

MAGNETSKO POLJE U BLIZINI TAČKE UDARA ATMOSFERSKOG PRAŽNJENJA

J. Cvetić¹, Elektrotehnički fakultet u Beogradu, Srbija
M. Taušanović, PD Elektrodistribucija d.o.o. Beograd, Srbija

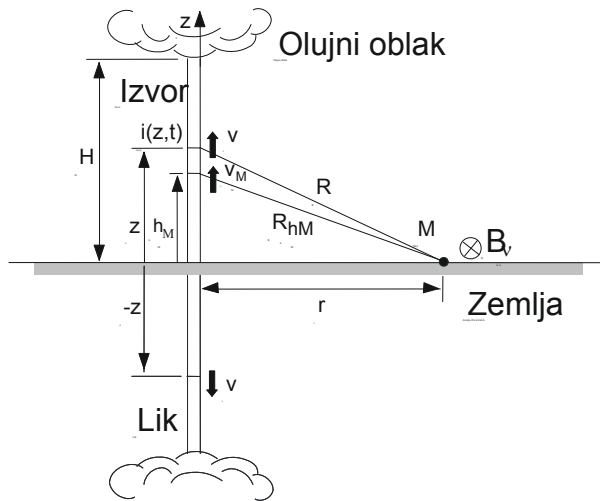
UVOD

Razvijeni su brojni modeli povratnog udara atmosferskog pražnjenja (AP) pomoću kojih se manje ili više uspešno mogu izračunati izračeni elektromagnetski impuls AP (lightning electromagnetic pulse, LEMP) kao i objasniti dinamika pražnjenja kanala AP. Uopšte uzevši, modeli se mogu podeliti u četiri grupe Rakov i Uman (1). Prvu grupu čine modeli koji se baziraju na rešenjima plazmenih jednačina u gasu za vreme povratnog udara. Oni podrazumevaju primenu magneto-hidrodinamičkog modela plazme odnosno simultano rešavanje jednačine kretanja, jednačina stanja gasa kao i jednačina održanja mase i energije. Struja u tački udara se usvaja kao ulazni parametar. Drugu grupu čine modeli koji su bazirani na pretpostavci da se kanal AP može aproksimirati tankom žičanom antenom sa gubicima. Treća grupa modela pretpostavlja da je kanal AP vertikalni prenosni vod sa raspodeljenim podužnim parametrima (otpornosti, induktivnosti i kapacitivnosti), a povratni udar prelazni proces pražnjenja podužnih kapacitivnosti. Inženjerski modeli pripadaju četvrtoj grupi. Ovi modeli imaju mali broj ulaznih parametara, a daju manje više jednostavne izraze za struju duž kanala AP. Obično se struja na nekoj visini u kanalu izražava u funkciji struje u tački udara koja se inače smatra poznatom. Među raznim modelima ove grupe posebno treba istaći model prenosnog voda (transmission line model) (TL) Uman i McLain (2), model Lin *et al.* (1980) (3), i modifikovani model prenosnog voda Rakov i Dulzon (4), Nucci *et al.* (5). Neki od inženjerskih modela su bazirani na tzv. modelu pokretnog strujnog izvora (traveling current source model). Ovi modeli opisuju povratni udar AP kao kretanje strujnog izvora naviše koji generiše struju iz naelektrisanja u kanalu. Naelektrisanje je deponovano oko tankog provodnog jezgra kanala u obliku korona omotača debljine nekoliko metara. Brzina kretanja strujnog izvora je oko trećine brzine svetlosti. Izvor aktivira naelektrisanje na koje nailazi generišući strujni impuls koji se kreće ka površi zemlje brzinom svetlosti po jezgru kanala visoke provodnosti. Na ovaj način su objašnjeni elementarni fizički procesi tokom povratnog udara. Tipični modeli iz ove podgrupe su Bruce-Golde model (BG), Bruce i Golde (6), Traveling Current Source model (TCS), Heidler (7), Diendorfer-Uman model (DU), Diendorfer i Uman (8). Indukovani prenaponi u elektrodistributivnim mrežama pri indirektnom udaru atmosferskog pražnjenja (AP) nastaju kao posledica sprezanja izračenog LEMP sa provodnim petljama u sistemu. Izračeno magnetsko polje je glavni uzrok nastanka smetnji koje mogu da dovedu do otkaza rada dela elektrodistributivnog sistema. U radu su izvedeni i analizirani aproksimativni izrazi za magnetsko polje izračenog LEMP iz kanala AP pri povratnom udaru za mala rastojanja od tačke udara. Dati su izrazi za indukcione i radijacione komponente magnetskog polja izražene preko jačine struje u tački udara.

