

Elektrische Dipolstrahlung (Hertzscher Dipol)

Ein Kapitel über elektrische Dipolstrahlung fehlt in keiner Elektrodynamik-Vorlesung. In der Regel wird das Strahlungs- oder Fernfeld eines idealen *Hertz'schen* Dipols¹ behandelt. Meine Zusammenfassung der Rechnungen orientiert sich an Kapitel 11.1 des Buchs *Elektrodynamik – Eine Einführung* von *D. J. Griffiths* [Gri 11]. Wem die nachfolgenden Zeilen (und das Buch von *Griffiths*) zu hausbacken erscheinen, schaue nach bei *J. D. Jackson, Classical Electrodynamics* [Jac 62]. Dort ist die Darstellung mehr gerafft – und es wird mit komplexen Größen gerechnet.

1. Potenziale

Zwei kleine Metallkugeln im Abstand d sind durch einen dünnen Draht verbunden. Wir platzieren sie auf der z -Achse unseres Koordinatensystems, und zwar symmetrisch zum Koordinatenursprung, das heißt, bei $z = +d/2$ und $z = -d/2$ (Abbildung 1). Ihre Ortsvektoren bezeichnen wir mit

$$(1) \quad \vec{r}_+ = +\frac{d}{2}\vec{e}_z \quad \text{bzw.} \quad \vec{r}_- = -\frac{d}{2}\vec{e}_z.$$

Die Ladung q der oberen Kugel ($z = +d/2$) oszilliere als Funktion der Zeit t gemäß

$$(2) \quad q(t) = q_0 \cos(\omega t),$$

die der unteren Kugel ($z = -d/2$) gemäß

$$(3) \quad -q(t) = -q_0 \cos(\omega t).$$

Dabei ist mit q_0 die Amplitude und mit ω die (Kreis-) Frequenz der Ladungsschwingung bezeichnet. Die zeitliche Ableitung von q ist der Strom I , der durch den Draht fließt. Seine Verteilung längs des Drahtes, der die Metallkugeln verbindet, ist für die nachfolgenden Überlegungen nicht relevant. Denn wir beschränken uns (s. weiter unten) auf die Näherung, dass d klein ist. Wichtig ist aber, dass dieser Strom in z -Richtung fließt und als Vektor dargestellt werden muss. Wir schreiben daher

$$(4) \quad \vec{I}(t) = \frac{dq}{dt}\vec{e}_z = -q_0\omega \sin(\omega t)\vec{e}_z.$$

Dabei ist \vec{e}_z der Einheitsvektor in z -Richtung. Unser Gebilde ist damit ein oszillierender elektrischer Dipol mit dem Dipolmoment

$$(5) \quad p(t) = q(t)d\vec{e}_z = q_0 d \cos(\omega t)\vec{e}_z = p_0 \cos(\omega t)\vec{e}_z.$$

Dabei wurde $q_0 d$ mit p_0 abgekürzt.

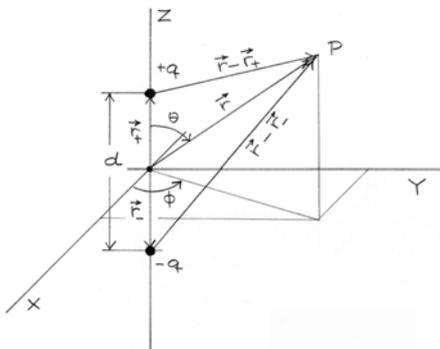


Abb. 1 Modell des Hertz'schen Dipols: zwei oszillierende Ladungen q_+ und q_- im Abstand d . P ist der "Aufpunkt" im Abstand r vom Dipol. Gefordert wird $d \ll \lambda \ll r$ ($\lambda =$ Wellenlänge), siehe Text.

