

POLITECHNIKA WROCŁAWSKA
WYDZIAŁ PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

KIERUNEK: Fizyka Techniczna (FTE)
SPECJALNOŚĆ: Nanoinżynieria (NAI)

**PRACA DYPLOMOWA
MAGISTERSKA**

Modelowanie generacji drugiej harmonicznej
w światłowodach mikrostrukturalnych

Simulations of second harmonic generation
in microstructured optical fibers

AUTOR:
inż. Sylwia Majchrowska,
nr albumu 204197

PROWADZĄCY PRACĘ:
dr inż. Karol Tarnowski

OCENA PRACY:

Co może wytworzyć uporządkowany stan? Moja odpowiedź to fotony! Światło przechodzące przez ośrodek sprawia, że staje się on układem otwartym i nie obowiązuje w nim zasada wzrostu entropii. Możemy powiedzieć, że fotony są Syzyfami w swoim środowisku, zmuszając elektrony do pokonania bariery potencjału pomimo odpychania kolumbowskiego, czy oddziaływań między nimi samymi. Światło powoduje gromadzenie się naładowanych cząstek w przestrzennie uporządkowane makroskopowe skupiska, co mogło być pierwszym krokiem w łańcuchu zdarzeń prowadzących do powstania życia. Ktoś mógłby zapytać: „Gdzie jest Bóg w tym scenariuszu?”. Myślę, że to On zesłał wiązkę światła. Zaiste, potrzebował jakiegoś narzędzia, aby stworzyć życie. Dlaczego nie światła? Co za elegancki styl!

Boris P. Antonyuk, *Light-Driven Alignment*

Spis treści

1	Wstęp	3
1.1	Cel pracy	4
2	Nieliniowa propagacja światła w falowodach	5
2.1	Rodzaje światłowodów	5
2.1.1	Światłowodory konwencjonalne	5
2.1.2	Światłowodory mikrostrukturalne	6
2.2	Zjawiska towarzyszące propagacji fali elektromagnetycznej w falowodach .	7
2.2.1	Tłumienie sygnału optycznego	8
2.2.2	Procesy nieliniowe	9
3	Samoorganizacja we włóknach optycznych	17
3.1	Samoorganizacja wywołana światłem	17
3.2	Światłoczułość	19
3.3	Przejścia CT dla domieszek germanowych	20
4	Generacja drugiej harmonicznej w światłowodach	22
4.1	Wstępna charakterystyka zjawiska	22
4.2	Fizyczne mechanizmy indukcji $\chi^{(2)}$	24
4.3	Kwazidopasowanie fazowe	25
4.4	Dalsze badania	27
5	Modelowanie generacji drugiej harmonicznej	28
5.1	Propagacja drugiej harmonicznej o niskiej intensywności	29
5.1.1	Tłumiona niskowydajna generacja drugiej harmonicznej	37
5.2	Propagacja drugiej harmonicznej o wysokiej intensywności	40
5.2.1	Tłumiona wysokowydajna generacja drugiej harmonicznej	47
6	Badanie przebiegu procesu SHG w światłowodach mikrostrukturalnych	51
6.1	Przeprowadzone pomiary	51
6.1.1	Mikrostruktura włókna optycznego	51
6.1.2	Uzyskane rezultaty	53
6.2	Modelowanie numeryczne	54
6.2.1	Dopasowanie teoretycznej krzywej narostu do danych pomiarowych	54
6.2.2	Badanie wydajności generacji drugiej harmonicznej	57
7	Podsumowanie	59
A	Płyta z materiałami	61

SPIS TREŚCI	2
Spis rysunków	61
Bibliografia	64

Rozdział 1

Wstęp

Światłowody są bardzo dobrymi ośrodkami do badania zjawisk optyki nieliniowej, gdyż umożliwiają propagację światła na długie dystanse. Jednocześnie wykazują one dużą koncentrację mocy optycznej w rdzeniu. W kontekście badania zjawisk optyki nieliniowej ograniczeniem światłowodów krzemionkowych jest fakt, iż tego typu materiał jest centrosymetryczny, co bezpośrednio prowadzi do zerowania się wartości podatności nieliniowej drugiego rzędu odpowiedzialnej za zachodzenie m. in. procesu generacji drugiej harmonicznej. Czasem jednak rutynowe eksperymenty wykazują istnienie efektów, których nikt by się nie spodziewał.

W latach 1980-84 kilka grup badawczych ogłosiło pierwsze spostrzeżenia słabej generacji drugiej harmonicznej w światłowodach, których rdzenie były domieszkowane germanem [17, 18, 35]. W 1986 roku Osterberg i Margulis [30] otrzymali ok. 5% wydajność konwersji w światłowodach domieszkowanych germanem i fosforem. Zauważono wtedy, że aby uzyskać mierzalny sygnał drugiej harmonicznej, rdzeń falowodu musi być długo-trwale naświetlany. Na podstawie tej zależności stwierdzono, że wytworzenie niezerowej podatności drugiego rzędu wiąże się z modyfikacją właściwości szkła [38].

Pierwszy model próbujący wyjaśnić ową anomalię został sformułowany przez Farisa [14]. Postuluje on, że za pojawienie się niezerowej wartości podatności kwadratowej odpowiada powolne formowanie się centr barwnych. Samo wystąpienie niezerowej wartości podatności kwadratowej jest warunkiem koniecznym, ale nie dostatecznym, do zajścia procesu generacji drugiej harmonicznej. Dodatkowo jeszcze musi zostać spełniony warunek dopasowania fazowego między wiązką wzbudzającą, a drugą harmoniczną.

Problem ten został przewyżniony w kolejnym zaproponowanym modelu [38]. W tym przypadku uznaje się, że porządkowanie się dipoli jest związane ze stacjonarnym periodycznym polem elektrycznym, które wytworzone zostaje poprzez interakcje pomiędzy wiązką wzbudzającą i drugą harmoniczną (indukowaną na skutek złamania symetrii środkowej na granicy rdzeń-płaszcz lub bezpośrednio wprowadzaną do włókna), a w konsekwencji generacją drugiej harmonicznej w procesie trzeciorzędowym. Wytworzona stała polaryzacja indukuje stacjonarne pole elektryczne, którego okres modulacji odpowiada niedopasowaniu fazowemu między wiązką wzbudzającą, a drugą harmoniczną. Okazało się jednak, że generowanie przez $\chi^{(3)}$ pole elektryczne jest za małe, aby odpowiednio zorientować defekty i wygenerować siatkę nieliniowej podatności rzędu drugiego.

Kolejny rozważany model [4] bazuje na idei, że delokalizacja ładunku wzmacnia χ^2 o kilka rzędów, co prowadzi do zwiększenia wyindukowanego pola elektrycznego. Modyfikacja właściwości szkła jest związana z procesem samoorganizacji. Dodanie domieszek germanowych prowadzi do powstania defektów (na przykład centr barwnych), które pułapkują elektrony.

Wspomniane powyżej rozważania doprowadziły do sformułowania modelu propagacji wygenerowanej wiązki drugiej harmonicznej w światłowodach krzemionkowych domieszkowanych germanem [6]. Nie odnotowano jednak szczegółowych badań dotyczących analizy możliwych do uzyskania wydajności zaiscicia procesu samoorganizującej się generacji drugiej harmonicznej dla światłowodów mikrostrukturalnych.

1.1 Cel pracy

Celem niniejszej pracy jest opracowanie modelu oraz przeprowadzenie obliczeń wydajności konwersji energii dla procesu generacji drugiej harmonicznej w mikrostrukturalnych włóknach optycznych.

Po zapoznaniu się z obecnym stanem wiedzy związanym z analizowanym zjawiskiem, należało odtworzyć model stanowiący układ sprzężonych równań różniczkowych opisujących ewolucję amplitud pierwszej i drugiej harmonicznej wraz z równaniem wyrażającym odpowiedź ośrodka. Następnie do opracowanego modelu należało dodać człony związane z tłumieniem wiązki wzbudzającej i drugiej harmonicznej. Ostatecznie sformułowany model miał posłużyć do przeprowadzenia dalszych symulacji.

W rozdziale drugim przedstawiono podstawowe pojęcia związane z propagacją światła we włóknach optycznych. W skrócie omówiono dwa najistotniejsze rodzaje światłowodów — konwencjonalne i mikrostrukturalne — oraz skupiono się na opisie procesów, jakie towarzyszą propagacji w omawianym ośrodku, ze szczególnym skoncentrowaniem się na zjawisku generacji drugiej harmonicznej. Rozdział trzeci zawiera dokładniejszy opis procesu samoorganizacji. Zwrócono tutaj uwagę na zmiany w strukturze materiału, jakie może wywołać padające nań światło. W rozdziale czwartym skupiono się na przedstawieniu posiadanego stanu wiedzy na temat rozważanego zjawiska generacji drugiej harmonicznej. W rozdziale piątym przedstawiono wyprowadzenie modelu opisywanego w [6] wraz z wprowadzonymi modyfikacjami w postaci dodatkowego członu związanego z tłumiennością włókien optycznych. Rozdział szósty przedstawia opis przeprowadzonych badań dla światłowodów mikrostrukturalnych. Ostatni rozdział stanowi podsumowanie uzyskanych wyników.

