

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky

Ing. Moustafa El Ghannam

ANALÝZA OPTICKÝCH NELINEÁRNÍCH SDRUŽOVAČŮ
NONLINEAR OPTICAL COUPLERS ANALYSIS

ZKRÁCENÁ VERZE PH.D. THESIS

Obor: Elektronika, měřicí a sdělovací technika

Školitel: Doc. Ing. Libor Dědek, CSc.

Oponenti: Prof. Ing. Čestmír Vlček, CSc.

Doc. Dr. Ing. Zbyněk Raida

Datum obhajoby: 21. 5. 2003

KLÍČOVÁ SLOVA

FDTD, nelineární elektrická permitivita, elektromagnetické pole, celooptické přepínače, hraniční absorpční podmínky, optické vlákno

KEYWORDS

FDTD, nonlinear electric permittivity, electromagnetic field, all-optical switches, boundary condition, optical fiber

Disertační práce je uložena na oddělení vědy a výzkumu, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně, Údolní 53, Brno.

© Moustafa El Ghannam, 2003

ISBN 80-214-2427-3

ISSN 1213-4198

OBSAH

1 ÚVOD.....	5
2 CÍL PRÁCE.....	7
3 PRINCIP NELINEÁRNÍHO OPTICKÉHO PŘEPÍNAČE	8
4 IMPLEMENTACE MODELU NELINEÁRNÍ PERMITIVITY.....	11
5 OVĚŘOVACÍ VÝPOČTY.....	13
5.1 Výběr absorpčních hraničních podmínek.....	13
5.2 Lineární planární optický vlnovod	14
5.3 Nelineární planární optický vlnovod.....	16
6 VÝPOČET NELINEÁRNÍHO OPTICKÉHO PŘEPÍNAČE.....	19
7 ZÁVĚR.....	23
LITERATURA	24
CURICULUM VITAE	26
ABSTRACT	27

1 ÚVOD

V poslední době je velký zájem o studium optických vlnovodů. Intenzivně se vyvíjejí materiály s permitivitou silně závislou na intenzitě pole, které perspektivně umožňují využití v plně optických signálových zařízeních. Přesná matematická analýza nelineárních optických vlnovodů je podmíněna řešením vektorových a nelineárních parciálních diferenciálních rovnic. Protože analytické řešení rovnic pole je prakticky omezeno na triviální úlohy, je nutné vyvinout výkonné numerické metody jako je například metoda konečných prvků (MKP) ([33]). Výsledkem úspěšného studia polí nelineárních optických vlnovodů by měl být systematický pracovní postup modelování nelineárních jevů s využitím výkonných výpočetních prostředků.

Porovnáním elektronických a optických součástek je zřejmé, že optické zařízení jsou rychlejší a mají větší integrační kapacitu. Avšak dnešní optické komunikační systémy nejsou plně optické, ale jen elektronicko-opticko-elektronické, takže při přenosu informace dochází k jejímu převedení z elektronické formy na optickou a zpět. Takovýto přenos informace zvyšuje vysoké finanční náklady, ale hlavně snižuje propustnost spojů. Rychlost elektronických zařízení je svým způsobem omezujícím faktorem pro optovláknovou komunikaci. Odsud pochází velký zájem o vývoj plně optických zařízení, které by nahradily zařízení elektronické. Jednou z významných oblastí použití jsou optické počítače. Rychlost elektronických zařízení limituje možnosti elektronických počítačů. Zásadní výhodou optických počítačů je možnost globálního optického propojení volným prostorem s vysokou hustotou propojovacích míst. Tato možnost u elektronických systémů není, protože elektronové svazky se nesmí křížit. Rozměry optických počítačů jsou omezeny v současné době pouze difrakcí optického svazku. Přenosová rychlost plně optických zařízení nezávisí na počtu větví, což znamená větší flexibilita větvení. Rovněž jsou nižší požadavky na příkon a odpadá přizpůsobení zatěžovací impedance.

Zlepšení nelineárních optických vlastností vlnovodů lze dosáhnout pomocí tří různých přístupů: vývojem více výkonných laserů, hledáním nových optických materiálů s velkými nelineárními koeficienty a malou disperzí, použitím účinnějších tvarů vláken pro vedení optického signálu.

Pro optické signálové zařízení založené na bázi plně optického přepínání ([10], [37], [43] až [21]), hlavně v logických obvodech, se nabízí jako perspektivní nelineární sdružené (spojené) optické vlnovody. Lineární a nelineární sdružené optické vlnovody mají mnoho možností uplatnění v optických signálových zařízeních. Lineární podélný optický sdružovač lze využít jako optický přepínač a výkonový rozdělovač. Nelineární optický podélný sdružovač má velkou škálu aplikací v plně optických signálových zařízeních, jako jsou výkonově závislé přepínače, rozbočovače a omezovače, výkonové filtry, zesilovače nebo logické brány.

Pro analýzu sdružených optických vlnovodů jsou používány tři různé možnosti postupu numerického řešení: superpozice supermódů a vázaných módů, teorie sdružených módů, metoda šíření.

Metoda superpozice supermódů vyžaduje, aby konstanty šíření a zároveň módální pole celého sdruženého vlnovodu bylo známo a priori, kdežto teorie sdružených módů předpokládá znalost konstant šíření a módálního pole v každém individuálním vlnovodu. Pro popis optického sdružovače pomocí metody šíření ([28]) se používá pro určení průběhu elektromagnetického pole jako vstupní veličina módální pole každého vlnovodu samostatně. Při použití podélných optických sdružovačů každý samostatný vlnovod představuje jeden nebo dva vedené módy. Na základě studia problému lze konstatovat, že všechny numerické postupy řešení vedou k výsledku, zatímco u analytického popisu je tomu jen zřídka.

2 CÍL PRÁCE

Disertační práce si dává za cíl rozšířit stávající modely optických sdružovačů používající k popisu skalární funkci s využitím vektorových funkcí. Práce je zaměřena na numerické řešení, které využívá metody konečných diferencí v časové oblasti. Cílem disertační práce je vypracovat novou metodiku řešení, která umožní analyzovat libovolné opticko-vlnovodné uspořádání nelineárního sdružovače.

Konkrétní cíl této práce lze shrnout do tří bodů:

- 1) Odvodit a rozšířit formulaci polí v nelineárním optickém sdružovači na základě Maxwellových rovnic.
- 2) Na základě odvozených rovnic sestavit algoritmus řešení numerické metody (MKD nebo MKP).
- 3) Ověřit odvozené vztahy numerickým výpočtem.

3 PRINCIP NELINEÁRNÍHO OPTICKÉHO PŘEPÍNAČE

Při vložení některých materiálů do silného elektrického pole dochází k dvojlomu procházejícího světla. Tato vlastnost se nazývá elektrooptický Kerrův jev, který byl pojmenován po svém objeviteli Johnu Kerrovi (1875) ([11]). Podstatou jevu je orientace a rotace materiálové mřížky při působení silného elektrického pole. Takové materiály jsou popsány Kerrovým koeficientem.

Matematický popis vychází z Maxwellových rovnic, a to z rovnice pro elektrickou indukci

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (3.1)$$

\mathbf{D} je vektor elektrické indukce a \mathbf{P} vektor elektrické polarizace, oba v $\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$. Dále pro vektor polarizace platí

$$\mathbf{P} = \mathbf{D} - \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E} - \varepsilon_0 \mathbf{E} = \mathbf{E}(\varepsilon - \varepsilon_0) = \mathbf{E} \varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1 \right) = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (3.2)$$

χ je elektrická susceptibilita, která souvisí s indexem lomu n vztahem

$$n^2 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \chi. \quad (3.3)$$

U anizotropního prostředí je elektrická susceptibilita tenzor. Pro jednotlivé souřadnice vektoru polarizace platí

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

$$P_i = \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \chi_{ij} E_j, \quad i=1, 2, 3. \quad (3.5)$$

Symbolicky lze vektor polarizace vyjádřit

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi} \mathbf{E}. \quad (3.6)$$

Funkční závislost polarizace P na intenzitě E lze v okolí bodu $E = 0$ rozvinout v Taylorovu řadu

$$P = \frac{\partial P}{\partial E} E + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 P}{\partial E^2} E^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 P}{\partial E^3} E^3 + \dots \quad (3.7)$$

