

Szimmetrikus táplálású sík archimedesi spirálantenna

KAPOR JÓZSEF
ML

Az 1950-es évek közepén E. M. Turner [1] által bevezetett archimedesi spirálantenna alkalmazása az 500–1200 MHz-es frekvenciatartományban terjedt el (a repülőgépiparban, űrtávközlésben, űrhírközlésben, sugármérőkben stb.). Széles körben való felhasználása ellenére az antenna működésére nem ismeretes analitikusan kidolgozott szigorú elmélet. Fejlesztése empirikus úton történt és az antenna elméletével, működési mechanizmusával foglalkozó irodalom nagy része is kvalitatív megfontolásokra épül [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8].

Az antenna működését spekulatív úton elemzők közül a gyakorlatban B. H. Burdine áramsávmélete bizonyult leginkább helytállóknak.

B. H. Burdine [9] spirálalakban feltekert egyszerű szalagvonalaként fogta fel az antennát és a sugárzás mechanizmusát a spirálgeometriának megfelelően kialakuló sajátos árameloszlásból magyarázta. A kvalitatív alapokon nyugvó áramsávmélet hiányossága, hogy nem vezet egzakt tervezési egyenletekhez és a sugárzáskarakterisztikát sem adja meg matematikailag egzakt formában, csak jellegét tekintve. W. L. Curtis ugyan megmutatta, hogy a spirálantenna sugárzási tulajdonságai a spirálkarokon haladó áramhullám ismeretében a vektorpotenciál-függvény felírásával analitikus úton is kiszámíthatók [10], de a sugárzáskarakterisztika meghatározásának ez a módja nehézkes, bonyolult integrálegyenletek megoldásán keresztül vezet eredményre.

Ebben a munkában az áramsávméletet továbbfejlesztve, a spirálantenna pontsugárzó rendszerrel való helyettesítésével a sugárzáskarakterisztika meghatározásának egy másik, szemléletesebb alternatíváját mutatjuk be. Az antenna aktív tartományának geometriai analízise során a gyakorlatban jól használható általános érvényűnek tekinthető tervezési alapegyenletet is megadunk.

Az antenna működése, az aktív tartomány geometriai analízise

Működés

Az áramsávméletből ismert, hogy valamely „f” frekvencián történő gerjesztés hatására az antenna „apertúrájából” csak egy bizonyos szélességű kör-

gyűrűfelület, pontosabban a felület belsejébe eső menetek sugároznak intenzíven. A frekvencia váltásával az aktuális hullámhosszal arányosan keskenyedő, ill. szélesedő aktív körgyűrűtartomány a belső és külső menetek között vándorol úgy, hogy a legmagasabb működési frekvencián a belső, a legalacsonyabban pedig a külső menetek sugároznak. Az aktív tartomány közepes átmérője (D_k) és a sugárzás iránya a bemeneti kapcsok táplálásától függ. Ellenfázisban való tápláláskor az antenna két oldalán, a tengely mentén jön létre maximális intenzitású sugárzás (axiális mód, $D_k = (2k-1)\lambda/\pi$). Azonos fázisban táplálva a bemeneti kapcsokat a sugárzási diagram az antenna síkjától kb. 40° -ra maximumot, az antenna tengelye mentén pedig abszolút sugárzásmínimumot mutat (normális mód, $D_k = 2k\lambda/\pi$). A felharmonikus modulusok ($k=2, 3, 4, \dots$) kialakulásával nem foglalkozunk, alapmodus esetén $k=1$.

Analízis

Az aktív tartomány geometriai analízisét az általánosság megsértése nélkül a legkedvezőbb széles sávú tulajdonságokat mutató önkomplementer struktúrájú [11] antennán végezzük (1. ábra). Az önkomplementer antenna esetében a vezetőszalag (W_c) és a vezetőkarok közötti szigetelő térköz (W_i) szélessége megegyezik ($W_c = W_i = W$). Az analízis során felírt, ill. levezetett összefüggések a

$$W = \frac{W_c + W_i}{2}$$

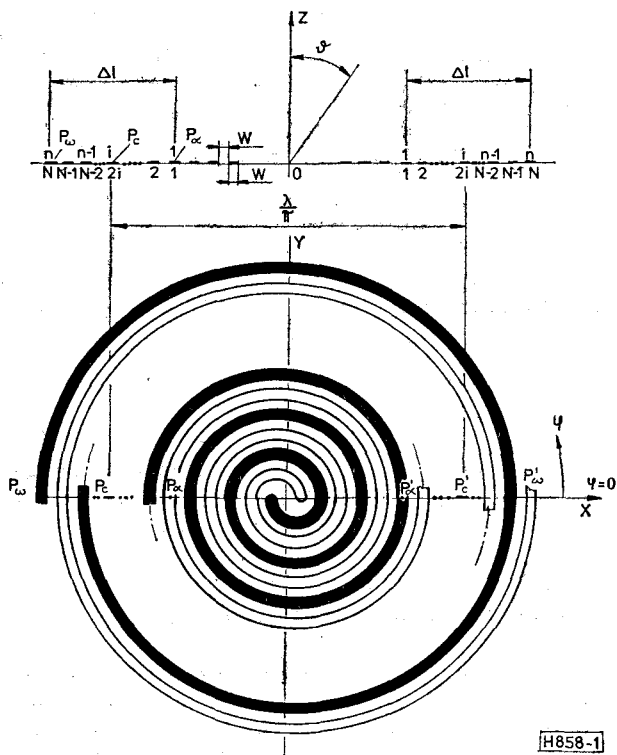
szélességátlag felhasználásával bármely komplementer struktúrájú kétkarú spirálantennára érvényesek maradnak. A nem komplementer felépítésű antennákkal nem foglalkozunk. A spirálkarokon haladó áramhullámokat tételezünk fel, a végeken reflektálódó hullámot elhanyagoljuk. A haladó áramhullám terjedési állandóját a szabad térben terjedő sikhullám terjedési állandójával közelítjük [10].

