

STOCHASTICKÝ MODEL OPTICKÉHO BEZVLÁKNOVÉHO SPOJE

Zdeněk Kolka¹, Viera Biolková¹, Otakar Wilfert¹, Dalibor Biolek^{2,3}

¹Ústav radioelektroniky; Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně,
{kolka, biolkova, wilfert}@feec.vutbr.cz

²Katedra elektrotechniky; Fakulta vojenských technologií, Univerzita obrany, Brno, dalibor.biolek@unob.cz

³Ústav mikroelektroniky; Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně, zdenek.biolek@seznam.cz

Abstrakt

Článek popisuje model pro generování náhodných časových řad přijatého optického výkonu a úhlu dopadu na optickém bezvláknovém spoji za podmínek působení atmosférické turbulence. Model umožňuje generovat náhodné vzorky s definovanou hustotou rozložení pravděpodobnosti a výkonovou spektrální hustotou pro účely simulací typu Monte Carlo. Parametrizace modelu je volena tak, aby byla možná jeho snadná identifikace na základě návrhových parametrů spoje a stavu atmosféry. Popsaná metodika tvorby generátorů náhodných čísel zahrnuje nejčastěji používaná rozložení a je využitelná i v jiných technických oblastech.

Klíčová slova: atmosférická turbulence, optický bezvláknový spoj, náhodná čísla, Monte Carlo.

Abstract

The paper deals with a model for generating random time series of received optical power and angle-of-arrival on a Free-Space Optical link under the influence of atmospheric turbulence. The model allows generating random samples with defined probability density function and power spectral density for the purpose of Monte Carlo simulations. The model parametrization allows easy identification of its parameters based on design parameters of the link and the state of atmosphere. The presented methodology of random number generator design includes frequently used distributions and is also applicable in other engineering fields.

Keywords: atmospheric turbulence, free-space optical links, random numbers, Monte Carlo.

1 Úvod

Technologie směrové bezvláknové optické komunikace (angl. zkratka FSO – Free-Space Optics) spočívá v přenosu dat pomocí úzkých optických svazků v prostředí atmosféry nebo v kosmickém prostoru. V současnosti jsou běžně dostupné pozemní spoje typu bod-bod pro spojení s přímou viditelností s přenosovou rychlostí řádu gigabitů za sekundu pro nasazení v městských sítích k překlenutí vzdáleností do několika kilometrů. Nejčastěji tyto spoje pracují jako protokolově nezávislé opakovače na fyzické vrstvě s několikerým převodem signálu mezi elektrickou a optickou oblastí [1]. Jedním z velmi progresivních směrů dalšího vývoje bezvláknových systémů je plně fotonické uspořádání, kdy je přijímaný optický signál přímo navázán do optického vlákna. Potom je možné využít moderní prvky z oblasti vláknové komunikace, jako jsou vláknové optické zesilovače (EDFA), standardní vstupně/výstupní moduly (SFP/XFP/apod.), technika (D)WDM pro dosažení kapacit stovek Gb/s a další. Na druhou stranu, vliv atmosférické turbulence spolu s relativně velmi malou aperturou optického vlákna kladou vysoké požadavky na konstrukci optického přijímače. Dokonce již kilometrové spoje vyžadují použití systémů pro automatické sledování stopy využívající rychle nastavitelná zrcadla nebo adaptivní optiku pro omezení fluktuací přijímaného optického výkonu [2], [3]. Nestacionární povaha atmosféry velmi ztěžuje opakovatelnost při provádění experimentů. To podtrhuje potřebu věrných simulačních modelů, které je možné použít pro návrh optických terminálů a pro optimalizaci komunikačních protokolů.

