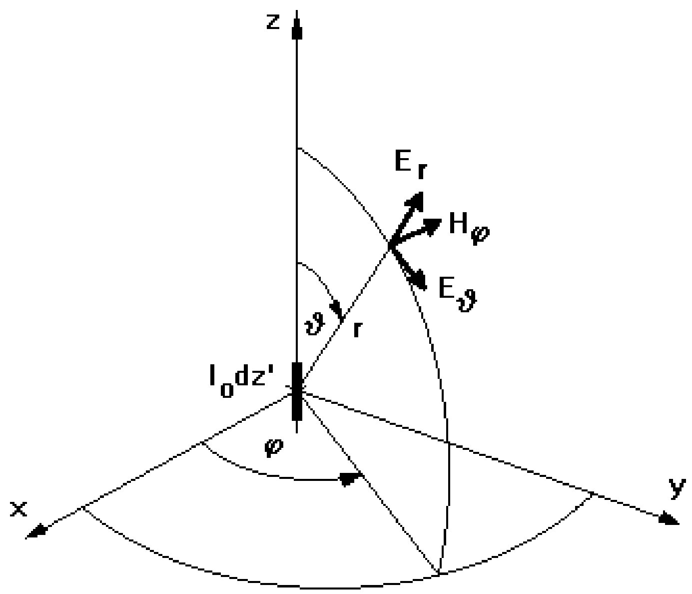
3.3. A HERTZ FÉLE DIPÓLUS

A Hertz féle dipólus (áramelem) a hullámhossznál sokkal rövidebb, a hossza mentén állandó I_o áramú antenna. Az áramelem sugárzási terét gömbi koordinátarendszerben adjuk meg. (3.9. ábra)

A mágneses és elektromos térerősséget az áramelem

$$\mathbf{A} = A_z \mathbf{e}_z = \frac{\mu_o I_o dz}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \mathbf{e}_z \tag{3.51}$$

mágneses vektorpotenciáljával írjuk fel.



3.9. ábra Hertz féle dipólus tere gömbi koordinátarendszerben

A mágneses térerősség

$$H_\varphi = \frac{I_o dz}{4\pi}\left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2}\right) e^{-j\beta r} \sin\vartheta \tag{3.52}$$

vagyis a mágneses térerősség legnagyobb az antenna tengelyére merőlegesen ($\vartheta = 90^\circ$ - nál).

Az áramelem elektromos térerőssége

$$E_\vartheta = \frac{I_o dz}{4\pi}\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\left(\frac{j\beta}{r} + \frac{1}{r^2} + \frac{1}{j\beta r^3}\right) e^{-j\beta r} \sin\vartheta \tag{3.53}$$

$$E_r = \frac{I_o dz}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\left(\frac{1}{r^2}+\frac{1}{j\beta r^3}\right)e^{-j\beta r}\cos\vartheta \tag{3.54}$$

Mint az (3.52-3.54) képletből látható a Hertz féle dipólus távoltéri térerősség-komponensei E_ϑ-ból és H_φ-ből kerülnek ki, vagyis térben egymásra merőlegesek, és az is megfigyelhető, hogy azonos fázisban változnak. Ebből következik, hogy a távoltérben a Poynting vektor valós, vagyis az antenna által elsugárzott teljesítmény E_ϑ és H_φ távoltéri összetevője hordozza. Ezért a távoltéri térerősséget szokták sugárzási térerősségnek is nevezni. A térerősségek 1/r távolságfüggése kielégíti a sugárzási feltételt, mert bármely r sugarú gömbre az antenna által kisugárzott teljesítmény véges és állandó.

A sugárzási tér elektromos és mágneses térerősségének hányadosa az (3.52) és (3.53) képlet szerint

$$\frac{E_\vartheta}{H_\varphi} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} = 120\pi \tag{3.55}$$

azaz megegyezik a szabad tér hullámellenállásával.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az antenna sugárzási terében az E és H összetevő egymásra és a terjedési irányra merőleges, fázisuk azonos, hányadosuk pedig a szabad tér hullámellenállásával egyenlő. Mindezekből következik, hogy az antenna sugárzási intenzitásának jellemzésére az elektromos- és mágneses térerősség valamint a Poynting vektor közül elegendő az egyiket megadni, a másik kettő ebből a távoltérben kiszámítható. A gyakorlatban mintegy 1000 MHz alatt az elektromos térerősséget, efölött, a mikrohullámú tartományban a teljesítménysűrűséget szokták megadni.

Ha adott távolságnál a frekvenciát csökkentjük (a hullámhosszat növeljük), akkor a $\beta = 2\pi/\lambda$ tag miatt az $1/r^3$ tag dominál, és sztatikus (egyenáramú) gerjesztésnél csak ez maradna. Ezért az $1/r^3$-től függő tagot sztatikus komponensnek nevezzük.