Rozdział 2

Nieliniowa propagacja światła w falowodach

Światłowody są bardzo atrakcyjnym medium do obserwacji i studiowania wielu zjawisk nieliniowych. Dzięki małym rozmiarom rdzenia i geometrii włókien, która pozwala na dalekozasięgową propagację światła, falowody mogą wykazywać nieliniowość nawet dla stosunkowo niewielkich mocy impulsów początkowych. Podatność trzeciego rzędu $\chi^{(3)}$, występująca w tego typu ośrodkach, odpowiada między innymi za takie zjawiska jak wymuszone rozpraszanie Ramana i Brillouina, parametryczne oddziaływania czterofotonowe oraz zależność współczynnika załamania od intensywności światła. Każdy z wymienionych powyżej efektów nieliniowych został szeroko przebadany i jest wykorzystywany do przetwarzania sygnałów optycznych, między innymi w systemach telekomunikacyjnych. Przykładowo kombinacja efektów liniowych i nieliniowych pozwala na wytworzenie solitonów, które propagują ponad 4 000 km wzdłuż włókna bez dostrzegalnego tłumienia [28].

2.1 Rodzaje światłowodów

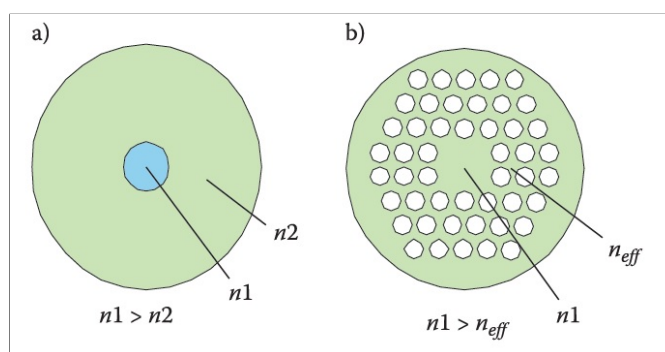
Różne mechanizmy propagacji światła we włóknach optycznych są warunkowane przez ich odmienną naturę i właściwości. Klasyfikacji pewnego rodzaju można dokonać nie tylko ze względu na sposób prowadzenia światła, ale także kierując się różnorodną budową włókien. W tym podrozdziale skrótowo przedstawiono dwa najważniejsze typy falowodów: konwencjonalne i mikrostrukturalne.

2.1.1 Światłowody konwencjonalne

Propagacja światła w konwencjonalnych włóknach optycznych o skokowym rozkładzie współczynnika załamania (rys. 2.1a)) opiera się na zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia. Światło padające na granicę ośrodków od strony materiału o większym współczynniku załamania i kątem większym od kąta granicznego, w całości ulega odbiciu nieprzechodząc do drugiego ośrodka. Centralnie położony rdzeń o współczynniku załamania n_1 otoczony jest płaszczem o współczynniku załamania n_2 , gdzie $n_2 < n_1$ [1].

Światłowody głównie wykonywane są ze szkła krzemionkowego, jednakże w praktyce stosowane są także różnorodne szkła mieszane, czy też polimery. Dla włókien krzemionkowych różnicę między n_1 i n_2 możemy uzyskać poprzez wprowadzenie domieszkowania — w odniesieniu do czystej krzemionki n zwiększamy poprzez dodanie tlenku germanu i tlenku fosforu, natomiast zmniejszenie tego parametru następuje poprzez dodanie fluoru lub tlenku boru.

Względna różnica współczynników załamania oraz promień rdzenia rozstrzygają o modowości włókna. Za pomocą tych wielkości możemy wyliczyć częstotliwość znormalizowaną V . Dla $V < 2,405$ włókno będzie jednomodowe [1].



Rysunek 2.1 Przekrój światłowodu konwencjonalnego ze skokowym współczynnikiem załamania (a) i fotonicznego z rdzeniem stałym (b).

Źródło: [19], strona 246

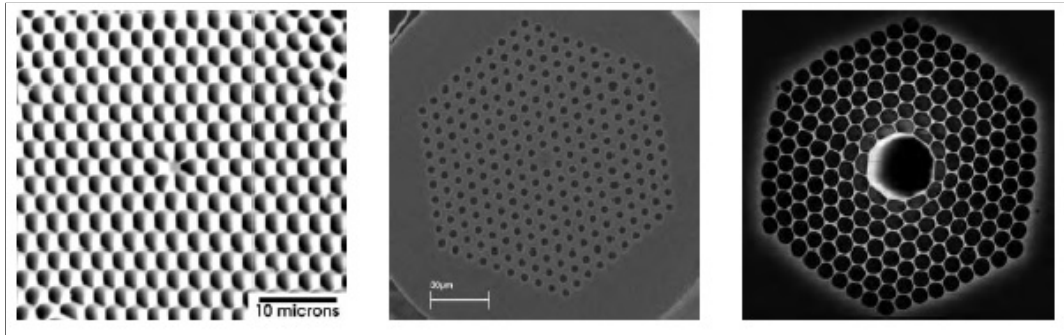
2.1.2 Światłowody mikrostrukturalne

Światłowody mikrostrukturalne, często nazywane także światłowodami fonicznymi w znaczeniu włókien charakteryzujących się pewną mikrostrukturą, są falowodami posiadającymi płaszcze składające się z uporządkowanej konfiguracji kanałów powietrznych, rozciągających się wzdłuż całej długości włókien. Kanały powietrzne mają ściśle określoną geometrię i wymiary oraz są w odpowiedni sposób rozmieszczone względem siebie. Sterowanie wielkością parametrów, opisujących geometrię włókna (stałą siatki, liczbą pierścieni otaczającą rdzeń, średnicą otworów powietrznych), pozwala modyfikować właściwości światłowodów fonicznych, przykładowo takich jak ich profil dyspersji.

Dla tego typu włókien światło rozchodzi się w obszarze defektu - rdzenia - wprowadzonego podczas wytwarzania. Patrząc na sposób prowadzenia światła we włóknie, światłowody foniczne możemy podzielić na dwa rodzaje:

- światłowody z rdzeniem szklanym (typu *index-guided*, czyli z prowadzeniem indeksowym) oraz
- światłowody z rdzeniem powietrznym.

Przykładowe zdjęcia przekrojów poprzecznych światłowodów mikrostrukturalnych przedstawia rysunek 2.2.



Rysunek 2.2 Zdjęcia przekrojów poprzecznych światłowodów z rdzeniem szklanym i powietrznym (zdjęcie z prawej strony) uzyskane przy pomocy SEM.

Źródło: [42], strona 5

Pierwsze wytworzone włókna posiadały rdzenie zbudowane z litego szkła, przez co efektywny współczynnik załamania n_{eff} dla obszaru mikrostrukturalnego płaszcza był niższy niż dla rdzenia. Propagacja światła w tego typu światłowodzie (*index-guided*), podobnie jak dla włókien konwencjonalnych, bazuje więc na zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia, a dokładniej na jego zmodyfikowanym przypadku. Zmodyfikowanym, gdyż wiąże się ze zmodyfikowanym współczynnikiem załamania światła będącym uśrednieniem współczynnika załamania światła w określonym obszarze. Takie przybliżenie pozwala na uwzględnienie obecności kanałów powietrznych.

Druga klasa włókien optycznych charakteryzuje się prowadzeniem światła w rdzeniu o niższym współczynniku załamania światła niż w płaszczu. Nazywa się je światłowodami z fotoniczną przerwą wzbronioną. W tym przypadku mechanizm rozchodzenia się światła bazuje na zjawisku fotonicznej przerwy wzbronionej będącej optycznym odpowiednikiem obecnych w półprzewodniku pasm wzbronionych. Wyznacza ona zakres długości fali, dla których światło nie może się rozchodzić. Dla danego zakresu struktura staje się idealnym zwierciadłem - propagujące się w tej strukturze mody uwięzione zostają w rdzeniu o niższym współczynniku załamania niż w płaszczu. Proces rozchodzenia się światła w światłowodach z pustym rdzeniem opiera się na konstruktywnej interferencji (wzmocnieniu) odbitych fal optycznych. Fala świetlna zostaje zmuszona do propagacji w rdzeniu, odbijając się od granicy z płaszczem wzdłuż całej długości włókna [19].

2.2 Zjawiska towarzyszące propagacji fali elektromagnetycznej w falowodach

W poniższym podrozdziale zaprezentowano najważniejsze z punktu widzenia tej pracy zjawiska mające wpływ na propagację światła w rozważanym ośrodku. Pokróćce omówiono straty mocy, z jakimi możemy mieć do czynienia w światłowodach krzemionkowych oraz wpływ procesów nieliniowych na spektrum wykorzystywanej wiązki świetlnej.

