

# Simulace tmavých fotovoltaických solitonů pomocí BPM

Michal Bodnár

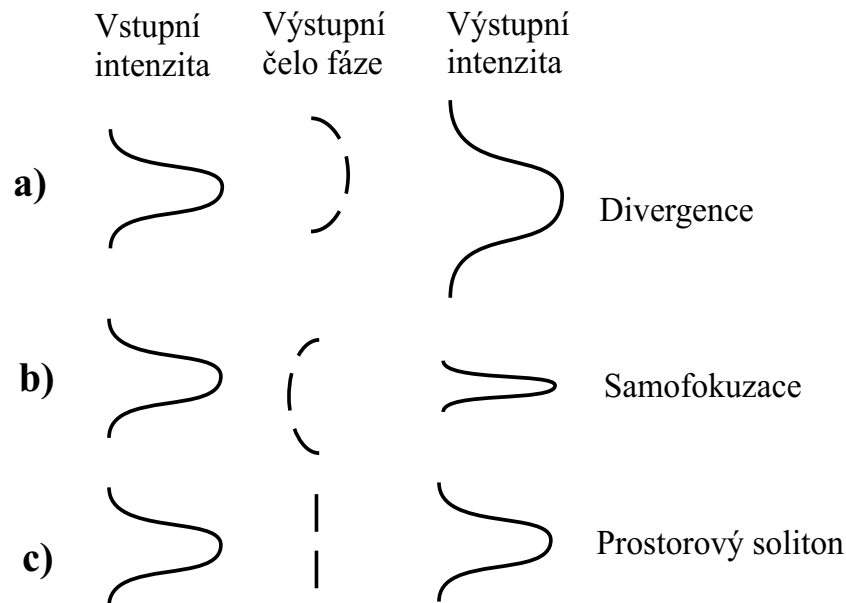
Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze, V Holešovičkách 2, 180 00, Praha 8

## Abstrakt

Numerická metoda BPM (beam propagation method) umožňuje simulovat dynamické šíření optického záření libovolným optickým prostředím. My jsme použili tuto metodu na řešení nelineární Schrödingerovi rovnice, která popisuje šíření optických solitonů v nelineárním prostředí. Simulace je zaměřena na šíření optického záření v optických krystalech  $LiNbO_3$  dopovaných ionty  $Fe$ . Toto prostředí umožňuje vygenerovat tmavé prostorové fotovoltaické solitony.

## 1 Princip prostorových solitonů

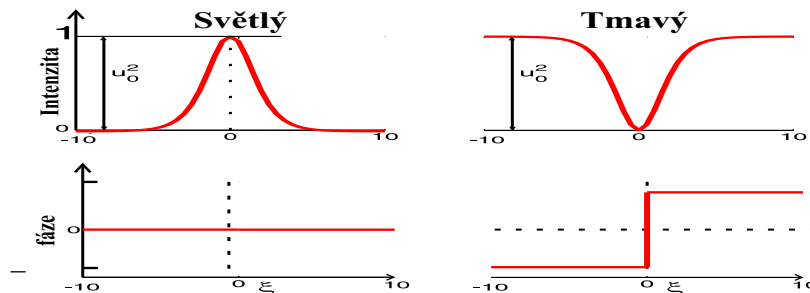
Jedním z oborů dnešní nelineární optiky jsou prostorové solitony. Prostorové solitony mohou mít své uplatnění v optoelektronice a optické komunikaci jako optické děliče, optická hradla apod. Nejznámější charakteristikou šířícího se optického svazku je rozšiřování jeho příčného profilu vlivem jeho divergence. Divergenci lze ovlivnit pomocí nelineární optiky. Je zapotřebí silná nelineární interakce mezi optickou vlnou a optickým prostředím, ve kterém se tato vlna šíří. Výsledkem této interakce může být autofokuzace svazku (analogie spojky) nebo prostorový soliton. Prostorové solitony jsou optické svazky šířící se nelineárním prostředím bez divergence. To znamená, že příčný profil svazku se nemění během šíření optickým prostředím. Prostorové solitony jsou výsledkem kompenzace divergence nelineárně indukovanou čočkou (autofokuzujícím jevem nebo autodefokuzujícím jevem) viz. obrázek(1).



Obrázek 1: Schématická ilustrace čočkové analogie pro prostorový soliton. Divergenci odpovídá konkávní čočka (rozptylka), nelineárnímu prostředí konvexní č. (spojka) a při prostorovém solitonu se jejich efekt kompenzuje

Nezávisle na prostředí dělíme prostorové solitony na *světlé* a *tmavé* [1, 2] viz. obrázek (2). Světlý soliton je optický svazek šířící se prostředím beze změny tvaru v příčném profilu. K této rovnováze dochází kompenzací divergence autofokuzací svazku, která je způsobena světlem indukovanou změnou indexu lomu. Světlé solitony lze generovat v prostředí s pozitivní změnou

indexu lomu. Tmavým solitonem naopak označujeme tmavý pás nebo "tmavou díru" v homogenním osvětlení šířící se v nelineárním prostředí. V tomto případě dochází ke kompenzaci divergence tmavé díry autodefokuzací, která je způsobena zápornou změnou indexu lomu a vztahuje se k homogennímu osvětlení. Tmavé solitony dále dělíme na tmavé, kde minimum intenzity je rovno nule, nebo šedé, kde minimum intenzity je nenulové, ale menší než homogenní osvětlení. Na obr.(2) je znázorněna také fáze optického pole příslušející k danému typu solitonu. Světlý soliton lze generovat při konstantní fázi, naopak tmavý soliton lze generovat pouze při konkrétní hodnotě fáze. Fáze optického pole musí mít při generaci tmavého solitonu hodnotu  $\pi$ . Jde o fázový skok přesně v minimu intenzity optického pole.



Obrázek 2: Schématické znázornění rozdílů mezi světlým a tmavým solitonem a jeho optickou fází

Budeme se zabývat analýzou tmavých prostorových optických solitonů. Tyto solitony budou ke svému vzniku využívat fotovoltaický jev [3, 4, 5, 6]. Jelikož změna indexu lomu prostředí, kterou při své generaci optický svazek vytvoří, v materiálu zůstává i po přerušení osvětlení, lze vytvořený profil indexu lomu využít jako vlnovod a navázat do něj jiné optické zařízení. Solitony budeme studovat v optickém krystalu  $Fe : LiNbO_3$ . Jde o krystal, který vykazuje fotorefraktivní jev. Fotorefraktivní materiály vykazují fotovodivostní a elektro-optické vlastnosti.