Megjegyezzük, hogy mint az (3.52) képletből is látható a Hertz féle dipólus mágneses terének nincs sztatikus komponense.

Végül az $1/r^2$-től függő térerősségkomponenseket indukciós komponenseknek nevezzük, mivel már lassan változó gerjesztés hatására is létrejönnek.

A sztatikus és indukciós térerősségkomponenset együttesen közeltéri térerősségnek nevezzük.

Az (3.52-3.54) képletekből megfigyelhető, hogy a közeltéri elektromos- és mágneses térerősség egymáshoz képesti fázisa és iránya a térben pontról-pontra változik. A részletesebb vizsgálat kimutatná, hogy ezek a térerősségösszetevők nem hordoznak valós kisugárzott teljesítményt, hanem az antenna közelében reaktáns teret létesítenek.

A közeltér-távoltér kifejezések antennákkal kapcsolatban geometriai értelemben is használatosak. Az antennát körülvevő azon térrészt, melyben a közeltéri térerősség nagyobb, mint a távoltéri az antenna közelterének nevezzük, és amelyben nagyobb, az antenna távolterének. Mivel a közeltér-távoltér fogalmak az apertura antennáknál némileg eltérő összefüggésben ujra felmerülnek, ezért nevezzük a Hertz féle dipólus- és majd a véges hosszuságú egyenes antennák - közelterét reaktáns közeltérnek.

3.3.1. A Hertz féle dipólus által kisugárzott teljesítmény

A Hertz féle dipólus által kisugárzott teljesítmény kiszámítására integráljuk a Poynting vektor valós részét az antennát körülvevő gömb felületére.Mivel az antenna veszteségmentes közegbe sugároz, ezért az antennán kívüli térben disszipáció nincs, tehát a gömböt bárhol felvehetjük. A gömb sugarát válasszuk olyan nagyra, hogy a reaktáns közeltér elhanyagolható legyen a sugárzási térhez képest, ezáltal a számítás egyszerűbb lesz.

A távoltéri komponensek az (3.52) és (3.53) képletekből az alábbiak

$$H_\varphi = \frac{I_o dz}{4\pi}\frac{j\beta}{r}e^{-j\beta r}\sin\vartheta = j\frac{I_o dz}{2\lambda r}e^{-j\beta r}\sin\vartheta \qquad (3.56)$$

$$E_\vartheta = \frac{I_o dz}{4\pi}\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\frac{j\beta}{r}e^{-j\beta r}\sin\vartheta = j\frac{60\pi I_o dz}{\lambda r}e^{-j\beta r}\sin\vartheta \qquad (3.57)$$

Mivel E és H egymásra merőleges és azonos fázisú, ezért a Poynting vektor

$$\mathrm{Re}\frac{1}{2}\left(\mathbf{E}\times\mathbf{H}^{*}\right)=\frac{1}{2}\left|E_{\vartheta}\right|\left|H_{\varphi}\right| \qquad (3.58)$$

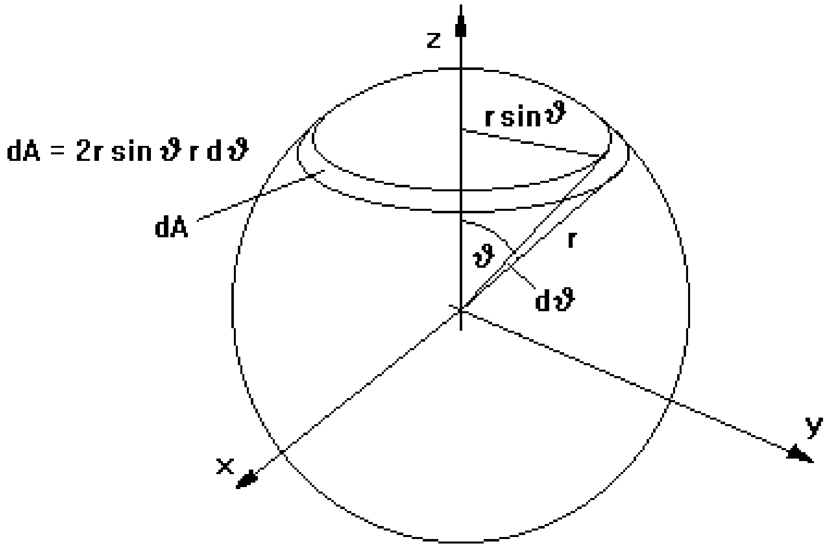
vagyis az antenna által előállított teljesítménysűrűség

$$S(\vartheta)=\frac{15\pi I_o^2\, dz^2}{\lambda^2\, r^2}\sin^2\vartheta \qquad \lfloor \mathrm{watt}/\mathrm{m}^2 \rfloor \qquad (3.59)$$

ahol

Io a gerjesztő áram amplitudója.