Optický svazek v atmosféře je ovlivňován pomalu se měnícím útlumem způsobeným výskytem mlhy, deště a sněžení [4] a relativně rychlými procesy atmosférické turbulence. Náhodné lokální změny indexu lomu atmosféry vyvolávají náhodné kolísání přijatého optického výkonu a

fluktuace úhlu dopadu vlny v časovém měřítku řádu desítek milisekund pro statické terminály [5]. Tyto jevy mohou vyvolat krátkodobá přerušení přenášených dat, což narušuje činnost síťových protokolů. Například mechanismus proti zahlcení sítě, který je obsažen ve velmi rozšířeném transportním protokolu TCP, chybně interpretuje krátkodobé výpadky spojení a může snížit datový tok na zlomek kapacity přenosového kanálu [6].

Zavedená teorie turbulentní atmosféry poskytuje analytické výrazy pro statistické charakteristiky fluktuací amplitudy a fáze přijímané optické vlny a z nich odvozené charakteristiky přijímaného výkonu [5]. Statistický přístup je velmi účinný nástroj v případě, kdy je možné popsat komunikační protokol nebo mechanismus sledování stopy analyticky.

Na druhou stranu, v případě, nelze-li formulovat analytický model, pak je možné použít metodu náhodného vzorkování (Monte Carlo) pro simulaci protokolů nebo systémů libovolné složitosti, samozřejmě za cenu vyšších výpočetních nároků. Pro simulaci Monte Carlo je nutné generovat vzorky náhodně se měnícího optického výkonu, resp. dalších veličin s definovaným rozložením hustoty pravděpodobnosti a kmitočtovým spektrem. V [6] byl navržen Markovův model, který však poskytuje jen diskrétní úroveň výkonu. Navíc není jasné spojení s návrhovými parametry optické linky. V [8] je navržen model využívající dvě stochastické diferenciální rovnice. Jejich parametry je možné identifikovat z naměřených časových řad, což je nevýhodné pro provádění simulačních studií s různými parametry spoje. Prakticky použitelná metoda byla navržena v [9]. Generátor náhodných čísel spolu s vhodnou filtrací simuluje fluktuace přijímaného optického výkonu.

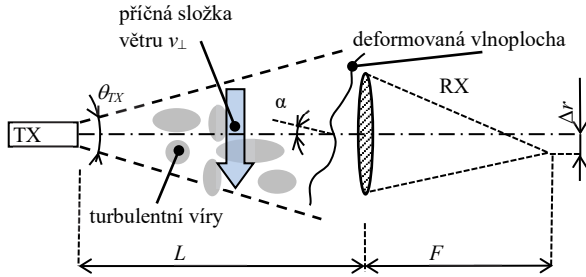
V naší předchozí publikaci [10] jsme navrhli jednoduchý model pro generování korelovaných časových řad přijímaného optického výkonu pro simulaci časově proměnné krátkodobé bitové chybovosti v obou kanálech duplexní linky. Tento

článek rozšiřuje původní model o simulaci náhodných fluktuací úhlu dopadu optické vlny, který způsobuje náhodné pohyby optické stopy v ohniskové rovině přijímacího objektivu. Kapitola 2 obsahuje odvození modelu a kapitola 3 představuje některé výsledky simulací.

2 Stochastický model bezvláknového spoje

2.1 Výkonová bilance

Uvažujme uspořádání spoje v podmínkách zemské atmosféry podle **obr. 1**.



Obr. 1. Uspořádání spoje volným prostorem (proporce neodpovídají).

S ohledem na linearitu kanálu můžeme pro přijímaný výkon p_{RX} napsat

$$p_{RX} = p_{TX} a_{SYST} a_{FSL} a_{ATM} a_T a_{AOA}, \quad (1)$$

kde p_{TX} je vysílaný výkon, a_{SYST} reprezentuje všechny ztráty vysílací a přijímací soustavy, a_{FSL} představuje útlum šířením, a_{ATM} zahrnuje další útlum v atmosféře v důsledku rozptylu (mlha, déšť) a absorpce, a_T je zdánlivý útlum způsobený turbulencí, a_{AOA} je ztráta způsobená nenulovým úhlem dopadu (α na **obr. 1**).

