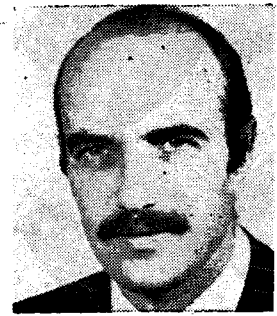


# Távoltér-módszer üvegszálak sugárzási veszteségének meghatározására

DR. VESZELY GYULA  
BME Elméleti Villamosságtan Tanszék



## ÖSSZEFOGLALÁS

Hírközlési üvegszálak sugárzási veszteségének egzakt számítása igen bonyolult formulákhoz vezet. Kis indexkülönbség esetére Snyder javasolt közelítő módszert. Ezt a módszert használjuk fel felületi egyenlőtlenségek és mikrogörbületek által okozott sugárzási veszteség számítására.

## Bevezetés

Körkeresztmetszetű üvegszálak folytonos (sugárzó) módusai csak rendkívül bonyolult formulákkal írhatók le [1]. A gyakorlatban használatos kis indexkülönbségű szálak sugárzási veszteségének számítására Snyder javasolt közelítő módszert [2]. Ennek nagy előnye, hogy nem igényel mélyebb előismereteket és szemléletes.

A módszerrel meghatározzuk a felületi egyenlőtlenségek és mikrogörbületek által okozott sugárzási veszteségeket és az eredményeket összevetjük más úton számítottakkal.

## Analízis

Tekintsünk egy  $r_0$  sugarú,  $\epsilon$  permittivitású üvegszálát, amelyet  $\epsilon_b$  permittivitású közeg vesz körül. A gyakorlatnak megfelelően legyen  $\delta = 1 - \epsilon_b/\epsilon \ll 1$ . A szálban csak az alapmodus terjed.

A mag permittivitása korrelált módon fluktuál

$$\epsilon(r_1) = \epsilon^0(r_1) + \Delta\epsilon(r_1; r_2) \quad |\Delta\epsilon| \ll \epsilon^0 \quad (1)$$

A fluktuáció következtében a  $HE_{11}$  alapmodus („beeső tér”) szórást szenved és teljesítményvesztés lép fel. Az elsugárzott teljesítmény nagyon egyszerűen kiszámítható felhasználva a dipól sugárzás elemi elméletét. A térerősségek (1. ábra)

$$dE_\varphi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{R} \frac{1}{\lambda} \sin\vartheta J_1 e^{-jkR_1} dV_1 \quad (2)$$

$$dH_\varphi = \frac{1}{2} \frac{V}{R} \frac{\epsilon_b}{\lambda} \sin\vartheta J_2 e^{-jkR_2} dV_2 \quad (3)$$

Beérkezett: 1986. VI. 2. (H)

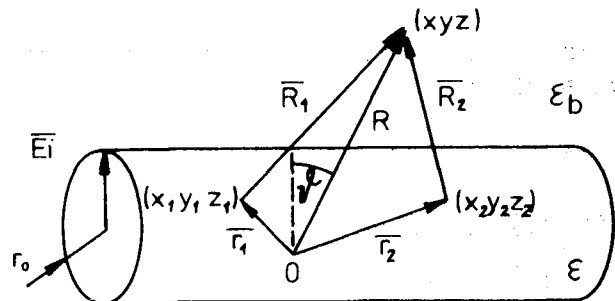
Híradástechnika XXXVIII. évfolyam, 1987. 8. szám

DR. VESZELY GYULA  
A BME Elméleti Villamosságtan Tanszékének docense. 1962-ben a BME híradástechnikai szakán villamosmérnöki, 1967-ben mikrohullámú szakmérnöki oklevelet szerzett. 1977-ben elnyerte a műszaki tudományok kandidátusa címet. Az

UBSI Magyar Nemzeti Bizottságának tagja. Számos közlemény és konferenciaelőadás szerzője. Fő kutatási területei: félvezető technológiák és eszközök számítógépes modellezése, üvegszálak elektromágneses elmélete.