2.2.1 Tłumienie sygnału optycznego

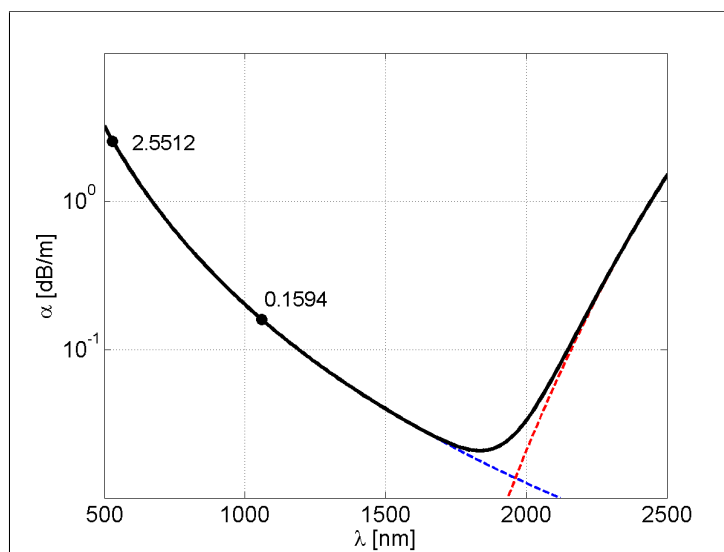
Jedną z zasadniczych cech światłowodu jest zmniejszanie się mocy sygnału optycznego w trakcie propagacji. Dzieje się tak poprzez pochłanianie części energii przez materiał, z którego wykonany jest falowód, czy też rozpraszanie światła związane z niejednorodnością domieszkowanego materiału (zmiany gęstości i współczynnika załamania) - rozpraszanie Rayleigha. Jeżeli oznaczymy początkową moc światła wprowadzonego do światłowodu poprzez P_0 , tłumienność współczynnikiem α , to moc na wyjściu włókna o długości L będzie się wyrażała wzorem [1]

$$P = P_0 \exp(-\alpha L), \quad (2.1)$$

gdzie współczynnik tłumienności α podawany jest w km^{-1} . Analogicznie możemy go podawać w dB/km , a relacja między tymi parametrami będzie przedstawiać się następująco

$$\alpha_{\text{dB}} = -\frac{10}{L} \log \left(\frac{P}{P_0} \right) = 4,343\alpha. \quad (2.2)$$

Na wykresie 2.3 przedstawiono zależność współczynnika tłumienności od długości fali dla szkła krzemionkowego domieszkowanego germanem. Widzimy wyraźny wzrost absorpcji energii w obszarze podczerwieni (linia czerwona). Ponadto, jak już powyżej wspomniano, drobne fluktuacje gęstości i składu szkła są odpowiedzialne za zwiększenie rozpraszania Rayleigha we włóknach optycznych w obszarze nadfioletu (linia niebieska). W tym przypadku wielkość strat jest odwrotnie proporcjonalna do czwartej potęgi długości fali.



Rysunek 2.3 Zależność tłumienności od długości fali wykreślona na podstawie danych literaturowych [27, 40]. Na wykresie podpisano wykorzystane w symulacjach wartości parametrów α_ω oraz $\alpha_{2\omega}$.

Źródło: Opracowanie własne

2.2.2 Procesy nieliniowe

Optyka nieliniowa jest działem optyki zajmującym się zjawiskami, które są konsekwencją modyfikacji pewnych optycznych właściwości materii powiązanych z obecnością światła. Zwykle, jedynie natężenie pola elektrycznego światła laserowego jest na tyle duże (10^5 - 10^8 V/cm), że dorównuje natężeniom pól elektrycznym panującym w materii, w związku z czym może powodować zmiany rozkładów chmur elektronowych w cząsteczkach ją budujących. Początki owej dziedziny datuje się na lata 60 XX wieku, kiedy to Franken [15] wraz ze współpracownikami otrzymali drugą harmoniczną, krótko po demonstracji pierwszego działającego lasera przez Maimana [9]. Warto w tym miejscu wspomnieć, że niektóre efekty nieliniowe zaobserwowano przed pojawieniem się laserów [26].

W ogólności omawiane zjawiska nazywamy nieliniowymi, gdyż odpowiedź oświetlanego ośrodka¹ nieliniowo zależy od natężenia fali na niego padającej. Chcąc opisać bardziej precyzyjnie tę zależność można posłużyć się pojęciem polaryzacji, czyli wielkości będącej miarą sumy momentów dipolowych przypadających na jednostkę objętości. W przypadku optyki konwencjonalnej (czyli słabych pól elektrycznych) zależność wektora polaryzacji elektrycznej \mathbf{P} od wektora natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} jest liniowa, co możemy opisać wzorem [22]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}, \quad (2.3)$$

gdzie $\chi^{(1)}$ stanowi współczynnik proporcjonalności będący liniową podatnością elektryczną, a ϵ_0 oznacza przenikalność elektryczną próżni. W przypadku optyki nieliniowej dokonujemy uogólnienia równania (2.3), rozwijając zależność wektora polaryzacji elektrycznej od natężenia pola elektrycznego w szereg potęgowy, co dla fal monochromatycznych możemy wyrazić jako [22]

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \dots, \quad (2.4)$$

gdzie $\chi^{(j)}$ jest wielkością tensorową rzędu $j + 1$, będącą podatnością j -ego rzędu, a symbol \otimes reprezentuje iloczyn tensorowy odpowiedniego rzędu. Poszczególne człony równania (2.4) są nazywane odpowiednio: *polaryzacją liniową* $\mathbf{P}^{(1)} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{jk}^{(1)} E_k \mathbf{e}_j$, *polaryzacją nieliniową drugiego rzędu* $\mathbf{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} = \epsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{jkl}^{(2)} E_k E_l \mathbf{e}_j$, *polaryzacją nieliniową trzeciego rzędu* $\mathbf{P}^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} = \epsilon_0 \sum_{j,k,l,m} \chi_{jklm}^{(3)} E_k E_l E_m \mathbf{e}_j$ i dalej analogicznie, gdzie \mathbf{e}_j jest wersorem odpowiedniej osi współrzędnych [22].

Przedstawienie nieliniowości w postaci rozwinięcia (2.4) może okazać się niewystarczającym przybliżeniem dla pewnych zjawisk, gdyż nie uwzględnia nasycania się nieliniowości oraz nielokalności przestrzennej obserwowanych efektów. W ogólności polaryzacja elektryczna jest funkcją zespoloną, której część urojona odpowiada za nieliniową absorpcję, czy też wzmocnienie. O samym charakterze zjawiska nieliniowego będą decydowały mechanizmy nieliniowości, które są charakterystyczne dla konkretnych ośrodków [22].

Podstawowym mechanizmem, który stoi za nieliniowością jest zniekształcenie chmur elektronowych wokół atomów w polu elektrycznym fali świetlnej. Fala elektromagnetyczna padając na ośrodek powoduje jego polaryzację, co odpowiada utworzeniu się dipoli elektrycznych lub orientacji tych już istniejących, a następnie powstania wewnętrznego pola elektrycznego równoważącego w części przyłożone pole zewnętrzne. Pole elektryczne fali

¹Odpowiedź ośrodka w tym miejscu rozumiana jest jako natężenie fali elektromagnetycznej przechodzącej przez materię.

przesuwa powłoki elektronowe na odległość \mathbf{r} z siłą $\mathbf{F}_e = -e\mathbf{E}$, z kolei jądra atomowe przyciągają elektrony do położenia początkowego z siłą \mathbf{F}_r , zależną od tego przemieszczenia. W ten sposób generujemy ruch drgający elektronów — są to drgania tłumione wymuszone siłą harmoniczną, której źródłem jest pole elektryczne. Nieliniowość elektronowa przyjmuje małe wartości, czemu towarzyszy bardzo krótki czas narastania i zaniku nieliniowości. Czas ten szacowany jest poprzez wartość okresu ruchu orbitalnego elektronu i wynosi ok. 10^{-15} s, czyli jest wystarczająco krótki, aby otrzymać generację fal świetlnych o częstościach sumarycznych lub różnicowych.

Innymi mechanizmami prowadzącymi do efektów nieliniowych są przykładowo nieliniowość kaskadowa drugiego rzędu, orientacja molekularna, absorpcja czy też nieliniowość fotorefrakcyjna. Zjawiska nieliniowe mogą również zostać wywołane poprzez efekty termiczne. Nieliniowość kaskadowa drugiego rzędu jest wynikiem złożenia zjawisk związanych z kwadratową nieliniowością elektronową [37]. Jest to mechanizm równie szybki co omawiany powyżej, ale wymaga natężeń mniejszych o kilka rzędów.

W przypadku nieliniowości orientacyjnej mówimy o pozycyjnym i orientacyjnym porządkowaniu się asymetrycznych cząsteczek w polu np. elektrycznym. Nieliniowość absorpcyjna występuje, gdy częstość światła jest zbliżona do linii absorpcyjnych materiału. To mechanizm dość złożony dla struktur krystalicznych z charakterystycznymi liniami absorpcyjnymi. Dla półprzewodników w wyniku absorpcji światła o odpowiedniej częstości generowane są swobodne nośniki ładunku. Uzyskiwane czasy narastania są tu dużo dłuższe niż w przypadku nieliniowości elektronowej, rzędu 10^{-8} s. Dużym ograniczeniem dla tego mechanizmu są także straty energii wynikające z absorpcji. Nierozłącznie z absorpcją wiąże się nieliniowość termiczna, gdyż częściowa absorpcja powoduje wzrost temperatury proporcjonalny do natężenia światła, co modyfikuje wielkości mające wpływ na współczynnik załamania. Mechanizm nieliniowości termicznej jest wolny, czas narostu nieliniowości wynosi ok. 10^{-3} s.