## 2 Teoretický model

V tomto článku se budeme zabývat fotovoltaickými tmavými solitony (PVE) a jejich numerickou analýzou. PVE solitony jsou podmnožinou fotorefraktivních solitonů. Název konkrétního typu solitonu charakterizuje jev, který soliton ke svému vzniku využívá. Fotorefraktivní jev [7] je složen ze tří samostatných jevů: difuze, driftu (využití vnějšího elektrického pole) a fotovoltaického jevu. Fotorefraktivní materiály jsou schopné detekovat a uložit prostorové rozložení optické intenzity ve tvaru prostorového rozložení změn indexu lomu. Fotoindukované elektrické náboje vytvoří rozložení prostorového náboje, jehož důsledkem je vnitřní elektrické pole, které přes elektro-optický jev změní index lomu. Náš zájem o studium fotovoltaických solitonů vychází ze studia krystalů  $LiNbO_3$  dopovaných ionty železa. Tento druh krystalu je fotorefraktivní a dominantním jevem způsobujícím fotorefrakci v krystalu je jev fotovoltaický [8]. Difuze je v tomto prostředí zanedbatelná a jelikož nechceme materiál ovlivňovat vnějším elektrickým polem, je drift roven nule.

Teoretický model šíření tmavého fotovoltaického solitonu je popsán soustavou rovnic popisující prostředí v němž se soliton šíří (tzv. Kuktharevův model) a vlnovou rovnicí popisující samotné šíření optického záření. Kuktharevův model (1-4) popisuje reakci fotorefraktivního materiálu na optické záření. Kuktharevův model popisuje pohyb elektronů v pásovém modelu krystalu s jeho valenčním, zakázaným a vodivostním pásem. Donory  $Fe^{2+}$  jsou ionizovány absorpcí fotonu. Ionizované elektrony jsou generovány do vodivostního pásu a za sebou zanechávají prázdné stavy. Takto ionizované nečistoty (pasti) jsou schopné zachytit elektrony. Rovnice (1) popisuje rychlost generace hustoty excitovaných elektronů  $N_d^i$ .  $\partial N_d^i / \partial t$  je uměrná rychlosti ge-

nerace a rekombinace hustoty elektronů ze zakázaného pásu, kde leží ionty železa  $Fe^{2+}$  a  $Fe^{3+}$ .

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = (\beta + s|A|^2)(N_D - N_D^i) - \gamma \hat{n} N_D^i, \quad (1)$$

$N_D$  je hustota donorů a z toho necht' je  $N_D^i$  hustota excitovaných elektronů. Rychlost generace elektronů je  $(sI + \beta)(N_D - N_D^i)$ , zatímco rychlost zachycení (rekombinace) v pastech (ionizované donory) je  $\gamma_R \hat{n} N_D^i$ , kde  $\hat{n}$  je hustota elektronů ( $\hat{n} = N_D + N_A$ ),  $s$  je fotoionizační účinný průřez,  $I$  je intenzita světla,  $\beta$  je rychlost generace elektronů pomocí tepla a  $\gamma_R$  je rychlost rekombinace elektron-ionizovaná past. Rychlost generace elektronů je stejná jako ionizace pastí až na to, že elektrony jsou pohyblivé, kdežto pasti jsou nehybné. To je podstata fotorefraktivního jevu. Pohyb elektronů může ovlivnit elektronovou hustotu

$$\frac{\partial \hat{n}}{\partial t} - \frac{\partial N_D^i}{\partial t} = -\frac{1}{e} \nabla \hat{j}, \quad (2)$$

kde  $\hat{j}$  je hustota proudu,  $e$  náboj elektronu. Každý fotogenerovaný elektron za sebou zanechává kladně nabitý iont. Dochází k transportu elektronů. Elektron je následně zachycen (rekombinuje) a uloží svůj záporný náboj v neosvětlené oblasti krystalu. Výsledkem je nehomogenní rozložení prostorového náboje. Tento nehomogenní prostorový náboj vytváří elektrické pole  $E_{sc}$ , které následně ovlivňuje transport nábojů. Hustota proudu se dále skládá z příspěvků *driftu* nosičů náboje způsobeného vnějším elektrickým polem, *difúze* způsobené gradientem hustoty nosičů náboje a *fotovoltaického jevu* způsobeného excitací elektronu do vodivostního pásu. Potom lze napsat hustotu proudu

$$\hat{j}(x, t) = e \mu \hat{n} \underbrace{\left[ E_{sc}(x, t) - \frac{V}{l} \right]}_{\text{drift}} \underbrace{- \mu k_B T \nabla \hat{n}}_{\text{difúze}} + \underbrace{\beta_{ph} (N_D - N_D^i) I(x, t)}_{\text{fotov.jev}}, \quad (3)$$

kde  $-e$  je náboj elektronu,  $V$  je externí napětí mezi elektrodami,  $l$  vzdálenost elektrod,  $k_B$  je Boltzmanova konstanta,  $T$  je absolutní teplota,  $\mu$  elektronová hybnost,  $D$  difúzní konstanta,  $E_{sc}$  je elektrické prostorové pole a  $\beta_{ph}$  je fotovoltaická konstanta. Vztah pro elektrické pole získáme z Poissonovy rovnice:

$$\nabla E_{sc} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} = e(\hat{n} + N_A - N_D^i), \quad (4)$$

kde  $\epsilon$  je dielektrická konstanta,  $\rho$  je hustota náboje a  $N_A$  je hustota akceptorů (pastí). Pro hustotu náboje platí rovnice kontinuity

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial \hat{j}(x, t)}{\partial x}. \quad (5)$$

Úplný soubor rovnic popisující šíření optického pole v krystalu uzavírá skalární vlnová rovnice s pomalu proměnnou amplitudou