Předpokládejme, že průměr stopy svazku v rovině přijímače je dostatečně velký vzhledem k jeho apertuře umístěné v optické ose. Potom je možné a_{FSL} zjednodušeně vyjádřit na základě poměru ploch jako

$$a_{FSL} = \left(\frac{D_{RX}}{\theta_{TXe} L} \right)^2, \quad (2)$$

kde L je vzdálenost vysílače a přijímače, D_{RX} je průměr přijímací apertury a θ_{TXe} je úhel otevření (kraj-kraj) ekvivalentního svazku s rovnoměrným rozložením intenzity. Pro ideální plochý svazek (tzv. Top-Hat) je θ_{TXe} přímo roven jeho úhlu otevření. Pro Gaussovský svazek platí $\theta_{TXe} = \theta_{Gauss} / \sqrt{2}$.

Koeficient a_{ATM} představuje útlum v důsledku rozptylu na hydrometeorech (mlha, déšť, sníh) [4]. Jedná se o velmi pomalé procesy, a proto a_{ATM} může být považován za konstantní pro účely simulace.

2.2 Fluktuace optického výkonu

Koeficient útlumu a_T v (1) je náhodná veličina s jednotkovou střední hodnotou a rozptylem σ_T^2 (tzv. scintilační index), který charakterizuje hloubku výkonových fluktuací, resp. úroveň atmosférické turbulence. Slabá

turbulence je charakterizovaná relací $\sigma_T^2 < 1$ a silná turbulence pak $\sigma_T^2 > 1$.

Pro realistické rozměry přijímací apertury je možné díky jevu průměrování aproximovat statistiku a_T pomocí logaritmicke-normálního rozložení hustoty pravděpodobnosti [11]

$$f_{a_T}(a) = \frac{1}{a \sigma_L \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{[\ln a + \sigma_L^2/2]^2}{2\sigma_L^2}\right), \quad (3)$$

kde σ_L^2 je rozptyl tzv. logaritmicke amplitudy ($\ln a_T$), který je se σ_T^2 vázán vztahem

$$\sigma_L^2 = \ln(\sigma_T^2 + 1). \quad (4)$$

Statistické vlastnosti logaritmicke amplitudy je možné aproximovat normálním náhodným procesem s autokorelační funkcí [9]

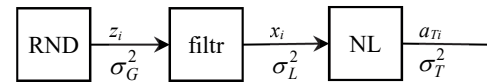
$$R_{\ln a_T}(\tau) = \exp(-a|\tau/\tau_0|^b), \quad (5)$$

kde $a = 1/2$, $b = 1$ pro Gauss-Markovův proces [12] nebo $a = 1$, $b = 2$ podle [9]. V případě existence experimentálních dat mohou být parametry a a b určeny empiricky.

Korelační čas kanálu τ_0 je nepřímo úměrný příčné složce větru, která unáší turbulentní víry [5] (viz **obr. 1**) a může být odhadnut jako

$$\tau_0 \doteq \frac{\sqrt{\lambda L}}{v_{\perp}}, \quad (6)$$

kde λ je vlnová délka.



Obr. 2. Schéma generování náhodných vzorků a_T .

Vzorky x_i normálního náhodného procesu s předepsanou autokorelační funkcí, tj. s předepsanou spektrální výkonovou hustotou, můžeme získat lineární filtrací normální náhodné sekvence s nezávislými vzorky z_i a s nulovou střední hodnotou. Výsledná posloupnost x_i je podrobena nelineární transformaci

$$a_{Ti} = \exp(x_i - \sigma_L^2/2) \quad (7)$$

pro získání sekvence vzorků a_{Ti} s logaritmicke-normálním rozložením hustoty pravděpodobnosti (3) [13]. Rovnice (7) vyplývá ze vztahu mezi normálním a logaritmicke-normálním rozdělením.