Nieliniowość fotorefrakcyjna pojawia się w materiałach, dla których poddanie zewnętrznemu oświetlaniu potrafi doprowadzić do wzbudzenia swobodnych nośników ładunku, które w wyniku dyfuzji i pola elektrycznego poruszają się aż nie zajdzie proces rekombinacji. W związku z tym, że zachodzi on bardziej wydajnie w obszarach mniej oświetlonych, to w wyniku oświetlenia niejednorodnego, powstają obszary o niejednorodnym rozkładzie ładunków będących źródłem pola, co skutkuje zmianami współczynnika załamania.

Najbardziej znana procedura opisu zjawisk nieliniowych bazuje na wyrażeniu wektora polaryzacji w funkcji natężenia pola elektrycznego, jak zostało to zrobione w wyrażeniu (2.4). Powodem, dla którego polaryzacja odgrywa kluczową rolę w opisach efektów nieliniowych jest fakt, iż zależna od czasu polaryzacja może być źródłem nowych składowych pola elektromagnetycznego. Wynikające z równań Maxwella i równań materiałowych równanie falowe w ośrodku nieliniowym przyjmuje postać [9]

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{d^2 \mathbf{P}^{\text{NL}}}{dt^2}, \quad (2.5)$$

gdzie n jest liniowym współczynnikiem załamania światła, a c jest stałą oznaczającą prędkość światła w próżni. Daną formułę możemy interpretować jako niejednorodne równanie falowe, w którym wektor nieliniowej polaryzacji \mathbf{P}^{NL} związany z nielinową odpowiedzią ośrodka indukuje pole elektryczne. Skoro druga pochodna tej wielkości po czasie jest

miarą przyspieszenia ładunków, które tworzą ośrodek, to wyrażenie jest zgodnie z teorią Larmora dotyczącą elektromagnetyzmu, a mówiącą o tym, że przyspieszające ładunki generują promieniowanie elektromagnetyczne [9].

Podstawowe nieliniowe zjawiska optyczne

Podstawą klasyfikacji efektów nieliniowych są człony występujące w rozwinięciu wektora polaryzacji elektrycznej w szereg potęgowy. Występujące po prawej stronie równania (2.4) natężenia pola elektrycznego mogą mieć różne częstotliwości, co skutkuje tym, że polaryzacja \mathbf{P} może zawierać składniki oscylujące z częstotliwością będącą sumą lub różnicą częstotliwości oscylacji pól składowych. Czyli generalnie pojawiają się źródła fal o częstotliwościach różnych od częstotliwości pierwotnych. W poniższej sekcji przede wszystkim omówiono wpływ nieliniowej polaryzacji drugiego i trzeciego rzędu.

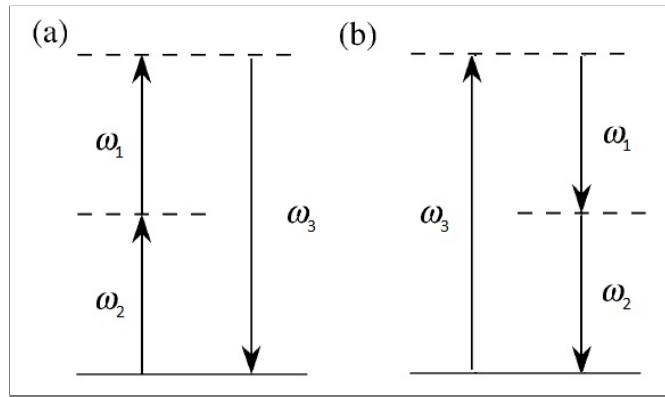
Nieliniowość kwadratowa Zjawiska nieliniowe drugiego rzędu opisywane są drugim członem równania (2.4), czyli poprzez polaryzację nieliniową drugiego rzędu wyrażoną wzorem

$$\mathbf{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} = \epsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{jkl}^{(2)} E_k E_l \mathbf{e}_j. \quad (2.6)$$

Możliwe dla niej są procesy tzw. mieszania trzech fal typu $\omega_1 \pm \omega_2 \rightarrow \omega_3$, w których w wyniku oddziaływania dwóch fal o częstotliwościach ω_1 i ω_2 z ośrodkiem nieliniowym optycznie, wygenerowana zostaje trzecia fala o częstotliwości $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$. Do najczęściej omawianych zjawisk nieliniowych rzędu drugiego należą:

- proces generacji drugiej harmonicznej światła ($\omega + \omega \rightarrow 2\omega$),
- proces generacji fali o częstotliwości sumarycznej ($\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$),
- proces generacji fali o częstotliwości różnicowej ($\omega_3 - \omega_2 \rightarrow \omega_1$),
- proces generacji stałego pola elektrycznego, tzw. rektyfikacja ($\omega - \omega \rightarrow 0$),
- proces wykorzystujący stałe pole elektryczne, tzw. elektrooptyczne zjawisko Pockelsa ($\omega + 0 \rightarrow \omega$).

W opisie kwantowym generacja częstotliwości sumacyjnej (szczególnym przypadkiem jest tutaj proces generacji drugiej harmonicznej) jest ściśle związana z nierezonansową absorpcją dwóch fotonów o częstotliwościach ω_1 i ω_2 . Jak zostało to zaprezentowane na rysunku 2.4(a) związane jest to z przejściem układu do wirtualnego stanu wzbudzonego o wyższej energii $\hbar(\omega_1 + \omega_2) = \hbar\omega_3$. Powrót do stanu podstawowego odbywa się poprzez emisję fotonu o częstotliwości ω_3 . W analogiczny sposób odbywa się proces generacji fali o częstotliwości różnicowej (rys. 2.4(b)). Absorbowany jest foton o częstotliwości ω_3 , co prowadzi do wymuszonej emisji fotonu o częstotliwości ω_1 i emisji spontanicznej fotonu o częstotliwości ω_2 .



Rysunek 2.4 Diagram energetyczny obrazujący mechanizm generacji częstotliwości sumarycznej (a) i różnicowej (b).

Źródło: [22], strona 77

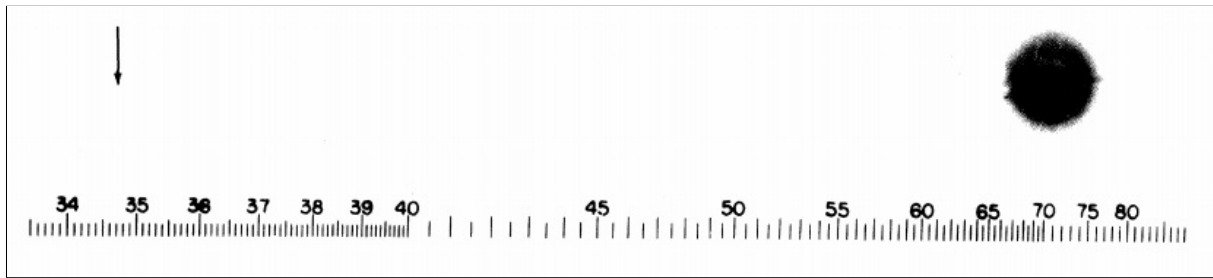
Na podstawie modelu kwantowego możemy sformułować prawo zachowania liczby fotonów, mówiącego o tym, że liczba wytworzonych fotonów o częstotliwości ω_3 jest taka sama jak spadek liczby fotonów o częstotliwościach ω_1 oraz ω_2 . Generalnie dla procesu generacji fali o częstotliwości sumarycznej oznacza to, że liczba wytworzonych fotonów nie może być większa niż mniejsza z liczb fotonów o częstotliwościach składowych, natomiast dla procesu generacji fali o częstotliwości różnicowej liczba wygenerowanych fotonów o częstotliwości różnicowej nie może być większa od liczby fotonów o największej częstotliwości.

Nieliniowe procesy drugorzędowe możemy zilustrować zdegenerowanym procesem mieszania trzech fal, jakim jest generacja drugiej harmonicznej. Zjawisko to po raz pierwszy zostało zaobserwowane przez Frankena i jego współpracowników [15] na Uniwersytecie Michigan w Ann Arbor w 1961 roku. Zastosowano w tym przypadku laser rubinowy, którego promieniowanie o $\lambda_p = 694\text{ nm}$ skierowano na kryształ kwarcu. W wyniku tego eksperymentu po przejściu przez ośrodek otrzymano wiązkę wzbudzącą oraz wiązkę drugiej harmonicznej $\lambda_h = 347\text{ nm}$. Wiązka, która przeszła przez ośrodek, analizowana była za pomocą kwarcowego spektrometru przyrządowego wyposażonego w płyty spektrograficzne. Na rysunku 2.5 przedstawiono reprodukcję pierwszej płyty spektrograficznej, na której udało się zarejestrować bardzo słabą plamkę odpowiadającą sygnałowi wygenerowanej drugiej harmonicznej. Ze względu na bardzo małe zaczerwienie kliszy edytor uznał ją za przypadkowe zabrudzenie, a następnie usunął pozabawiając w ten sposób pracę najważniejszego dowodu - zarejestrowanego natężenia SH [8].