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = \frac{ik}{n} \Delta n(E_{sc}) A(x, z), \quad (6)$$

kde  $\Delta n(E_{sc}) = -0.5n^3 r_{eff} E_{sc}$  je změna indexu lomu nezávislá na  $z$  (osa šíření),  $x$  je příčná osa.  $A$  je pomalu proměnná amplituda optického pole, definovaná  $E_{opt} = A(x, z) \exp(ikz - i\omega t) + c.c$  ( $k = 2\pi n/\lambda$  a  $\omega$  je úhlová frekvence).  $r_{eff}$  je efektivní elektrooptický koeficient. Nakonec definujeme optickou intenzitu a tmavou intenzitu  $I = |A|^2$  a  $I_{dark} = \beta/s$ .  $I_{dark} = \beta/s$  je intenzita světla potřebná ke generaci fotovodivosti rovné tmavé vodivosti. Obecně hledáme stacionární (nedivergující) řešení ve tvaru

$$A(x, z) = u(z) \exp(i\Gamma x) \sqrt{I_{dark}}, \quad (7)$$

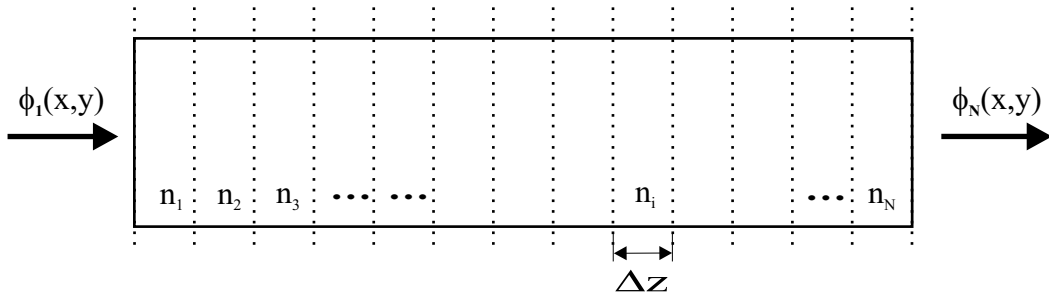
kde  $\Gamma$  je konstanta šíření solitonu.

Rovnice (6) je nelineární Schrödingerova rovnice popisující šíření optického záření krystalem, jehož index lomu je změněn přes elektro-optický jev. Schrödingerova rovnice nemá pro daný typ solitonu a daný materiál analytické řešení, a proto ji musíme řešit numericky. Jednou z metod, kterou lze použít, je symetrická split-step Fourierova metoda neboli BPM (beam propagation method).

### 3 Numerický model–metoda BPM

BPM (beam propagation method) [9, 10, 11] je numerická metoda určená k modelování šíření optického pole prostředím s libovolným rozložením indexu lomu. Tato metoda spadá do kategorie tzv. pseudospektrálních metod. Jde o metody mnohonásobně rychlejší ve výpočtu než numerické metody založené na konečných diferencích. My zde budeme chtít numericky simulovat šíření optického svazku nelineárním prostředím. Metoda BPM je založena na Fourierově transformaci, ale v nelineárním prostředí Fourierova transformace neplatí. Lze však upravit algoritmus výpočtu tak, že metodu BPM budeme moci použít i pro nelineární prostředí.

Jádro metody BPM spočívá ve znalosti vstupního optického pole  $\phi_1(x, y)$  a způsobu výpočtu šíření optického svazku (změna rozložení pole po  $N$  podélných krocích). Po  $N$  krocích získáme rozložení optického pole ve vzdálenosti  $z = N\Delta z$ , kde  $\Delta z$  je velikost jednoho kroku viz. obrázek (3). V jednom kroku dostatečně malém lze index lomu prostředí  $n_i$  předpokládat konstantní (homogenní). Prostředí rozložené na  $N$  podélných úseků si lze představit jako  $N$  čoček



Obrázek 3: Schématické znázornění principu metody BPM

vzdálených mezi sebou o  $\Delta z$ . Každá čočka provede Fourierovu transformaci do spektrální oblasti. Dojde k rozkladu na separátní rovinné komponenty, každá z těchto komponent má vlastní vlnový vektor. Nyní vynásobíme jednotlivé rovinné komponenty fázovou korekcí danou šířením na vzdálenost  $\Delta z$ . Fázové změny jednotlivých rovinných komponent jsou rozdílné díky různým směrům vlnových vektorů. Výsledná vlna je pak dána opět superpozicí všech rovinných komponent. Na konci úseku  $\Delta z$  provedeme inverzní Fourierovu transformaci a krok opakujeme o další  $\Delta z$ .

Nyní aplikujeme BPM na nelineární Schrödingerovu rovnici (NLS) [11, 12, 13] pro jednodimenzionální případ, kde  $z$  je směr šíření a  $x$  je příčná složka. NLS má tvar:

$$\frac{\partial \mathbf{E}(x, z)}{\partial z} = \left( \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathbf{E}(x, z) + \left( i \frac{k}{n} \Delta n \right) \mathbf{E}(x, z). \quad (8)$$

Pro pochopení filozofie BPM metody je užitečné zapsat rovnici (8) ve tvaru:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} = \left( \hat{\mathbf{D}} + \hat{\mathbf{N}} \right) \mathbf{E}, \quad (9)$$

kde  $\hat{\mathbf{D}}$  je diferenciální operátor, který popisuje divergenci v lineárním prostředí a  $\hat{\mathbf{N}}$  je nelineární diferenciální operátor, který popisuje šíření v nelineárním prostředí. Tyto operátory jsou dány ve tvaru

$$\hat{\mathbf{D}} = \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (10)$$