Požadovaná kmitočtová charakteristika $H_{a_T}(f)$ filtru na **obr. 2**, resp. její modul, je na základě Wienerova-Chinčinoва teorému dána jako

$$|H_{a_T}(f)|^2 = FT(R_{\ln a_T}(\tau)), \quad (8)$$

kde FT označuje Fourierovu transformaci.

Filtr je možné v generátoru realizovat strukturou FIR. Vzhledem k invarianci Gaussovy funkce vůči Fourierově transformaci (přesně pro $b = 2$ v (5)) je možné očekávat rychlé

slábnutí vyšších složek i ve spektru (8). Proto je možné použít pro návrh impulzní odezvy, tj. koeficientů filtru FIR, jednoduchou metodu vzorkování frekvenční charakteristiky [14].

Zvolme vzorkovací periodu t_s tak, aby $t_s \ll \tau_0$ (např. $t_s = \tau_0 / 10$) a počet vzorků N tak, aby chyba oříznutím byla zanedbatelná, tj. $R_{\ln a_T}(t_s N / 2) \ll 1$. Autokorelační funkce bude navzorkována do vektoru R

$$\begin{aligned} R[k] &= R_{\ln a_T}(k t_s) \text{ pro } 0 \leq k \leq N/2 \\ R[N-k] &= R[k] \text{ pro } 1 \leq k \leq N/2-1 \end{aligned} \quad (9)$$

a pro výpočet (8) použijeme algoritmus diskrétní Fourierovy transformace

$$|H|^2 = DFT(R) . \quad (10)$$

Impulzní odezva filtru pak bude dána zpětnou transformací

$$g = IDFT(H) . \quad (11)$$

Pro dosažení kauzality filtru je nutné získanou odezvu posunout o $N/2$

$$h[n + N/2 - 1] = g[n] w[n] \quad n = -N/2 + 1 \dots N/2 , \quad (12)$$

přičemž se uvažuje periodičnost vektoru g . Vektor w je váhovací okno [14], např. Hanningovo.

Každý vzorek x_i je dán jako lineární kombinace N nekorelovaných normálních náhodných čísel. Pro rozptyl σ_L^2 tedy platí vztah

$$\sigma_L^2 = \sigma_G^2 \sum_{n=0}^{N-1} h_n^2 , \quad (13)$$

ze kterého je možné stanovit požadovaný rozptyl generátoru RND na **obr. 2**. Při spuštění generátoru je nutné provést N kroků a výstup ignorovat, než dojde k naplnění posuvného registru filtru.

2.3 Modelování fluktuací úhlu dopadu

Atmosférická turbulence způsobuje náhodné fluktuace fáze dopadající optické vlny, což je možné lokálně reprezentovat jako fluktuace úhlu dopadu. Uvažujme, že na ploše přijímací apertury jsou tyto fluktuace relativně malé, tj. $\alpha \ll 1$ rad. Potom dochází k radiální odchylce stopy svazku v ohniskové rovině přijímacího objektivu o

$$\Delta r \doteq F \alpha , \quad (14)$$

kde F je ohnisková vzdálenost, viz **obr. 1**. Vzhledem k tomu, že α je náhodná veličina, je i odchylka Δr náhodná. Její velikost může přesáhnout aktivní plochu detektoru, což vyžaduje použití aktivního systému stabilizace svazku.

Pro standardně používaný Gaussovský svazek a dostatečně velkou přijímací aperturu $D_{RX} \gg \sqrt{\lambda L}$ je možné rozptyl úhlu dopadu vyjádřit jako [5]

$$\sigma_\alpha^2 = 1.09 C_n^2 L D_{RX}^{-1/3} , \quad (15)$$

kde C_n^2 je strukturní parametr indexu lomu, který charakterizuje míru optické turbulence. Za jasného počasí, kdy dochází díky nerovnoměrnému prohřívání zemského povrchu Sluncem

k největším nehomogenitám indexu lomu, dosahuje parametr hodnoty $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. Pro „klidnou“ atmosféru se uvádí hodnota $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$.