Aby w danym ośrodku wydajna generacja drugiej harmonicznej mogła zachodzić wymagana jest nie tylko niezerowa podatność nieliniowa drugiego rzędu (o czym jeszcze pod koniec tej części), ale także musi zostać spełniony warunek dopasowania fazowego między sygnałem wzbudzącym, a drugą harmoniczną.

Warto zaznaczyć, że sygnał drugiej harmonicznej posiada podwojony wektor falowy w stosunku do fali wzbudzającej, ale jego kierunek się nie zmienia. Tym samym warunek dopasowania fazowego przejawia się poprzez zasadę zachowania pędu dla trzech fotonów, co można zapisać jako

$$\mathbf{p}_{2\omega} - 2\mathbf{p}_\omega = \hbar\mathbf{k}_{2\omega} - 2\hbar\mathbf{k}_\omega = 0. \quad (2.7)$$



Rysunek 2.5 Reprodukacja pierwszej płyty spektrograficznej przedstawiająca doświadczalny dowód na generację drugiej harmonicznej. Długości fali podano w skali 100 Å. Strzałka na 3472 Å wskazuje na miejsce, w którym powinna znajdować się mała plamka wytworzona przez drugą harmoniczną, pochopnie usunięta przez edytora. Obraz wiązki wzbudzającej dla 6943 Å jest duży z powodu halacji, czyli spadku jakości związanym z rozpraszaniem światła.

Źródło: [15], strona 119

Dzieląc powyższe równanie przez \hbar oraz zapisując wektor falowy jako $\mathbf{k} = n_{\omega} \frac{\omega}{c} \hat{\mathbf{n}}$, gdzie ω jest częstotliwością dla danej wiązki, n odpowiadającym jej współczynnikiem załamania, a $\hat{\mathbf{n}}$ odpowiada wersorowi w kierunku propagacji, dochodzimy do wyrażenia

$$n_{2\omega} \frac{2\omega}{c} - 2n_{\omega} \frac{\omega}{c} = 0, \quad (2.8)$$

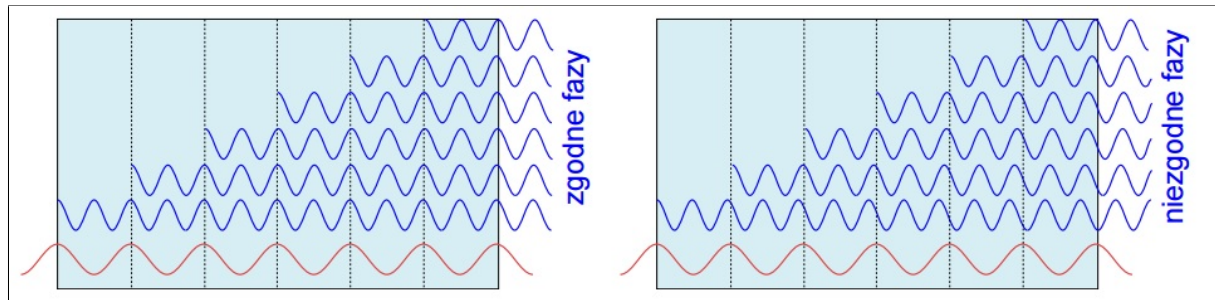
co bezpośrednio implikuje konieczność równości współczynników załamania $n_{2\omega} = n_{\omega}$. Parametry n_{ω} oraz $n_{2\omega}$ są współczynnikami załamania światła odpowiednio dla fali wzbudzającej i drugiej harmonicznej. Gdy nie są one sobie równe, intensywność wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej oscyluje w funkcji długości propagacji z okresem odwrotnie proporcjonalnym do różnicy efektywnych współczynników załamania. Wiąże się to z różnicą prędkości fazowych wiązki wzbudzającej i drugiej harmonicznej - wygenerowana w danym punkcie ośrodka fala o podwojonej częstotliwości może mieć przeciwną fazę niż wygenerowana wcześniej fala docierająca do tego punktu, co skutkuje interferencją destruktywną i wygaszeniem fal (rys. 2.6). Okres oscylacji odpowiada drodze koherencji L_{koh} , czyli dystansowi, po jakim odtwarzana jest relacja fazowa między sygnałem wzbudzającym a drugą harmoniczną, co odpowiada wyrażeniu

$$L_{\text{koh}} = \frac{2\pi}{\Delta k}, \quad (2.9)$$

gdzie przez $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ oznaczamy niedopasowanie fazowe.

Na rysunku 2.7 zobrazowano schematycznie cztery różne techniki pozwalające uzyskać dopasowanie fazowe między wiązką wzbudzającą, a drugą harmoniczną. Pierwsza z nich jest najbardziej znaną metodą wykorzystującą zjawisko dwójłomności. W ogólności w zwykłym ośrodku ze względu na dyspersję, czyli zależność prędkości fazowej fali od innych wielkości, współczynnik załamania jest odmienny dla różnych długości fali. Jednakże dla ośrodków dwójłomnych (na przykład dla kryształu niobanu litu LiNbO_3) dzięki odpowiedniemu doborowi kąta propagacji wiązki wzbudzającej względem osi krystalograficznych ośrodka dochodzi do rozdzielenia promienia świetlnego na dwie wiązki o różnych współczynnikach załamania: zwyczajną (spełniającą prawo Snelliusa) oraz nadzwyczajną. Możemy wykorzystać polaryzację zwyczajną do propagacji wiązki wzbudzającej oraz nadzwyczajną dla drugiej harmonicznej. W odpowiedniej temperaturze dwójłomność niweluje

wpływ dyspersji chromatycznej, co tym samym powoduje zrównanie się współczynników załamania.

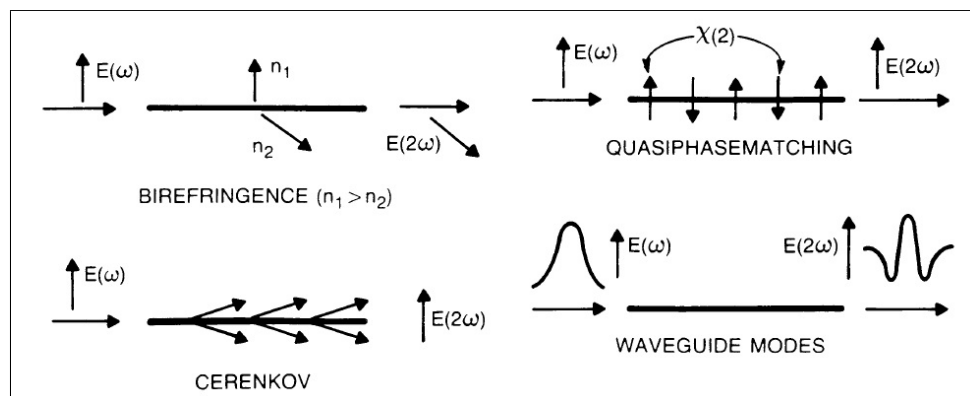


Rysunek 2.6 Poglądowy obraz generacji drugiej harmonicznej dla spełnionego i niespełnionego warunku dopasowania fazowego. Po lewej stronie obserwujemy idealne dopasowanie fazowe, po prawej niedopasowanie fazowe.

Źródło: <http://www.fuw.edu.pl/wiki/images/8/81/Wyklad8b.pdf>

Kolejną techniką, która może być wykorzystana w przypadku światłowodów, jest dopasowanie międzymodowe. W tej sytuacji wiązka wzbudzająca i druga harmoniczna propagują z różnymi prędkościami w różnych modach. Ta metoda posiada swoje wady, gdyż małe przekrycie modowe powoduje znaczny spadek wydajności procesów konwersji energii. Dodatkowo także większą intensywność światła obserwujemy w mniejszych włóknach (o mniejszej średnicy rdzenia), które pozwalają jedynie na propagację jednomodową. Stosując inne podejście, które umożliwia wykorzystanie równoległej polaryzacji, mówimy o emisji drugiej harmonicznej w ściśle określonym kierunku na skutek promieniowania Czerenkowa² [34].

Najbardziej obiecującą techniką jest kwazidopasowanie fazowe. Polega ona na wprowadzeniu periodycznej modulacji ośrodka, w którym propaguje fala świetlna. Efekt ten można uzyskać poprzez wytworzenie w materiale domen nieliniowych o przeciwnych orientacjach, czego przykładowo dokonuje się poprzez odpowiednią polaryzację włókien polem elektrycznym.



Rysunek 2.7 Różne techniki pozwalające na uzyskanie dopasowania fazowego.

Źródło: [39], strona 299

²Promieniowanie elektromagnetyczne emitowane, gdy naładowana cząstka (np. elektron) porusza się w ośrodku materialnym z prędkością większą od prędkości fazowej światła w tym ośrodku.

Proces generacji drugiej harmonicznej wykorzystywany jest do wytworzenia światła o małej długości fali. Zielone wskaźniki laserowe najczęściej są urządzeniami działającymi na długości 1064 nm, których częstotliwość sygnału wejściowego, poprzez wykorzystanie kryształów nieliniowych, zostaje podwojona i ostatecznie uzyskujemy wiązkę wyjściową o długości 532 nm. Kryształy nieliniowe są jednak dość kosztowne i delikatne (są podatne na uszkodzenia mechaniczne), przez co użytkowanie ich może być kłopotliwe.