Po dosazení je vektor polarizace možné psát jako

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots, \quad (3.8)$$

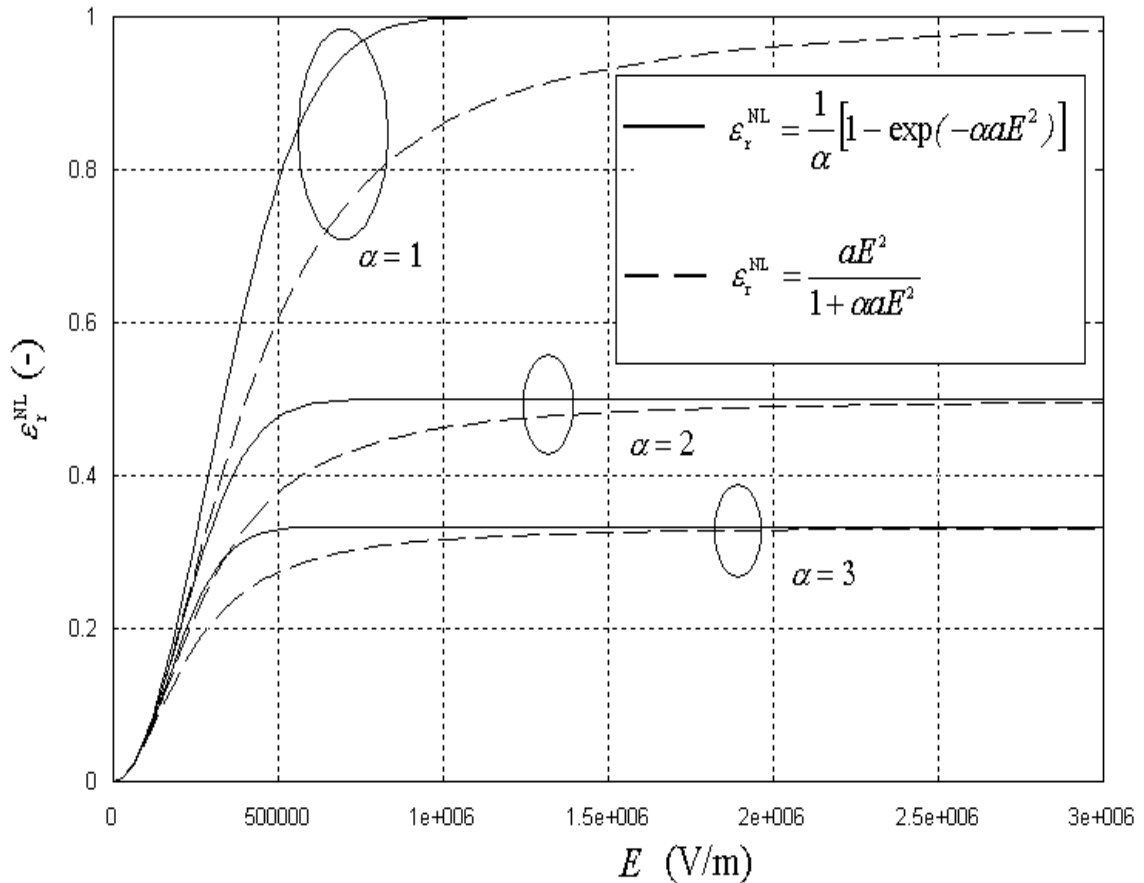
$\chi^{(2)}$ je koeficient nelinearity 2. řádu v $\text{C}\cdot\text{V}^{-2}$ a $\chi^{(3)}$ je koeficient nelinearity 3. řádu v $\text{C}\cdot\text{m}\cdot\text{V}^{-3}$. Zápis funkční závislosti polarizace \mathbf{P} na intenzitě \mathbf{E} lze zjednodušit na

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}, \quad (3.9)$$

kde

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (3.10)$$

je lineární a \mathbf{P}_{NL} nelineární složka elektrické polarizace.



Obr. 3.1: Nelineární část relativní permitivity jako funkce modulu intenzity

Kerrův optický jev patří mezi nelineární optické jevy třetího řádu. Pro nelineární složku polarizace platí

$$\mathbf{P}_{NL} = \chi^{(3)} \mathbf{E}^3. \quad (3.11)$$

Pro numerický výpočet bylo odvozeno mnoho modelů nelineární elektrické permitivity. Používají se modely se saturací, které zaručují konvergenci výpočetního algoritmu ([30]). Dva nejvíce používané modely jsou

$$\varepsilon_r^{NL} = \frac{aE^2}{1 + \alpha aE^2}, \quad (3.12)$$

$$\varepsilon_r^{NL} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha aE^2)], \quad (3.13)$$

α je saturační koeficient a a je nelineární koeficient v m^2/V^2 , definovaný

$$a = c_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r^L n_{\text{NL}}. \quad (3.14)$$

Relativní permitivitu můžeme analogicky rozdělit na lineární a nelineární část

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r^L + \varepsilon_r^{\text{NL}}. \quad (3.15)$$

Oba vztahy jsou graficky znázorněny pro $\varepsilon_r^L = 2.3104$ a $n_{\text{NL}} = 10^{-9} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ na obrázku 3.1. Je zde vidět vliv volby saturačního koeficientu α .

4 IMPLEMENTACE MODELU NELINEÁRNÍ PERMITIVITY

V článku 3 byly uvedeny dva modely nelineární permitivity vztahy (3.12) a (3.13). Pro další použití byl vybrán model podle vztahu (3.12). Výsledná elektrická permitivita je

$$\varepsilon = (\varepsilon_r^L + \varepsilon_r^{NL})\varepsilon_0. \quad (4.1)$$

Dosazením (3.12) do (4.1) získáme

$$\varepsilon = \left(\varepsilon_r^L + \frac{aE^2}{1 + \alpha a E^2} \right) \varepsilon_0. \quad (4.2)$$

Úpravou rovnic pro jednotlivé složky intenzity elektrického pole dostaneme vztah pro modul intenzity elektrického pole

$$\begin{aligned} (E|_{i,j,k}^{n+1})^2 &= (E_x|_{i,j,k}^n)^2 + (E_y|_{i,j,k}^n)^2 \\ &+ (E_z|_{i,j,k}^n)^2 + 2 \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(E_x|_{i,j,k}^n h_x^{n+1/2} \right. \\ &\quad \left. + E_y|_{i,j,k}^n h_y^{n+1/2} + E_z|_{i,j,k}^n h_z^{n+1/2} \right). \quad (4.3) \\ &+ \left(\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \right)^2 \left((h_x^{n+1/2})^2 + (h_y^{n+1/2})^2 + (h_z^{n+1/2})^2 \right) \end{aligned}$$

Koeficienty h_x , h_y a h_z reprezentují přírůstky složek intenzity elektrického pole. Zavedením dalších proměnných zjednodušíme zápis rovnice (4.3):

$$\begin{aligned} (E|_{i,j,k}^{n+1})^2 &= S_E|_{i,j,k}^n + 2 \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} S_{Eh}|_{i,j,k}^n \\ &+ \left(\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \right)^2 S_h|_{i,j,k}^{n+1/2}, \quad (4.4) \end{aligned}$$

kde

$$S_E|_{i,j,k}^n = (E_x|_{i,j,k}^n)^2 + (E_y|_{i,j,k}^n)^2 + (E_z|_{i,j,k}^n)^2, \quad (4.5)$$

$$S_{Eh}|_{i,j,k}^n = E_x|_{i,j,k}^n h_x^{n+1/2} + E_y|_{i,j,k}^n h_y^{n+1/2} + E_z|_{i,j,k}^n h_z^{n+1/2}, \quad (4.6)$$

$$S_h|_{i,j,k}^{n+1/2} = (h_x^{n+1/2})^2 + (h_y^{n+1/2})^2 + (h_z^{n+1/2})^2. \quad (4.7)$$

Dosazením (4.4) do (4.2) dostaneme rovnici

$$\begin{aligned} \varepsilon^3 \left(1 + \alpha a \cdot S_E|_{i,j,k}^n \right) &+ \varepsilon^2 \left(2\alpha a \Delta t \cdot S_{Eh}|_{i,j,k}^{n+1/2} - \varepsilon_r^L \varepsilon_0 - \alpha a \varepsilon_r^L \varepsilon_0 \cdot S_E|_{i,j,k}^n - a \varepsilon_0 \cdot S_E|_{i,j,k}^n \right) \\ &+ \varepsilon \left(\alpha a \Delta t^2 \cdot S_h|_{i,j,k}^{n+1/2} - 2\alpha a \Delta t \varepsilon_r^L \varepsilon_0 \cdot S_{Eh}|_{i,j,k}^{n+1/2} - 2a \Delta t \varepsilon_0 \cdot S_{Eh}|_{i,j,k}^{n+1/2} \right) \\ &- \alpha a \Delta t^2 \varepsilon_r^L \varepsilon_0 \cdot S_h|_{i,j,k}^{n+1/2} - a \varepsilon_0 \Delta t^2 \cdot S_h|_{i,j,k}^{n+1/2} = 0 \quad (4.8) \end{aligned}$$

Pro řešení rovnice (4.8) byly zvoleny dvě metody výpočtu. Jedna, založená na kombinaci metod Newtonovy (metoda tečen) a regula falsi (metoda sečen) ([27]). Druhá, daná numerickým řešením rovnic třetího stupně ([1]).