Ziel der nachfolgenden Überlegungen ist es nun, die räumliche Verteilung und den zeitlichen Verlauf der elektrischen und magnetischen Feldstärke im Gebiet um diesen Dipol herum zu berechnen. Wir beschränken uns dabei auf Bereiche großer Entfernung r von Ort des Dipols, also auf große Entfernungen vom Ursprung des Koordinatensystems. Dieses Gebiet wird üblicherweise als *Strahlungs-* oder *Fernfeld* bezeichnet. Wegen des oszillierenden Stroms beinhaltet unser Modell, dass Ladungen beschleunigt werden. Beschleunigte Ladungen aber erzeugen nach der *Maxwellschen Theorie* elektromagnetische Wellen. Es geht also darum, die Eigenschaften dieser Wellen im Fernfeld zu berechnen. In der Regel geht man dabei von den Potentialen aus, die den Feldstärken zugrunde liegen.

Alternativ lässt sich ein oszillierender elektrischer Dipol auch durch zwei räumlich gegeneinander schwingende Ladungen verschiedenen Vorzeichens modellieren. In diesem Fall ist die Beschleunigung der Ladungen unmittelbar „sichtbar“. Der Nachteil dieses Modells ist der größere Rechenaufwand, da die Potentiale beschleunigter (punktförmiger) Ladungen nicht durch einfache mathematische Terme beschrieben werden (siehe z. B. [Gri 11], Fußnote S. 556).

Wir wählen daher das durch Gln. (1) bis (5) beschriebene Modell. Zunächst betrachten wir das *skalare Potential* der beiden Ladungen. Dabei berücksichtigen wir, dass es infolge der endlichen Lichtgeschwindigkeit retardiert ist. Das heißt, der am Ort \vec{r} zur Zeit t „beobachtete“ Wert des Potentials rührt her vom Ladungszustand zum (früheren) Zeitpunkt t_r , der gegeben ist durch

$$(6) \quad t_r = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_\pm|}{c}.$$

Der von t subtrahierte Term ist dabei die Zeit, die das Licht benötigt, um die Strecke

$$|\vec{r} - \vec{r}_\pm|$$

von den Orten der Ladung zum Beobachtungsort zurück zu legen. Wir erhalten somit²

$$(7) \quad V(\vec{r}, t) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{\cos[\omega(t - |\vec{r} - \vec{r}_+|/c)]}{|\vec{r} - \vec{r}_+|} - \frac{\cos[\omega(t - |\vec{r} - \vec{r}_-|/c)]}{|\vec{r} - \vec{r}_-|} \right\}.$$

Nach dem Kosinussatz ist (Abbildung 1)

$$(8) \quad |\vec{r} - \vec{r}_\pm| = \sqrt{r^2 \mp rd \cos \theta + (d/2)^2}.$$

Das perfekte Dipolpotential erhalten wir, wenn d klein ist gegenüber r , also gilt

$$d \ll r$$

(„Näherung 1“ bei [Gri 11]). Deshalb können wir den Term $(d/2)^2$ unter der Wurzel gegenüber den beiden anderen vernachlässigen. Darüber hinaus entwickeln wir die Wurzel bis zur ersten Ordnung in d/r . Das ergibt

$$(9) \quad |\vec{r} - \vec{r}_\pm| = r \left(1 \mp \frac{d}{2r} \cos \theta \right)$$

und damit

$$(10) \quad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_\pm|} = \frac{1}{r} \left(1 \pm \frac{d}{2r} \cos \theta \right).$$

Die Kosinus-Terme in Gl. (6) werden so zu

$$(11) \quad \begin{aligned} \cos \left[\omega \left(t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_\pm|}{c} \right) \right] &= \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \pm \frac{\omega d}{2c} \cos \theta \right] \\ &= \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \cos \left[\frac{\omega d}{2c} \cos \theta \right] \mp \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \sin \left[\frac{\omega d}{2c} \cos \theta \right]. \end{aligned}$$