Az 1. ábrán látható szimmetrikus táplálású kétkarú archimedesi spirálantenna vezetőkarjainak középvonalait megadó síkvektorok egyenlete:

$$\begin{aligned} r_1 &= a\varphi + r_0, \\ r_2 &= a(\varphi - 2\pi) + r_0, \quad \varphi \geq 2\pi, \end{aligned} \quad (1)$$

ahol:

$$a = \text{a spirálállandó,}$$



1. ábra

φ = a futó pont helyzete radiánban,
 r_0 = a kezdő rádiusz.

Az (1) alapján a menetemelkedés:

$$m = r[(n+1)2\pi] - r[2n\pi] = 2a\pi. \quad (2)$$

Az 1. ábra és (2) felhasználásával a W karszélesség:

$$W = \frac{a\pi}{2}. \quad (3)$$

Az áramsávmélethez kiindulva, annak bővítése-képpen a sugárzó meneteket tartalmazó aktív aper-túra felületet azzal a tartománnyal definiáljuk, melyet azok a menetek határolnak, amelyeken a tet-szöleges irányban meghúzott sugárral kimetszett pillanatnyi áramelemek (P_α és P_ω pontok) fázisai az előbbi sugárral az aktív tartomány közepét meg-adó, λ kerületű meneten kimetszett áramelem (P_c pont) fázisától $\pm \frac{\pi}{2}$ radiánnal térnek el (1. ábra).

Az 1. ábra jelölései alapján az aktív tartomány szé-
 lessége:

$$\Delta l = (n-1)4W \approx 2NW, \quad (4)$$

ahol:

n = az aktív tartományba eső egyik spirálkart,
 N = a mindkét spirálgörcsre vonatkozó menet-
 számot jelöli.

Ha az aktív tartomány λ kerületű meneten felvett P_c pontot abban az időpillanatban vizsgáljuk, amikor ott a pillanatnyi áram fázisa zérus, akkor a P_α és P_ω pontokkal határolt tartományon belül az 1. áb-rán megrajzolt átmérő mentén a szomszédos menet-

elemek áramai azonos irányúak. A P_α és P_ω pon-tokban pedig az áramok éppen irányt váltanak. Definícióink alapján az 1. ábrán feltüntetett P_c pon-tban az áram időfüggvénye:

$$I_{P_c}(t) = I_0 \cos(\omega t - \beta L), \quad (5)$$

ahol L az áramhullámnak a gerjesztési ponttól a P_c pontig megtett útja,

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Ennek megfelelően a P_α és P_ω pontokban az áram:

$$I_{P_{\alpha, \omega}}(t) = I_0 \cos(\omega t - \beta L \pm \delta), \quad (6)$$

$$\delta = \frac{N}{2} \frac{\Delta s}{2} \cdot \beta = \frac{\pi}{2}, \quad (7)$$

ahol a Δs két egymást követő tetszőleges sorszámú spirálmenet hosszának a különbsége. A P_α és P_ω pontokban a pillanatnyi áramok közötti π fáziseltérés a Δs úthosszkülönbségek felhalmozódásának a kö-vetkezménye. A Δs értéke jó közelítéssel:

$$\Delta s = \int_{\varphi_0}^{\varphi_0+2\pi} a\varphi d\varphi - \int_{\varphi_0-2\pi}^{\varphi_0} a\varphi d\varphi = a(2\pi)^2. \quad (8)$$

Az n menetszámot figyelembe véve a P_α és P_ω pon-tokban az áramok fáziskülönbségére felírható összefüggés (7) alapján:

$$2Nn\pi^2\beta = \pi. \quad (9)$$

A (3) felhasználásával a (9)-ből a következő összefüggést kapjuk:

$$4NW\beta = 1. \quad (10)$$

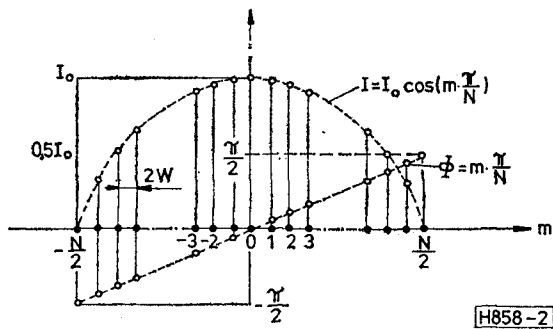
A (4) és (10) összevetéséből az aktív tartomány szé-
 lessége:

$$\Delta l = 2NW = \frac{1}{2\beta} = \frac{\lambda}{4\pi}. \quad (11)$$

Az eredményül kapott (11) kifejezéssel tulajdon-képpen a spirálantenna tervezéséhez szükséges alap-összefüggést állítottuk elő. E szerint nyilvánvaló, hogy az aktív tartomány szélessége csak a hullám-hossz függvénye. Ahhoz, hogy a spirálkarok mentén főként haladó hullámok alakuljanak ki, a gyakorlati tapasztalatok alapján a több menetes hélix antenná-hoz hasonlóan $n \geq 3$ ($N \geq 6$) menetszámfeltételt kell biztosítani. A gyakorlatban n értéke többnyire 3 és 8 közé esik. A (11) alapösszefüggésből és a minimális menetszámmegkötésből meghatározható az antenna megfelelő működéséhez választható W karszélesség maximális értéke. A még alkalmazható maximális karszélesség meghatározásánál természetesen a ter-vezett felső határfrekvenciához tartozó λ_f hullám-hosszt használjuk fel. Ennek megfelelően a tervezési alapegyszerű átalakított formája:

$$W \leq \frac{\lambda_f}{16(n-1)\pi} \approx \frac{\lambda_f}{8N\pi} = \frac{1}{4N\beta}. \quad (12)$$

A menetszámfeltételből adódó $N_{\min} = 6$ behelyettesí-tésével a karszélesség felső értéke:



2. ábra

$$W_{\max} = \frac{\lambda_f}{48\pi} \approx \frac{\lambda_f}{150}. \quad (13)$$

Az antennahordozó alaplemez úthossznövelő hatását figyelembe véve:

$$W_{\max} = \frac{\lambda_f}{150\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}, \quad (14)$$

ahol: ϵ_{reff} az effektív relatív dielektromos állandó, amely a használatos hordozó lemezeknél alig nagyobb az egységnél. Megjegyezzük, hogy a W karszélesség csökkentésével az α csillapítási tényező értéke nő, ami az antenna hatásfokának a romlását idézi elő. Ennek megfelelően a hordozó lemez tulajdonságainak ismeretében, adott nyereségkövetelmény esetén egy minimális W karszélességérték is megadható.

Az analízis eredményei

A geometriai analízis során definiáltuk és konkrétan behatároltuk a sugárzó meneteket tartalmazó aktív tartományt, melyet a vizsgált frekvencián a P_a és P_w pontok választanak el az átviteli vonalként működő többi menettől. (Természetesen a gyakorlatban ez az átmenet elmosódott.) A P_a és P_w pontokban a pillanatnyi áramok a P_c pont áramához képest $\frac{\pi}{2}$ rad-al késnek, ill. $\frac{\pi}{2}$ rad-al sietnek.

A (9) összefüggés alapján a szomszédos menetek áramelemei között a fáziskülönbség azonosan $\frac{\pi}{N}$.

Az 1. ábrán vázolt W szélességű áramelemeket pontszerűnek képzelve, az aktív tartományban a pontforrások pillanatnyi áramainak fázis- és amplitúdóeloszlás-függvényét a 2. ábrán ábrázoltuk. Az egyszerűség kedvéért azt az időpillanatot rögzítettük, amikor az aktív tartomány közepén (P_c pont) az áram nagysága I_0 , a fázisa pedig zérus. Az aktív tartományban az általunk rögzített időpillanatban a fázismenetet megadó függvény:

$$\Phi = m \frac{\pi}{N}, \quad m = -\frac{N}{2} \dots 0 \dots +\frac{N}{2}, \quad (15)$$

ahol: N bizonyosan páros, mivel az antenna kétkarú.

Ugyanakkor meg kell említenünk, hogy mivel a spirálgörbe természetéből adódóan az aktív tarto-

mányba eső menetek nem koncentrikus körök, tehát nem záródnak, ezért a vizsgált tartományban $\pm \frac{\pi}{2N}$ fázisbizonytalanság lép fel.

Az amplitúdóeloszlás-függvény:

$$I = I_0 \cos\left(m \frac{\pi}{N}\right), \quad m = -\frac{N}{2} \dots 0 \dots +\frac{N}{2}. \quad (16)$$

Az árameloszlás a vizsgált átmérő mentén ($\varphi = 0$ sík) a gerjesztési frekvenciának megfelelően az időben $\cos \omega t$ függvény szerint változik:

$$I(t) = I_0 \cos\left(m \frac{\pi}{N}\right) \cos \omega t. \quad (17)$$

A 2. ábrán rögzített pillanatnyi árameloszlás pedig a gerjesztő körfrekvenciának megfelelően a spirál tekercselési irányába fordul el, ill. forog.

Az antenna sugárzaskarakterisztikája

Az aktív tartományba eső meneteket a haladó hullámok elvén működő hélix antennával analóg módon sugárzó vezetéknek fogjuk fel, ahol a menetek együttes hatása a táplálástól függően oldal- vagy orrsugárzó sornak felel meg. Az iránykarakteristika meghatározásánál a sugárzó vezetékek W szélességét végtelen vékonyra szűkítjük és a vezetéken haladó áramhullám terjedési állandóját a szabad térben haladó síkhullám terjedési állandójával közelítjük.

