

Kapacita kanálů elektromagnetických nanosítí v terahertzovém pásmu

Josep Miquel Jornet a Ian F. Akyildiz

Laboratoř širokopásmových bezdrátových sítí

School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332

E-mail: {jmjm3, ian}@ece.gatech.edu

Abstrakt-Nanotechnologie umožňují vývoj de- vic v měřítku od jednoho do několika set nanometrů. Koordinace a sdílení informací mezi těmito nanozařizeními povede k vývoji budoucích nanosítí, což povede k novým aplikacím nanotechnologií v lékařství, životním prostředí a vojenství. Navzdory velkému pokroku v konstrukci a výrobě nanozařízení stále není jasné, jak budou tyto atomárně přesné stroje komunikovat. Nejnovější pokroky v elektronice na bázi grafenu otevřely dveře elektromagnetické komunikaci mezi nanozařizeními v terahertzovém pásmu (0,1-10 THz). Toto frekvenční pásmo může potenciálně poskytnout velmi velkou šířku pásma, od celého pásma až po několik gigahertzů široká okna, v závislosti na přenosové vzdálenosti a molekulárním složení kanálu.

V tomto článku je numericky vyhodnocena kapacita terahertzového kanálu pomocí nového modelu terahertzového šíření, pro různé molekulární složení kanálu a při různých schématech přidělování výkonu. Nová komunikační technika založená na přenosu ultrakrátkých pulzů, kratších než jedna pikosekunda, je motivována a kvantitativně porovnávána se schématem optimálního přidělování výkonu. Výsledky ukazují, že pro velmi krátký dosah, až několik desítek milimetrů, nabízí přenos krátkých pulzů realistický a stále účinný způsob využití terahertzového kanálu.

Rejstříkové podmínky-Nanonetwork, Channel Capacity, Terahertz Band, Propagation, Molecular Electronics.

I. ÚVOD

Nanotechnologie, kterou poprvé představil nositel Nobelovy ceny za fyziku Richard Feynman ve svém slavném projevu nazvaném "Na dně je spousta místa" v roce 1959, poskytuje inženýrské komunitě nový soubor nástrojů pro designaci a výrobu integrovaných nanozařízení schopných provádět jednoduché úkoly, jako je snímání, výpočet, ukládání dat a ovládání. Jak se tato zařízení stávají složitějšími, vzniká potřeba řídit a koordinovat jejich funkce, což vede k několika výzkumným výzvám v oblasti komunikace na nanoúrovni [1]. *Nanokomunikace*, tj. přenos informací mezi nanozařizeními, rozšíří možnosti jednotlivých zařízení pomocí koordinace, sdílení informací a fúze. Výsledně *nanosítě* rozšíří spektrum aplikací nanotechnologií a přinesou nové možnosti pro biomedicínské technologie (např. kooperativní systémy dodávání léčiv [5]), výzkum životního prostředí (např. distribuovaná kontrola znečištění ovzduší [9]) nebo ve vojenské oblasti (např. nanosenzorové sítě pro jadernou, biologickou a chemickou (NBC) obranu [6]).

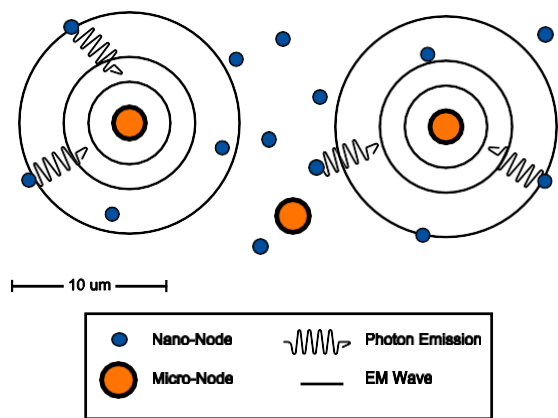
Prozatím stále není jasné, jak budou tato atomárně přesná zařízení komunikovat. Klasická komunikační paradigmatata musí před použitím v tomto novém scénáři projít zásadní revizí. Zaměříme-li se na elektromagnetickou (EM) komunikaci, bylo doposud dosaženo významného pokroku v miniaturizaci současných EM vysílačů. Stávající řešení však mají několik omezení, která brání jejich přímému použití v nanorozměrech, jako je jejich velikost, složitost a spotřeba energie [13], a která vyvolávají otázku o proveditelnosti EM komunikace mezi nanozařizeními. Předpokládá se, že využití nových nanomateriálů jako stavebního kamene nové generace nanoelektronických prvků vyřeší část hlavních nedostatků současných technologií. Jedním z hlavních kandidátů na *křemík 21. století* je mimo jiné grafen a jeho deriváty, konkrétně uhlíkové nanotrubičky (CNT) a grafenové nanovlákná (GNR) [2], [12].

