unter Beachtung, dass $\mathbf{j} = 0$ außerhalb der Quellenverteilung ist, erhalten wir zunächst für $\dot{\mathbf{E}}$:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}} &= c^2 \text{rot } \mathbf{B} \approx -\frac{\mathbf{e}_r}{c} \partial_t \times c^2 \mathbf{B} \\ \Rightarrow \quad \mathbf{E} &= c \mathbf{B} \times \mathbf{e}_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{(\ddot{\mathbf{q}} \times \mathbf{e}_r) \times \mathbf{e}_r}{r} \end{aligned}$$

Wir erhalten also wieder eine transversale Welle der Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} , welche beide mit $\frac{1}{r}$ abfallen. (Korrekturen aus höheren Termen fallen dabei schneller ab.)

Für die Energiestromdichte gilt damit:

$$\mathbf{S}_P = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) = \mathbf{e}_r \frac{\mu_0}{(4\pi)^2 c} \frac{(\ddot{\mathbf{q}} \times \mathbf{e}_r)^2}{r^2}$$

Der direkte Vergleich zwischen dem Fernfeld des HERTZ'schen Dipols und dem Strahlungsfeld einer beliebigen Ladungsverteilung zeigt uns, dass mit $\dot{\mathbf{p}} \leftrightarrow \dot{\mathbf{q}}$ alle Fernfeldformeln identisch sind:

HERTZ'scher Dipol:

allgemein:

$$\dot{\mathbf{p}}_{\text{ret}} = \int dV' \mathbf{j} \left(\mathbf{r}', t - \frac{r}{c} \right) \quad \dot{\mathbf{q}} = \int dV' \mathbf{j} \left(\mathbf{r}', t - \frac{r}{c} + \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}{c} \right)$$

Den Ausdruck $\frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}{c}$ in $\dot{\mathbf{q}}$ kann man als die Laufzeit innerhalb der Quellen verstehen.

9.6 Multipolentwicklung des Fernfelds

Im vorigen Kapitel haben wir das Strahlungsfeld einer räumlich begrenzten Quellenverteilung mit beliebiger Zeitabhängigkeit betrachtet. Jetzt setzen wir uns mit dem Spezialfall auseinander, dass $\mathbf{j} \sim e^{-i\omega t}$ gilt:

$$\mathbf{j}\left(t - \frac{r}{c} + \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}{c}\right) \sim e^{-i\omega(t - \frac{r}{c})} e^{-i\frac{\omega}{c}\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}$$

Wir entwickeln diesen Ausdruck für das Fernfeld ($r \gg a, r \gg \lambda$) mit der zusätzlichen Annahme, dass es sich um eine "kleine Quelle" handelt ($\lambda \gg a$):

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c} \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r} &\sim \frac{\omega}{c} a' = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1 \quad (\text{Laufzeit in Quelle} \ll \text{Periodendauer}) \\ \Rightarrow \mathbf{j}\left(t - \frac{r}{c} + \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}{c}\right) &\approx \mathbf{j}\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'}{c} \partial_t \mathbf{j}\left(t - \frac{r}{c}\right) + \dots \\ \dot{\mathbf{q}} &= \underbrace{\int dV' \mathbf{j}\left(\mathbf{r}', t - \frac{r}{c}\right)}_{=\dot{\mathbf{p}}_{\text{ret}}} + \frac{1}{c} \partial_t \int dV' (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j}\left(\mathbf{r}', t - \frac{r}{c}\right) + \dots \end{aligned}$$

Umformen ergibt:

$$\begin{aligned} \int dV' (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j} &= \frac{1}{2} \int dV' [(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j} - (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{j}) \mathbf{r}'] + \int dV' [(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j} + (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{j}) \mathbf{r}'] \\ &= -\mathbf{e}_r \times \underbrace{\frac{1}{2} \int dV' (\mathbf{r}' \times \mathbf{j})}_{=\mathbf{m}} + \frac{\mathbf{e}_r}{2} \frac{1}{3} \dot{\hat{\mathbf{D}}}' \end{aligned}$$

Denn:

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\mathbf{D}}} &= \int dV \underbrace{\dot{\rho}}_{=-\nabla \cdot \mathbf{j}} (3\mathbf{r} \circ \mathbf{r} - \mathbb{1} r^2) \stackrel{\text{part. Int.}}{=} \int dV (\mathbf{j} \cdot \nabla) (3\mathbf{r} \circ \mathbf{r} - \mathbb{1} r^2) \\ &= \int dV (3\mathbf{j} \circ \mathbf{r} + 3\mathbf{r} \circ \mathbf{j} - 2 \cdot \mathbb{1} (\mathbf{j} \cdot \mathbf{r})) \quad (*) \end{aligned}$$