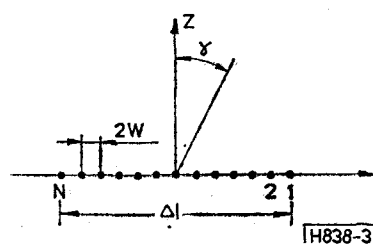
Axiális módban működő antenna iránykarakterisztikája

Az iránykarakteristika meghatározását a 3. ábra alapján végezzük. A számításhoz azt az időpillanatot rögzítettük, amikor a 3. ábrán vázolt pontsugárzó soron, az aktív tartomány közepén éppen árammaximum van. Ekkor a pontforrások áramamplitúdó- és fáziseloszlása a 2. ábrán megadottal azonos. A $\varphi = 0$ síkkal kimetszett pontforrások áramait az áramamplitúdók átlagával közelítjük.

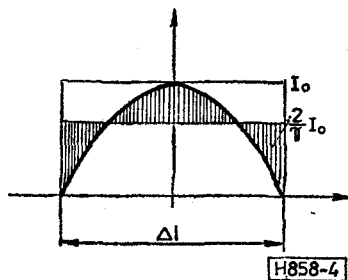
A 4. ábra alapján:

$$I_{\text{átl}} = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha \, d\alpha = \frac{2}{\pi} I_0. \quad (18)$$

A pontforrások áramai között a fáziseltérés azonosan π/N . Az egyenlő távolságú és amplitúdójú izotrop



3. ábra



4. ábra

pontsugárzó sor iránytéyzője [12]:

$$f(\gamma) = \frac{\sin\left(N\frac{\psi}{2}\right)}{\sin\frac{\psi}{2}}, \quad (19)$$

ahol:

$$\psi = 2W\beta \sin \gamma + \frac{\pi}{N} = \frac{1}{2N} \sin \gamma + \frac{\pi}{N}. \quad (20)$$

A (20)-at visszahelyettesítve (19)-be:

$$\begin{aligned} f(\gamma) &= \frac{\sin\left(\frac{1}{4} \sin \gamma + \frac{\pi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{1}{4N} \sin \gamma + \frac{\pi}{2N}\right)} = \\ &= \frac{\cos\left(\frac{1}{4} \sin \gamma\right)}{\sin\left(\frac{1}{4N} \sin \gamma + \frac{\pi}{2N}\right)}. \end{aligned} \quad (21)$$

Az iránytéyző maximumát a $\gamma=0$ és $\gamma=\pi$ irányban veszi fel;

$$f_{\max} = \frac{1}{\sin\frac{\pi}{2N}} \approx \frac{2N}{\pi}.$$

Ennek megfelelően a relatív iránytéyző:

$$f_r(\gamma) = \frac{\cos\left(\frac{1}{4} \sin \gamma\right)}{\frac{2N}{\pi} \sin\left(\frac{1}{4N} \sin \gamma + \frac{\pi}{2N}\right)}. \quad (22)$$

Trigonometrikus függvényátalakítással könnyen belátható, hogy mivel $N \geq 6$

$$\sin\left(\frac{1}{4N} \sin \gamma + \frac{\pi}{2N}\right) \approx \frac{\pi}{2N}.$$

A fenti közelítéssel elkövetett hiba $\gamma=0$ esetén 0%. A hiba a γ növekedésével monoton nő és maximumát $\gamma=\frac{\pi}{2}$ -nél éri el, ahol értéke $N=6$ esetén 14%. Mint később látni fogjuk, ez megengedhető, mivel a maximális hibához tartozó irány éppen a spirálantenna számunkra érdektelenebb minimum sugárzási irányával esik egybe. A fősugárzási szög-tartományon belül a hiba a $0 \leq 12\%$ értékek között

marad, s maximumát a főnyaláb szélein éri el. Ezt a hibát megengedve a $\varphi=0$ síkban az origóra szimmetrikusan elhelyezkedő mindkét pontsugárzó sor egy-egy olyan pontsugárzóval helyettesíthető, melynek relatív iránytéyzője jó közelítéssel:

$$f_r = \cos\left(\frac{1}{4} \sin \gamma\right). \quad (23)$$

Az egymástól λ/π távolságra elhelyezkedő két pontsugárzó eredő relatív iránytéyzője a multiplikáció elvének (13) megfelelően:

$$f_{re} = f_r \cos \frac{\psi}{2}, \quad (24)$$

ahol:

$$\psi = \frac{\lambda}{\pi} \beta \sin \gamma = 2 \sin \gamma. \quad (25)$$

A ψ értékét (24)-be írva:

$$f_{re} = f_r \cos(\sin \gamma). \quad (26)$$

Mivel az f , alig tér el az izotróp sugárzó iránytéyzőjétől, ($f_{r \min} = 0,97$), a $\varphi=0$ síkkal kimetszett áramelemek hatása egy olyan pontforrással ekvivalens, melynek az iránytéyzője jó közelítéssel:

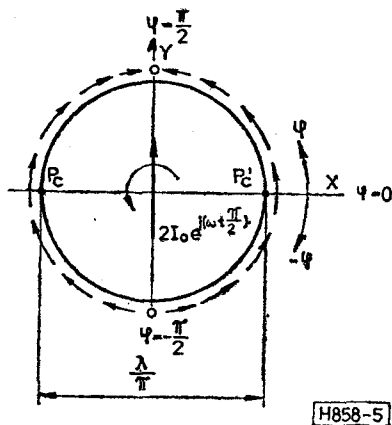
$$f_{re} = \cos(\sin \gamma). \quad (27)$$