$$\hat{\mathbf{N}} = i\frac{k}{n}\Delta n. \quad (11)$$

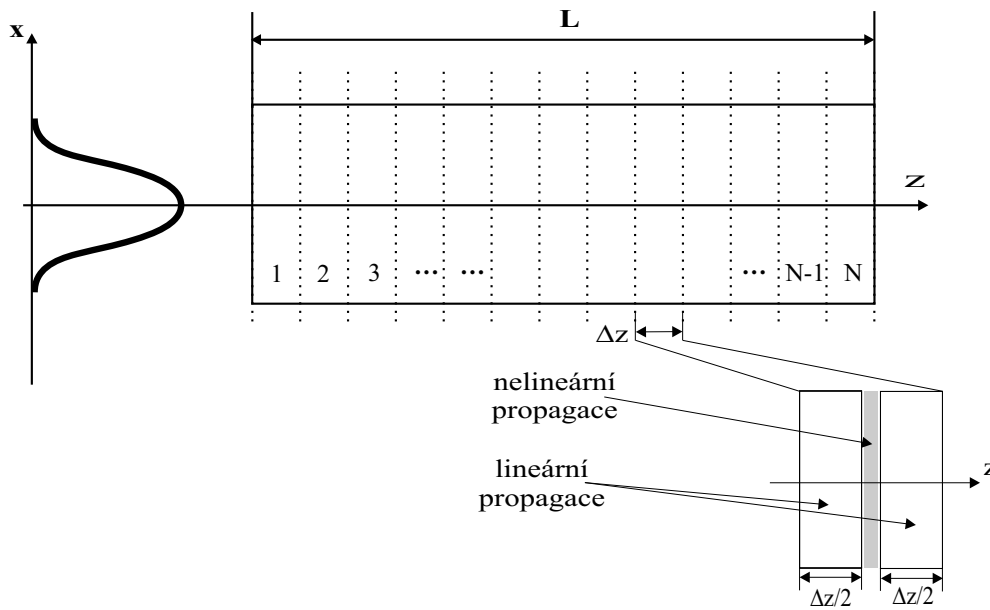
Optické jevy divergence a nelinearita působí na optický svazek současně, tj. formální řešení rov.(9) je dáno vztahem

$$\mathbf{E}(z + \Delta z) = \exp[(\hat{\mathbf{D}} + \hat{\mathbf{N}})\Delta z]\mathbf{E}(z). \quad (12)$$

BPM metodou získáme přibližné řešení za předpokladu, že divergence a nelineární jev mohou působit odděleně na velmi malé vzdálenosti  $\Delta z$ . Konkrétně šíření z bodu  $z$  do  $z + \Delta z$  probíhá ve dvou krocích. V prvním kroku, nelineární jev působí sám a  $\hat{\mathbf{D}} = 0$  v rov.(9). V druhém kroku, divergence působí samostatně a  $\hat{\mathbf{N}} = 0$  v rov.(9). Řešení rovnice (9) ve vzdálenosti  $z + \Delta z$  lze tedy zapsat ve tvaru:

$$\mathbf{E}(x, z + \Delta z) \approx \exp(\Delta z \hat{\mathbf{D}}) \exp(\Delta z \hat{\mathbf{N}}) \mathbf{E}(x, z). \quad (13)$$

Metoda BPM má přesnost řešení 2.řádu při kroku  $\Delta z$ .



Obrázek 4: BPM (beam propagation method) - schématické znázornění symetrické split-step Fourierovy metody použité k numerické simulaci. Materiál je rozdělen na  $N$  segmentů o šířce  $\Delta z$ . V polovině segmentu je aplikován nelineární jev.

### 3.1 Symetrická split-step Fourierova metoda

Přesnost BPM z předešlé části lze zlepšit změnou způsobu šíření optického svazku z bodu  $z$  do  $z + \Delta z$ . V tomto způsobu nahradíme rov.(13) rovnicí

$$\mathbf{E}(x, z + \Delta z) \cong \exp\left(\frac{\Delta z}{2}\hat{\mathbf{D}}\right) \exp\left(\int_z^{z+\Delta z} \hat{\mathbf{N}}(z')dz'\right) \exp\left(\frac{\Delta z}{2}\hat{\mathbf{D}}\right) \mathbf{E}(x, z). \quad (14)$$

Největší rozdíl mezi původním schématem BPM a symetrickou split-step metodou je ten, že nelinearita je uplatněna uprostřed segmentu  $\Delta z$ . V původní BPM je nelinearita uplatňována na hranicích segmentu. Na obr.(4) je znázorněn princip symetrické split-step Fourierovy metody. Symetrická split-step Fourierova metoda má název podle symetrického uspořádání exponenciálních operatorů. Integrál v prostřední exponenciální funkci je vhodný k vložení nelineárního operátoru závislého na  $z$ . Hlavní výhoda symetrické metody spočívá ve zmenšení chyby řešení. Nyní je chyba 3. řádu při kroku  $\Delta z$ .

Integrál v rov.(14) nahradíme výrazem

$$\int_z^{z+\Delta z} \hat{\mathbf{N}}(z') dz' \approx \frac{\Delta z}{2} [\hat{\mathbf{N}}(z) + \hat{\mathbf{N}}(z + \Delta z)]. \quad (15)$$

Tento výraz však není jednoduché vypočítat, protože neznáme hodnotu  $\hat{\mathbf{N}}(z + \Delta z)$  v poloze nelinearity  $z + \Delta z/2$ . K nalezení hodnoty  $\hat{\mathbf{N}}(z + \Delta z)$  dokonvergujeme z výchozí hodnoty  $\hat{\mathbf{N}}(z)$ . Vypočítáme  $\mathbf{E}(z + \Delta z)$  pro  $\hat{\mathbf{N}}(z)$  a hodnotu pole použijeme znova v rov.(15) pro výpočet nové hodnoty  $\hat{\mathbf{N}}(z + \Delta z)$ . Dvě iterace jsou dostatečné. Pro zpřesnění difrakční oblast rozdělíme na polovinu, řešení pak vypadá takto:

$$\mathbf{E}(z + \Delta z) \cong \mathbf{E} e^{\hat{\mathbf{D}} \frac{\Delta z}{2}} e^{\hat{\mathbf{N}} \frac{\Delta z}{2}} e^{\hat{\mathbf{D}} \frac{\Delta z}{2}}. \quad (16)$$

Šíření lineárním prostředím lze vypočítat následujícím postupem. Operátor  $\exp(\Delta z \hat{\mathbf{D}})$  můžeme spočítat ve Fourierově oblasti podle

$$\exp(\Delta z \hat{\mathbf{D}}) B(z) = F_T^{-1} \exp[\Delta z \hat{\mathbf{D}}(ik)] F_T B(z), \quad (17)$$

kde  $F_T$  je operátor Fourierovy transformace. Výraz  $\hat{\mathbf{D}}(ik)$  jsme získali z rov.(9). Došlo k nahrazení diferenciálního operátoru  $\partial/\partial x$  výrazem  $ik$ , kde  $k$  je vlnové číslo a prostorová frekvence ve Fourierově oblasti. K výpočtu rov.(17) použijeme numerický algoritmus FFT (fast fourier transform).