Az integráláshoz válasszuk az 3.10. ábra szerinti felületelemet, mely figyelembe veszi a forgásszimmetriát.



3.10. ábra Felületelem

Az antenna által kisugárzott teljesítmény

$$P_S=\iint_A S\, dA=\int_0^{\pi} S\, 2\pi\, r^2 \sin\vartheta\, d\vartheta=\frac{30\pi^2 I_o^2 dz^2}{\lambda^2}\int_0^{\pi}\sin^3\vartheta\, d\vartheta \qquad (3.60)$$

Az integrál értéke

$$\int_0^{\pi}\sin^3\vartheta\, d\vartheta=4/3 \qquad (3.61)$$

Az (3.61) eredményt felhasználva az (3.60) értéke

$$P_S=40\pi^2 I_o^2\left(\frac{dz}{\lambda}\right)^2 \qquad (3.62)$$

Vagyis az áramelem által kisugárzott teljesítmény azonos gerjesztő áram esetén a hullámhosszban mért hosszuság négyzetével arányos.

Huzalantennák esetén a kisugárzott teljesítmény és a gerjesztő áram közötti összefüggés leírására bevezették a sugárzási ellenállást az alábbi definícióval

$$R_S = \frac{2\,P_S}{I_o^2} \tag{3.63}$$

Ezzel az áramelem sugárzási ellenállása

$$R_S = 80\pi^2 \left(\frac{dz}{\lambda}\right)^2 \tag{3.64}$$

Egyszerű fizikai megfontolás után belátható, hogy ha az (3.63) képletben I_o a bemeneti áram, és az antenna ohmos veszteségei elhanyagolhatóak, akkor R_S a bemeneti impedancia valós része.

3.3.2. A Hertz féle dipólus irányhatása

A teljesítménysűrűség a főirányban az (3.59) képlet felhasználásával

$$S_{max} = \frac{15\pi I_o^2\, dz^2}{\lambda^2\, r^2} \tag{3.65}$$

Az egyenlő teljesítményt kisugárzó izotróp antenna által létrehozott teljesítménysűrűség

$$S_o = \frac{P_S}{4\pi r^2} \tag{3.66}$$

Az irányhatást az (3.65), (3.66) és (3.62) képletek felhasználásával kapjuk

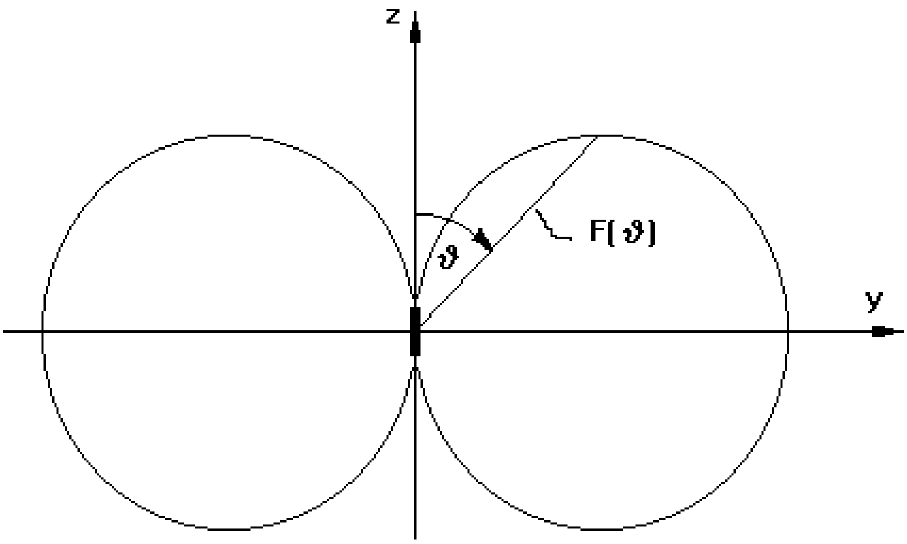
$$D = \frac{S_{max}}{S_o} = 1.5 \tag{3.67}$$

3.3.3. A Hertz féle dipólus iránykarakterisztikája

Az iránykarakterisztikát a távoltéri térerősségből kapjuk

$$F(\vartheta,\varphi) = \frac{E(\vartheta,\varphi)}{E(\vartheta,\varphi)\big|_{max}} = \sin\vartheta \tag{3.68}$$

A z tengelyben elhelyezett Hertz féle dipólus iránykarakterisztikája



3.11. ábra A Hertz féle dipólus iránykarakterisztikájának y-z síkú metszete