Z hlediska komunikace rozhodují vlastnosti těchto materiálů mimo jiné o specifické šířce pásma pro emisi EM záření, časovém zpoždění emise nebo velikosti emitovaného výkonu pro danou vstupní energii. Aby bylo možné předpovědět frekvenční pásmo činnosti budoucích EM nanosítí (viz obr. 1), je nutné charakterizovat vyzařovací vlastnosti grafenu. Doposud bylo provedeno několik studií jak z oblasti rádiových frekvencí [10], [3], [21], tak i optických [16], [20],

[11] perspektivy. Hlavní rozdíl mezi oběma směry spočívá v interpretaci záření ve smyslu vysokofrekvenčních rezonančních vln vyzařovaných z antén v nanorozměrech nebo nízkoenergetických fotonů vyzařovaných z optických nanoemitorů. Navzdory rozdílnému původu oba přístupy předpokládají, že terahertzové pásmo (0,1-10 THz) se stane pracovním frekvenčním rozsahem pro budoucí nanoelektromagnetické vysílače.

V tomto článku se zaměřujeme na elektromagnetickou komunikaci v nanorozměrech a numericky vyhodnocujeme kapacitu terahertzového kanálu pro různé molekulární složení kanálu a při různých schématech přidělování výkonu. Podle našich znalostí se jedná o první pokus o posouzení kapacity kanálu budoucích elektromagnetických nanosítí v terahertzovém pásmu. Hlavní přínosy naší práce shrnujeme následovně:

- Nejdříve začneme přehledem terahertzového kanálu, uvedeme výzvy, které představuje molekulární absorpce, a představíme nový model šíření.



Obr. 1. Nanosít založená na elektromagnetické bezdrátové komunikaci.

- Navrhujeme a technologicky zdůvodňujeme komunikační schéma založené na přenosu ultrakrátkých pulzů jako pravděpodobnou techniku pro využití jedinečných vlastností terahertzového kanálu v krátkém dosahu.
- Zaměřujeme se na kapacitu kanálu a získáváme kvantitativní výsledky pro vysoce frekvenčně selektivní terahertzový kanál s použitím různých vzorů přidělování výkonu a pro různé molekulární složení.

Zbytek tohoto článku je uspořádán následovně. V oddíle II, jsou přezkoumány hlavní vlastnosti terahertzového kanálu a modely ztrát a šumu použité k výpočtu terahertzového kanálu. kapacita kanálu jsou formulovány. V oddíle III je připomenuta kapacita frekvenčně selektivního kanálu a je zdůvodněno a navrženo komunikační schéma založené na přenosu pikosekundových dlouhých Gaussových impulsů. Oddíl IV ilustruje numerické výsledky, které poskytují kvantitativní míry kapacity kanálu v bitech/s pro různé složení molekul kanálu a schémata přidělování výkonu. V oddíle V jsou shrnuty hlavní závěry.

II. TERAHERTZOVÝ KANÁL

Terahertzový kanál je po návrhu a výrobě nanozařízení jedním z hlavních aspektů, které činí realizaci bezdrátových nanosít výzvou. Toto dosud nelicencované pásmo zahrnuje frekvence mezi 100 GHz a 10 THz. I přes zásadní omezení tohoto pásma pro komunikaci na krátkou a střední vzdálenost [15] nabízí terahertzové pásmo nové možnosti pro komunikaci v nanorozměrech.

V této části jsou uvedeny hlavní charakteristiky terahertzového kanálu z hlediska celkových ztrát a šumu. K tomu se používá nový model šíření založený na teorii přenosu záření [8], který intenzivně využívá katalog čar HITRAN (HIGH resolution TRANsmision molecular absorption database) [17]. Přestože se původně neuvažovalo o terahertzovém pásmu nebo v nanorozměrech, se informace obsažené v databázi HITRAN ukázaly být užitečným přínosem pro výpočet útlumu a šumu v našem frekvenčním a frekvenčním pásmu.

přenosové rozsahy, které jsou předmětem zájmu.

A. Ztráta cesty

Celková ztráta na dráze, A , pro šířící se vlnu v terahertzovém pásmu je definována jako součet ztráty šířením, A_{spread} , a molekulární absorpční ztráty, A_{abs} :

$$A(f, d) = A_{spread}(f, d) + A_{abs}(f, d) \quad (1)$$

kde f je vlnová frekvence a d je celková délka dráhy. Ztráty šířením zohledňují útlum způsobený rozptýlením vlny při jejím šíření prostředím a jsou definovány takto

$$A_{spread}(f, d) = \frac{4}{c} \frac{f^2}{\lambda^2} \quad (2)$$

kde f je vlnová frekvence, d je celková délka dráhy a c znamená rychlost světla ve vakuu.