Azimutální (Δr_x) a elevační (Δr_y) složky celkové odchylky Δr mají srovnatelnou amplitudu [15] s normálním rozložením hustoty pravděpodobnosti [16]. Potom celková radiální odchylka

$$\Delta r = \sqrt{\Delta r_x^2 + \Delta r_y^2} \quad (16)$$

bude mít Rayleighovo rozložení s hustotou pravděpodobnosti

$$f_{\Delta r}(\Delta r) = \frac{2\Delta r}{F^2 \sigma_\alpha^2} \exp\left(\frac{-\Delta r}{F^2 \sigma_\alpha^2}\right) . \quad (17)$$

Výkonová spektrální hustota úhlové odchylky α může být vyjádřena jako [17]

$$S_\alpha(f) = 0.06524 \frac{C_n^2 v_\perp^{5/3} L}{D_{ef}^2 f^{8/3}} \left[1 - \text{sinc}\left(\frac{2\pi D_{ef} f}{v_\perp}\right) \right] , \quad (18)$$

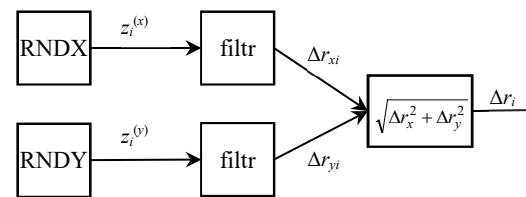
kde $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$. Spektrum (18) bylo původně odvozeno pro dvoušterbinový interferometr [18], kde dochází k bodovému porovnání fází přijímané vlny. V případě ozáření kruhové apertury přijímače byla ekvivalentní vzdálenost šterbin zjištěna empiricky jako [17]

$$D_{ef} \approx 0.55 D_{RX} . \quad (19)$$

Pro účely návrhu modelu je výhodné zavést rozptyl stopy $\sigma_{\Delta r}^2 = F^2 \sigma_\alpha^2$ a aperturový čas $t_A = D_{ef} / v_\perp$ jako parametry modelu. Při uvažování (18) můžeme vyjádřit normalizovanou spektrální hustotu radiální odchylky vztahem

$$S_{\Delta r, norm}(f) = f^{-8/3} [1 - \text{sinc}(2\pi f t_A)] , \quad (20)$$

který obsahuje jenom kmitočtově závislé komponenty. Vygenerovaná časová řada může být jednoduše podrobena změně měřítka tak, abychom získali požadovaný rozptyl $\sigma_{\Delta r}^2$.



Obr. 3. Schéma generování náhodných vzorků Δr .

Na **obr. 3** je znázorněn proces generování časové řady Δr . Složky Δr_x a Δr_y jsou generovány jako vzorky normálního procesu se zavedenou autokorelací prostřednictvím dvou identických filtrů FIR. Z obou normálních sekvencí je pak za použití (16) vypočtena výsledná radiální odchylka Δr , která má z definice Rayleighovo rozložení.

Nechť h_n , $n = 0, \dots, N-1$ je impulzní odezva obou filtrů. Rozptyl $\sigma_{\Delta r}^2$ generované časové řady radiální odchylky bude

$$\sigma_{\Delta r}^2 = \sigma_G^2 \frac{4 - \pi}{2} \sum_{n=0}^{N-1} h_n^2 , \quad (21)$$

kde σ_G^2 je rozptyl náhodných čísel z_i . Prostřední člen $(4-\pi)/2$ vyplývá z vlastností Rayleighova rozložení a suma reprezentuje změnu variace při průchodu sekvenční filtry. Pro zadanou hodnotu $\sigma_{\Delta r}^2$ je tak možné vypočítat požadovaný rozptyl generátorů náhodných čísel RNDX a RNDY bez ohledu na normování zavedené v (20).