Wir definieren:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{D}}' &= \hat{\mathbf{D}} + \mathbb{1} \frac{\text{Spur } \hat{\mathbf{D}}}{3} = \int dV \rho 3\mathbf{r} \circ \mathbf{r} \\ \dot{\hat{\mathbf{D}}} &= \int dV (3\mathbf{j} \circ \mathbf{r} + 3\mathbf{r} \circ \mathbf{j}) \end{aligned}$$

Somit gilt für die Komponenten von (*):

$$\begin{aligned} [(\mathbf{j} \cdot \nabla) (3\mathbf{r} \circ \mathbf{r} - \mathbb{1} r^2)]_{ij} &= j_k \partial_k (3r_i r_j - \delta_{ij} r_l r_l) \\ &= j_k (3\delta_{ij} r_j + 3r_i \delta_{jk} - \delta_{ij} 2r_l \delta_{lk}) \\ &= 3j_i r_j + 3r_i j_j - \delta_{ij} 2j_k r_k \end{aligned}$$

Nun brauchen wir noch:

$$[(\mathbf{m} \times \mathbf{e}_r) \times \mathbf{e}_r] \times \mathbf{e}_r = \left[\mathbf{e}_r (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_r) - \underbrace{\mathbf{m} (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_r)}_{=1} \right] \times \mathbf{e}_r = -\mathbf{m} \times \mathbf{e}_r$$

Und:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_r \cdot \hat{\mathbf{D}}' \times \mathbf{e}_r &= \mathbf{e}_r \cdot \hat{\mathbf{D}}' \times \mathbf{e}_r + \underbrace{\mathbf{e}_r \cdot \mathbb{1} \times \mathbf{e}_r}_{=\mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_r = 0} \frac{\text{Spur } \hat{\mathbf{D}}'}{3} = \mathbf{e}_r \cdot \hat{\mathbf{D}} \times \mathbf{e}_r \\ \dot{\mathbf{q}} &= \left(\dot{\mathbf{p}} + \dot{\mathbf{m}} \times \frac{\mathbf{e}_r}{c} + \frac{\mathbf{e}_r}{6c} \cdot \ddot{\mathbf{D}} \right)_{\text{ret}} \end{aligned}$$

Somit folgt für die Felder einer kleinen Quelle:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi cr} \left(\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_r + \frac{1}{c} (\ddot{\mathbf{m}} \times \mathbf{e}_r) \times \mathbf{e}_r + \frac{1}{6c} \mathbf{e}_r \cdot \ddot{\mathbf{D}} \times \mathbf{e}_r \right)_{\text{ret}} \\ \mathbf{E} &= \frac{\mu_0}{4\pi c} \left(\underbrace{(\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_r) \times \mathbf{e}_r}_{\text{el. Dipol}} - \underbrace{\frac{1}{c} (\mathbf{m} \ddot{\times} \mathbf{e}_r)}_{\text{mag. Dipol}} + \underbrace{\frac{1}{6c} (\mathbf{e}_r \cdot \ddot{\mathbf{D}} \times \mathbf{e}_r) \times \mathbf{e}_r}_{\text{el. Quadrupol}} \right)_{\text{ret}} \end{aligned}$$

Die Felder des magnetischen Dipols und des elektrischen Quadrupols kommen eine Ordnung später als der elektrische Dipol; sie sind also um $\frac{a}{\lambda}$ kleiner. Die Richtungsabhängigkeit der Felder (und damit auch von der Energiestromdichte) haben folgende Form:

[Hier noch die Bildsche einfüge]

9.7 Strahlung einer bewegten Punktladung

Wir wollen nun die im letzten Kapitel hergeleiteten Formeln auf das Beispiel einer bewegten Punktladung anwenden. Es gilt für die retardierten Potentiale:

$$\begin{pmatrix} \varphi \\ \mathbf{A} \end{pmatrix}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\epsilon_0} \\ \mu_0 \end{pmatrix} \int dV' \frac{1}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \begin{pmatrix} \rho \\ \mathbf{j} \end{pmatrix} \left(\mathbf{r}', t - t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} \right)$$