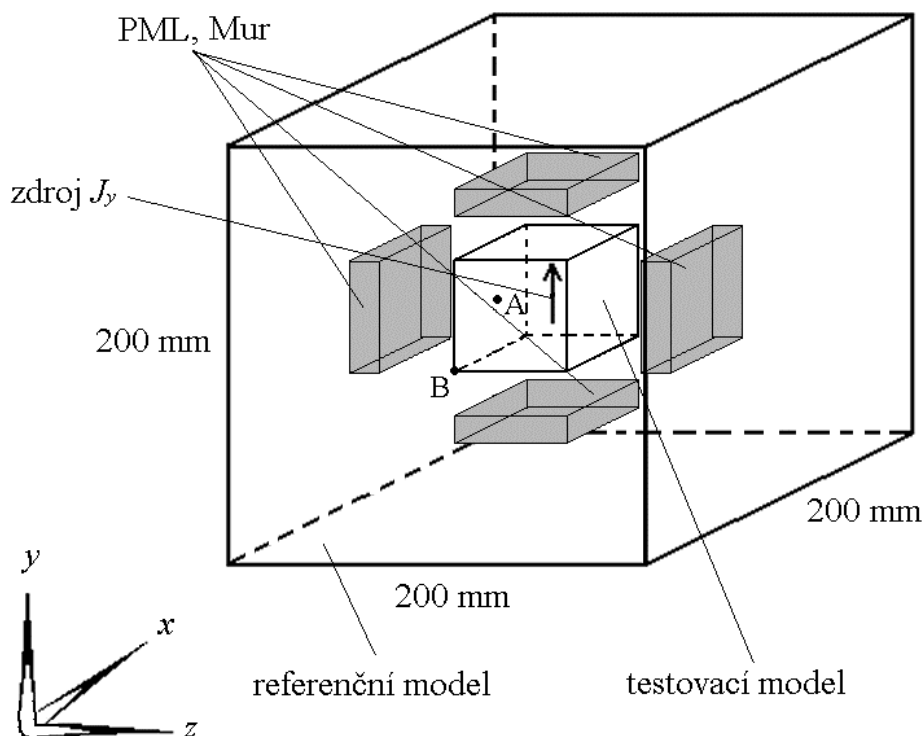
5 OVĚŘOVACÍ VÝPOČTY

Výpočtový program NASS řešící soustavu rovnic pro intenzitu elektrického a magnetického pole spolu s okrajovými a počátečními podmínkami napsal autor této práce v jazyku Fortran. Všechny výpočty byly realizovány na počítači s procesorem AMD Duron 600 MHz a paměti 512 MB RAM. Tomu také odpovídají uvedené časy výpočtů.

5.1 VÝBĚR ABSORPČNÍCH HRANIČNÍCH PODMÍNEK

Jako absorpční hraniční podmínky byly v programu NASS aplikovány PML a Murovy AV druhého řádu. Pro porovnání absorpčních podmínek byly zvoleny dva modely, a to referenční model a testovací model. Referenční model sloužil k určení skutečného průběhu intenzity elektrického a magnetického pole v bodech A a B (viz obrázek 5.1.1). U testovacího modelu byly na hranicích aplikovány absorpční podmínky. Nejprve Murovy AV, a potom PML AV pro počet vrstev pět, deset a šestnáct. Opět byl určen průběh intenzity elektrického a magnetického pole v bodech A a B. Porovnáním průběhů intenzit v bodech A a B u referenčního a testovacího modelu byly získány velikosti relativní chyby, kterou vykazují jednotlivé absorpční podmínky.

Uspořádání příkladu je na obrázku 5.1.1. Na obrázku vidíme referenční model a uvnitř testovací model.



Obr. 5.1.1: Uspořádání referenčního a testovacího modelu

Vyhodnocení spočívalo v určení relativních chyb jednotlivých průběhů modulů intenzit elektrického E a magnetického H pole. Doba jednotlivých výpočtů pro různé AV je v tabulce 5.1.1.

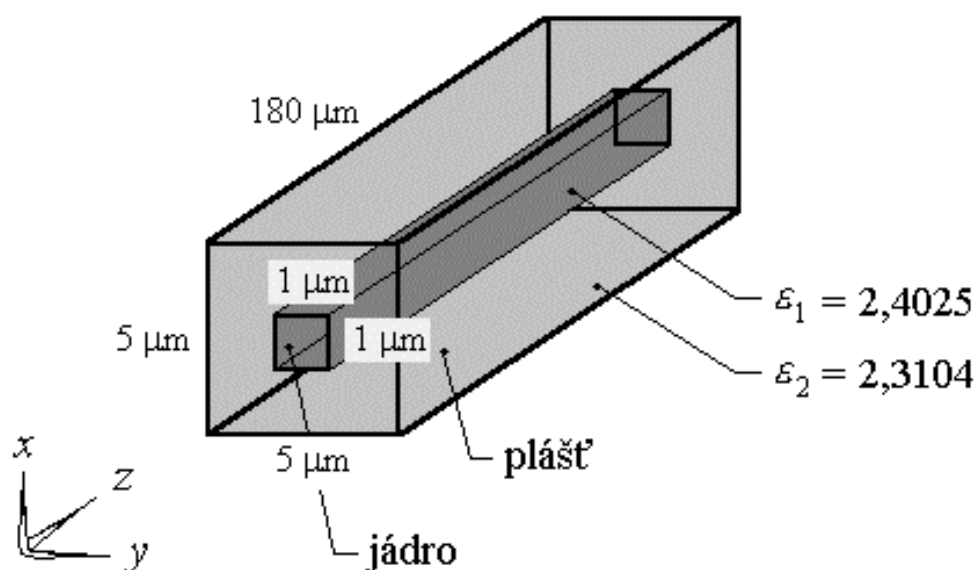
Absorpční vrstvy	Čas výpočtu
Mur	245
5 vrstev PML	613
10 vrstev PML	871
16 vrstev PML	1163

Tab. 5.1.1: Časy výpočtů pro Murovy a PML AV

Jako nejvhodnější se z hlediska relativních chyb modulu intenzit elektrického a magnetického pole a časové náročnosti výpočtu jeví PML s deseti AV.