Nelineární prostředí má na vývoj následující vliv:

$$\mathbf{E} \left( x, z + \frac{\Delta z}{2} \right) = \exp \left( i \frac{k}{n} \int_z^{z+\Delta z} \Delta n(x, z, t) dz \right) \mathbf{E} \left( x, z + \frac{\Delta z}{2} \right), \quad (18)$$

kde  $\Delta n(x, t)$  je změna fotorefraktivního prostředí

$$\Delta n(x, t) = -\frac{1}{2} n^3 r_{33} E_{ph} \underbrace{\frac{I(x)}{I(x) + I_{dark}} \left( e^{\left\{ -\frac{I(x) + I_{dark} t}{T_d I_{dark}} \right\}} - 1 \right)}_{E_{SC}(x, t)}, \quad (19)$$

kde  $E_{ph}$  je materiálová konstanta fotovoltaického pole,  $r_{33}$  je elektro-optický koeficient ve směru optické osy. Po substitucích jednotlivých výrazů dostaneme z (18) vztahy pro optické pole před ( $E^+$ ) a po ( $E^-$ ) nelineární části

$$\mathbf{E}^+ \left( x, z + \frac{\Delta z}{2} \right) = \exp \left( i \frac{k}{n} \frac{1}{2} [\Delta n(x, z, t) + \Delta n(x, z + \Delta z, t)] \Delta z \right) \cdot \mathbf{E}^- \left( x, z + \frac{\Delta z}{2} \right), \quad (20)$$

$$\mathbf{E}^+ \left( x, z + \frac{\Delta z}{2} \right) = \exp \left( -i \frac{kn^2 r_{33}}{4} [E_{SC}(x, z, t) + E_{SC}(x, z + \Delta z, t)] \Delta z \right) \cdot \mathbf{E}^- \left( x, z + \frac{\Delta z}{2} \right). \quad (21)$$

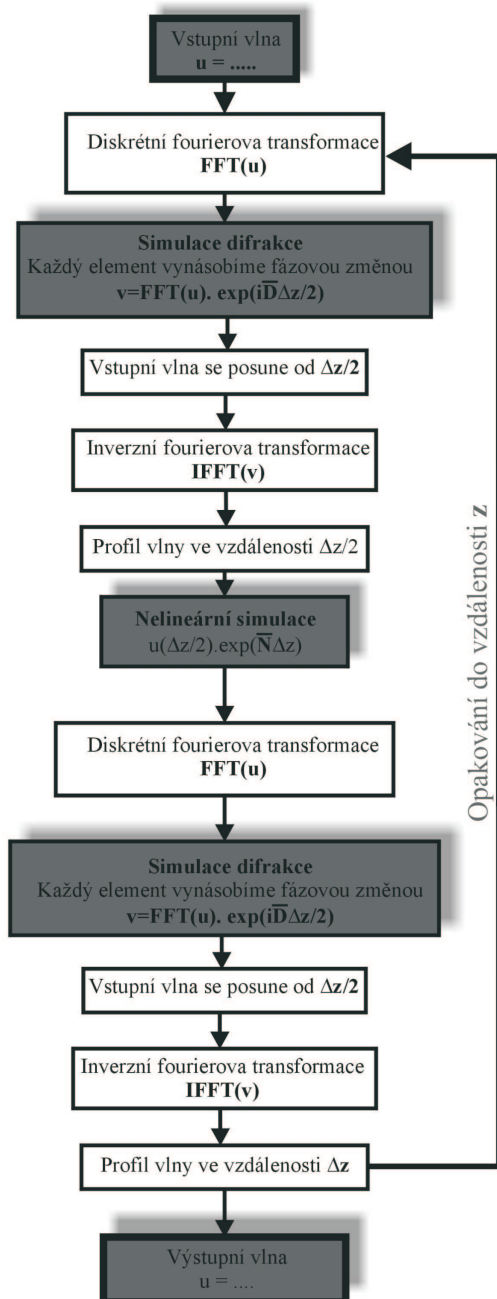
Pokud využijeme substituci  $I_{norm}(x) = I(x)/I_{dark}$ , pak

$$E_{SC}(x, t) = E_{ph} \frac{I_{norm}(x)}{I_{norm}(x) + 1} \left[ \exp \left( -\frac{I_{norm}(x) + 1}{T_d} t \right) - 1 \right]. \quad (22)$$

Rovnice (20), (21) a Fourierova transformace nám umožňují výpočet šíření optického pole fotovoltaickým prostředím.

### 3.2 Program v prostředí MATLAB

Pro samotnou realizaci výpočtu BPM metody byl využit systém Matlab. Algoritmus celého výpočtu je schématicky zobrazen na obr.(5). Fourierova transformace byla v Matlabu nahrazena algoritmem FFT (fast fourier transform). Realizovaný program má spoustu vstupních parametrů, a proto bylo vytvořeno grafické rozhraní pro tento program. K tvorbě grafického rozhraní bylo využito prostředí GUIDE.



Obrázek 5: Algoritmus výpočtu BPM pro nelineární Schrödingerovu rovnici

Vstupní požadavky na grafické rozhraní byly následující:

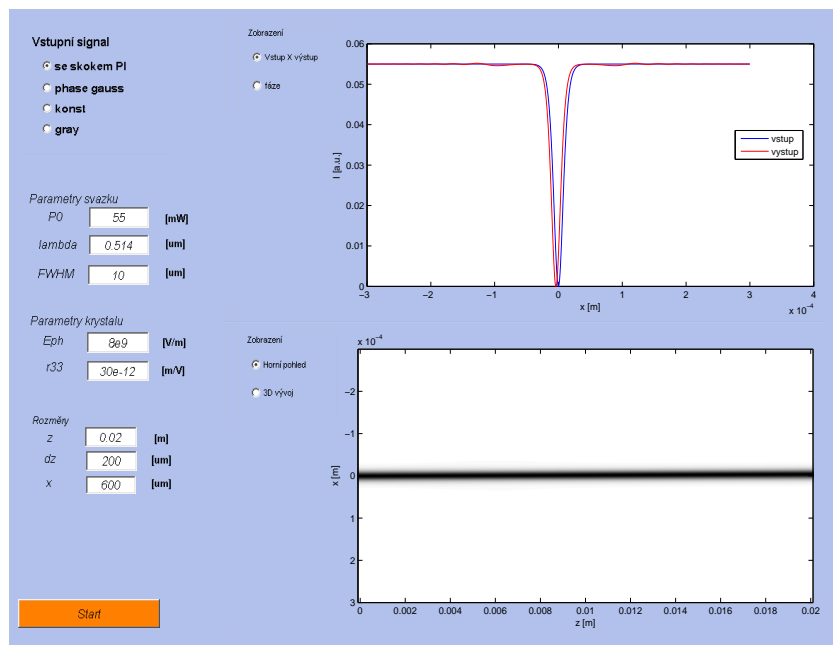
- Zadávat různé profily vstupního svazku
- Zadávat parametry svazku: vstupní výkon optického pole, vlnovou délku, pološířku vstupního svazku *FWHM*