Absorpční ztráta představuje útlum, který šířící se vlna utrpí v důsledku molekulární absorpce, procesu, při kterém se část energie vlny přemění na vnitřní kinetickou energii excitovaných molekul v prostředí. Několik molekul přítomných ve standardním prostředí je totiž excitováno elektromagnetickým zářením o určitých frekvencích v terahertzovém pásmu, přičemž část záření se přemění na vnitřní vibrace. Absorpční ztráta A_{abs} odráží toto snížení vlnové energie a je definována jako:

$$A_{abs}(f, d) = \frac{1}{\tau(f, d)} \quad (3)$$

kde f znamená vlnovou frekvenci, d je celková dráha. τ je propustnost média. Tento parametr měří podíl dopadajícího záření, který je schopen projít prostředím, a lze jej vypočítat pomocí Beerova-Lambertova zákona jako [8]:

$$\tau(f, d) = e^{-k(f)d} \quad (4)$$

where f is the frequency of the EM wave, d stands for the total path length, and k is the medium absorption coefficient. This last parameter depends on the composition of the medium, i.e., the particular mixture of molecules found along the path, and it is defined as:

$$k(f) = \sum_{i,g} k^{i,g}(f) \quad (5)$$

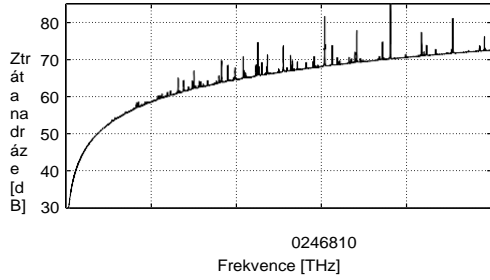
kde $k^{i,g}$ je individuální absorpční koeficient pro izotopolog¹ i plynu g . Například standardní prostředí se skládá převážně z dusíku (78,1 %), kyslíku (20,9 %) a vodní páry (0,1,0-10,0 %) a každý plyn má různé izotopology, které rezonují na několika frekvencích v terahertzovém pásmu. Největší podíl má vodní pára, která bude přítomna vždy.

Koeficient absorpce izotopu i plynu g , $k^{i,g}$, v m^{-1} , pro molekulovou objemovou hustotu $Q^{i,g}$, v molekulách/ m^3 při tlaku p a teplotě T lze napsat

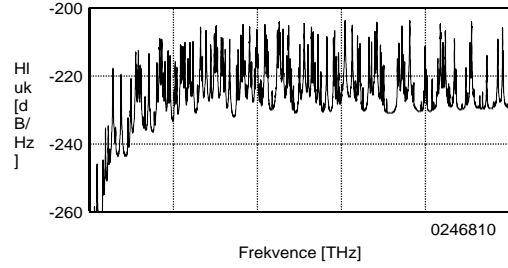
jak
o:

$$k^{i,g}(f) = \frac{p}{p_0} \frac{TSTP}{T} Q^{i,g} \sigma_i(f) \quad (6)$$

¹ A molekula, která se od jiné liší pouze izotopovým složením.



Obr. 2. Celkové ztráty v závislosti na frekvenci pro přenosovou vzdálenost 10 mm ve standardním prostředí s 1 % molekul vodní páry.



Obr. 3. Molekulární šum jako funkce frekvence pro přenosovou vzdálenost 10 mm ve standardním prostředí s 1 % molekul vodní páry.

kde p_0 a T_{STP} jsou hodnoty standardního tlaku a teploty, a $\sigma^{i,g}$ je absorpční průřez pro izo-

topologie i plynu g v m^2 /molekula. Zjednodušeně řečeno, celková absorpce bude záviset na počtu molekul daného plynu, které se na dráze nacházejí. Pro danou směs plynů lze celkový počet molekul izotopu i plynu g na objemovou jednotku, $Q^{i,g}$, při tlaku p a teplotě T , stanovit takto lze získat ze zákona ideálního plynu [18] jako:

$$Q^{i,g} = \frac{n}{V} q^{i,g} N_V A = \frac{p}{RT} q^{i,g} N_A \quad (7)$$

kde n je celkový počet molů plynné směsi

který se uvažuje, V znamená objem, $q^{i,g}$ je směšovací poměr pro izotopologický prvek i plynu g , N_A znamená Avogadrova konstanta a R je plynová konstanta.

Absorpční průřez $\sigma^{i,g}$ v (6) lze dále rozložit podle intenzity čáry $S^{i,g}$ pro absorpci izotopu i plynu g a tvaru spektrální čáry $G^{i,g}$ jako:

$$\sigma^{i,g}(f) = S^{i,g} G^{i,g}(f) \quad (8)$$

Intenzita čáry $S^{i,g}$ je parametr získaný přímo z databáze HITRAN [17]. Abychom získali tvar čáry $G^{i,g}$, musíme nejprve určit polohu rezonanční frekvence.