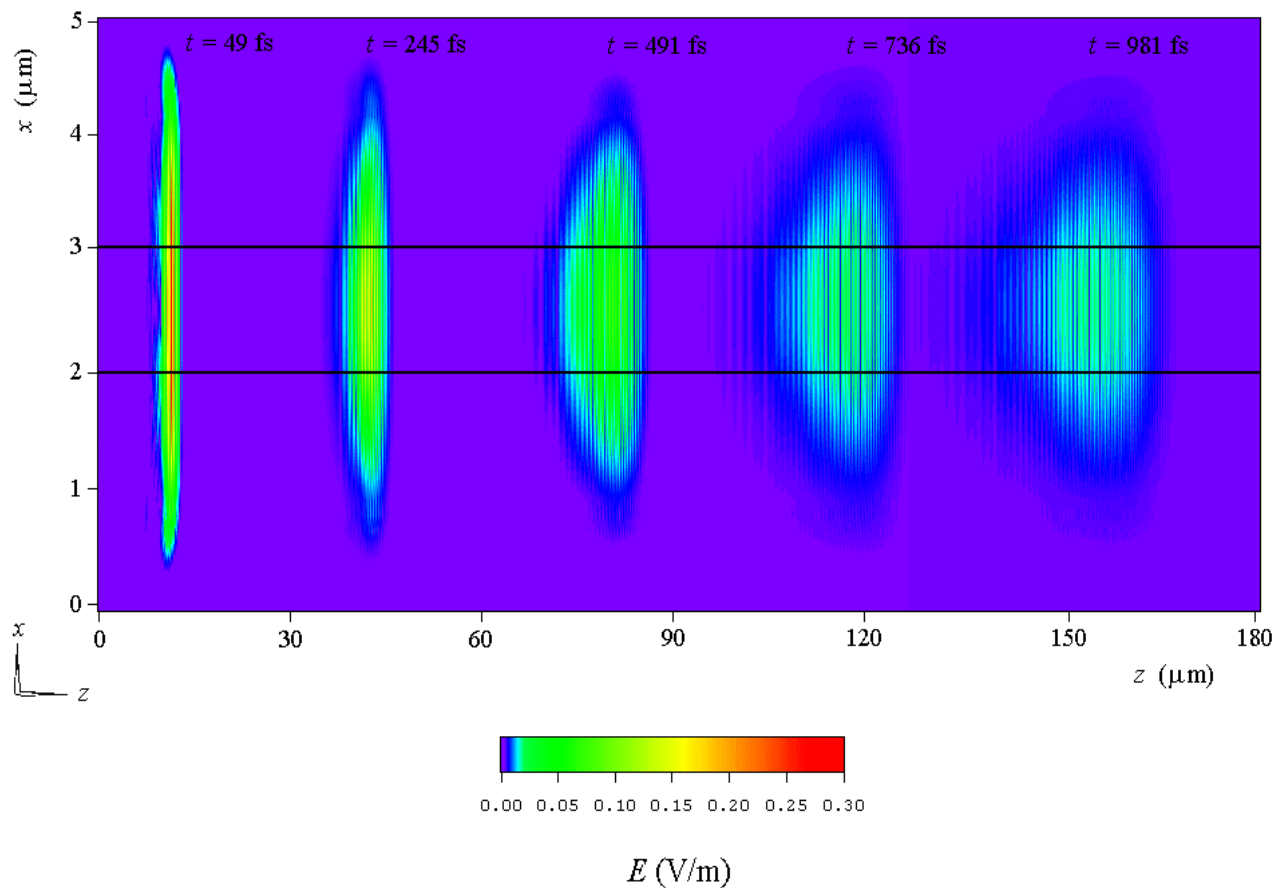
5.2 LINEÁRNÍ PLANÁRNÍ OPTICKÝ VLNOVOD

Jako další ověřovací příklad byl zvolen lineární planární optický vlnovod ([30]). Uspořádání optického vlnovodu je na obrázku 5.2.1.

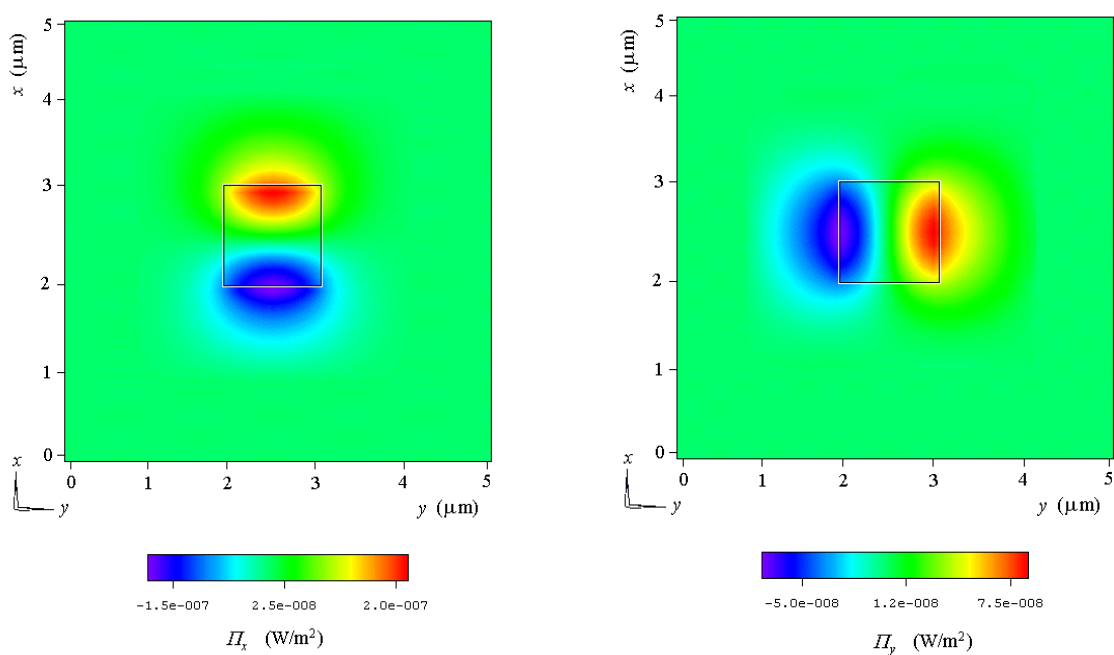


Obr. 5.2.1: Uspořádání lineárního planárního optického vlnovodu

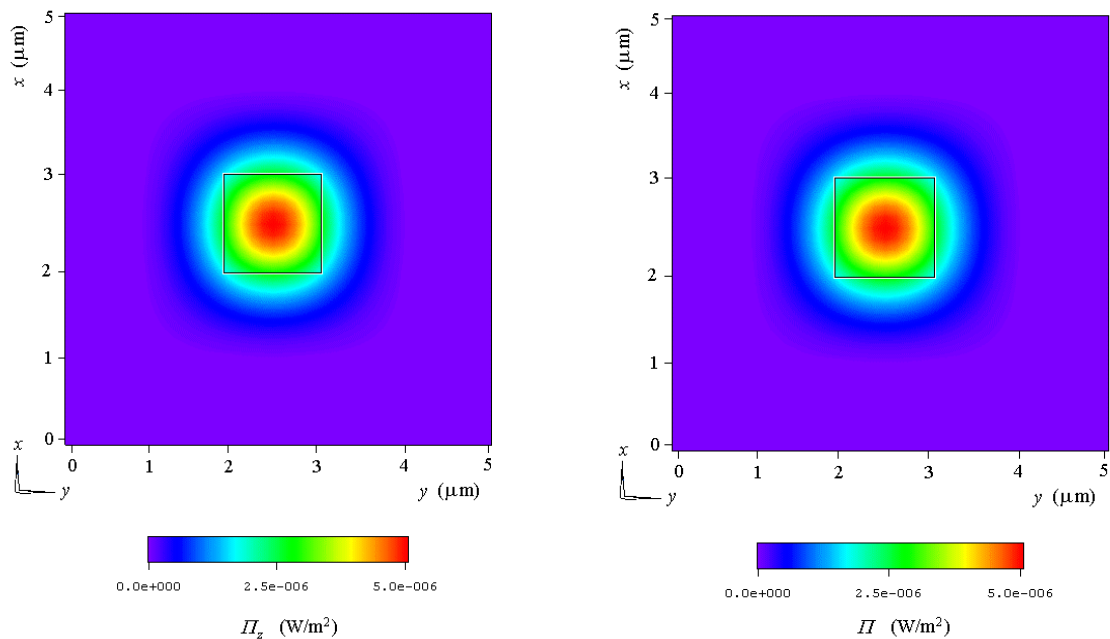
Výsledkem výpočtu bylo rozložení elektromagnetického pole ve vlnovodu ([4], [5], [7]). Na obrázku 5.2.2 je modul intenzity elektrického pole E v řezu rovinou xz pro jednotlivé časové okamžiky. Na obrázcích 5.2.3 a 5.2.4 jsou složky Poyntingova vektoru ve směru os x , y a z a modul Poyntingova vektoru v řezu rovinou xy pro $z = 155 \mu\text{m}$.