Wróćmy jeszcze na chwilę do warunku koniecznego zajścia procesu generacji drugiej harmonicznej czyli niezerowej wartości nieliniowej podatności kwadratowej. Polaryzacja nieliniowa drugiego rzędu jest różna od zera dla materiałów wykazujących brak symetrii środkowej. Dla kryształów centrosymetrycznych (posiadających środek symetrii) w wyniku inwersji $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ uzyskujemy $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ oraz $\mathbf{P} \rightarrow -\mathbf{P}$ przy jednoczesnym $\chi \rightarrow \chi$ (z powodu symetrii ośrodka). To z kolei prowadzi do tego, że dla nieliniowości parzystych rzędów polaryzacja nieliniowa rzędu $2m$ zeruje się, czyli $P^{(2m)} = -P^{(2m)} = 0$. W ten sposób w ośrodkach centrosymetrycznych występują nieliniowości nieparzystych rzędów, przy czym najsilniejszą z nich jest nieliniowość kubiczna.

Nieliniowość kubiczna W przypadku polaryzacji trzeciego rzędu, która wyraża się wzorem

$$\mathbf{P}^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \otimes \mathbf{EEE} = \epsilon_0 \sum_{j,k,l,m} \chi_{jklm}^{(3)} E_k E_l E_m \mathbf{e}_j, \quad (2.10)$$

mówimy o procesach mieszania czterech fal typu $\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \rightarrow \omega_4$, dla których warunek dopasowania fazowego ma postać $\omega_1 n_1 \pm \omega_2 n_2 \pm \omega_3 n_3 = \omega_4 n_4$. Do najczęściej omawianych zjawisk nieliniowych rzędu trzeciego należą procesy zdegenerowane, o których mówimy gdy fale mają tę samą częstość, oraz dodatkowo, gdy zachodzą one w obecności stałego pola elektrycznego, a są to:

- proces generacji trzeciej harmonicznej światła ($\omega + \omega + \omega \rightarrow 3\omega$),
- proces generacji fali o tej samej częstości ($\omega - \omega + \omega \rightarrow \omega$), opisuje on zjawisko kerrowskiej nieliniowości optycznej, w przypadku którego przenikalność elektryczna zmienia się proporcjonalnie do kwadratu natężenia pola elektrycznego fali świetlnej,
- proces generacji drugiej harmonicznej ($\omega + \omega + 0 \rightarrow 2\omega$),
- proces generacji fali o tej samej częstości ($\omega + 0 + 0 \rightarrow \omega$), przyczyniający się do zmiany przenikalności elektrycznej proporcjonalnie do kwadratu natężenia stałego pola elektrycznego w elektrooptycznym zjawisku Kerra.

Nieliniowość rzędu trzeciego występuje we wszystkich ośrodkach, w odróżnieniu od nieliniowej podatności kwadratowej także w materiałach centrosymetrycznych. W przypadku modelu kwantowego opis nieliniowych procesów rzędu trzeciego jest analogiczny jak dla nieliniowości drugiego rzędu, z czym w rozważaniach uwzględnić należy cztery fotony.

Efekty nieliniowe związane z podatnością trzeciego rzędu $\chi^{(3)}$ powodują nieelastyczne oddziaływania światła z falami akustycznymi (SBS, ang. *Simulated Brillouin scattering*) lub z drganiami własnymi cząsteczek ośrodka (SRS, ang. *Simulated Raman scattering*).

Mechanizm tych procesów w ujęciu kwantowym wiąże się z faktem, że cząsteczka oddziałując z fotonem (pochodzącym z wiązki wzbudzającej) o częstości ω_L po wzbudzeniu do poziomu wirtualnego, może wyemitować foton o częstości ω_s i tym samym przejść na wyższy poziom oscylacyjny (rozpraszanie stokesowskie). Różnica energii między poziomami oscylacyjnymi jest równa różnicy między energiami fotonu pochłoniętego i wyemitowanego. Jeżeli rozważamy cząsteczkę, która w chwili pochłonięcia fotonu znajduje się na wyższym poziomie oscylacyjnym, mówimy o emisji fotonu o wyższej energii (rozpraszanie antystokesowskie). Opisana tu druga sytuacja zachodzi rzadziej w temperaturach pokojowych ze względu na mniejsze obsadzenie stanów o wyższej energii oscylacyjnej (stosunek intensywności linii antystokesowskiej i stokesowskiej wzrasta wraz ze wzrostem temperatury – wyższa temperatura oznacza bardziej osadzony pierwszy poziom oscylacyjny). Rozpraszana we wszystkich kierunkach fala elektromagnetyczna posiada także składowe o tej samej częstotliwości co fala padająca (pasmo Rayleigha).

W procesie wymuszonym emisja fotonu stokesowskiego lub antystokesowskiego jest pobudzana poprzez istniejące fotony. Skutkuje to wykładniczym wzrostem natężenia fali rozproszonej wraz ze zwiększaniem się odległości.

Mimo iż zjawiska SRS i SBS są do siebie bardzo podobne, różnica w relacjach dyspersyjnych dla fononów akustycznych i optycznych prowadzi do pewnych rozbieżności. Fundamentalna rozbieżność polega na tym, że SBS dla jednomodowych światłowodów występuje tylko wstecznie, a SRS może wystąpić w obu kierunkach. Generalnie pomimo, iż kompletny opis tych zjawisk w światłowodach jest dość złożony, to narost składowej stokesowskiej można wyrazić za pomocą prostego wyrażenia, co dla SRS, przy pominięciu rozpraszania spontanicznego, możemy zapisać poprzez [1]

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s, \quad (2.11)$$

gdzie I_s określa natężenie światła dla wiązki rozproszonej, I_p analogicznie dla światła rozpraszanego, a g_R jest ramanowskim współczynnikiem wzmocnienia. Analogia dla SBS polega na zamianie g_R na współczynnik wzmocnienia dla rozpraszania Brillouina g_B . Ważną cechą zjawisk SRS oraz SBS jest wykazywanie zachowania progowego, to znaczy, że konwersja energii z wiązki wzbudzającej do wiązki stokesowskiej zajdzie tylko wtedy, gdy światło padające będzie odpowiednio intensywne (gdy będziemy mieli do czynienia z odpowiednio dużą liczbą fotonów).

Rozdział 3

Samoorganizacja we włóknach optycznych

W tym rozdziale zajmiemy się rozważeniem zachowania systemów otwartych³ poddanych naświetlaniu. W ogólności zjawisko samoorganizacji wywołane światłem o bardzo dużym natężeniu należy do klasy efektów, w przypadku których porządek wywodzi się z chaosu. Odpowiedni dobór materiałów światłoczułych może posłużyć do holograficznego zapisu informacji - samozapisu siatek dyfrakcyjnych. Innym przykładem objawiania się fotoczulości we włóknach krzemionkowych domieszkowanych germanem jest efekt łamania symetrii środkowej indukujący podatność nieliniową drugiego rzędu, ściśle związany z przejściami elektronowymi z przeniesieniem ładunku.

3.1 Samoorganizacja wywołana światłem

Jeśli przepuszczamy światło przez ośrodek staje się on układem termicznie nieodosobnionym, a więc nie musi on przestrzegać drugiej zasady termodynamiki mówiącej o niemalejącej funkcji stanu układu - entropii. Generalnie najprostszym sposobem na sterowanie samoorganizowaniem się układu następuje poprzez wybór odpowiedniej konfiguracji pola elektromagnetycznego.

Laureat Nagrody Nobla z dziedziny chemii w roku 1977, Ilya Prigogine, sformułował trzy niezbędne warunki, które muszą zajść, abyśmy mieli do czynienia ze zjawiskiem samoorganizacji [6]. Dla przypadku samoorganizacji wywołanej wiązką fotonów będą to:

- rozważany system musi być układem otwartym - mówimy o układzie otwartym poddanym naświetlaniu,
- ośrodek powinien wykazywać właściwości nieliniowe - prawdopodobieństwo wzbudzenia jakiegoś stanu silnie zależy od przestrzennej dystrybucji stanów już wzbudzonych,

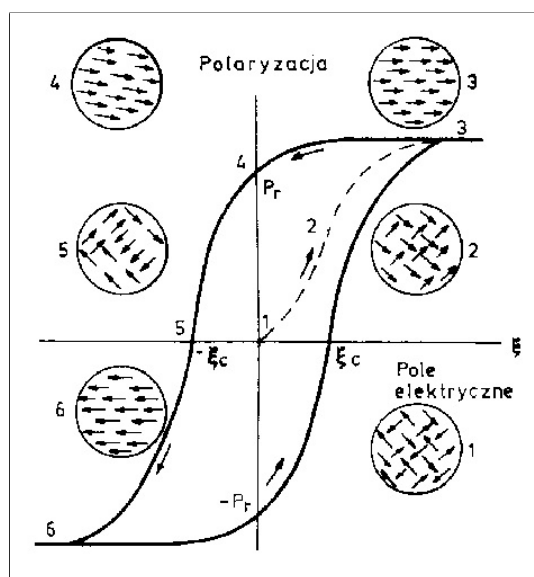
³System otwarty oznacza taki układ, w którym następuje ciągła wymiana materii albo energii z otoczeniem.