$f_c^{i,g}$ pro izotopologický prvek i plynu g . Tato hodnota lineárně roste

s tlakem od nulové polohy jako:

$$f_{cc}^{i,g} = f_c^{i,g} + \delta^{i,g} p/p_0$$

(9), kde $f_c^{i,g}$ je poloha rezonance při nulovém tlaku, p_0 je referenční tlak a $\delta^{i,g}$ je lineární posun tlaku. Všechny tyto parametry jsou přímo načteny z databáze HITRAN [17].

Absorpce konkrétní molekuly není omezena na jednu frekvenci, ale je rozložena do celé řady frekvencí. V systému, kde je tlak vyšší než 0,1 atm, se šíření řídí především srážkami mezi molekulami téhož plynu. Velikost rozšíření závisí na molekulách účastnících se srážek a obvykle se označuje jako Lorentzova pološířka $\alpha^{i,g}$ [8]. Tu lze získat jako funkci pološířky vzduchu a pološířky vlastního rozšíření, α^{air} resp. $\alpha^{i,g}$, jako:

$$\alpha^{i,g} = (1 - q^g) \alpha^{air} + q^g \alpha^{i,g} \frac{p T_0}{p_0 T} \quad (10)$$

ve kterém je koeficient teplotního rozšíření γ a také jako $\alpha_0^{i,g}$ jsou získány přímo z HITRANu air databáze [17].

Pro terahertzové frekvenční pásmo je vhodným tvarem čáry, který reprezentuje molekulární absorpci, Van Vleckův a Weisskopfův asymetrický tvar čáry [19]:

$$F^{i,g}(f) = \frac{q^{i,g} f}{\pi f_c^{i,g}} \left[\frac{1}{(f - f_c^{i,g})^2 + \alpha L} + \frac{1}{(f + f_c^{i,g})^2 + \alpha L} \right] \quad (11)$$

Pro zohlednění absorpce kontinua lze provést dodatečnou úpravu vzdálených konců tvaru čáry [4]:

$$G^{i,g}(f) = \frac{f}{f_c^{i,g}} \frac{\tanh\left(\frac{hcf}{2k_B T}\right)}{\tanh\left(\frac{hcf^{i,g}}{2k_B T}\right)} F^{i,g}(f) \quad (12)$$

kde h je Planckova konstanta, c je rychlost světla ve vakuu, k_B je Boltzmannova konstanta a T je teplota systému.

Díky tomu jsme schopni vypočítat příspěvky na celkovou molekulovou absorpci každého izotopu i

každého plynu g přítomného v prostředí a následně lze získat celkovou molekulární absorpční ztrátu (3). Díky molekulární absorpci je terahertzový kanál vysoce frekvenčně selektivní. Jako příklad je na obr. 2 znázorněna celková ztráta na dráze, kterou vlna utrpí při průchodu 10 mm ve standardním prostředí s 1 % molekul vodní páry.

B. Hluk

Na okolním šumu v terahertzovém kanálu se podílí především molekulární šum. Absorpce od molekul přítomných v prostředí nejen tlumí přenášený signál, ale také vnaší šum. Parametrem, který měří tento jev, je emisivita kanálu, ε , a je definována jako

$$\varepsilon(f, d) = 1 - \tau(f, d) \quad (13)$$

kde f je frekvence signálu, d je celková dráha. délka a τ je propustnost média (4).

Ekvivalentní teplota šumu způsobená molekulární absorpcí T_{mol} v Kelvinech, kterou všesměrová anténa detekuje z prostředí, se dále získá jako:

$$T_{mol}(f, d) = T_0 \varepsilon(f, d) \quad (14)$$

kde T_0 je referenční teplota. Tento typ šumu se projeví pouze v okolí frekvencí, kde je molekulární absorpce značně vysoká. Jako příklad lze uvést molekulární šum, který šíří se vlna vytvoří při putování 10 mm ve standardním prostředí s 1 % molekul vodní páry je znázorněno na obr. 3.

Pro výpočet ekvivalentního šumového výkonu na přijímači je nutné definovat šířku přenosového pásma, která bude záviset na přenosové vzdálenosti a složení média. Pro danou šířku pásma lze celkový šumový výkon P_n vypočítat jako:

$$P_n(f, d) = k_B B (T_{mol}(f, d) + T_{other}(f)) \quad (15)$$

kde f je vlnová frekvence, d je celková délka dráhy, k_B je Boltzmannova konstanta, B znamená šířku pásma systému, T_{mol} označuje teplotu molekulárního šumu a T_{other} je dodatečný člen zohledňující jakýkoli další zdroj šumu přítomný v prostředí, např. elektronický šum přijímače.