Obr. 5.2.2: Modul intenzity elektrického pole E v řezu pro jednotlivé časové okamžiky



Obr. 5.2.3: Poyntingův vektor ve směru osy x a y pro $z = 155 \mu\text{m}$



Obr. 5.2.4: Poyntingův vektor ve směru osy z a modul Poyntingova vektoru pro $z = 155 \mu\text{m}$

5.3 NELINEÁRNÍ PLANÁRNÍ OPTICKÝ VLNOVOD

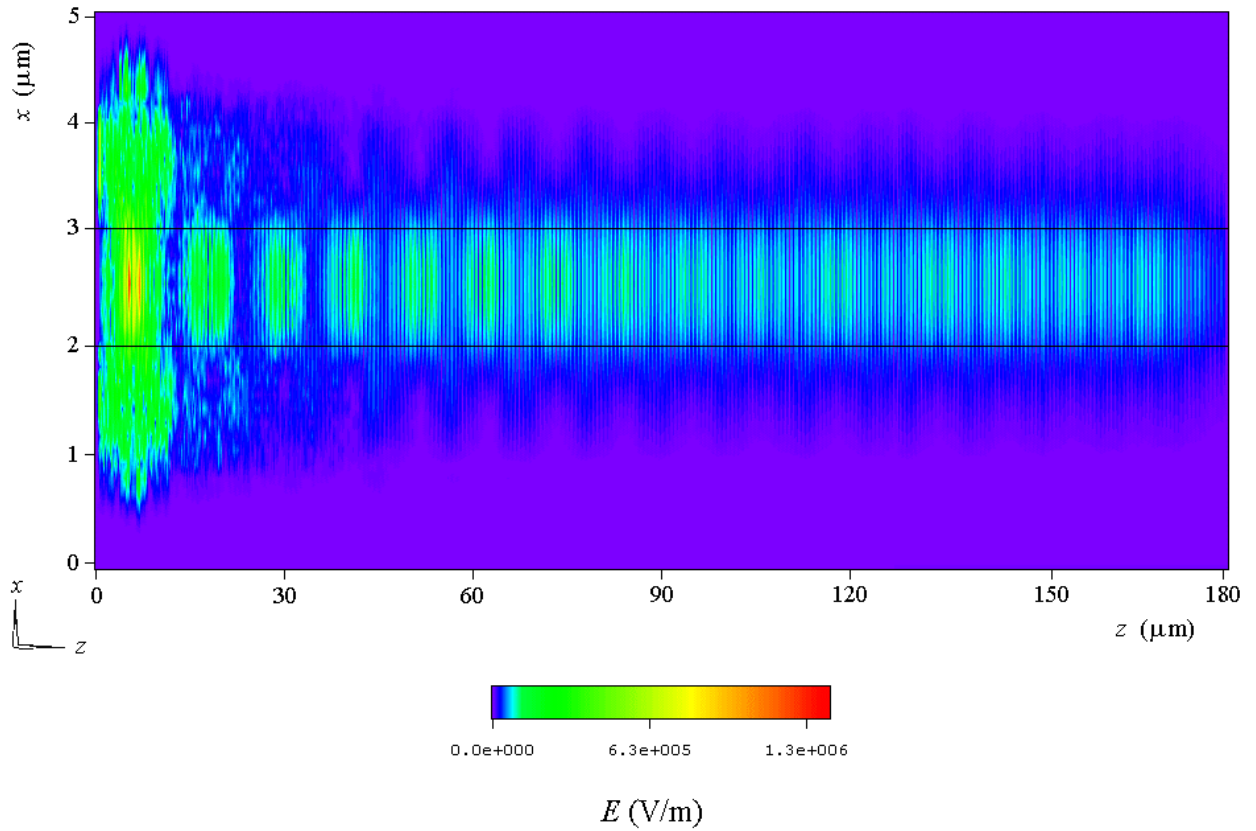
Dalším modelem pro test výpočetní metody založené na vztazích pro intenzitu elektrického a magnetického pole spolu s okrajovými a počátečními podmínkami byl nelineární planární optický vlnovod ([8]). Geometrie vlnovodu a velikosti kroků sítě jsou stejné jako u vlnovodu v oddíle 5.2 podle obrázku 5.2.1.

V řešení byly otestovány obě metody výpočtu nelineární permitivity (viz kapitola 4), a to kombinovaná metoda Newton - regula falsi a metoda přímého numerického výpočtu. Výsledky časů výpočtů pro jednotlivé metody jsou uvedeny v tabulce 5.3.1.

Výsledkem výpočtu je rozložení elektromagnetického pole ve vlnovodu. Na obrázku 5.3.1 je modul intenzity elektrického pole E v řezu rovinou xz . Na obrázcích 5.3.2 a 5.3.3 jsou složky a modul Poyntingova vektoru ve směru os x , y a z v řezu rovinou xy pro $z = 155 \mu\text{m}$.

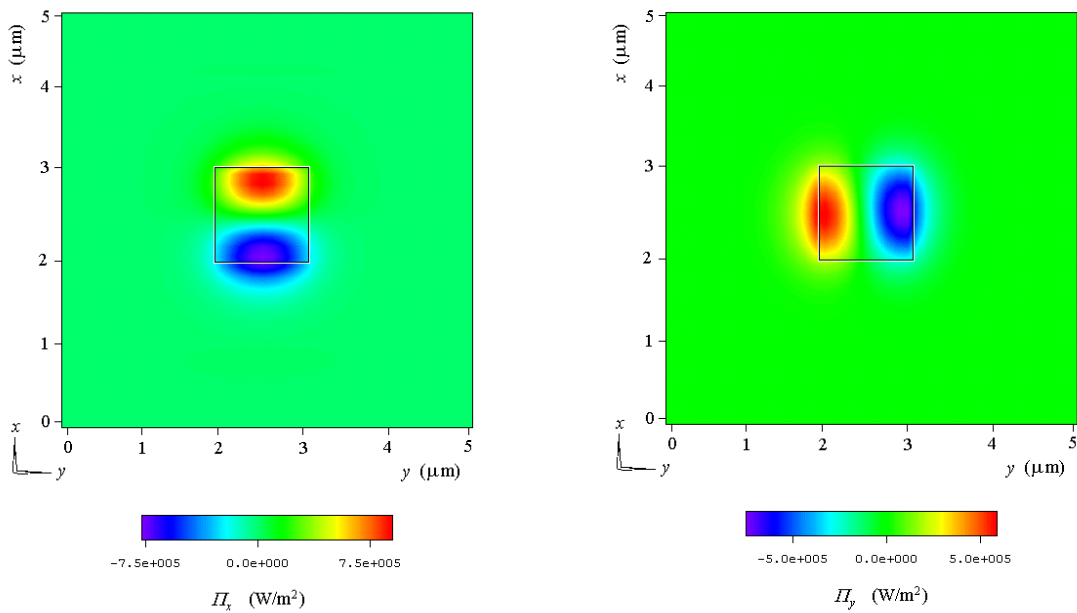
Metoda	Celkový čas výpočtu	Výp. čas. kroku
Newton – regula falsi	1770,8 min.	17,7 s
Přímá metoda	2729,9 min.	27,7 s

Tab. 5.3.1. Výsledky časů výpočtů pro jednotlivé metody

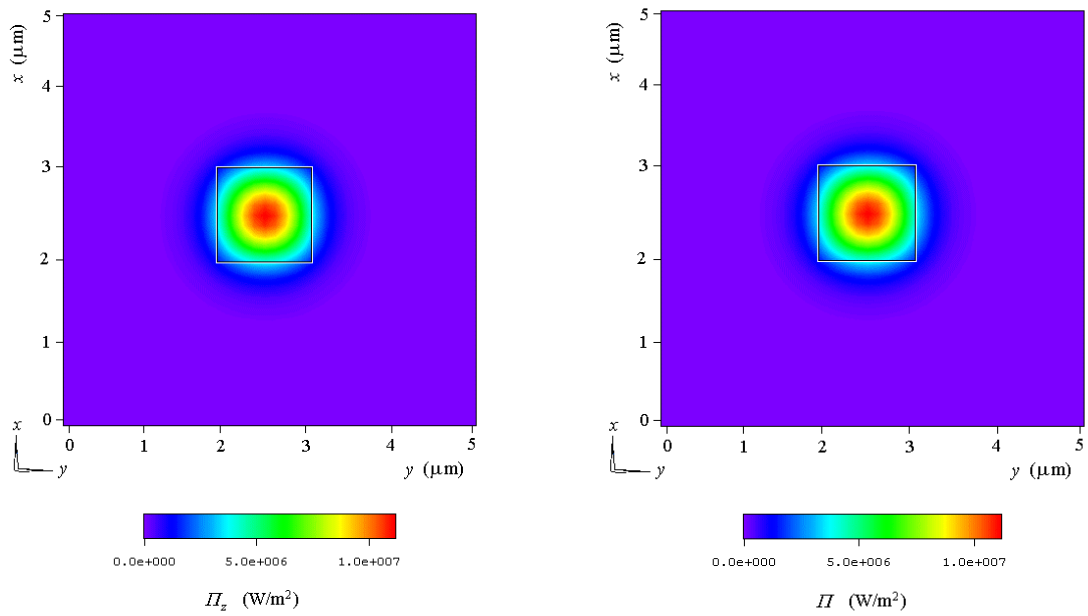


Obr. 5.3.1: Modul intenzity elektrického pole E v řezu rovinou xz pro časový okamžik $t = 923$ fs

V porovnání nelineárního optického vlnovodu s lineárním je vidět, že přenášený výkon reprezentovaný Poyntingovým vektorem je u nelineárního vlnovodu soustředěn jen do jádra vlnovodu.