Jetzt setzen wir voraus, dass der Abstand d der beiden Ladungen des Dipols klein ist gegenüber der Wellenlänge λ der emittierten Strahlung. Das bedeutet physikalisch, dass Retardierungseffekte über Längen von der Größenordnung d keine Rolle spielen. Mit anderen Worten: Ladung und Strom des Dipols ändern sich kohärent – trotz des von Null verschiedenen Abstands d . Die Näherung

$$d \ll \lambda$$

(„Näherung 2“ bei [Gri 11]) ist wegen $\lambda = 2\pi c/\omega$ äquivalent zu $d \ll c/\omega$. Daher können wir den von θ abhängigen Kosinus-Faktor durch Eins und den entsprechenden Sinus-Faktor durch das Argument ersetzen. Wir erhalten dann

$$(12) \quad \cos \left[\omega \left(t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_{\pm}|}{c} \right) \right] = \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \mp \frac{\omega d}{2c} \cos \theta \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Das setzen wir in Gl. (7) ein, so dass das Potential des schwingenden Dipols gegeben ist durch

$$(13) \quad \begin{aligned} V(r, \theta, t) &= \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r} \left(1 + \frac{d}{2r} \cos \theta \right) \left(\cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \frac{\omega d}{2c} \cos \theta \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right) \right\} \\ &\quad - \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r} \left(1 - \frac{d}{2r} \cos \theta \right) \left(\cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] + \frac{\omega d}{2c} \cos \theta \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right) \right\} \\ &= \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ -\frac{\omega d}{cr} \cos \theta \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] + \frac{d}{r^2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\} \\ &= \frac{p_0 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r} \left\{ -\frac{\omega}{c} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] + \frac{1}{r} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

Für $\omega \rightarrow 0$ wird der erste Term in der geschweiften Klammer Null und der Kosinus des zweiten Terms Eins. Wir erhalten das Potential des statischen Dipols

$$(14) \quad V(r, \theta) = \frac{p_0 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Dieser Grenzfall interessiert uns hier jedoch nicht. Unser Ziel ist ein Ausdruck für das Feld des *schwingenden* Dipols, und zwar weitab von der Position des Dipols – das ist der Bereich des bereits erwähnten *Fern-* oder *Strahlungsfeldes*. Dem entspricht die Näherung

$$r \gg \lambda$$

(„Näherung 3“ bei [Gri 11]), also eine Entfernung r groß gegenüber der Wellenlänge. In diesem Fall kann in der geschweiften Klammer der letzten Zeile von Gl. (13) der zweite, mit $1/r^2$ abfallende Term gegenüber dem ersten, mit $1/r$ gegen Unendlich gehenden vernachlässigt werden. Somit folgt für das skalare Potential im Gebiet des Fernfeldes

$$(15) \quad V(r, \theta, t) = -\frac{p_0 \omega \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 c r} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right].$$

Auch das *Vektorpotential* berechnen wir zur retardierten Zeit t_r , schreiben also

$$(16) \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{\vec{I}(t - |\vec{r} - z\vec{e}_z|/c)}{|\vec{r} - z\vec{e}_z|} dz.$$

Setzen wir den Strom nach Gl. (4) ein, ergibt sich

$$(16) \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{-q_0 \omega \sin[\omega(t - |\vec{r} - z\vec{e}_z|/c)]}{|\vec{r} - z\vec{e}_z|} \vec{e}_z dz.$$

Da z betragsmäßig kleiner ist als $d/2$ und wir in Näherung 1 voraussetzen $d \ll r$, folgt $|z| \ll r$ für alle z und wir können im Argument des Sinus und im Nenner den Term

$$|\vec{r} - z\vec{e}_z|$$

durch r annähern:

$$(17) \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{-q_0 \omega \sin[\omega(t - r/c)]}{r} \vec{e}_z dz.$$

Damit ist der Integrand unabhängig von z und die Integration ergibt ein einfaches d . Mit $q_0 d = p_0$ folgt daher für das Vektorpotential im Fernfeld

$$(18) \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = -\frac{\mu_0 p_0 \omega}{4\pi} \frac{1}{r} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{e}_z.$$