III. PŘIDĚLOVÁNÍ VÝKONU A KAPACITA KANÁLU

Aby bylo možné kvantifikovat potenciál terahertzového pásma pro komunikaci v nanorozměrech, je třeba stanovit výkonnostní metriku, která přirozeně přichází na mysl kapacita kanálu. Terahertzový kanál je vysoce frekvenčně selektivní a navíc molekulární šum není bílý. Kapacita tedy může být obtained by dividing the total bandwidth into many narrow sub-bands and summing the individual capacities [7]. The i th sub-band is centered around frequency f_i , $i = 1, 2, \dots$ and it has width Δf . If the sub-band width is small enough, the channel appears as frequency-nonselective and the noise power spectral density (p.s.d.) can be considered locally flat. The resulting capacity in bits/s is then given by

$$C(d) = \sum_i \Delta f \text{ Při hlá sit se2} \left[1 + \frac{S(f_i) A^{-1}(f_i, d)}{N(f_i, d)} \right] \quad (16)$$

kde d je celková délka cesty, S je p.s.d. přenášeného signálu, A je ztráta cesty kanálem a N je p.s.d. šumu.

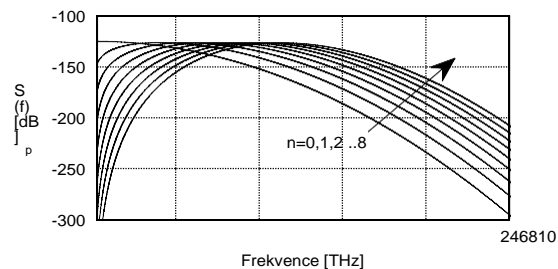
Celkové ztráty na cestě a šum systému jsou určeny frekvencí signálu, přenosovou vzdáleností a molekulou. složení kanálu, zatímco různé distribuce pro vysílání signál p.s.d. lze přijmout. Například v nejjednodušším případě je to plocha,

$$S_{flat}(f) = S_0 \text{ pro } f \in B,$$

e0.

jind
(17)

Alternativně může být vysílání signál p.s.d. optimálně definován tak, aby maximalizoval kapacitu kanálu, přičemž platí omezení, že celkový vysílání výkon je konečný. Za tímto účelem by měl signál p.s.d. S_{opt} splňovat princip naplnění vodou:



Obr. 4. Výkonová spektrální hustota 0,1 ps dlouhého Gaussova impulsu a jeho prvních osmi časových derivací (n označuje řád derivace).

kde K je konstanta, jejíž hodnota závisí na celkovém vysílání výkonu, který v naší analýze zůstane jako návrhový parametr.

Navzdory jednoduchosti nebo optimálnosti těchto dvou schémat přidělování výkonu může být jejich proveditelnost ohrožena omezenými možnostmi jednoho zařízení v nanorozměrech. Nedávné pokroky v nanoelektronice na bázi grafenu [16] poukazují na možnost přenosu velmi krátkých pulzů, kratších než pikosekunda. Výkon tohoto typu pulzů je obsažen především v terahertzovém frekvenčním pásmu. Ve světle těchto výsledků si lze představit komunikační techniku pro síť v nanorozměrech založenou na výměně ultrakrátkých pulzů, podobně jako u ultraširokopásmových komunikačních systémů [14], ale pro nanorozměry a v terahertzovém pásmu. Pro jednoduchost modelujeme tyto impulsy jako Gaussovy,

$$p(t) = \frac{a_0}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-(t-\mu)^2/(2\sigma^2)} \quad (19)$$

kde a_0 je normalizační konstanta pro úpravu celkového počtu impulsů.

energie, σ je směrodatná odchylka Gaussova impulsu v sekundách a μ je umístění středu impulsu v čase v sekundách. P.s.d. vysíláního impulsu, S_p lze získat jako:

$$S_p(f) = a_0^2 e^{-(2\pi\sigma f)^2} \quad (20)$$

Časové derivace Gaussova impulsu lze snadno získat.

kombinací pikosekundových zpožděných linek a budou rovněž zahrnutý do kvantitativního hodnocení kanálu.

P.s.d. časové derivace pikosekundového dlouhého impulsu má rovněž Gaussov tvar, ale frekvenční poloha jeho hlavních složek se zvyšuje s řádem derivace n (viz obr. 4):

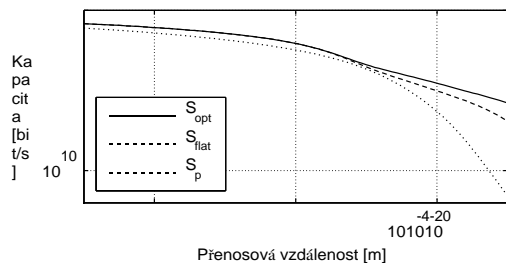
$$S_p^{(n)}(f) = (2\pi f)^{2n} a_0^2 e^{-(2\pi\sigma f)^2} \quad (21)$$

IV. HODNOCENÍ VÝKONU

V této části kvantitativně porovnáme různá schémata přidělování výkonu navržená v oddíle III z hlediska kapacity kanálu a pro různé složení kanálových molekul. V zájmu zachování realističnosti těchto čísel a s ohledem na současný stav v molekulární elektronice je celková energie signálu konstantní a rovná 500 pJ, nezávisle na spektrálním rozložení výkonu. Pro přenosovou vzdálenost,

$$\begin{aligned} S_{opt}(f) + A(f, d) N(f, d) &= K \text{ a} \\ S_{opt}(f) &= 0, \text{ pokud } K < A(f, d) N(f, d) \end{aligned} \quad (18)$$

délky dráhy od $10 \mu\text{m}$ do 10 m . V naší analýze je zohledněno celé terahertzové pásmo od $0,1$ do 10 THz .