- samoorganizacja jest efektem progowym - samo zjawisko zajdzie jeśli wykorzystany strumień fotonów będzie odpowiednio duży.

Nieliniowość przy zjawisku samoorganizacji odgrywa kluczową rolę, gdyż jest tak naprawdę głównym czynnikiem kontrolującym zachowanie się całego układu i tym samym nie może być ono objęte w ramy teorii perturbacji jakiegokolwiek rodzaju.

Mechanizm porządkowania się molekuł związany jest ze zmianą właściwości odpowiednich grup aktywnych pod wpływem światła. W najprostszym przypadku możemy rozważać przejścia elektronowe z przeniesieniem ładunku⁴ (CT, *charge transfer*) spowodowane liniowo spolaryzowaną falą elektromagnetyczną. Wyindukowane wzbudzenia posiadają moment dipolowy oraz są zlokalizowane w przestrzeni. Pierwszy ekscyton może zostać wygenerowany w dowolnej cząsteczce z równym prawdopodobieństwem. Kolejna para elektron-dziura pojawia się pod wpływem pola elektrycznego wytworzonego przez moment dipolowy pierwszego ekscytonu. Tym razem jej energia zależy od ich wzajemnego położenia i orientacji dipolu pierwszej wygenerowanej kwazicząstki. W ogólności dalsza procedura rozkładania się ładunków ściśle zależy od sposobu umiejscowienia już wzbudzonych elektronów. Taka korelacja pomiędzy energiami poszczególnych ekscytonów (a co za tym idzie prawdopodobieństwem ich generacji), a rozmieszczeniem tych już istniejących par, skutkuje pozycyjnym (przestrzennym) i orientacyjnym porządkiem się molekuł.

Pierwszy typ porządkowania (pozycyjny) sprawia, że ekscytony formują siatkę silnie związanych ze sobą cząsteczek. Drugi natomiast wiąże się z odpowiednim ustawieniem się ładunków wyindukowanych dipoli. Ten drugi typ organizacji jest podobny do przypadku przemiany fazowej obserwowanej w ferroelektrykach: następuje spontaniczne złamanie symetrii i tym samym otrzymujemy makroskopową polaryzację dielektryczną całej próbki - samorzutne namagnesowanie (rys. 3.1).



Rysunek 3.1 Pętla histerezy w układzie pole elektryczne - polaryzacja. Na schematach 1-6 pokazano szeregowanie się dipoli.

Źródło: <http://www.tu.kielce.pl/wdep/r3.htm>

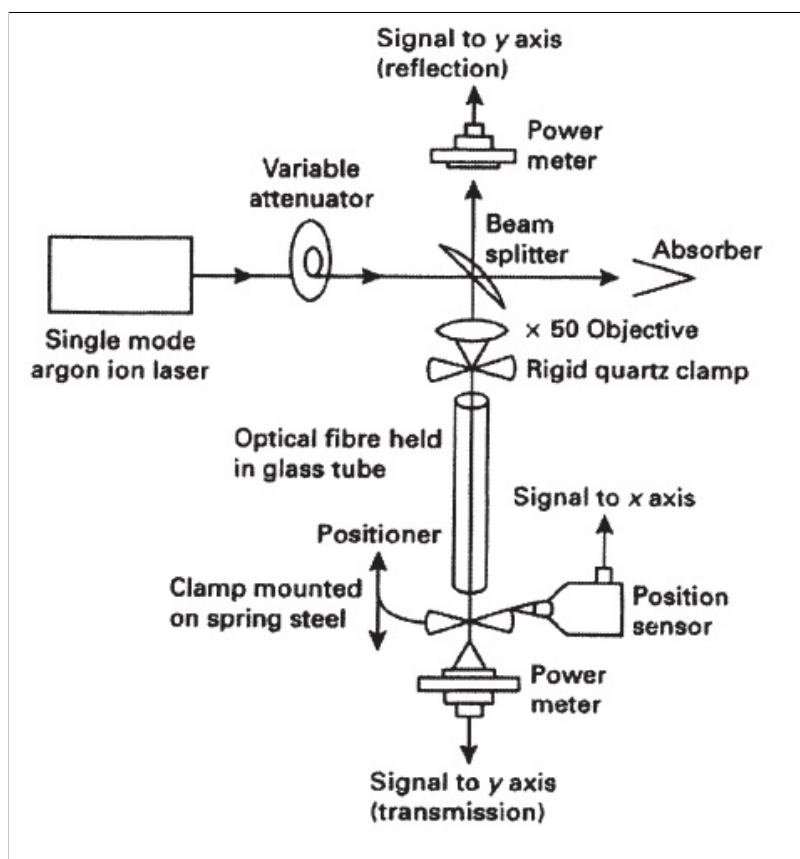
⁴Zjawisko związane z pochłonięciem fotonu przez cząsteczkę i polegające, na tym, że elektron jednej cząstki (donora) przeniesiony zostaje na niezajęty orbital drugiej cząstki (akceptora).

3.2 Światłoczułość

Jak już pisano wcześniej światło może wywoływać zmiany w strukturze materiału. Niektóre z tych modyfikacji mogą być permanentne lub semipermanentne. W szczególności rozważaniom możemy poddać tworzywo, z którego wykonany jest światłowód.

W istocie pierwszy raz zjawisko światłoczułości zaobserwowano w 1978 roku [20]. Eksperyment ten polegał na wprowadzeniu wiązki światła emitowanej przez argonowy laser do pięćdziesięcio centymetrowego włókna jednomodowego, domieszkowanego germanem. Pomiarom poddano zarówno wiązkę światła wstecznie rozproszonego, jak i przechodzącego przez światłowód (rys. 3.2). Moc wiązki odbitej narastała stopniowo przez okres kilku minut, przy jednoczesnym spadku mocy światła transmitowanego przez światłowód.

W ten sposób możemy wstecznie rozproszyć nawet 90% skierowanego na falowód światła. Utworzona siatka pozostaje nawet po wyłączeniu źródła światła. Takie *filtry światłowodowe* posiadają liczne zastosowania. Po pierwsze pozwalają na emisję spektralnie wąskich wiązek (ok. 300 MHz dla 30 cm włókien), po drugie mogą zostać przestrojone w pewnym ograniczonym zakresie (np. poprzez rozciągnięcie lub zmianę temperatury).



Rysunek 3.2 Schematyczny układ pomiarowy do zapisu siatki dyfrakcyjnej w światłowodzie.

Źródło: [17], strona 49

Sama technika rejestracji siatki dyfrakcyjnej opiera się na zjawisku interferencji światła. Dwie fale elektromagnetyczne wytwarzają w materiale siatkę dyfrakcyjną o okresie będącym odległością między sąsiadującymi płaszczyznami prążków interferencyjnych, silnie zależącym od kąta między wiązkami zapisującymi. W omawianym przypadku wzór interferencyjny fali stojącej został zapisany początkowo dzięki zjawisku odbicia w strefach niejednorodności współczynnika załamania światła na końcu włókna (odbicie Fresnela). Poprzez zmiany współczynnika załamania modulowana jest faza fali - tworzy się siatka fazowa. Po pewnym czasie wyraźnie wzrasta udział zjawiska odbicia, a więc i *widoczność* wzoru interferencyjnego.

Inny rodzaj zastosowań ściśle wiąże się ze zmianami absorpcji materiału (w tym przypadku modulowana jest amplituda fali), czyli tworzeniem siatki amplitudowej. Ujemna wartość dyspersji prędkości grupowej β_2 (GVD, *group velocity dispersion*)⁵ może zostać wygenerowana dla konkretnej długości fali, przez co możemy zapewnić kompresję impulsów nie wykorzystując zewnętrznej wiązki opóźniającej. Idąc dalej możemy mówić o eliminacji, problematycznego dla komunikacji światłowodowej, rozmycia impulsu w czasie.

Światłoczułość także może powodować generację drugiej harmonicznej, co zaobserwowano w krzemionkowym światłowodzie jednomodowym domieszkowanym germanem i fosforem, do którego wprowadzano impulsy o centralnej długości fali $1,06\ \mu\text{m}$ przy użyciu lasera neodymowo-jagowego [30]. Pomimo iż zajście procesu SHG powinno być niemożliwe dla materiałów amorficznych ($\chi^{(2)} = 0$), wiąże się ono z optyczną polaryzacją polem elektromagnetycznym molekuł, z których zbudowane jest włókno.