Da wir bei der Berechnung der Feldstärken Kugelkoordinaten (r, θ, ϕ) benutzen werden, schreiben wir schon jetzt den Einheitsvektor \vec{e}_z als

$$(19) \quad \vec{e}_z = \cos\theta \vec{e}_r + \sin\theta \vec{e}_\theta$$

und erhalten

$$(20) \quad \begin{aligned} A_r &= -\frac{\mu_0 p_0 \omega}{4\pi} \frac{\cos\theta}{r} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \\ A_\theta &= -\frac{\mu_0 p_0 \omega}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \\ A_\phi &= 0 \end{aligned}$$

Das Vektorpotential hat also keine Komponente in azimutaler Richtung (ϕ -Richtung).

2. Feldstärken

Aus den Potenzialen lassen sich die Feldstärken berechnen gemäß

$$(21) \quad \vec{E} = -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \text{und} \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}.$$

In Kugelkoordinaten gilt für den Gradienten von V

$$(22) \quad \vec{\nabla}V = \frac{\partial V}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} \vec{e}_\phi.$$

Da V nicht von ϕ abhängt, entfällt der letzte Summand und es folgt aus Gl. (15)

$$(23) \quad \begin{aligned} \vec{\nabla}V &= -\frac{p_0 \omega}{4\pi \epsilon_0 c} \left[-\frac{\cos\theta}{r^2} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] - \frac{\cos\theta}{r} \frac{\omega}{c} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \right] \vec{e}_r \\ &\quad - \frac{p_0 \omega}{4\pi \epsilon_0 c} \frac{1}{r} \left[-\frac{\sin\theta}{r} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \right] \vec{e}_\theta \end{aligned}$$

Für große Entfernungen r ($r \gg \lambda$, unsere Näherung 3) verschwinden die Terme proportional zu $1/r^2$ und es bleibt

$$(24) \quad \vec{\nabla}V = \frac{p_0 \omega^2}{4\pi \epsilon_0 c^2} \frac{\cos\theta}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{e}_r$$

übrig. Die zeitliche Ableitung des Vektorpotentials \vec{A} ergibt sich aus Gl. (18) zu

$$(25) \quad \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi} \frac{1}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{e}_z = \frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi} \frac{1}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] (\cos\theta \vec{e}_r + \sin\theta \vec{e}_\theta).$$

Damit folgt für die elektrische Feldstärke

$$(26) \quad \begin{aligned} \vec{E} &= -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ &= -\frac{p_0 \omega^2}{4\pi \epsilon_0 c^2} \frac{\cos\theta}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{e}_r - \frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi} \frac{1}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] (\cos\theta \vec{e}_r + \sin\theta \vec{e}_\theta) \\ &= -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \vec{e}_\theta \end{aligned}$$

Zur Berechnung der magnetischen Feldstärke benötigen wir den Ausdruck für die Rotation von \vec{A} in Kugelkoordinaten

$$(27) \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{1}{r \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\phi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \phi} \right] \vec{e}_r + \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) \right] \vec{e}_\theta + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \vec{e}_\phi .$$

Da \vec{A} nicht von ϕ abhängt und auch keine Komponente in ϕ -Richtung besitzt, sind die ersten beiden Summanden Null und es wird

$$(28) \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \vec{e}_\phi = \frac{1}{r} \frac{\mu_0 p_0 \omega}{4\pi} \left[-\sin \theta \frac{\omega}{c} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] - \frac{\sin \theta}{r} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right] \vec{e}_\phi .$$

Auch hier wird der zweite Term wegen Näherung 3 vernachlässigt, so dass folgt

$$(29) \quad \vec{B} = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi c} \frac{\sin \theta}{r} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \vec{e}_\phi .$$