A komplex Poynting-vektor

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{V}{4} \frac{1}{R^2} \frac{1}{\lambda^2} \sin^2\vartheta \int dV_1 \times \int dV_2 J_1(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2) J_2^*(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2) e^{-jk(R_1 - R_2)} \quad (4)$$



H 241-1

1. ábra. A szál és a koordináták

ahol az áramok a permittivitás perturbáción gerjedő eltolási áramok,  $\lambda$  a szabadtéri hullámhossz és  $k$  a hullámszám a burkolatban.

Az áramsűrűségek

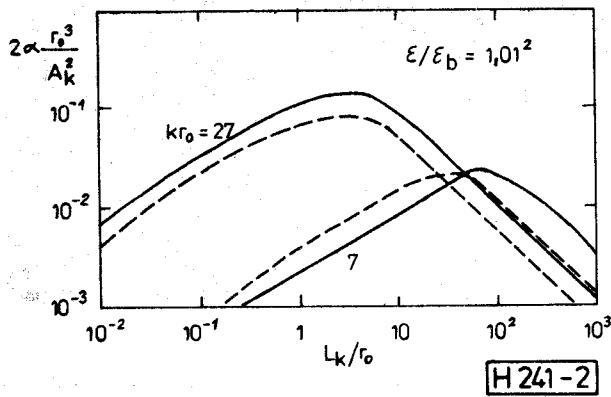
$$J_k(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2) = j\omega\epsilon_0 \Delta\epsilon_k(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_2) \mathbf{E}_i(x_k; y_k) e^{-j\beta z_k}, \quad k=1, 2 \quad (5)$$

ahol  $\beta$  az alapmodus fázistényezője,  $\mathbf{E}_i$  az alapmodus tere.

Feltesszük, hogy a fluktuációk szorzat alakban írhatók

$$\Delta\epsilon_k = \Delta\epsilon_T(x_k; y_k) \Delta\epsilon_z(z_1; z_2) \quad k=1, 2 \quad (6)$$

A  $\Delta\epsilon_T$  transzverzális rész determinisztikus, míg a  $\Delta\epsilon_z$  longitudinális rész stacionáriusan sztohasztikus.



2. ábra. Veszteségek a felületi egyenlőtlenségek következtében  
 — Marouse [4]  
 - - - távoltér módszer

A Poynting-vektor sokaságon vett átlagát képezve az alábbi eredmény vezethető e

$$\langle S \rangle = \frac{\pi^2}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{V e_b}{\lambda^4} \frac{1}{R^2} \sin^2 \theta \times$$

$$\times \left[ \int_A \Delta \epsilon_T E_{ie} \frac{j^k}{R} (xx_1 + yy_1) dx_1 dy_1 \right]^2 \times$$

$$\times L \int_0^L R(z') e^{-j \left( k \frac{z}{R} - \beta \right)} dz' \quad (7)$$

Itt  $L$  az üvegszál hossza,  $A$  a keresztmetszete és bevezettük az

$$R(z_1 - z_2) = \langle \Delta \epsilon_z(z_1) \Delta \epsilon_z^*(z_2) \rangle \quad (8)$$

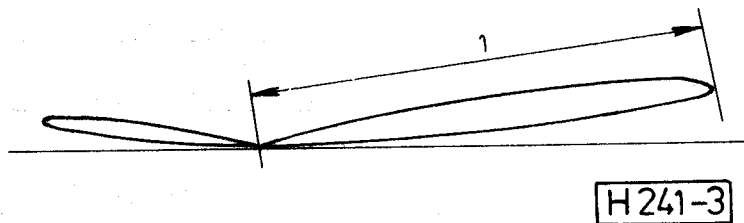
kovariancia függvényét.

(7)-ben  $\beta_{sz} = k \cdot z/R$  a szórt tér  $z$  irányú fázis tényezője,  $\beta_b = \beta$  a beeső tér ( $z$  irányú) fázis-tényezője.

(7) speciális esete Marcuse általános eredményének [3]: a fluktuáció következtében fellépő veszteség arányos a kovariancia függvény Fourier-transzformáltjának vagyis a spektrális sűrűség-függvénynek a  $\beta_b - \beta_{sz}$  fázistényezőn felvett értékével.