A (27) egy olyan izotróp pontsugárzó rendszer relatív iránytéyzője, mely a $\varphi=0$ síkban (az origót tekintve a pontforrások fázisközéppontjának) adja meg a tér-intenzitás irányfüggését. Természetesen az aktív tartományból a $\varphi=0$ síkkal kimetszett áramelemen kívül az antenna sugárzási terének a kialakításában az aktív körgyűrűfelület $\varphi \neq 0$ síkban található áramelei (pontforrásai) is részt vesznek. Az aktív tartományra megadott definíciók szerint bármely $\varphi \neq 0$ irányban meghúzva, az átmérőt az origóra szimmetrikusan a 3. ábrán láthatóval hasonló két pontsugárzó sort kapunk, ahol a szomszédos áramelemek fáziseltérése azonosan $\frac{\pi}{N}$. A különböző irányokban meghúzott sugarak mentén elhelyezkedő pontsugárzó soroknál a (18)-al analóg módon kiszámítható átlag-áramok értékei egymástól eltérőek. A sugárzó vezeték együttes hatása az adott időpillanatban rögzített árameloszlásnak megfelelően a sugárzó vezetékeken (meneteken) folytonosan elképzelt pontsugárzó sorokat helyettesítő egyes pontforrások pillanatnyi áramaival jellemezhető. A pontsugárzó sorok ekvivalens pontforrásai az 5. ábrán látható λ/π átmérőjű körvezetőn helyezkednek el, melyen a pillanatnyi árameloszlás a

$$\frac{2I_0}{\pi} \cos \varphi,$$

függvénnyel adható meg. Az 5. ábrán feltüntetett pillanatnyi árameloszlás alapján a körvezető a $\varphi=0$ síkot tekintve egy olyan dipólantennával helyettesíthető, melynek a hatásos hossza:

$$h = K \frac{\lambda}{\pi} \cos(\sin \gamma).$$



5. ábra

Tetszőleges t' időpillanatot kiragadva, a körvezetőt helyettesítő dipólantennát a spirál tekerceselési irányától függően a $\pm \omega t' = \pm \varphi'$ iránynak megfelelő helyzetben találjuk. Ekkor a képzeletbeli dipólantenna hatásos hossza bal sodrású spirál esetében:

$$h_x = K \frac{\lambda}{\pi} \cos(\sin \vartheta) \cos \varphi', \quad (28)$$

$$h_y = K \frac{\lambda}{\pi} \cos(\sin \vartheta) \sin \varphi'.$$

Ennek megfelelően a spirálantenna valamely működési frekvencián a geometriai középpontjába elképzelt olyan dipólantennával modellezhető, melynek a „pillanatnyi polarizációja” ugyan lineáris, de az idő függvényében a spirál tekerceselési irányának megfelelően a gerjesztési körfrekvenciával forog. Így jobb sodrású spirál esetén jobbra, bal sodrásúnál pedig balra körös polarizációjú lesz az antenna. A forgó dipólmodell alapján a spirálantenna relatív iránytényezője:

$$f = \cos(\sin \vartheta). \quad (29)$$

Az iránytényező tulajdonságai

Az antenna minimum sugárzási iránya a $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ sík. A maximális sugárzás irányai $\vartheta = 0$ és $\vartheta = \pi$ irányok. Nullirány nincs. A $\vartheta < \frac{\pi}{2}$ és $\vartheta > \frac{\pi}{2}$ kúpszög tartományban a polarizáció forgási iránya ellentétes. A $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ síkra szimmetrikus relatív iránytényező értéke a minimum sugárzás irányában:

$$f\left(\vartheta = \frac{\pi}{2}\right) = 0,54.$$

Az $f = 0,707$ összefüggésből a 3 dB-es jelszintcsökkenéshez tartozó kúpnyláásszög fele: $\vartheta = 52,5^\circ$.

Az antenna irányhatása

Az irányhatás meghatározását a spirálantenna komplex hatásos hosszának a segítségével végezzük. A for-

gó dipólmodell alapján a spirálantenna komplex hatásos hosszának az abszolút értéke:

$$|\bar{h}| = K \frac{\lambda}{\pi} \cos(\sin \vartheta), \quad (30)$$

ahol: K az antenna geometriájától és a táplálás kiképzésétől függő tényező. Az irányhatás a (30) felhasználásával [14]:

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{|\bar{h}|^2}{\int_{4\pi} |\bar{h}|^2 d\Omega} = \frac{2 \cos^2(\sin \vartheta)}{\int_{\vartheta=0}^{\pi} \cos^2(\sin \vartheta) \cdot \sin \vartheta d\vartheta}. \quad (31)$$

A nevezőben szereplő függvényt grafikusan integrálva:

$$\int_{\vartheta=0}^{\pi} \cos^2(\sin \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \cong 0,97.$$

Tehát a spirálantenna irányhatásfüggvénye:

$$D(\vartheta, \varphi) = 2,06 \cos^2(\sin \vartheta). \quad (32)$$

A maximális sugárzás irányában:

$$D_{\max} = 2,06 \text{ (3,14 dBi)}.$$

A sugárzási impedancia

Sík struktúrájú antennák sugárzási impedanciájának a számításához a Babinet-elv alkalmazható. A rés-sugárzóknál a bemeneti impedancia meghatározására használatos elv lényege: ha egy vékony fémlemez-ből kivágott antenna sugárzási (ill. bemeneti) impedanciája ismert, akkor az ugyanolyan profilú (komplementer) réssugárzóra az alábbi összefüggés írható fel:

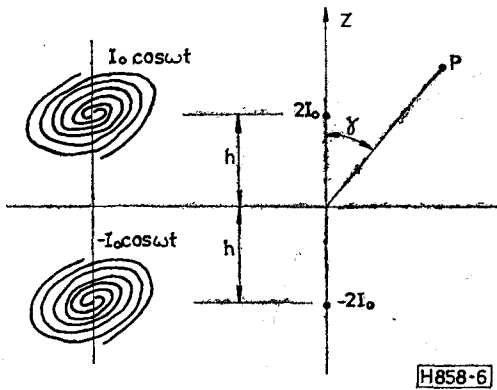
$$Z_1 Z_2 = \frac{Z_0^2}{4}, \quad (33)$$

ahol: Z_1 = a lemezből kivágott antenna, Z_2 = a komplementer réssugárzó sugárzási impedanciája, Z_0 = a szabad tér specifikus impedanciája (120 $\pi\Omega$).

Az optimális széles sávú tulajdonságok biztosítása céljából a spirálantennák általában önkomplementer kivitelben készülnek. Ebben az esetben $Z_1 = Z_2 = Z$, melynek megfelelően a sugárzási impedancia értéke 188,5 Ohm. Ettől az értéktől a gyakorlatban eltérés mutatkozik, ami érthető, hiszen a (33) összefüggés olyan résantennára vonatkozik, melyet a hullámhosszhoz képest nagy kiterjedésű és igen vékony fémfelületbe martak. A valóságban a tényleges bemeneti (ill. sugárzási) impedanciát az antenna sajátos geometriája mellett a hordozóanyag és a táplálási geometria együttesen alakítják ki.

A K állandó és az antenna további jellemzői

A sugárzási impedancia ismeretében a (30)-ban használt K állandó értéke az ideális önkomplementer spirálantennákra egyszerűen meghatározható. Írjuk



6. ábra

fel a R_s sugárzási ellenállást a komplex hatásos hossz segítségével [14]:

$$R_s = \frac{30}{D} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 K^2 \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2.$$

Az R_s helyére a Babinet-elv alapján kapott 188,5 Ohmot helyettesítve, valamint a korábban meghatározott $D=2,06$ irányhatást beírva, a K értékére $\sqrt{\pi}$ -t kapunk. Ezek után az önkomplementer típusú spirálantennák hatásos hosszainak az abszolút értéke:

$$|\bar{h}| = \sqrt{\pi} \frac{\lambda}{\pi} \cos(\sin \vartheta).$$

A $|\bar{h}|$ ismeretében az önkomplementer antenna valamennyi fontosabb jellemzője meghatározható [14].

A sugárzásokarakteristika módosítása reflektorral

A spirálantenna mögé h távolságban reflektáló fémfelületet helyezve, az antenna sugárzása egyirányúvá tehető. Az antenna által gerjesztett hullám E vektora a reflektoron való visszaverődéskor 180° -os fázisugrást szenved, mert a tökéletes vezető síkon a villamos térerősség érintőleges komponense zérus. Ennek megfelelően az iránytényező számításánál egy ellentétes áramirányú tükörkép hatását kell figyelembe venniük (6. ábra). Azt igazoltuk, hogy a spirálantenna sugárzási tere jó közelítéssel egy ω

körfrekvenciával forgó dipól terével egyenértékű, melynek megfelelően a reflektor hatása a földsíki felett elhelyezett vízszintes dipól viselkedésével analóg módon vizsgálható. Ezt a helyettesítő képet használva, a helyettesítő dipólra merőleges síkban a dipólus és tükörképe pontforrásoknak tekinthetők és iránytényezőjük a (27) alapján:

$$f_r = \cos(\sin \gamma).$$

A két pontforrás eredő relatív iránytényezője pedig:

$$f'_r = f_r \cos \frac{\psi}{2}, \quad (34)$$

ahol:

$$\psi = \pi - \beta h \cos \gamma. \quad (35)$$

A (35) felhasználásával a relatív iránytényező a γ és a h reflektortávolság függvényében:

$$f = \cos(\sin \gamma) \cos \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{4h}{\lambda} \cos \gamma \right) \right]. \quad (36)$$

Mivel bármely φ szöggel kijelölt síkban a (36)-tal azonos kifejezést kapunk, a γ helyébe ϑ -t írhatunk:

$$f = \cos(\sin \vartheta) \cos \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{4h}{\lambda} \cos \vartheta \right) \right]. \quad (37)$$

A (37) összefüggés szerint a fősugárzás irányában ($\vartheta=0$), akkor lesz maximális intenzitású a sugárzás, ha $h=\lambda/4$. Ebben az esetben az axiális módban működő reflektorral ellátott spirálantenna relatív iránytényezője:

$$f = \frac{|\bar{h}|}{|\bar{h}_{\max}|} = \cos(\sin \vartheta) \cos \left[\frac{\pi}{2} (1 - \cos \vartheta) \right], \quad (38)$$

mely szerint a 3 dB-es jelszintcsökkenéshez tartozó kúpnyílásszög fele: $\vartheta=43_0$.