Für den Spezialfall einer Punktladung gilt:

$$\begin{aligned}\rho(\mathbf{r}, t) &= Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)) \\ \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) &= Q \mathbf{R}(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))\end{aligned}$$

Einsetzen ergibt:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \int dV' dt' \frac{\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \delta\left(t' - t + \underbrace{\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|}{c}}_{(**)}\right) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \int dt' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|} \delta\left(t' - t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|}{c}\right)$$

Die Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit kann man anhand eines Lichtkegels veranschaulichen:

[Grafick]

Um die Rechnung weiterzuführen benötigt man:

$$\delta(f(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{\left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_i}} \quad \text{wobei } x_i \text{ die Nullstellen von } f \text{ sind}$$

Somit gilt für das Potential:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_0)|} \cdot \left(1 - \frac{\dot{\mathbf{R}}(t_0) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_0))}{c |\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_0)|}\right)^{-1}$$

Setzen wir nun für den Ausdruck $\mathbf{r} - \mathbf{R}$ die Abkürzung \mathbf{r}'' und für $\dot{\mathbf{R}}$ den Ausdruck \mathbf{V} ein, erhalten wir die sogenannten **Liénard-Wiechert-Potentiale**:

$$\Rightarrow \varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}| - \frac{\dot{\mathbf{R}}}{c} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{R})} \right]_{\text{ret}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r'' - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}''}{c}} \right)_{\text{ret}}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 Q}{4\pi} \left[\frac{\dot{\mathbf{R}}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}| - \frac{\dot{\mathbf{R}}}{c} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{R})} \right]_{\text{ret}} = \frac{\mu_0 Q}{4\pi} \left(\frac{\mathbf{V}}{r'' - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}''}{c}} \right)_{\text{ret}}$$

9.8 Strahlungsbremung

Wir wollen in diesem Kapitel eine Punktladung auf einer Bahn $\mathbf{R}(t)$ im nicht-relativistischen Falle betrachten. Dafür berechnen wir zunächst alle benötigten Größen:

$$\rho = Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))$$

$$\mathbf{j} = Q \dot{\mathbf{R}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))$$

$$\mathbf{p} = \int dV \, \mathbf{r} \rho = Q \mathbf{R}(t)$$

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int dV \, \mathbf{r} \times \mathbf{j} = \frac{1}{2} \int dV \, \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{R}} Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)) = \frac{Q}{2} \mathbf{R} \times \dot{\mathbf{R}}$$

$$\dot{\mathbf{D}}' = 3 \int dV \, (\mathbf{r} \circ \mathbf{j} + \mathbf{j} \circ \mathbf{r}) = 3Q (\mathbf{R} \circ \dot{\mathbf{R}} + \dot{\mathbf{R}} \circ \mathbf{R})$$

Wie man leicht erkennt hat eine bewegte Punktladung auch Multipolmomente. Nun nutzen wir die Dipolnäherung aus Kapitel 9.4 für die abgestrahlte Leistung:

$$N = \frac{\mu_0}{6\pi c} \ddot{\mathbf{p}}^2 = \underbrace{\frac{\mu_0 Q^2}{6\pi c}}_{:=\alpha} \dot{\mathbf{v}}^2 \quad \left(\text{Gültig für } \frac{v}{c} \ll 1 \right)$$

Für $\dot{\mathbf{v}} \neq 0$ verliert das Teilchen also Bewegungsenergie in Form von abgestrahlter elektromagnetischer Leistung. Es wirkt also eine Bremskraft:

$$\Delta W_{\text{elm}} = \int dt \, N = -\Delta W_{\text{mech}} = - \int dt \, \mathbf{F}_S \cdot \mathbf{v}$$

$$\alpha \int dt \, \dot{\mathbf{v}}^2 = - \int dt \, \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_S \stackrel{\text{part. Int.}}{=} -\alpha \int dt \, \ddot{\mathbf{v}} \mathbf{v} + \alpha \mathbf{v} \dot{\mathbf{v}} \Big|_{t_1}^{t_2}$$

Der Randterm verschwindet dabei für oszillierende Bewegungen, sodass man die Bremskraft \mathbf{F}_S explizit ausrechnen kann mit:

$$\mathbf{F}_S = \alpha \ddot{\mathbf{v}} = \frac{Q^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \ddot{\mathbf{R}}$$

Diese Formel ist allerdings nur anwendbar, wenn \mathbf{F}_S eine kleine Korrektur ist.