¹cvetic_j@etf.bg.ac.yu

Analizirana su tri modela povratnog udara AP koji se najviše koriste u literaturi TL, TCS i DU model.

MODELI POVRATOG UDARA ATMOSFERSKOG PRAŽNENJA



Slika 1 Karakteristične veličine pri povratnom udaru atmosferskog pražnjenja

Prema TL modelu kanal munje može da se zameni idealnim prenosnim vodom po kojemu se strujni impuls povratnog udara kreće bez gubitaka brzinom $v=100\text{m}/\mu\text{s}$. Ova brzina je manje-više konstantna i procenjuje se iz eksperimentalnih podataka, noviji rezultati merenja se mogu naći u radovima Craford *et al.* (9), Miki *et al.* (10). Jačina struje $i(z,t)$ na nekoj visini ima isti oblik kao i struja u tački udara $i(0,t)$, ali je vremenski pomenjena za vrednost vremena kašnjenja impulsa z/v tj.

$$i(z,t) = i(0,t - z/v). \quad (1)$$

Prema TCS modelu mesto na kojemu se nalazi talasni front povratnog udara predstavlja generator struje u kanalu i ono je modelovano strujnim izvorom koji se kreće naviše brzinom $v=100\text{m}/\mu\text{s}$. Struja se generiše tako što strujni izvor aktivira naelektrisanje duž kanala uklanjajući ga trenutno iz obloga. Strujni impuls se od strujnog izvora do tačke udara kreće po idealno provodnom kanalu brzinom svetlosti c . Zbog

toga impuls u tački udara dolazi sa kašnjenjem z/c , odnosno struja na nekoj visini je data sa

$$i(z,t) = i(0,t + z/c). \quad (2)$$

U DU modelu se usvaja da se inicijalna količina elektriciteta u kanalu (nastala deponovanjem naelektrisanja pri kretanju dart lidera) prazni prema eksponencijalnom zakonu, pri čemu se uvodi vremenska konstanta pražnjenja kanala τ_d . Postojanje putujućeg izvora i način generisanja struje je preuzet iz TCS modela. Primenom jednačine kontinuiteta na ovaj model pražnjenja dobija se jačina struje u kanalu u obliku (8)

$$i(z,t) = i(0,t + z/c) - i(0,z/v^*) \exp[-(t - z/v)/\tau_d], \quad (3)$$

gde je $v^* = vc/(v + c)$ redukovana brzina povratnog udara.

IZRAČENO MAGNETSKO POLJE PRI POVRATOM UDARU

Primenom Maxwellovih jednačina, Thottappillil *et al.* (11) za usvojenu geometriju kanala (Slika 1) dobija se jačina magnetskog polja u obliku

$$H_\varphi(r,t) = \frac{r}{2\pi} \left[\int_0^{h_M} \frac{1}{R^3(z)} i(z,t - R(z)/c) dz + \int_0^{h_M} \frac{1}{cR^2(z)} \frac{\partial}{\partial t} i(z,t - R(z)/c) dz + \frac{i(h_M, h_M/v)}{cR^2(h_M)} \frac{dh_M}{dt} \right], \quad (4)$$

gde je $R = (z^2 + r^2)^{1/2}$ a h_M je efektivna „aktivirana“ visina kanala koja zrači (za tačku posmatranja M na površi Zemlje), Slika 1. Ovu visinu je moguće dobiti iz jednačine