Obr. 5. Kapacita v závislosti na vzdálenosti pro tři různé výkonové spektrální hustoty: kapacitně optimální p.s.d., S_{opt} , plochý p.s.d., S_{flat} , a p.s.d. odpovídající první časové derivaci 0,1 ps dlouhého Gaussova impulsu, S_p (1 % H_2O).

se používá pro výpočet kapacity. V numerické analýze se nakonec uvažuje pouze molekulární šum (14), a proto získané výsledky slouží jako horní hranice kapacity kanálu.

A. Kapacita kanálu pro různá schémata přidělování výkonu

Kapacita terahertzového kanálu (16) je dána ztrátami v kanálu (1), výkonem šumu (15) a výkonovou spektrální hustotou přenášeného signálu. Na obr. 5 je znázorněna kapacita kanálu pro tři schémata přidělování výkonu navržená v oddíle III: kapacitně optimální p.s.d. pro dané energetické omezení, S_{opt} (18), rovnoměrné rozdělení výkonu v pásmu, S_{flat} (17), a p.s.d. odpovídající první časové derivaci 0,1 ps dlouhého signálu, S (18).

Gaussov puls, $S_p^{(1)}$ (21). Standardní médium s 1 % molekul vodní páry.

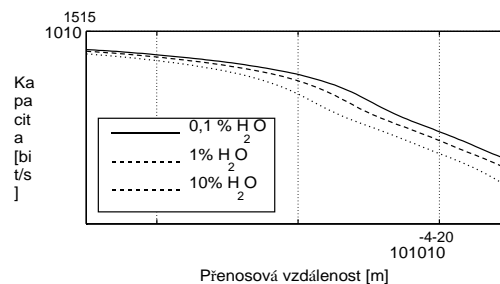
Při přenosové vzdálenosti menší než několik desítek milimetrů je molekulární absorpce téměř zanedbatelná a rozdíly v kapacitě pro tři možná schémata přidělování výkonu jsou minimální. Rovnoměrné rozdělení výkonu v celém pásmu směřuje k optimálnímu p.s.d. pro tuto přenosovou vzdálenost. Při zvětšení přenosové vzdálenosti se zesílí vliv molekulární absorpce a rovnoměrné rozložení výkonu podél pásma již není kapacitně efektivní volbou. Pro přenosovou vzdálenost v řádu několika metrů bude využití pouze počátečního absorpčně definovaného okna (oken) maximalizovat kapacitu kanálu.

B. Kapacita kanálu pro různá molekulární složení

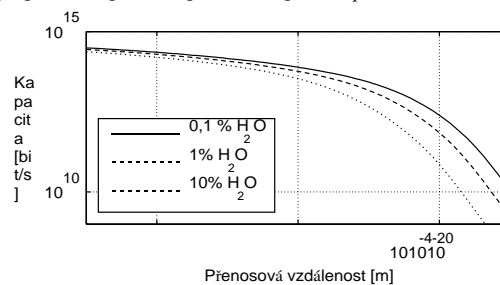
Ztráty v kanálu (1) a šumový výkon (15) jsou určeny především molekulárním složením kanálu. V terahertzovém pásmu přispívají hlavně molekuly vodní páry [15]. Kapacita kanálu v závislosti na vzdálenosti (16) pro různé koncentrace vodní páry je znázorněna na obr. 6 a 7 pro optimální rozložení výkonu, S_{opt} (18), resp. p.s.d. odpovídající první časové derivaci 0,1 ps dlouhého gaussovského impulsu, $S^{(1)}$ (21).

Kapacita kanálu stejného systému v nanorozměrech se může výrazně měnit v závislosti na podmínkách média.

V klasických komunikačních kanálech je výkonnost systému je ovlivňován především závažnými změnami atmosférických podmínek, jako je mlha, déšť nebo sníh. V nanorozměrech



Obr. 6. Kapacita v závislosti na vzdálenosti pro tři různé koncentrace vodní páry při použití kapacitně optimálního p.s.d. S_{opt} .



Obr. 7. Kapacita v závislosti na vzdálenosti pro tři různé koncentrace vodní páry, kdy p.s.d. odpovídající první časové derivaci a používá se Gaussov impuls S_p o délce 0,1 ps.