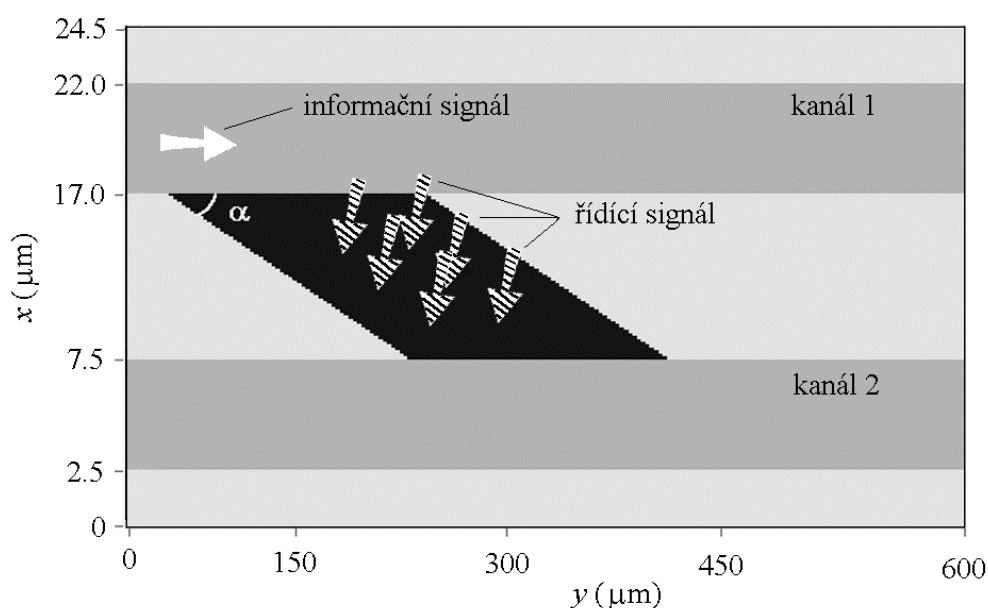
Obr. 5.3.2: Poyntingův vektor ve směru osy x a y pro $z = 155$ μm



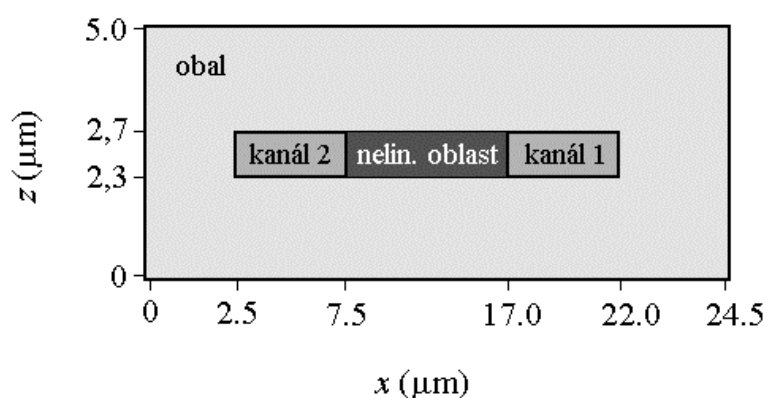
Obr. 5.3.3: Poyntingův vektor ve směru osy z a modul Poyntingova vektoru pro $z = 155 \mu\text{m}$

6 VÝPOČET NELINEÁRNÍHO OPTICKÉHO PŘEPÍNAČE

Pro analýzu pomocí programu NASS byl zvolen nelineární optický přepínač, který je na obrázku 6.1 a 6.2 ([6], [9], [15]). Princip optického přepínače je založen na nelineární změně elektrické permitivity v důsledku presence řídicího signálu s modulem intenzity elektrického pole E (viz obrázek 6.1). Z obrázku 6.1 je patrné, že řídicí signál se šíří ve směru osy z . Aplikací řídicího signálu na nelineární oblast dojde ke zvýšení permitivity podle vztahu (3.12). Tím dochází k přepnutí informačního signálu z kanálu 1 do kanálu 2. Pokud řídicí signál absentuje, informační signál se šíří jen v kanálu 1.



Obr. 6.1: Principiální schéma nelineárního optického přepínače



Obr. 6.2: Uspořádání nelineárního optického přepínače v řezu roviny xz

Přepínač se skládal ze dvou kanálů o šířce $5 \mu\text{m}$. Délka přepínače byla $600 \mu\text{m}$. Relativní permitivita kanálů ε_1 byla 2,4025. Mezi kanály se nacházela oblast

nelineární permitivity. Lineární část relativní permitivity ϵ_r^1 byla 2,265025. Relativní permitivita obalu ϵ_2 byla 2,295225.

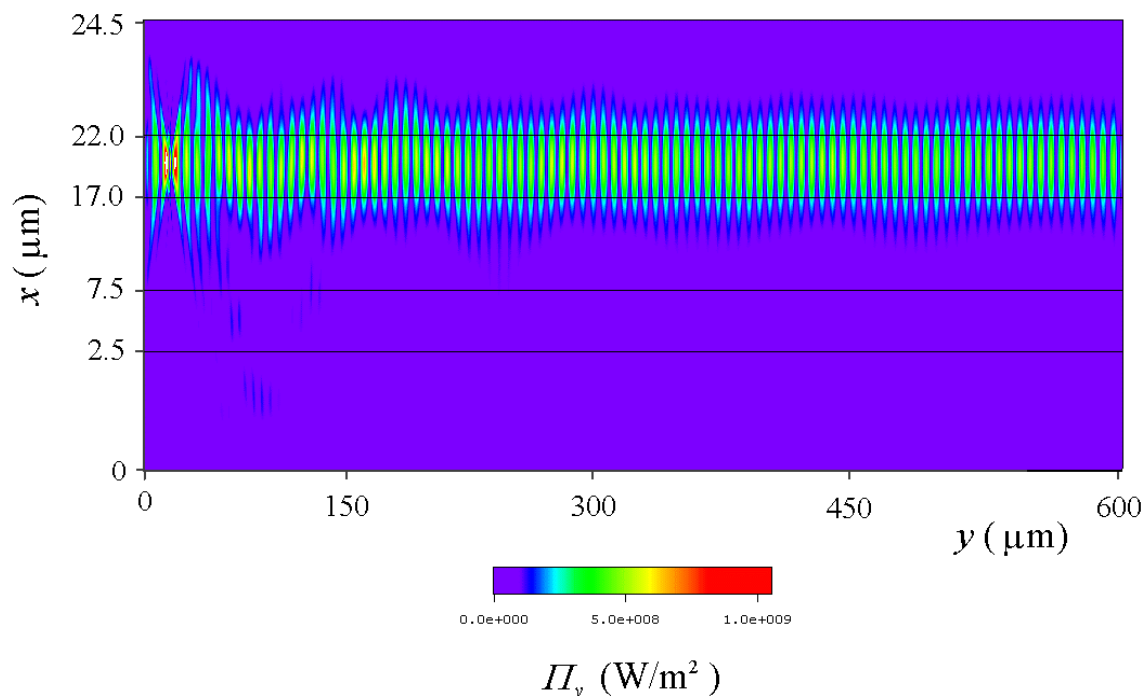
Dále byly zvoleny parametry výpočtu. Velikosti kroků byly zvoleny $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 100$ nm. Jako zdroj informačního signálu v kanálu 1 byla zvolena TE vlna buzená v ose x . Délka vlny informačního signálu byla $1,3$ μm . Jako zdroj řídicího signálu byla zvolena TE vlna buzená v ose y . Délka vlny řídicího signálu byla $3,0$ μm a amplituda $3,5 \cdot 10^5$ V/m. Nelineární index lomu n_{NL} byl 10^9 $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. Velikost modelu optického přepínače byla $(24,5 \times 600 \times 5)$ μm . Model obsahoval $73,5 \cdot 10^6$ bodů Yeeho sítě. Celkový čas výpočtu byl 236 hodin. Byly provedeny výpočty pro tři různé úhly α podle obrázku 6.1. V tabulce 6.1 jsou uvedeny koeficienty přenosu signálu v závislosti na α . Koeficient přenosu signálu je definován

$$K = \frac{P_{\text{výstup}}}{P_{\text{vstup}}} \cdot 100\% . \quad (6.1)$$

P_{vstup} je vstupní výkon kanálu 1 a $P_{\text{výstup}}$ je výstupní výkon kanálu 2.