Spektrální výkonová hustota (20) určuje autokorelační funkci radiální odchylky Δr

$$R_{\Delta r}(\tau) = FT^{-1}(S_{\Delta r, norm}(f)) \quad (22)$$

Autokorelační funkce složek Δr_x a Δr_y je potom

$$R_{\Delta r_x}(\tau) = R_{\Delta r_y}(\tau) = \sqrt{R_{\Delta r}(\tau)} \quad (23)$$

a požadované přenosové funkce filtrů na **obr. 3** jsou dány jako

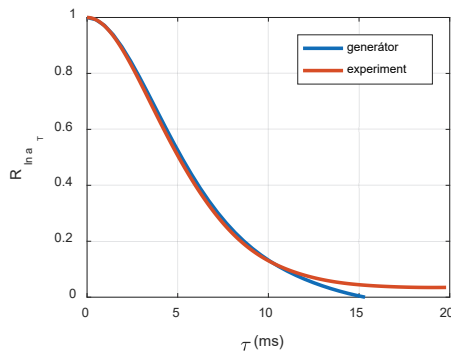
$$|H_{\Delta r_x}(f)|^2 = |H_{\Delta r_y}(f)|^2 = FT(\sqrt{R_{\Delta r}(\tau)}) \quad (24)$$

Proces návrhu koeficientů filtrů je stejný jako v kap. 2.2.

3 Numerické výsledky

3.1 Generování časové řady přijímaného výkonu

Model na **obr. 2** byl verifikován za použití dat z experimentálního spoje s následujícími parametry: $\lambda = 1550$ nm, $L = 500$ m, $D_{RX} = 25$ mm. Scintilační index byl z naměřených průběhů určen jako $\sigma_I^2 = 0,12$, což představuje slabou turbulenci. Pro diskretizaci byly použity parametry $N = 64$ a $t_s = 0,5$ μ s.



Obr. 4. Srovnání autokorelačních funkcí logaritmické amplitudy z experimentálních dat a generované sekvence.

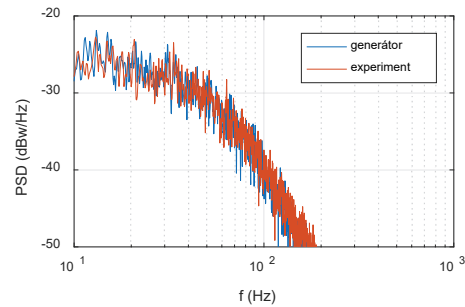
Obr. 4 ukazuje srovnání normalizované autokorelační funkce měřených a generovaných vzorků a_T . Nejlepší shody bylo dosaženo pro parametry $\tau_0 = 2,5$ ms, $a = 0,5$, $b = 1,4$ ve funkci (5). Je patrné, že autokorelační funkce generované řady klesá rychleji ve srovnání s reálnými daty v oblasti vyšších časů. Na **obr. 5** je pak srovnání spekter.

3.2 Generování časové řady úhlu dopadu

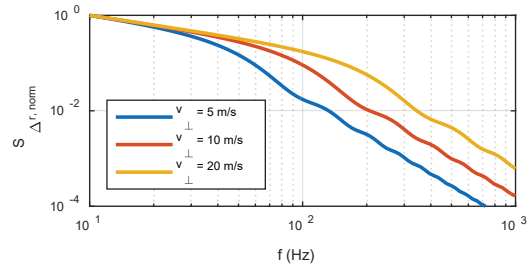
Uvažujme spoj s těmito parametry: $\lambda = 1550$ nm, $L = 1000$ m, $D_{RX} = 120$ mm, přijímací objektiv typu Schmidt-Cassegrain s ohniskovou vzdáleností $F = 1$ m. Při uvažování mírné turbulence ($C_n^2 = 10^{-13}$ m^{-2/3}) je směrodatná odchylka

polohy stopy v ohnisku $\sigma_{\Delta r} = 24$ μ m, což je významná hodnota i s ohledem na průměr jádra vícemodového vlákna v přijímači.