Az elméletileg elérhető nyereség

A (38) alapján a (31)-gyel analóg módon az axiális módban működtetett reflektorral ellátott spirálantenna elméletileg elérhető nyeresége a lineáris polarizációjú izotróp antennához viszonyítva az alábbi összefüggés alapján határozható meg:

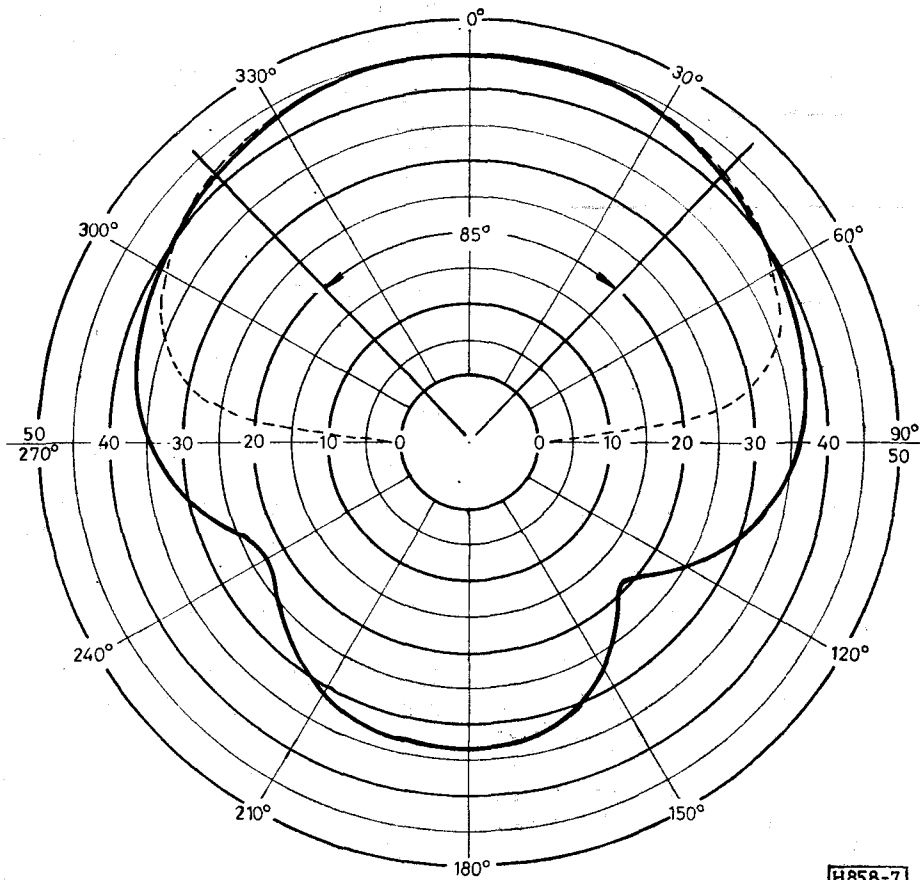
$$D = \frac{\cos^2(\sin \vartheta) \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} (1 - \cos \vartheta) \right]}{\frac{1}{4\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos^2(\sin \vartheta) \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} (1 - \cos \vartheta) \right] \sin \vartheta \, d\varphi \, d\vartheta}, \quad (39)$$

ahol: a nevezőben szereplő kettős integrál értéke grafikus integrálási módszert alkalmazva:

$$2\pi \int_0^{\pi/2} \cos^2(\sin \vartheta) \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} (1 - \cos \vartheta) \right] \sin \vartheta \, d\vartheta \cong \frac{\pi^2}{5}.$$

A kapott értéket a (39)-be beírva, az irányhatás függvénye:

$$D = \frac{20}{\pi} \cos^2(\sin \vartheta) \cos^2 \left[\frac{\pi}{2} (1 - \cos \vartheta) \right]. \quad (40)$$



7. ábra

A főirányban elméletileg elérhető nyereség veszteségmentes antennát és végtelen kiterjedésű földsíkot feltételezve:

$$G_{\max} \cong 6,37 \text{ (8 dB i).}$$

A gyakorlatban egy közepes minőségű (FR4, G10) hordozóra nyomtatott spirálantenna izotróp anten-nára vonatkoztatott nyeresége (kb. $\frac{2}{5} \lambda_z$ átmérőjű hengeres reflektorüveget alkalmazva) a sávközépi frekvencián 5 dBi nagyságú. A [15]-ben publikált mérési adatok szerint, kis veszteségű hordozólemezt használva, a spirálantenna működési sávjában 5,6 – 6,9 dBi értéket mértek.

Összefoglalás

B. H. Burdine kvalitatív alapokon nyugvó áram-sáveltémet a sugárzási mechanizmus kvantitatív analízisével is megerősítettük. Az áramsáveltémet továbbfejlesztésével pontosan behatároltuk a sugárzó áramsávok tartományát, továbbá az antennát elemi sugárzókból álló oldalsugárzó rendszernek felfogva, a gyakorlati tervezés számára elegendő pontossággal meghatároztuk az iránytényezőt és az elméletileg elérhető nyereséget. A sugárzáskarakterisztika meghatározásához használt pontforrásmodell alapján igazoltuk, hogy az ellenfázisban táplált szimmetrikus (kétkarú) spirálantenna egy olyan dipólantennával

ekvivalens, amely a spirál bemenetére kapcsolt $I_0 \cos \omega t$ gerjesztésnek megfelelően, a körfrekvenciával forog az antenna tengelye körül. A képzeletbeli dipól forgásirányának (azaz a spirál tekerцselési irányának) megfelelően az antenna jobbra, ill. balra körös polarizációjú teret hoz létre. Az ekvivalens forgó dipóllal arra a gyakorlatban tapasztalt tényre is szemléletes magyarázatot adhatunk, mely szerint a spirálantenna aránylag széles kúpszög tartományban jól megtartja a körös polarizációs tulajdonságát.