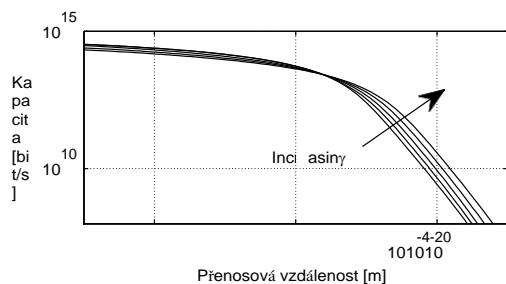
omezení přenosového výkonu a očekávaná vysoká citlivost nanomateriálů činí z přítomnosti pouhých několika molekul velkou výzvu pro účinnou komunikaci.

C. Kapacita kanálu pro různé tvary impulsů

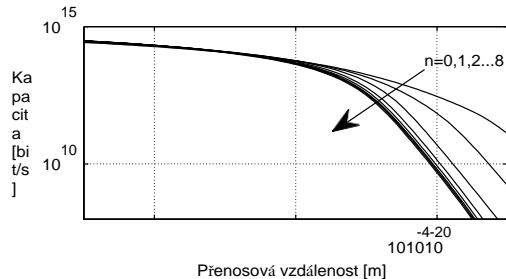
Možnost generovat a přenášet ultrakrátké Gaussovy impulsy pomocí struktur v nanometrovém měřítku nás vybízí k úvahám o potenciálním komunikačním schématu založeném na přenosu impulsů s velmi nízkou energií. Pro pevně stanovenou energii, v naší analýze 500 pJ, lze p.s.d. impulsu gaussovského tvaru měnit buď změnou jeho šířky, nebo výpočtem jeho časové derivace, kterou lze získat kombinací zpoždovacích čar.

Na obr. 8 je znázorněna kapacita kanálu v závislosti na vzdálenosti (16), pokud se použije p.s.d. odpovídající první časové derivaci Gaussova impulsu, $S^{(1)}$ (21), pro různé doby trvání impulsu σ v rozsahu od 0,05 ps do 0,15 ps. Při zvětšování šířky pulzu se p.s.d. stává ostřejší, tj. výkon se soustřeďuje kolem středu pulzu Gaussova tvaru. Tento efekt zvyšuje kapacitu kanálu pro vzdálenosti nad několik desítek milimetrů, kde se již dříve ukázalo, že je efektivnější koncentrovat výkon v dolní části pásma. Naopak na velmi krátkou vzdálenost lze kapacitu mírně zvýšit, pokud se použijí kratší pulzy. Kratší pulz má totiž plošší p.s.d., a to se blíží tvaru optimálního schématu rozdělení výkonu pro kratší dosah.

Na obr. 9 je znázorněna kapacita kanálu v závislosti na vzdálenosti (16), kdy p.s.d. odpovídající Gaussovu signálu o délce 0,1 ps $S_p^{(n)}$ (21), je zobrazen pro různé časové derivace. Jak je znázorněno na obr. 4, výpočtem časové derivace impulsu se posune odpovídající p.s.d.



Obr. 8. Kapacita v závislosti na vzdálenosti pro různé šířky pulzů od $\sigma = 0,05$ ps do $0,15$ ps při použití p.s.d. odpovídající první časové derivaci Gaussova pulzu, S_p , ($1\% H_2 O$).



Obr. 9. Kapacita v závislosti na vzdálenosti pro různé derivační řády od $n=0$ do 8 , když se použije p.s.d. odpovídající Gaussovu impulsu o délce $0,1$ ps, S_p , ($1\% H_2 O$).

směrem k vyšší části pásma. Vezmeme-li v úvahu, že celkové ztráty na cestě rostou s frekvencí a vzdáleností, kapacita kanálu se snižuje s řádem derivace, zejména pro vzdálenosti nad několik desítek milimetrů.

V. ZÁVĚRY

Předpokládá se, že komunikace mezi zařízeními v řádu několika stovek nanometrů rozšíří možnosti jednotlivých nanozařízení pomocí koordinace, sdílení informací a fúze. Zatímco počet aplikací, v nichž lze využít zařízení s nanotechnologiemi, exponenciálně roste, řešení pro realizaci tohoto nového komunikačního paradigmatu jsou stále omezená.

V tomto článku se zaměřujeme na elektromagnetickou komunikaci v terahertzovém pásmu pro budoucí bezdrátové nanosítě. K charakterizaci terahertzového kanálu z hlediska celkových ztrát na cestě a systémového šumu byl použit nový model šíření. Kapacita kanálu vysoce frekvenčně selektivního terahertzového kanálu byla získána jako funkce vzdálenosti a pro různá schémata přidělování výkonu. S ohledem na reálnou realizaci a s přihlédnutím k nejnovějším poznatkům v oblasti molekulární elektroniky byla navržena komunikační technika založená na výměně pulzů ultrakrátkého dosahu. Kvantitativní výsledky ukazují, že tato technika může účinně využívat ultraširoké pásmo dostupné v krátkém dosahu. Pro vzdálenosti do několika desítek milimetrů může toto schéma teoreticky dosáhnout velmi vysokých kapacit kanálů v řádu několika terabitů za sekundu.