- Parametry krystalu: fotovoltaické pole, elektro-optický koeficient
- Rozměry prostředí pro výpočet: délka, velikost  $\Delta z$ , velikost příčné souřadnice (důležité pro FFT), počet vzorků pro FFT primárně nastaven na  $2^{11}$

Výstupní grafické požadavky byly:

- Zobrazit vstupní a výstupní profil svazku nebo zobrazit vstupní a výstupní fázi svazku
- Zobrazit horní pohled na celý průběh šíření svazku prostředím (využita fce imagesc) nebo zobrazit 3D průběh šíření

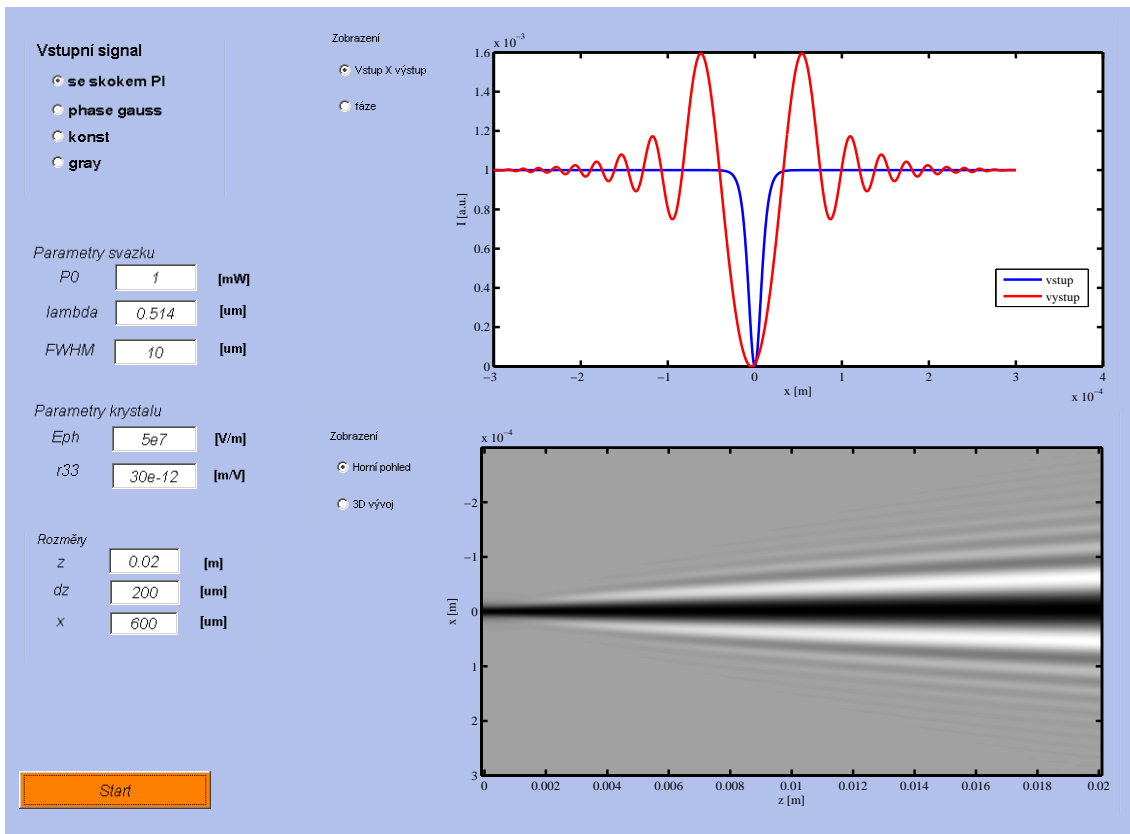
Navrhnuté grafické rozhraní je na obr.(6). Možnost volby různých typů vstupních svazků nám umožňuje studovat procesy, které se mohou v krystalu odehrávat. Jak už bylo v úvodu řečeno, u tmavých solitonů záleží na fázi vstupního svazku, proto v programu rozlišujeme vstupní svazek s fázovým skokem  $\pi$  a s konstantní fází (konst.). Ostatní volby svazku "gray" nabýzí možnost zadat šedý svazek s danou fází a "phase gauss" umožňuje zadat gaussový svazek s intenzitním propadem v maximu a se skokovou fází viz.(10).