α	1°	2°	5°
K	95%	91%	84%

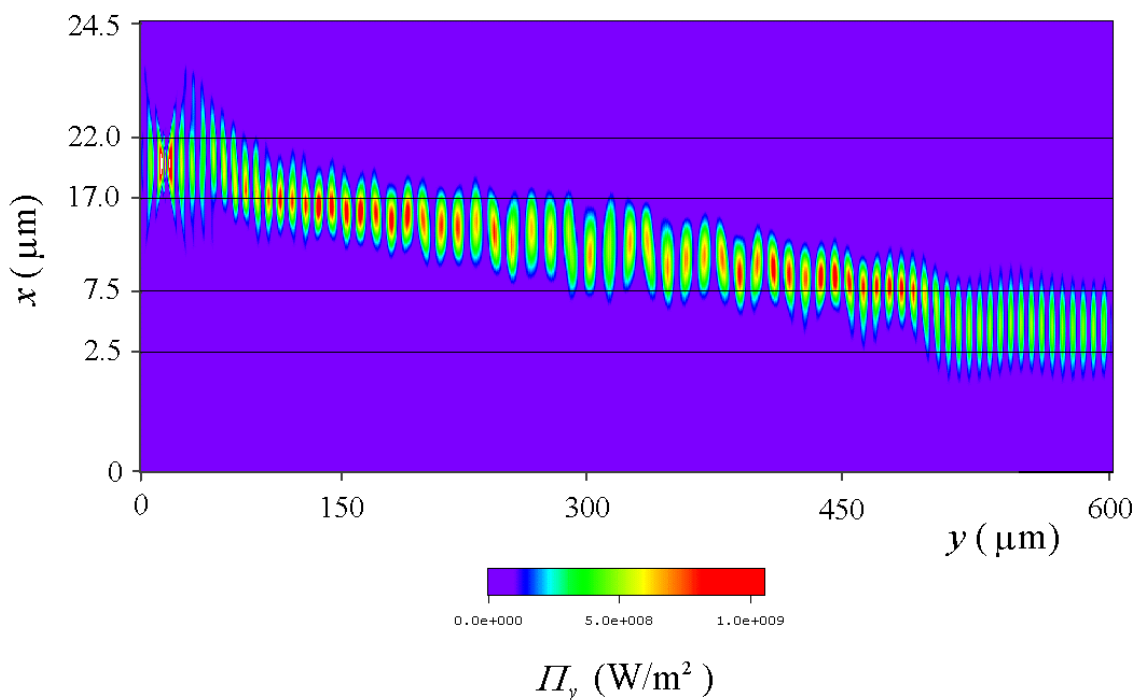
Tab. 6.1: Koeficient přenosu signálu pro hodnotu úhlu α



Obr. 6.3: Poyntingův vektor Π_y v řezu roviny xy bez řídicího signálu

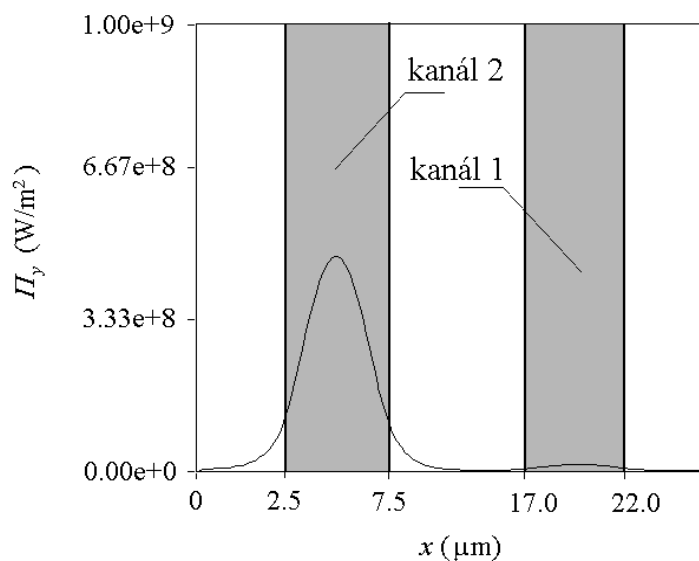
Z tabulky 6.1 je vidět, že nejlepší přenosové vlastnosti měl optický přepínač s úhlem $\alpha = 1^\circ$. Z toho lze usoudit, že čím menší bude úhel α , tím snadněji se

vyváže informační signál z kanálu 1. Na obrázku 6.3 je Poyntingův vektor Π_y ve směru šíření informačního signálu. Řídící signál nebyl na nelineární oblast aplikován. Vidíme, že informační signál se šíří pouze v kanálu 1.

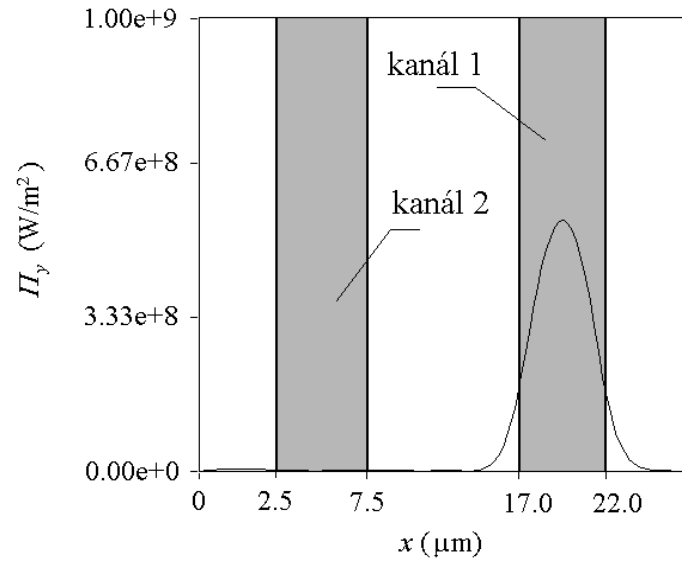


Obr. 6.4: Poyntingův vektor Π_y v řezu roviny xy při aplikaci řídicího signálu

Na obrázku 6.4 je Poyntingův vektor Π_y ve směru šíření informačního signálu při aplikaci řídicího signálu. Informační signál je vyvážen z kanálu 1 a přepnut do kanálu 2. Při aplikaci řídicího signálu jsou na obrázcích 6.5 a 6.6 Poyntingovy vektory Π_y v řezu roviny xz pro souřadnici $y = 50$ a 550 mikrometrů.



Obr. 6.5: Poyntingův vektor Π_y v řezu roviny xy pro $y = 50 \mu\text{m}$



Obr. 6.6: Poyntingův vektor Π_y v řezu roviny xy pro $y = 550 \mu\text{m}$

7 ZÁVĚR

Disertační práce byla zaměřena na rozšíření stávajících modelů optických sdružovačů. Cílem práce bylo odvodit formulaci polí v nelineárním optickém sdružovači. Mým úkolem bylo sestavit na základě odvozených rovnic algoritmus řešení numerické metody a ověřit výpočtem na příkladech optických zařízení. Výsledkem disertační práce je splnění cíle v kapitolách 3 až 6.