$$h_M = v[t - (h_M^2 + r^2)^{1/2}/c]. \quad (5)$$

Prva dva člana u (4) se odnose na indukcioni i radijacionu komponentu magnetskog polja, respektivno. Treći član je član „uključanja“ koji predstavlja dodatnu radijacionu komponentu koju stvara diskontinuitet struje na mestu talasnog fronta povratnog udara (11). Strujni diskontinuitet je „ugrađena“ karakteristika TCS modela, međutim ne postoji kod poboljšanog DU modela. Obično je od interesa izraz za vremenski izvod magnetskog polja jer su indukovani prenaponi u petljama proporcionalni izvodu polja, a ne samom intenzitetu polja. S obzirom da je oblik magnetskog polja dat komplikovanom integralnom formulom (4) koja se teško primenjuje u inženjerskoj praksi izvešćemo približne analitičke izraze za magnetsko polje i njegov izvod za mala rastojanja od tačke udara.

PRIBLIŽNI IZRAZI ZA BLISKO MAGNETSKO POLJE

Na osnovu izraza za struju pojedinih modela (1), (2) i (3) i izraza za jačinu magnetskog polja (4), moguće je izvesti aproksimativne izraze za izračeno magnetsko polje u blizini tačke udara. Na malim rastojanjima od tačke udara dominira indukciona komponenta magnetskog polja.

Ako je efektivna visina kanala h_M mnogo manja od radijalnog udaljenja posmatrane tačke M od tačke udara (ovo je slučaj u prvih nekoliko stotina nanosekundi pražnjenja kanala za visine od nekoliko desetina metara kanala, Slika 1), koristi se tzv. „lučna“ aproksimacija kanala odnosno smatra se da je svaka tačka kanala munje na približno istoj udaljenosti od tačke posmatranja M. Za $h_M \ll r$ (važi takođe i $z \ll r$ za svako $z < h_M$) sledi $R \approx r$ i prema (5) sledi $h_M \approx v(t - r/c)$. Prvi član u izrazu za magnetsko polje (4) odnosno indukciona komponenta polja je mnogo veća od ostalih (zbog člana $r/R^3 \approx 1/r^2$ koji jako uvećava integral polja) pa se dobija

$$H_\varphi(r, t) \approx \frac{1}{2\pi r^2} \int_0^{vt_M} i(z, t_M) dz, \quad t_M = t - r/c, \quad vt_M \ll r, \quad (6)$$

gde je uvedeno vreme kašnjenja t_M tj. vreme koje teče za posmatrača u tački M od trenutka stizanja prvog signala. Diferenciranjem (6) po vremenu t_M , primenom Leibniz-ove formule za izvod integralno zadate funkcije sledi

$$\frac{d}{dt_M} H_\varphi(r, t_M + r/c) \approx \frac{1}{2\pi r^2} \left[\int_0^{vt_M} \frac{\partial}{\partial t_M} i(z, t_M) dz + i(vt_M, t_M) v \right], \quad vt_M \ll r. \quad (7)$$

TL MODEL

Iz izraza za struju TL modela (1) se dobija

$$\frac{\partial}{\partial t_M} i(z, t_M) = -v \frac{\partial}{\partial z} i(0, t_M - z/v). \quad (8)$$

Takođe je

$$i(vt_M, t_M) = i(0, 0) = 0. \quad (9)$$

Zamenom (8) i (9) u (7) sledi izvod za blisko magnetsko polje prema TL modelu

$$\frac{d}{dt_M} H_\varphi(r, t_M + r/c) = -\frac{v}{2\pi r^2} \int_0^{vt_M} di(0, t_M - z/v) = \frac{v}{2\pi r^2} i(0, t_M), \quad vt_M \ll r. \quad (10)$$

Prema (10) promena magnetskog polja na malim rastojanjima je proporcionalna sa strujom u tački udara i brzinom povratnog udara.