Der Vergleich mit der elektrischen Feldstärke Gl. (26) zeigt, dass \vec{E} und \vec{B} , wie erwartet, mit der gleichen Frequenz oszillieren. Nicht ganz so offensichtlich ist, dass sie auch mit gleicher Phase schwingen. Diese Phase breitet sich in radialer Richtung mit Lichtgeschwindigkeit aus: Aus $t - r/c = \text{konstant}$ folgt $dr/dt = c$. Dabei zeigt der Vektor der elektrischen Feldstärke in Richtung θ , der Vektor der magnetischen Feldstärke in ϕ -Richtung. Die Vektoren sind somit orthogonal zueinander und beide stehen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung. Dipolstrahlung besteht also aus transversalen elektromagnetischen Wellen – über kleine Bereiche des Raumes sind das sogar (näherungsweise) ebene Wellen. Das Verhältnis der Amplituden von elektrischer und magnetischer Feldstärke beträgt $E_0/B_0 = c$. Beide Amplituden nehmen bei wachsender Entfernung mit $1/r$ ab.

3. Energiefluss und Gewinn

Die Energie, mit der der Dipol pro Zeiteinheit eine Einheitsfläche bestrahlt, ist gegeben durch den Poynting-Vektor

$$(30) \quad \vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) .$$

Die Vektorrechnung liefert

$$(31) \quad \vec{e}_\theta \times \vec{e}_\phi = \vec{e}_r ,$$

so dass der Poynting-Vektor, wie erwartet, in die positive r -Richtung zeigt. Das heißt, es wird in der Tat Energie abgestrahlt. Setzt man die Terme für die Feldstärken, Gln. (26) und (29), in Gl. (30) ein und beachtet die Vektoridentität in Gl. (31), erhält man

$$(32) \quad \vec{S} = \frac{\mu_0}{c} \left\{ \frac{p_0 \omega^2 \sin \theta}{4\pi r} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right\}^2 \vec{e}_r .$$

Die Intensität ergibt sich durch zeitliche Mittelung. Der Mittelwert des Quadrats der Kosinusfunktion ist $1/2$, so dass folgt

$$(33) \quad \langle \vec{S} \rangle_t = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta}{32 \pi^2 c} \vec{e}_r .$$

Dabei kennzeichnet die spitze Klammer mit dem tief gestellten t den zeitlichen Mittelwert. Da die Intensität nicht von der azimutalen Koordinate ϕ abhängt, ist das Intensitätsprofil rotationssymmetrisch zur z -Achse, die durch $\theta = 0^\circ$ gegeben ist. In Richtung dieser Achse ist die Intensität Null, sie steigt an mit θ an, erreicht ihr Maximum bei $\theta = 90^\circ$ und nimmt dann wieder ab bis zum Wert Null bei $\theta = 180^\circ$. In einer dreidimensionalen Darstellung hat das Intensitätsprofil die Form eines Torus

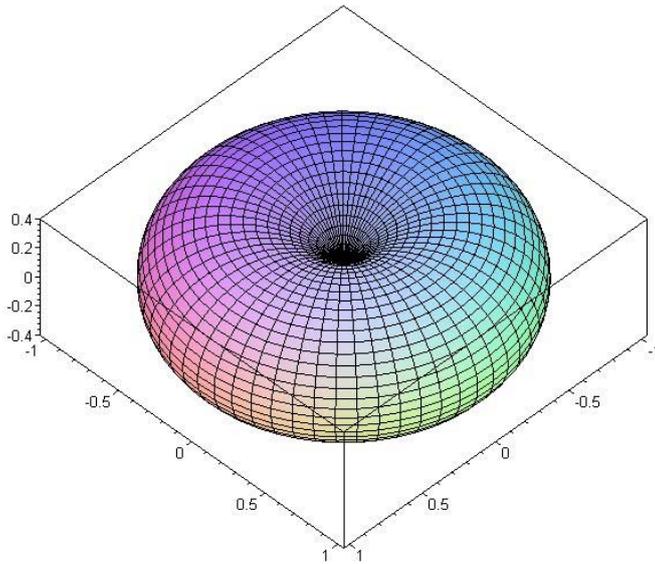


Abb. 2 Intensitätsprofil eines Hertzschen Dipols für Entfernungen, die vom Ort des Dipols aus gerechnet, groß sind gegenüber der Wellenlänge (Fernfeld). Der Dipol befindet sich im Mittelpunkt des Torus und ist entlang der Symmetrieachse ausgerichtet.