Popis a rozbor nelineárního optického prepínače byl uveden v kapitole 3. Zde je naznačen princip nelineárního optického prepínače a nelineární modely elektrické permitivity. Na základě těchto výsledků byl vybrán jeden model podle rovnice 3.12, který byl v kapitole 4 implementován do metody FDTD (viz rovnice (4.8)). Byly navrženy dvě metody řešení modelu nelineární permitivity, a to Newton-regula falsi a metoda přímého výpočtu. Na základě provedených výpočtů (viz kapitola 5.3) byla vybrána kombinovaná metoda Newton-regula falsi. Dále byly popsány jednotlivé druhy absorpčních hraničních podmínek, a to Murovy a PML vrstvy. Jako vhodné AV byly po provedení ověřovacích výpočtů vybrány PML s deseti AV (viz kapitola 5.1). Byl sestaven nový algoritmus řešení numerické metody pro výpočet nelineárních optických sdružovačů. V kapitole 6 byl realizován výpočet nelineárního optického prepínače. Vytvořen byl model nelineárního optického prepínače a uveden kompletní návrh geometrie prepínače a časy výpočtu. Výpočtem byla ověřena jeho funkčnost pro tři různé úhly α . Nejlepší uspořádání optického prepínače se jevílo podle tabulky 6.1 pro úhel $\alpha = 1^\circ$. Z uvedených časů výpočtů je zřejmé, že metoda výpočtu je náročná na hardwarové možnosti počítače.

Závěrem můžeme říci, že metoda FDTD obohacená o řešení modelu nelineární permitivity umožňuje analyzovat libovolné opticko-vlnovodné uspořádání nelineárního sdružovače.

LITERATURA

- [1] Angot, A. 1971. Užitá matematika pro elektrotechnické inženýry. Praha, SNTL, 1971.
- [2] Berenger, J. P. 1996. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Computational Physics*, Vol. 127, 1996: pp. 363-379.
- [3] Dědek, L., Dědková, J. 2000. Elektromagnetismus. Brno, VUTIUM, 2000.
- [4] El Ghannam, M. 1998. Analýza lineárních optických vlnovodů. *In: Workshop CAD&CAE'98*, Praha, 1998.
- [5] EL Ghannam, M. 1999. Investigation of the Electromagnetic Field in the Linear Optical Waveguide. *In: AMTEE'99*, Plzeň, 1999: pp. A21-A24.
- [6] El Ghannam, M. 2000. Analýza nelineárních optických přepínačů. *In: Workshop CAD&CAE'2000*, Praha, 2000: pp.26-29.
- [7] El Ghannam, M. 2000. Finite differences and electromagnetic field in the dielectrics. *In: IC_SPETO 2000*, Gliwice – Ustroń, 2000: pp. 109-112.
- [8] El Ghannam, M. 2000. Nonlinear optical waveguide and its solution by the FDTD. *In: STČ 2000*, Brno, 2000: pp. 464-466.
- [9] El Ghannam, M., Dědek L. 2000. Analysis of an Optical Switch by FDTD. *In: The 4th Japan_Central Europe Joint Workshop on Energy and Information on Non-Linear Systems*, Brno, 2000: p. 43.
- [10] Finlayson, N., Stegeman, G. I. 1990. Spatial switching, instabilities and chaos in a three-waveguide nonlinear directional coupler. *Appl. Phys. Lett.* (56) 1990: pp. 2276-2278.
- [11] Hoffman, M., Kopka, P., Voges, E. 1999. Optical fibre switches based on full wafer silicon micromachining. *J. Micromech. Microeng.* Vol. 9, 1999: pp. 151-155.
- [12] Huang, W. P., Hong, J. 1992. A coupled-mode analysis of modulation instability in optical fibers. *J. Lightwave Technol.* (10) 1992: pp. 156-162.
- [13] Chuang, S. L. 1987. A coupled-mode formulation by reciprocity and variational principle. *J. Lightwave Technol.* (LT-5) 1987: pp. 5-15.
- [14] Jensen, S. M. 1982. The nonlinear coherent coupler. *IEEE J. Quantum Electron.* (QE-18) 1982: pp. 1580-1583.
- [15] Kawanishi, S. 2001. High bit rate transmission over 1 Tbit/s. *IEICE Trans. Commun.* Vol.E84-B, No. 5, 2001: pp. 1135-1141.
- [16] Lee, H. I., Jeong, H. Y., Seo, S. W. 2001. On the traffic-distribution characteristics of parallel switching architectures. *IEICE Trans. Commun.* Vol.E84-B, No. 5, 2001: pp. 1375-1387.

- [17] Ma, B., Saitoh, M., Nakano, Y. 2000. Analysis and fabrication of an all-optical wavelength converter based on directionally-coupled semiconductor optical amplifiers. *IEICE Trans. Electron.* Vol.E83-C, No. 2, 2000: pp. 248-254.
- [18] Marcatili, E. 1986. Improved coupled-mode equations for dielectrics waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.* (QE-22) 1986: pp. 988-993.
- [19] Mayer, D., Polák, J. 1983. *Metody řešení elektrických a magnetických polí.* Praha, SNTL, 1983.
- [20] Meng, X. J., Okamoto, N. 1991. Improved coupled-mode theory for nonlinear directional couplers. *IEEE J. Quantum Electron.* (27) 1991: pp. 1175-1181.
- [21] Niiyama, A., Koshiya, M. 1997. 3-Dimensional beam propagation analysis of nonlinear optical fibers. *IEICE Trans. Commun.* Vol. E80-B, No. 4, 1997: pp. 522-527.
- [22] Ofusa, N., Saito, T., Shimoda, T., Hanada, T., Urino, Y., Kitamura, M. 1999. An optical add-drop multiplexer with a grating-loaded directional coupler in silica waveguides. *IEICE Trans. Electron.* Vol.E82-C, No. 8, 1999: pp. 1514-1517.
- [23] Pierce, J. R. 1954. Coupling of modes of propagation. *J. Appl. Phys.* (25) 1954: pp. 179-183.
- [24] Pramono, Y. H., Geshiro, M., Kitamura, T., Sawa, S. 2000. Optical logic or-and-not and NOR gates in waveguides consisting of nonlinear material. *IEICE Trans. Electron.* Vol.E83-C, No. 11, 2000: pp. 1755-1762.
- [25] Prather, D. W., Shi, S. 1999. Formulation and application of the finite-difference time-domain method for the analysis of axially symmetric diffractive optical elements. *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 16, No. 5, 1999: pp. 1131-1142.
- [26] Qian, J. R. 1986. Generalized coupled-mode equations and their applications to fibre couplers. *Electron. Lett.* (20) 1986: pp. 304-306.
- [27] Rektorys, K. a spol. *Přehled užití matematiky I.* Praha, Prometheus, 1995.
- [28] Sawaya, K. 2000. Numerical techniques for analysis of electromagnetic problems. *IEICE Trans. Commun.*, Vol. E83-B, No. 3, 2000: pp. 444-452.
- [29] Tomita, M. 1997. Analysis for scattering problem of directional Coupler for slab waveguides. *IEICE Trans. Electron.* Vol.E80-C, No. 11, 1997: pp. 1482-1490.
- [30] Wang, X. H. 1995. *Finite element methods for nonlinear optical waveguides.* Amsterdam, Gordon & Breach, Vol. 2, 1995.

CURICULUM VITAE

Moustafa El Ghannam se narodil 15.2.1973 v Brně. Od roku 1991 byl studentem VUT FEI v Brně. Jeho studium bylo ukončeno diplomovou prací na téma „Optovláknový teploměr“ a obhájením titulu inženýr v roce 1996.

Od roku 1996 byl studentem doktorandského studia na Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky. Zde publikoval a vystupoval na vědeckých mezinárodních konferencích a konferencích s mezinárodní účastí (AMTEE'97 Plzeň, AMTEE'99 Plzeň, TE&EM'99 Košice, IC-SPETO'2000 Gliwice, 4th Japan_Central Europe Joint Workshop on Non-Linear Systems'2000 Brno, IGTE'2000 Graz, atd.). Účastnil se publikační činnosti a aktivně se podílel na výukovém programu ústavu.

ABSTRACT

There has been a great interest in the possibility of using nonlinear optical guided-wave devices as ultra-fast photonic switching devices for optical communication and all-optical signal processing systems. Several all-optical guided-wave devices using third-order non-linearity have already been proposed and implemented. Most of the conventional all-optical devices are based on uniformly nonlinear structure, where basic optical elements in guided-wave systems are fabricated on a Kerr-like nonlinear substrate, or optical waveguides are constructed by using only nonlinear materials.

This work presents solution of all-optical switch by the new computational method. Principle of the all-optical switch is described in chapter 3. Computational method is based on FDTD method with new nonlinear permittivity models and their solution (chapter 4). Design and solution of the all-optical switch are shown in chapter 6. The new method is programmed by Fortran language and its name is NASS.