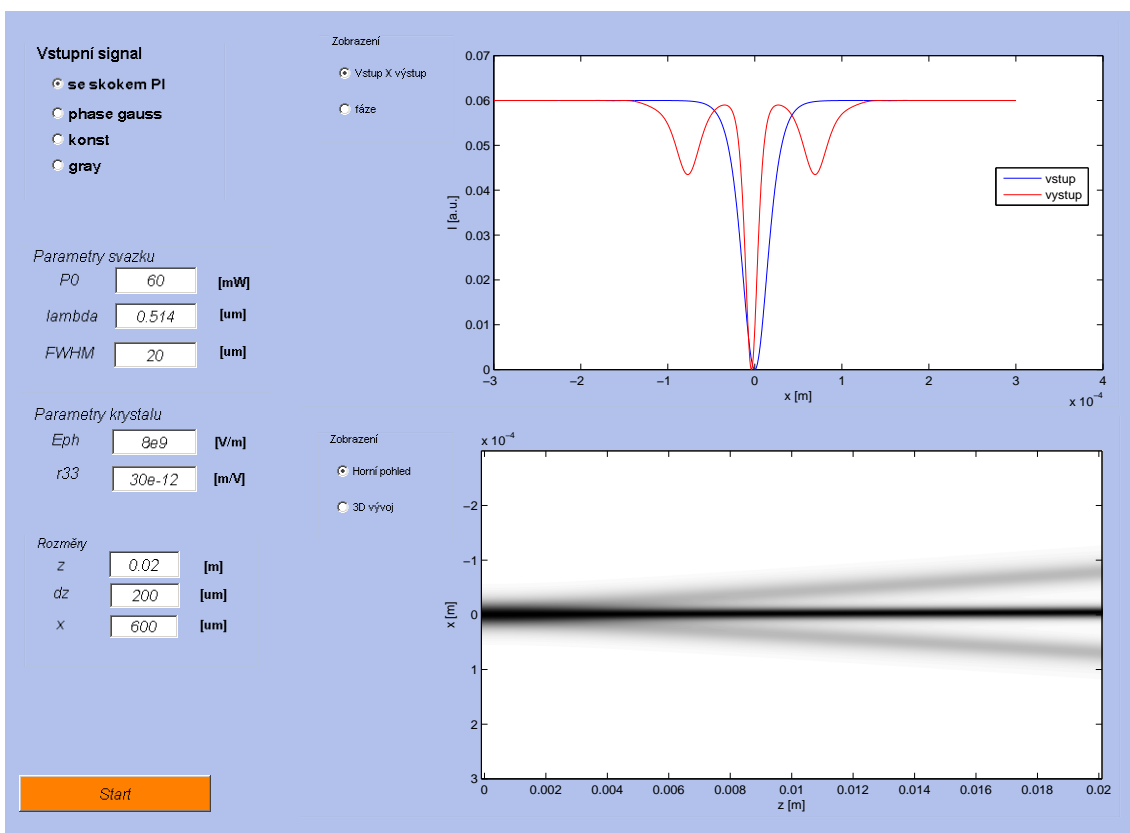
Obrázek 6: Grafické rozhraní a generace tmavého solitonu

Uvedné příklady šíření vstupního svazku prostředím obr.(6–10) s fotovoltaickým jevem jsou napočítány vždy pro pološířku  $10\mu\text{m}$ , vzdálenost  $2\text{cm}$  a pro různé vstupní výkony a hodnoty fotovoltaického pole  $E_{ph}$  [V/m]. Tento postup neodpovídá reálnému krystalu, kde můžeme ovlivňovat pouze vstupní výkon [mW] a vstupní pološířku svazku. Konkrétní volbě vstupního výkonu odpovídá konkrétní hodnota pološířky svazku a naopak. Příklady jsme volili pro názornost. Obr.(6) zobrazuje tmavý prostorový fotovoltaický soliton. Na obr.(7) je znázorněn výpočet, kdy intenzita záření není dostatečná k vytvoření solitonu a dochází k divergenci svazku. Pokud zvýšíme hodnoty vstupního výkonu lze generovat i různé násobné solitony viz. obrázek (8). Dochází ke generaci jednoho tmavého a 2 šedých solitonů. Vstupní svazek s fázovým skokem  $\pi$  nám definuje tzv. lichou podmínku. To znamená, že při dostatečném výkonu můžeme generovat lichý počet solitonů. Naopak vstupní svazek s konstantní fází nám definuje tzv. sudou podmínku, jak je vidět na obr.(9). Pomocí sudé podmínky lze generovat Y-dělič svazku [14].