(7) szögletes zárójelben álló tényezőjének kiértékeléséhez  $x_1 y_1$ -et hengerkoordinátákban, míg  $xy$ -t gömbkoordinátákban célszerű kifejezni. A korrelációs függvényt exponenciálisnak tételezzük fel

$$R(z) = A_k^2 e^{-|z|/L_k} \quad (9)$$



3. ábra. Teljesítmény iránykarakterisztika.  
 $L_k/r_0 = 3 \cdot 10^{-2}$

## Eredmények

### Felületi egyenlőtlenségek

A fluktuáció az alábbi alakú

$$\Delta \epsilon_T = \delta(r - r_0)$$

$$\Delta \epsilon_z = (e - e_b) [f(z_1; z_2) - r_0]$$

(7) könnyen kiértékelhető. A számítás szerint csak  $\varphi$ -tól független sugárzó tér gerjed. Az elszórt teljesítményt az iránykarakterisztikából numerikus integrálással nyerjük.

A 2. ábrán összehasonlítottuk az eredményeket Marcuse eredményeivel. A különbség mindenütt egy nagyságrenden belül van.

### Mikrogörbűletek

Amint Petermann [5] kimutatta a  $\rho(z)$  görbületi sugarú görbe üvegszál úgy tekinthető, mint egy egyenes szál, amelynek perturbált permittivitása:

$$\Delta \epsilon_T = \alpha$$

$$\Delta \epsilon_z = 2e/\rho(z_1; z_2)$$

A (7)-ben szereplő első integrál analitikusan kiértékelhető és az adódik, hogy az alapmodus csak  $\nu = 1$  kerületi rendű sugárzó teret gerjeszt.

Az összehasonlító számításokhoz az alábbi adatokat használtuk:

$\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $r_0/\lambda = 2$ , a görbület négyzetátlagos  $A_k = 1 \text{ m}$ ,  $e = 1,51^2$ ,  $e_b = 1,50^2$ .

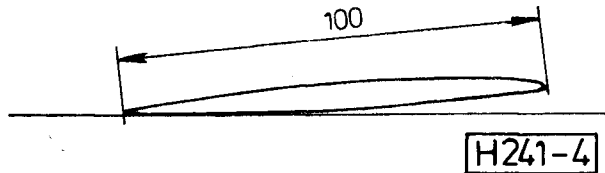
A 3. és 4. ábra két tipikus sugárzási karakterisztikát mutat. A 3. ábrán  $L_h \ll r_0$ , míg a 4. ábrán  $L_k \ll r_0$ .

Az 1. táblázatban összehasonlítást tettünk [6] eredményeivel.

$L_k$	$10^{-7}$	$10^{-5}$	1
$\alpha$ [6]	$5 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-9}$
$\alpha$ távol tér	$6 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-9}$

### Következtetések

A körkeresztmetszetű üvegszálak egzakt sugárzási módusai rendkívül komplikáltak. Ezért nagy jelentőségű, hogy gyengén vezető szálak a sokkal egyszerűbb aszimptotikus módusokkal írhatók le. Ezek közül a legegyszerűbb a gömbi szabadtéri módus távoltéri alakja. Ennek fő előnyei: 1. egyszerű matematika, 2. világos fizikai kép. A két bemutatott példa mutatja, hogy az eredmények jó egyezésben vannak a más úton nyertekkel.



4. ábra. Teljesítmény iránykarakterisztika.  
 $L_k/r_0 = 1$

Úgy véljük, hogy bonyolultabb perturbációjú szálak is kezelhetők ezzel a módszerrel.

#### I R O D A L O M

- [1] *D. Marcuse*: „Radiation losses of the dominant mode in round dielectric waveguides”, *BSTJ*, 49, pp. 1665—1693 (1970).
- [2] *A. W. Snyder*: „Radiation losses due to variations of radius on dielectric or optical fibers”, *IEEE. Trans on MTT*, 18, pp. 608—615 (1970).
- [3] *D. Marcuse*: „Radiation losses of dielectric waveguides in terms of the power spectrum of the wall distortion function”, *BSTJ*, 48, pp. 3233—3242 (1969).
- [4] *D. Marcuse*: „Theory of dielectric optical waveguides”, Academic Press New York, 1974, Fig. 4.6.1.
- [5] *K. Petermann*: „Theory of microbending loss in monomode fibres with arbitrary refractive index profile”, *AEÜ*, 30, pp. 337—342.
- [6] *H.-G. Unger*: „Planar optical waveguides and fibres”, Clarendon Press, Oxford, 1977, p. 586.