Normalizovaná výkonová spektrální hustota Δr závisí jenom na aperturovém času t_A (při uvažování výše uvedených omezení). **Obr. 6** ukazuje spektrum pro tři různé rychlosti příčné složky větru. Frekvenční interval byl zvolen tak, aby obsahoval podstatnou část energie náhodného procesu. Pro $f t_A \ll 2\pi$ můžeme výkonovou hustotu (20) aproximovat průběhem $f^{-2/3}$ [17] a tudíž provést integraci od nulové frekvence.

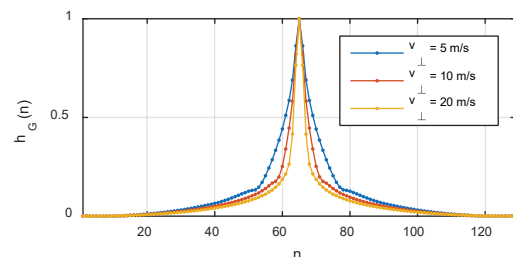


Obr. 5. Srovnání spektrální výkonové hustoty z experimentálních dat a generované sekvence.



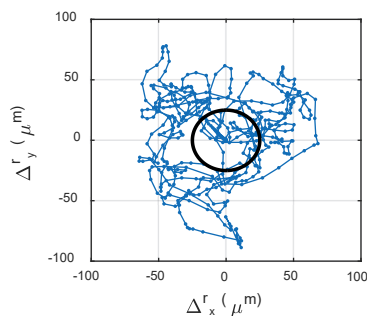
Obr. 6. Normalizovaná spektrální výkonová hustota Δr .

Impulzní odezva filtrů FIR ve schématu na **obr. 3** byla získána za použití vzorkovacího kmitočtu 1 kHz a 128-bodové FFT. Impulzní odezvy pro jednotlivé rychlosti v_{\perp} byly normalizovány a posunuty tak, aby byl výsledný filtr kauzální, viz **obr. 7**.



Obr. 7. Normalizovaná impulzní odezva obou filtrů ve schématu na **obr. 3**.

Obr. 8 ukazuje simulované radiální odchylky v rovině x-y pro $\sigma_{\Delta r} = 24$ μ m. Kruh znázorňuje jádro optického vlákna s průměrem 50 μ m. Odchylky Δr_x a Δr_y představují pozici těžiště stopy svazku v ohniskové rovině. Skutečná velikost přídatných ztrát a_{AOA} tak závisí na velikosti stopy a na průměru aktivní plochy fotodetektoru či jádra optického vlákna.



Obr. 8. Simulovaný pohyb stopy svazku.

4 Závěry

Parametry obou představených generátorů jsou voleny tak, aby umožňovaly jejich zjištění z návrhových parametrů bezkabelového spoje a snadno dostupných parametrů atmosféry. Generátory je možné využít pro časovou simulaci chování komunikačních protokolů nebo pro simulaci činnosti systému automatického sledování stopy v přijímači. Výpočet jednoho vzorku a_T nebo Δr vyžaduje výpočet odezvy FIR filtrů, což představuje provedení tří relativně krátkých konvolucí.

Poděkování

Tento článek vznikl za podpory Technologické agentury České republiky v rámci projektu č. TH01011254 a za podpory DZRO (dlouhodobého záměru rozvoje organizace) K215 a K217 na FVT UO v Brně.