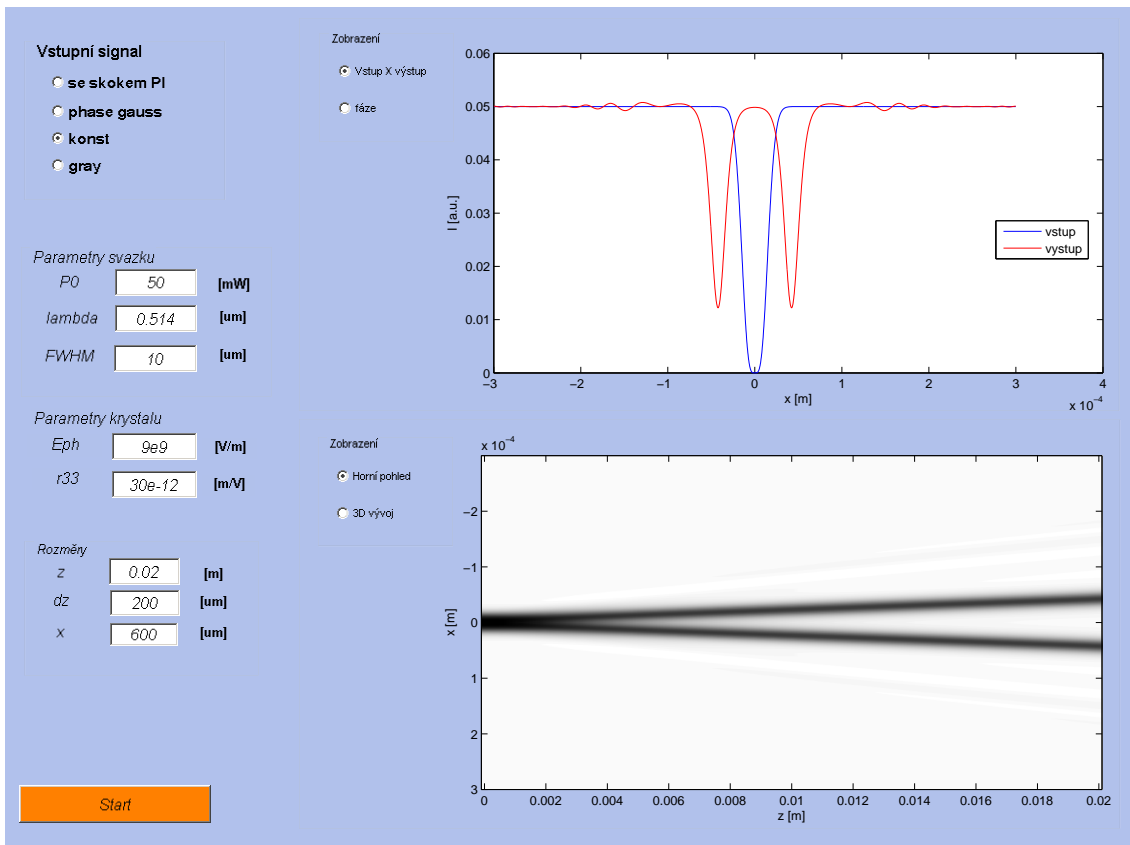




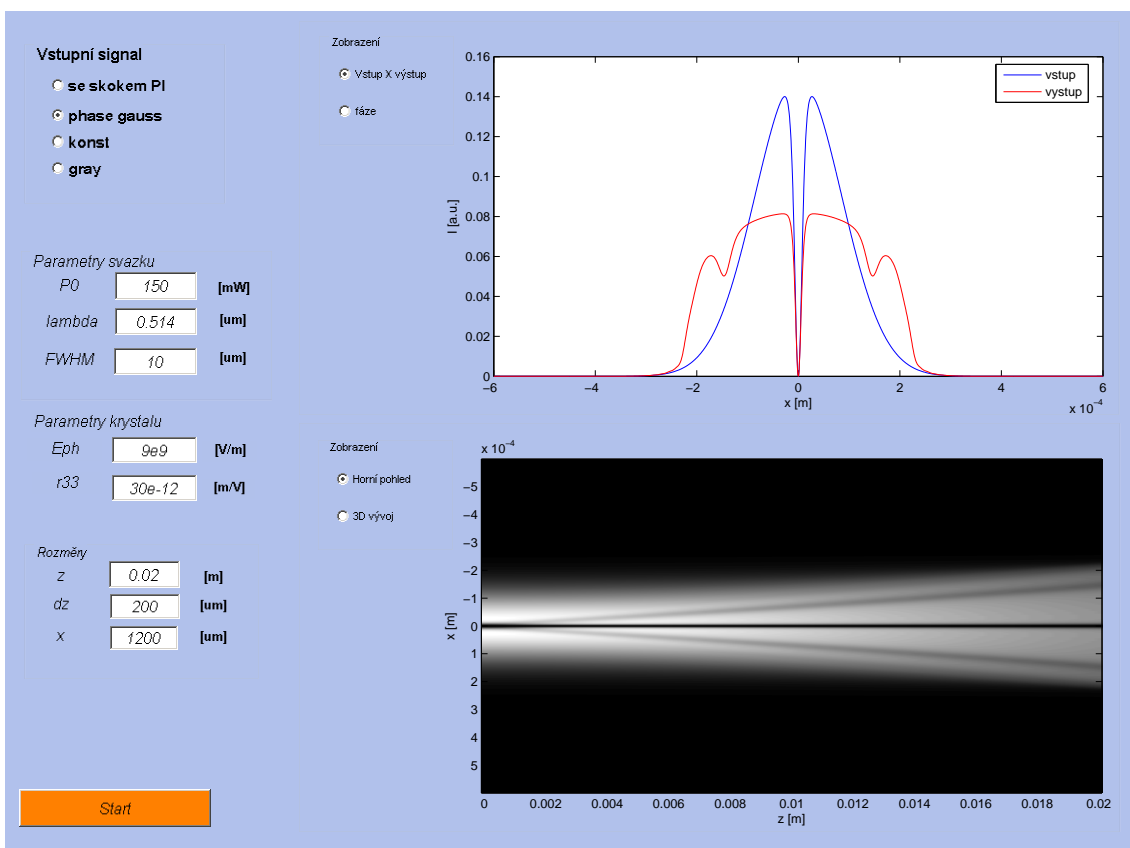
Obrázek 7: Divergence



Obrázek 8: Generace jednoho tmavého a 2 šedých solitonů



Obrázek 9: Generace solitonového Y-děliče



Obrázek 10: Generace jednoho tmavého a 2 šedých solitonů, zadán vstupní svazek "gauss phase"

## 4 Závěr

Na závěr lze říct, že metoda BPM je velice silný nástroj nejen k simulování šíření lineárními systémy s daným profilem indexu lomu, ale i k modelování šíření v nelineárních systémech. V tomto článku se index lomu dynamicky měnil s postupným šířením až do svého stacionárního stavu. Metoda velice dobře popisuje rálné chování optického záření ve fotovoltaickém materiálu viz. experimenty [3, 15].

## Reference

- [1] M.Segev G.I.Stegeman. Self-Trapping of Optical Beams: Spatial Solitons. *Physics Today*, 51(8):42–48, 1998.
- [2] M.Segev G.I.Stegeman. Optical Spatial Solitons and Their Interactions: Universality and Diversity. *Sciences*, 286:1518–1523, 1999.
- [3] M.C. Bashaw M.Taya M.M.Fejer M.Segev, G.C. Valley. Photovoltaic spatial solitons. *J.Opt.Soc.Am.B*, 14(7):1772, 1997.
- [4] M.Wesner J.Hukriede V.Shandarov, D.Kip. Observation of dark spatial photovoltaic solitons in planar waveguide in lithium niobate. *J.Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2:500, 2000.
- [5] M.M.Fejer M.Segev G.C. Valley M.Taya, M.C.Bashaw. Observation of dark photovoltaic spatial solitons. *Physical Review A*, 52(4):3095, 1995.
- [6] B.Crosignani A. Yativ M.M.Fejer M.C.Bashaw G.C.Valley, M.Segev. Dark and bright photovoltaic solitons. *Physical Review A*, 50(6):50, 1994.
- [7] Pochi Yech. *Introduction to photorefractive nonlinear optics*. John Wiley & Sons, USA, 1993.
- [8] Vladimír M.Fridkin Boris I.Sturman. *The photovoltaic and photorefractive effect in noncentrosymmetric materials*. Gordon and Breach science publishers, Philadelphia,USA, 1992.
- [9] C. R. Pollock. *Fundamentals of Optoelectronics*. Richard D. Irwin, Inc., Chicago, USA, 1995.
- [10] G. P. Agrawal Y. S. Kivshar. *Optical Solitons: From Fibres to Photonic Crystal*. Academic Press, San Diego, USA, 2003.
- [11] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, USA, third edition, 2001.
- [12] G.Couton. Solitons spatiaux photovoltaïques dans le  $LiNbO_3$ , 2004.
- [13] D.Wolfersberger G.Kugel J.Maufoy, N.Fressengeas. Simulation of the temporal behavior of soliton propagation in photorefractive media. *Physical Review E*, 59(5):6116, 1999.
- [14] M.M.Fejer M.Segev G.C.Valley M.Taya, M.C.Bashaw. Y-junction arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media. *Physical Review A*, 21(13):943, 1996.
- [15] M.Chauvet. Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons. *J.Opt. Soc.Am.B*, 20(12):2515, 2003.