POTVRZENÍ

Tento materiál vychází z práce podporované Národní vědeckou nadací USA v rámci grantu č. CNS-0910663 a Obra Social "la Caixa". Autoři by rádi poděkovali Massimiliano Pierobonovi za konstruktivní kritiku, která pomohla zlepšit kvalitu článku.

ODKAZY

- [1] I. Akyildiz, F. Brunetti a C. Blazquez, "Nanonetworks: *Computer Networks (Elsevier) Journal*, vol. 52, no. 12, pp. 2260-2279, Aug 2008.
- [2] P. Avouris, Z. Chen a V. Perebeiros, "Carbon-based electronics". *Nature Nanotechnology*, sv. 2, s. 605-615, 2007.
- [3] P. Burke, S. Li a Z. Yu, "Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance", *IEEE Transactions on Nanotechnology*, sv. 5, str. 314-334, červenec 2006.
- [4] S. Clough, F. Kneizys a R. Davies, "Line shape and the water vapor continuum", *Atmos. Res.*, vol. 23, no. 3-4, s. 229 - 241, říjen 1989.
- [5] R. A. Freitas, "Nanotechnology, nanomedicine and nanosurgery," *International Journal of Surgery*, vol. 3, no. 4, s. 243-246, 2005.
- [6] J. C. Glenn, "Nanotechnologie: *Technological Forecasting and Social Change*, roč. 73, č. 2, s. 128 - 137, 2006.
- [7] A. Goldsmith, *Bezdrátové komunikace*. New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2005.
- [8] R. M. Goody a Y. L. Yung, *Atmospheric Radiation: Theoretical basis*, 2. vyd. Oxford University Press, 1989.
- [9] J. Han, J. Fu a R. B. Schoch, "Molecular sieving using nanofilters: *Lab on a Chip*, sv. 8, č. 1, s. 23, 2008.
- [10] J. M. Jornet a I. F. Akyildiz, "Graphene-based nano-antennas for electromagnetic nanocommunications in the terahertz band," in *Proc. of 4th European Conference on Antennas and Propagation, EUCAP*, April 2010.
- [11] K. Kempa, J. Rybczynski, Z. Huang, K. Gregorczyk, A. Vidan, B. Kimball, J. Carlson, G. Benham, Y. Wang, A. Herczynski a Z. Ren, "Carbon nanotubes as optical antennae," *Advanced Materials*, vol. 19, no. 3, p. 421-426, 2007.
- [12] P. Kim, "Toward carbon based electronics", in *Proc. of Device Research Conference*. IEEE, červen 2008, s. 9-9.
- [13] S. Luryi, J. Xu a A. Zaslavsky, *Future Trends in Microelectronics*. John Wiley & Sons - IEEE Press, 2007, kap. Scaling Limits of Silicon CMOS and Non-silicon opportunities, s. 203-211.
- [14] I. Oppermann, M. Hmlinen a J. Linatti, Eds., *UWB: Theory and Applications*. Wiley, 2004.
- [15] R. Piesiewicz, T. Kleine-Ostmann, N. Krumbholz, D. Mittleman, M. Koch, J. Schoebei a T. Kurner, "Short-range ultra-broadband terahertz communications: *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 49, no. 6, pp. 24-39, Dec 2007.
- [16] M. Rosenau da Costa, O. V. Kibis a M. E. Portnoi, "Carbon nanotubes as a basis for terahertz emitters and detectors," *Microelectronics Journal*, vol. 40, no. 4-5, s. 776-778, duben 2009.
- [17] L. Rothman, I. Gordon, A. Barbe, D. C. Benner, P. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. Brown a A. Campargue, "The hitran 2008 molecular spectroscopic database," *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 110, no. 9-10, pp. 533-572, Jun 2009.
- [18] N. J. Tro, *Principles of Chemistry: a molecular approach*. Prentice-Hall, Inc., 2009.
- [19] J. H. Van Vleck a V. F. Weisskopf, "On the shape of collision-broadened lines," *Rev. Mod. Phys.*, roč. 17, č. 2-3, s. 227-236, duben 1945.
- [20] J. Zhang, N. Xi a K. Lai, "Single carbon nanotube infrared detectors", *The International Society for Optical Engineering*, únor 2007.
- [21] G. Zhou, M. Yang, X. Xiao a Y. Li, "Electronic transport in a quantum wire under external terahertz electromagnetic irradiation," *Phys. Rev. B*, vol. 68, no. 15, p. 155309, Oct 2003.