Literatura

- [1] Borah, D. K., Boucouvalas, A. C., Davis, C. C., Hranilovic, S., Yiannopoulos, K. A review of communication-oriented optical wireless systems. *EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking*, 2012, vol. 91, doi: 10.1186/1687-1499-2012-91.
- [2] Kazaura, K., Omae, K., Suzuki, T., et al. Performance Evaluation of Next Generation Free-Space Optical Communication System. *IEICE Transactions on Electronics*, 2007, vol. E90-C, no. 2, p. 381-388.
- [3] Takahashi, K. Next Generation Optical Wireless Communication Systems Using Fiber Direct Coupled Optical Antennas. In *Optical Communication*, N. Das (ed.), InTech 2012, DOI: 10.5772/2858.
- [4] Nadeem, F., Kvicera, V., Awan, M. S., Leitgeb, E., Muhammad, S. S., Kandus, G. Weather Effects on Hybrid FSO/RF Communication Link. *IEEE J. Sel. Areas in Comm.*, 2009, vol. 27, no. 9, p. 1687-1697.
- [5] Andrews, L. C., Phillips, R. L. *Laser beam propagation through random media*. Bellingham: SPIE press, 2005.
- [6] Mai, V. V., Thang, T. C., Pham, A. T. Performance Analysis of TCP over Free-Space Optical Links with ARQ-SR. In *Proc. of the 18th European Conference on Networks and Optical Communications (NOC 2013)*. Graz, Austria, 2013, p. 105-112.
- [7] Mostafa, A., Hranilovic, S. Channel Measurement and Markov Modeling of an Urban Free-Space Optical Link. *IEEE/OSA Journal of Optical Communications and Networking*, 2012, vol. 4, no. 10, p. 836-846.
- [8] Davidson, F., Juan, C. J., Hammons, A. R. Channel fade modeling for free-space optical links. In *Proc. of Military Communications Conference (MILCOM 2010)*. San Jose, USA, 2010, p. 802-807.
- [9] Jurado-Navas, A., Garrido-Balsells, J. M., Castillo-Vázquez, M., Puerta-Notario, A. A Computationally Efficient Numerical Simulation for Generating Atmospheric Optical Scintillations. In *Numerical Simulations of Physical and Engineering Processes*, J. Awrejcewicz (Ed.). InTech, 2011.
- [10] Kolka, Z., Biolková, V., Wilfert, O., Biolek, D. Simulation Model of Correlated FSO Channels. In *Proc. of 2015 Conference on Microwave Techniques (COMITE 2015)*. 2015, p. 167-170.
- [11] Vetelino, F. S., Young, C., Andrews, L., Reclons, J. Aperture averaging effects on the probability density of irradiance fluctuations in moderate-to-strong turbulence. *Applied Optics*, 2007, vol. 46, no. 11, p. 2099-2108.
- [12] Puryear, A., Jin, R., Lee, E., Chan, V. W. S. Experimental analysis of the time dynamics of coherent communication through turbulence: Markovianity and channel prediction. In *Int. Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS)*. 2011, p. 28-37.
- [13] Nichols, J. M., Olson, C. C., Michalowicz, J. V., Bucholtz, F. A simple algorithm for generating spectrally colored, non-Gaussian signals. *Probabilistic Eng. Mech.*, 2010, vol. 25, no. 3, p. 315-322.
- [14] Mitra, S. K., Kaiser, J. F. *Handbook for Digital Signal Processing*. Wiley-Interscience, 1993.
- [15] Plett, M. L. *Free-Space Optical Communication Link Across 16 kilometers to a Modulated Retro-Reflector Array*. Ph.D. dissertation, University of Maryland, 2007.
- [16] Huang S., Safari, M. Free-space optical communication in the presence of atmospheric angular spread. *2015 IEEE Int. Conf. on Communications (ICC)*. London, 2015, p. 5078-5083.
- [17] Cheon, Y., Hohreiter, V., Behn, M., Muschinski, A. Angle-of-arrival anemometry by means of a large-aperture Schmidt-Cassegrain telescope equipped with a CCD camera. *J. Opt. Soc. Am.*, 2007, vol. A24, p. 3478-3492.
- [18] Clifford, S. F. Temporal-frequency spectra for a spherical wave propagating through atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, vol. 61, p. 1285-1292.