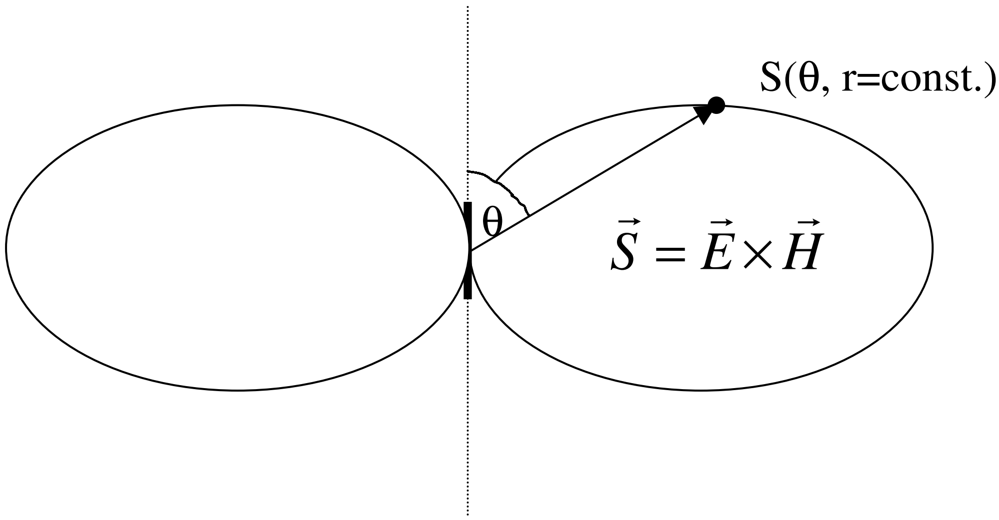
# Dipolstrahlung




Für den statischen Dipol ergab sich für das elektrische Feld in polaren Koordinaten:

$$\vec{E} = (E_r, E_\theta) = (\frac{p}{2\pi\varepsilon_0 r^3}\cos\theta, \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sin\theta)$$

Diese Lösung bleibt auch gültig im Nahfeld des Dipols, d.h. unter der Voraussetzung r<λ. Das Dipolmoment ändert sich zeitlich periodisch mit

$$p = p_0 \sin(\omega t) \quad , d.h.$$

$$\dot{p} = \omega p_0 \cos(\omega t) \quad und \quad \ddot{p} = -\omega^2 p_0 \sin(\omega t)$$

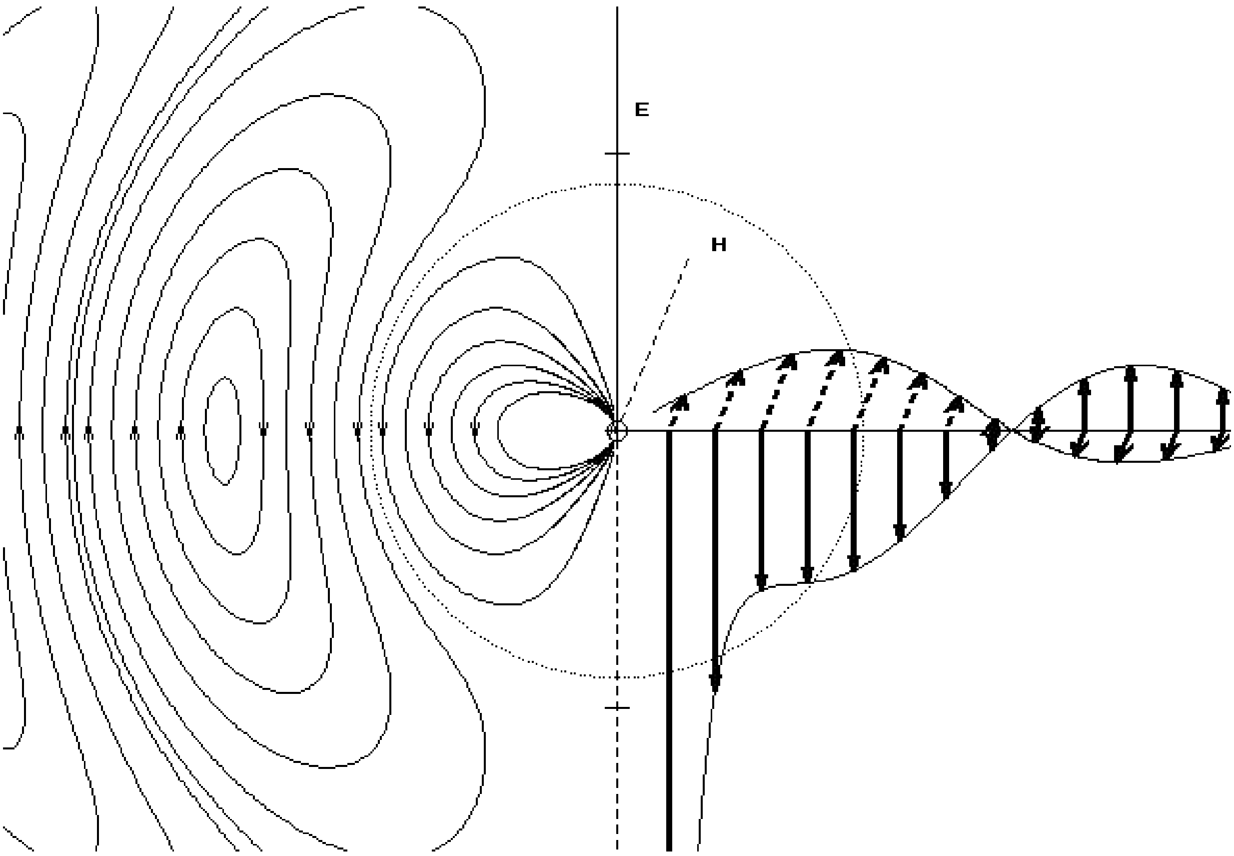
Für das magnetische Feld erhält man mittels der zweiten Maxwellgleichung für eine Zirkulation mit dem Radius r<λ um die Dipolachse

$$\int \vec{H} d\vec{r} = \dot{\Psi} = \frac{d}{dt}\int \vec{D} d\vec{A}$$

$$2\pi r H = \pi r^2 \frac{d}{dt} D = \pi r^2 \varepsilon_0 \omega E$$

Damit ergibt sich für das magnetische Feld

$$H = \frac{1}{2} r \omega \varepsilon_0 E$$




Schließlich erhält man im Nahfeld für r≈λ unter Verwendung der Relation c=λf für die Energiestromdichte

$$S = EH = \frac{p^2 \omega}{32\pi^2 \varepsilon_0 \lambda^5} \sin^2\theta$$

Die Strahlungsintensität kann auch folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$S = EH = \frac{\ddot{p}^2}{128\pi^4 \varepsilon_0 r^2 c^3} \sin^2\theta \approx \frac{\ddot{p}^2}{128\pi^4 \varepsilon_0 \lambda^2 c^3} \sin^2\theta$$

$S \propto r^{-2}$ $\quad$ $S \propto \ddot{p}^2 = q^2 a^2$ $\quad$ a: Beschleunigung der Ladung