(Doughnuts), dessen Maximum in der xy -Ebene liegt (Abbildung 2). Der Maximalwert der Intensität ist

$$(34) \quad \left\langle \vec{S} \right\rangle_t \Big|_{\theta=90^\circ} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{32 \pi^2 c r^2}.$$

Die insgesamt abgestrahlte Leistung P erhalten wir durch Integration von \vec{S} über eine geschlossene Oberfläche, die den Strahler für große r umgibt. Also

$$(35) \quad P = \int \left\langle \vec{S} \right\rangle_t d\vec{A} = \int_0^\pi \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{32 \pi^2 c} \frac{\sin^2 \theta}{r^2} 2\pi r^2 \sin \theta d\theta.$$

Mit dem Integral

$$\int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{4}{3}$$

folgt schließlich für die abgestrahlte Leistung

$$(36) \quad P = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{12 \pi c}.$$

Die Leistung, die man unter der Annahme berechnet, dass der Dipol in alle Raumrichtungen („isotrop“) mit der maximalen Intensität nach Gl. (34) strahlt, ist

$$(37) \quad P_{EIRP} = 4\pi r^2 \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{32 \pi^2 c r^2} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{8 \pi c}.$$

Sie wird in der Hochfrequenztechnik mit $EIRP$ = „equivalent isotropically radiated power“ abgekürzt. Das Adjektiv „equivalent“ drückt aus, dass es sich um eine hypothetische Größe handelt – eine isotrop strahlende Antenne gibt es nicht. Das Verhältnis der $EIRP$ zur real abgestrahlten

Leistung nach Gl. (36) ist der Antennengewinn G („gain“). Für den idealen Hertz'schen Dipol gilt demnach

$$(38) \quad G = \frac{12}{8} = 1,5.$$

Der Gewinn wird bevorzugt in Dezibel (dB) angegeben, d. h., als das Zehnfache des Zehnerlogarithmus von G . Bezeichnet man den dB -Wert mit g , erhält man

$$(39) \quad g = 10 \cdot \log_{10} 1,5 = 1,76 \text{ dB}.$$

Man kann eine Leistung auch relativ zu einem anderen Referenzwert angeben. Wird sie, wie im vorliegenden Fall, auf den isotropen Strahler bezogen, hängt man an die Bezeichnung „dB“ gerne ein „i“ an, schreibt also $g = 1,76 \text{ dBi}$.

Anmerkungen

- ¹ Mit „ideal“ wird ein Dipol bezeichnet, dessen Ausdehnung klein ist (1) gegenüber der Entfernung zum Empfänger, und (2) gegenüber der Wellenlänge der emittierten Strahlung. Als Fernfeld gilt der Bereich der Entfernungen, die vom Ort des Dipols aus gerechnet, groß sind gegenüber der Wellenlänge. Siehe auch den nachfolgenden Text.
- ² Wir rechnen im *MKSA*-System (*SI*-System), daher der Faktor $1/4\pi\epsilon_0$. Im Term für das Vektorpotential (weiter unten) erscheint dem entsprechend der Faktor $\mu_0/4\pi$.

Literatur

- Gri 11 *David J. Griffiths, Elektrodynamik – Eine Einführung*, 3. Auflage, Pearson Studium, München 2011
- Jac 62 *John D. Jackson, Classical Electrodynamics*, J. Wiley, New York 1962