Az antennán végzett geometriai analízis során a kétkarú komplementer típusú antennákra a gyakorlatban jól használható általános érvényű tervezési alapegyszerletet vezetünk le. Megállapítottuk, hogy az antennatervezés (adott hordozó lemez esetén), csak egyetlen paraméter, a W karszélesség helyes megválasztásán alapszik.

Az analízis eredményeit különböző W vezetősélességgel készített antennákon ellenőriztük. Az antenna irányélességi szöge a végzett analízissel összhangban a karszélességre megadható korláton belül választott W értéktől gyakorlatilag függetlennek tekinthető. A megadott irányélességi szögtől nagyobb eltérést csak a sáv alsó szélén tapasztaltunk, amelyet a reflektorfal közelségének és a vég hatásnak tulajdoníthatunk. Az antenna nyeresége a hordozó anyag minősége mellett a W karszélesség helyes megválasztásától is függ. A karszélesség túl vékonyra választása esetén a csillapítási tényező jelentős megnövekedése miatt a nyereség csökkenését tapasztaltuk. Egy jellegzetes

iránykarakterisztika a 7. ábrán látható. Az ábrán a mért görbe mellett szaggatott vonallal a (38) alapján számított relatív iránytényezőt is berajzoltuk. A két görbe eltérését a θ növekedésének irányában az okozza, hogy a számított görbe esetében végtelen kiterjedésű földsíkot feltételeztünk az antenna síkjától $\lambda_c/4$ távolságra, ugyanakkor a valóságban az antennát egy kb. $\frac{2}{5} \lambda_{\text{alsó}}$ átmérőjű, $\frac{\lambda_c}{4}$ mélységű fémüreg szájára szereltük. (A λ_c a sávközépi frekvenciához tartozó hullámhosszt jelöli).

Végezetül megjegyezzük, hogy a kétkarú archimedesi spirálantennára levezetett, íjl. megadott összefüggések a kétkarú szorosan tekercselt ($a \ll 1$) logspirálantennákra is érvényesek. Ez a logspirálgörbét megadó összefüggés sorbafejtésével matematikailag egyszerűen igazolható:

$$e^{a\varphi} = 1 + a\varphi + \frac{a^2\varphi^2}{2} + \frac{a^3\varphi^3}{3!} + \dots + \frac{a^n\varphi^n}{n!} + \dots$$

Megfelelően kis „a” választása esetén írható, hogy

$$e^{a\varphi} \approx 1 + a\varphi.$$

Ezzel igazoltuk, hogy az archimedesi spirálantenna a szorosan tekercselt logspirálantenna közelítésének is felfogható. Tehát jó közelítéssel rájuk is érvényesek összefüggéseink.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton fejezem ki köszönetem Ferencz Csabának, a műszaki tudományok doktorának, akivel folytatott szakmai beszélgetések és konzultációk a cikk megírásában segítettek.

- [1] E. M. Turner: Spiral Slot Antenna, Wright-Patterson AFB, Ohio, Tech. Note WCLR-55-8. WADC, June 1955.
- [2] R. Bawer, J. J. Wolfe: The Spiral Antenna, IRE. National Convention Record p. 84, 1960.
- [3] J. P. Jones, D. E. Taylor-C. W. Morrow: Design Techniques for a Light Weight High Power Spiral Antenna, IRE Wescon Convention Record, 4 Part 1, p. 107, 1960.
- [4] J. A. Kaiser: The Archimedean Two-Wire Spiral Antennas, IRE Trans. on Antennas and Propagation p. 312, May 1960.
- [5] J. R. Donellan: Second-Mode Operation of the Spiral Antenna, IRE Trans. on Ant. and Propagation, p. 637, 1960.
- [6] Kapor József: A spirálantenna, Rádiótechnika, 1982. (7., 8., 9., 10.)
- [7] Kapor József: Diplomamunka 1975. BME.
- [8] Surman István: Nyomatott áramköri technológiával készülő antennák. Mech. Lab. Műszaki tájékoztató, megjelenés alatt.
- [9] B. H. Burdine and R. M. Mc Elvery: The Spiral Antenna, Massachusetts Inst. of Techn. Cambridge Res. Lab. of Electronics, Rept. Nos. 1 and 2.
- [10] W. L. Curtis: Spiral Antennas, IRE Trans. on Ant. and Propagation, p. 298. May 1960.
- [11] V. H. Rumsey: Frequency Independent Antennas, Academic Press 1966.
- [12] Istvánffy Edvin: Tápvonalak, antennák és hullámterjedés, Tankönyvkiadó, Bp., 1979.
- [13] Szekeres Béla: Antennák. Tankönyvkiadó, Bp., 1969.
- [14] Kapor József: Elliptikusan polarizált antenna jellemzése a komplex hatásos hosszal, Híradástechnika, 1983.
- [15] E. Hörmann-R. Reitzig: Experimental Analysis and Selection of Airborne Antennas for Aircraft-to-Satellite Communication Systems Frequenz 31 (1977) 11.