TCS MODEL

Prema TCS modelu za struju duž kanala (2) se može napisati izraz

$$\frac{\partial}{\partial t_M} i(z, t_M) = \frac{\partial}{\partial t_M} i(0, t_M + z/c) = c \frac{\partial}{\partial z} i(0, t_M + z/c). \quad (11)$$

Zamenom (11) u (7) sledi izvod za blisko magnetsko polje prema TCS modelu

$$\frac{d}{dt_M} H_\varphi(r, t_M + r/c) = \frac{c}{2\pi r^2} [ki(0, t_M k) - i(0, t_M)], \quad k = 1 + v/c, \quad vt_M \ll r. \quad (12)$$

Promena magnetskog polja u vremenu na malim rastojanjima za TCS model je proporcionalna sa brzinom svetlosti i funkcijom struje u tački udara.

DU MODEL

Prema izrazu za struju u kanalu atmosferskog pražnjenja prema DU modelu (3), podintegralna funkcija u izrazu za izvod polja (7) se može napisati u obliku

$$\frac{\partial}{\partial t_M} i(z, t_M) = \frac{\partial}{\partial t_M} i(0, t_M + z/c) + \frac{i(0, z/v^*)}{\tau_d} \exp[-(t_M - z/v)/\tau_d]. \quad (13)$$

Za DU model se iz (3) pokazuje da je

$$i(vt_M, t_M) = i(0, 0) = 0. \quad (14)$$

Prema (7) sledi

$$\frac{d}{dt_M} H_\varphi(r, t_M + r/c) = \frac{c}{2\pi r^2} \left[k i(0, t_M k) - i(0, t_M) + \frac{e^{-t_M/\tau_d}}{c\tau_d} \int_0^{vt_M} i(0, z/v^*) e^{z/(v\tau_d)} dz \right], \quad vt_M > r. \quad (15)$$

Promena magnetskog polja u vremenu na malim rastojanjima za DU model je proporcionalna sa brzinom svetlosti, funkcijom struje u tački udara a obrnuto proporcionalna sa vremenskom konstantom pražnjenja kanala. S obzirom na dodatni član (treći član u zagradama u izrazu (15)) promena magnetskog polja je veća nego kod TCS modela.

VREDNOSTI INDUKOVANIH PRENAPONA U BLIZINI TAČKE UDARA

Za parametre prosečne struje u tački udara (za negativne uzastopne udare) možemo uzeti podatke iz merenja Berger *et al.*(12) i Anderson R, Erikson (13). Struja u tački udara ima oblik (7)

$$i(0, t) = \frac{I_m}{\eta} \frac{(k_s)^n}{1 + (k_s)^n} \exp[-(t/\tau_2)], \quad k_s = t/\tau_1. \quad (16)$$

U Tabeli 1 su usvojene vrednosti za struju proboja negativnog udara (breakdown current) koja protiče na početku povratnog udara i karakteriše je maksimalna struja i promena struje i minimalno vreme porasta struje (rise time). Pri računanju konstanti u (16) korišćen je metod opisan u radu Heidler *et al.*(14).

TABELA 1 – VREDNOSTI KONSTANTI ZA STRUJU U TAČKI UDARA (16)

I_m	η	n	τ_1	τ_2
15 kA	0.84	5	0.26 μ s	3.3 μ s

Parametri u Tabeli 1 odgovaraju maksimumu struje od $I_{max}=15$ kA , vremenu porasta struje $\tau_r=0.52\mu$ s i maksimumu promene struje $(di_0/dt)_{max}=85$ kA/ μ s . Za DU model je usvojena vremenska konstanta pražnjenja $\tau_d=0.6\mu$ s (8). U Tabeli 2 su izračunate maksimalne apsolutne vrednosti indukovanih napona po jedinici površi provodne petlje u mreži ($\mu_0 dH_\varphi/dt$)

TABELA 2 – MAKSIMALNE VREDNOSTI INDUKOVANIH NAPONA PO JEDINICI POVRŠI MREŽE

Model	Indukovani napon po jedinici površi [kV/m^2], $r=10$ m, $v=100$ m/ μ s
TL	3
TCS	3
DU	4

ZAKLJUČAK

U radu su analizirane aproksimativne formule za izračeno magnetsko polje i njegov izvod za mala rastojanja od tačke udara. Dati su izrazi za jačinu magnetskog polja u funkciji struje u tački udara i brzine povratnog udara. Analizirana su tri modela povratnog udara atmosferskog pražnjenja: TL (Transmission Line), TCS (Travelling Current Source) i DU (Diendorfer-Uman) model. Utvrđeno je da prva dva modela omogućavaju jednostavno povezivanje struje u tački udara i magnetskog polja. Izračunate su maksimalne vrednosti indukovanih napona u petljama po jedinici površi na rastojanju od 10m od tačke udara za tipične vrednosti parametara struje pri povratnom udaru. TL i TCS daju identične vrednosti od $3kV/m^2$

dok DU model predviđa nešto veću vrednost indukovanog napona 4kV/m^2 po svakom kvadratnom metru površine provodne mreže. Povećana vrednost je posledica postojanje vremenske konstante pražnjenja kanala atmosferskog pražnjenja što ukazuje da TL i TCS modeli podcenjuju vrednosti indukovanih napona za oko 25%. Naponi opadaju sa kvadratom radijalnog rastojanja od tačke udara. Sistemi gromobranske instalacije za zaštitu od direktnih udara predstavljaju sami najčešće izvor indirektnog zračenja. Zbog toga je neizbežno pojavljivanje prenapona u svim provodnim petljama elektrodistributivne mreže čak i ako je gromobranska instalacija adekvatno projektovana. Dobijeni rezultati mogu se iskoristiti za procenjivanje prenapona u elektrodistributivnim mrežama pri indirektnom udaru AP kao i za projektovanje odgovarajuće zaštite.

LITERATURA

1. Rakov V, Uman M, 1998, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application," IEEE Trans. Compatibility, Vol.40, 403-426.
2. Uman M, McLain D, 1969, "Magnetic field of lightning return stroke," J. Geophys. Res., Vol. 74, 6899-6910.
3. Lin Y, Uman M, Standler R, 1980, "Lightning return stroke models," J. Geophys. Res., Vol. 85, 1571-1583.
4. Rakov V, Dulzon A, 1987, "Calculated electromagnetic fields of lightning return stroke," (in Russian), Tekh. Elektrodinam., No.1, 87-89.
5. Nucci C, Mazzetti C, Rachidi F, Ianoz M, 1988, "On Lightning Return Stroke Models for LEMP Calculations," 19th Int. Conf. on Lightning protection, Graz, Austria.
6. Bruce C, Golde R, 1941, "The Lightning Discharge," The Journal of Institution of Electrical Engineers, Vol.88, No.6, 487-505.
7. Heidler F, 1985, "TCS model for LEMP calculation," 6th Symp.on EMC, Zurich, 157-162.
8. Diendorfer G, Uman M, 1990 "An Improved Return Stroke Model with Specified Channel-base Current," J. Geophys. Res., Vol. 95, 13621-13644.
9. Craford D, Rakov V, Uman M, Schnetzer G, Rambo K, Stapleton M, Fisher R, 2001, "The close lightning electromagnetic environment: dart-leader electric field change versus distance," J. Geophys. Res. Vol. 106, 14909-14917.
10. Miki M, Rakov V, Rambo K, Schnetzer G, Uman M, 2002, "Electric field near triggered lightning channels measured with Pockels sensors," J. Geophys. Res., Vol.107, D16, 4277, doi:10.1029/2001JD001087.
11. Thottappillil R, Rakov V, Uman M, 1997, "Distribution of charge along the lightning channel: Relation to remote electric and magnetic fields and to return-stroke models," J. Geophys. Res., Vol.102, D6, 6987-7006.
12. Berger K, Anderson R, Kroninger H, 1975, "Parameters of lightning flashes," Electra No.80, 23-27.
13. Anderson R, Erikson A, 1980 "Lightning parameters for eng. application," Electra No.69, 65-101.
14. Heidler F, Cvetić J, Stanić B, 1999, "The calculation of lightning current parameters" IEEE Transaction Power Delivery 14(2), 399-404.