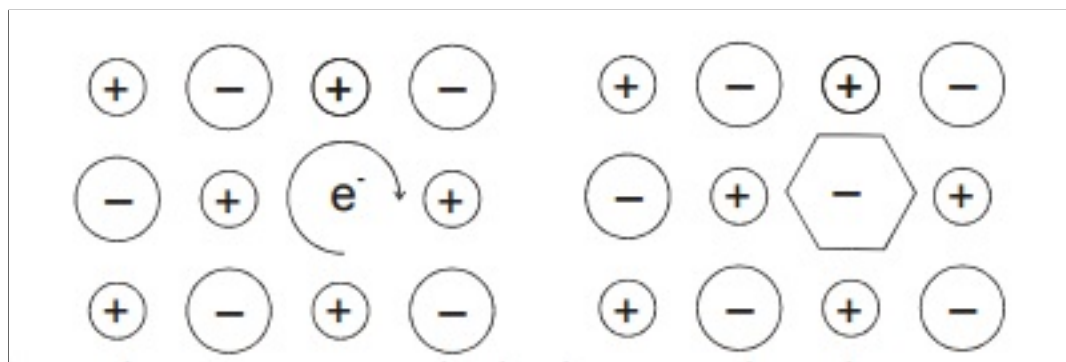
3.3 Przejścia CT dla domieszek germanowych

Generacja słabej drugiej harmonicznej występuje dla wszystkich rodzajów światłowodów [17]. Eksperymentalnie potwierdzono, że wydajność konwersji energii między wiązką wprowadzaną do włókna, a drugą harmoniczną jest proporcjonalna do jego pola powierzchni [32]. Tłumaczenie tego zjawiska podane przez Stolena i Toma [38] wiąże się z lokalnym łamaniem symetrii, a więc i uzyskaniem niezerowej wartości podatności drugiego rzędu, na granicy rdzeń-płaszcz.

W przypadku eksperymentu Osterberga i Margulisa mówimy jednak o 10% wydajności uzyskanej po pięć godzinnych naświetlaniu falowodu. Tak wysoka wydajność uwiarygodnia spostrzeżenie, że łamanie symetrii środkowej zachodzi w tym przypadku w całej objętości światłowodu domieszkowanego germanem. Jeden z modeli [6, 4] związany jest z tworzeniem przez atom germanu w sieci krystalicznej krzemionki defektów lub zerwanych wiązań, które pułapkują elektrony. Są to przykładowo centra barwne typu F.⁶ Innymi słowy dodanie germanowych domieszek skutkuje pojawieniem się nowego typu wzbudzeń elektronów w tym materiale, znanych jako przejścia z przeniesieniem ładunku. To właśnie one są głównymi winowajcami obserwowanego zjawiska.

⁵Wiąże się z poszerzeniem impulsu, będącym skutkiem faktu, iż nie wszystkie jego składowe propagują z tą samą prędkością. Dla ujemnych wartości β_2 grupowy współczynnik załamania rośnie wraz ze wzrostem długości fali.

⁶Centrum F jest to luka po jonie ujemnym i związany z nią elektron (rys. 3.3). Układ taki posiada swoje charakterystyczne poziomy energetyczne. Są one takie, że część światła widzialnego jest absorbowana i dlatego kryształ się zabarwia.



Rysunek 3.3 Centrum barwne F powstaje wskutek wybicia z sieci kryształu jonu ujemnego, z tak powstałą luką związany jest wtedy elektron. Po prawej stronie pokazano symboliczny sposób prezentacji Centrum F.

Źródło: http://www.ftj.agh.edu.pl/~wierzbanowski/DEF_pkt.pdf

Włókna optyczne, także te domieszkowane germanem, absorbują promieniowanie ultrafioletowe ($\lambda < 350 \text{ nm}$) oraz podczerwone ($\lambda > 2000 \text{ nm}$). Długo myślano, że owe włókna są transparentne dla światła widzialnego i bliskiej podczerwieni [29], jednakże dość szybko pojawiły się pierwsze teorie [2] dotyczące wielofotonowej absorpcji dla wiązki wzbudzającej ($\lambda_p = 1064 \text{ nm}$) i drugiej harmonicznej ($\lambda_h = 532 \text{ nm}$), których celem było wytłumaczenie występowania SHG we włóknach optycznych. Wolny elektron i dziura w szkle krzemionkowym są rozdzielone *przerwą* ok. 8 eV i jedynie poprzez absorpcję kilku fotonów ta ujemnie naładowana cząstka może zostać przeniesiona z *pasma walencyjnego* do *pasma przewodzenia*.

Przeprowadzone w kolejnych latach eksperymenty [3, 4, 5] ujawniły nowy typ ekscytonów występujących w szklach krzemionkowych domieszkowanych GeO_2 , pojawiających się pod wpływem wzbudzenia za pomocą pojedynczego fotonu zielonego światła. Wiązały się one z pomiarami widm Ramana i hiper Ramana⁷ w czystym szkle krzemionkowym oraz z dodatkiem domieszek germanowych. Te pierwsze wykazywały wyraźne różnice, podczas gdy widma hiper Ramana różniły się nieznacznie. Jest to dowód na to, że dla częstotliwości wzbudzającej ($\lambda_p = 1064 \text{ nm}$) nie obserwujemy generacji nowych stanów energetycznych dla szkła domieszkowanego.

Włókna domieszkowane germanem są wrażliwe na promieniowanie UV, co pozwala regulować ich pasma absorpcji. Indukowana światłem generacja lub anihilacja centr barwnych skutkuje zmianą nie tylko pasm absorpcyjnych, ale także współczynnika załamania. Wygrzewanie w wysokich temperaturach niszczy defekty wprowadzone poprzez naświetlanie ultrafioletowe, przywracając układ do stanu początkowego. W związku z tym promieniowanie to możemy traktować jako parametr sterujący selektywnymi przejściami pomiędzy różnymi stanami defektów.

⁷Występuje w przypadku wzrostu natężenia promieniowania padającego i w rezultacie zwiększenia się również prawdopodobieństwa, że w rozpraszaniu Ramana będą uczestniczyły dwa fotony.

Rozdział 4

Generacja drugiej harmonicznej w światłowodach

W niniejszym rozdziale scharakteryzowano krótko mechanizm powstawania drugiej harmonicznej we włóknach optycznych. Przedstawiono kilka modeli wyjaśniających sposób jego przebiegu na gruncie fizycznym oraz opisano obserwowane eksperymentalnie możliwe sposoby uzyskania niezbędnego do jego zajścia dopasowania fazowego.

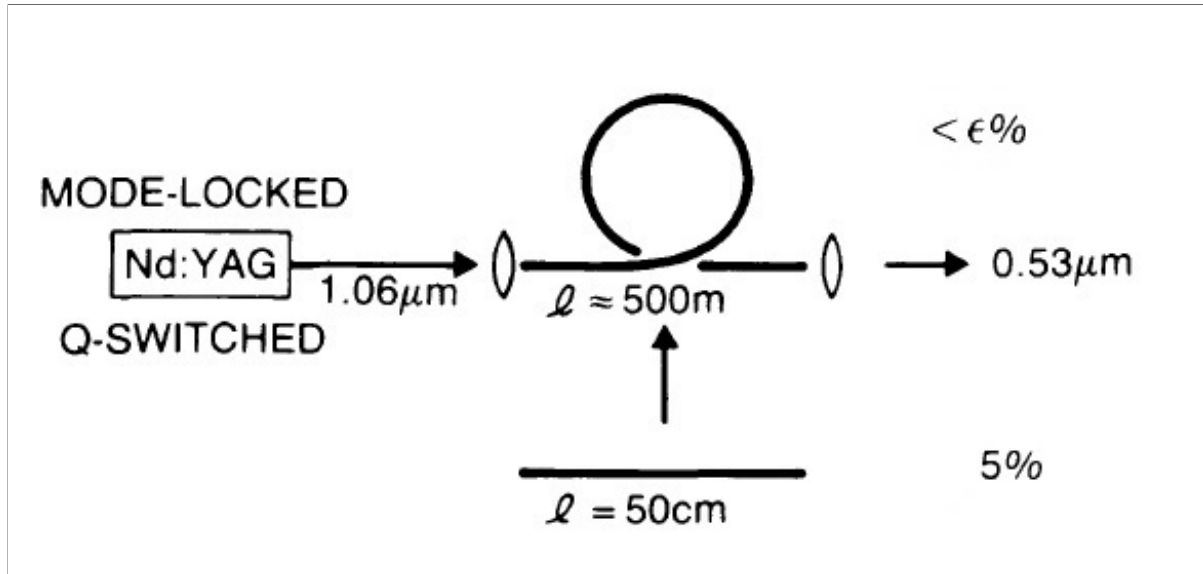
4.1 Wstępna charakterystyka zjawiska

Generacja drugiej harmonicznej (SHG, *Second-Harmonic Generation*) jest jednym z najważniejszych efektów związanych z zagadnieniami optyki nieliniowej, wykorzystywanym do uzyskiwania światła widzialnego, czy też ultrafioletu. W ogólności procesy drugiego rzędu nie powinny zachodzić we włóknach krzemionkowych, gdyż budujące je cząsteczki SiO_2 wykazują symetrię środkową, co tym samym prowadzi do zerowania się podatności kwadratowej $\chi^{(2)}$. W związku z tym pierwsze uzyskane rezultaty, związane z wydajną generacją drugiej harmonicznej w światłowodach krzemionkowych, były dość zaskakujące [1, 43].

Pierwsze doniesienia dotyczące słabej generacji drugiej harmonicznej w światłowodach o rdzeniach domieszkowanych germanem pojawiły się w latach 1980-84 [17, 18, 35]. W owych doświadczeniach posłużono się laserem Nd:YAG z modulacją dobroci, działającym na długości 1064 nm, o mocy szczytowej 1-100 kW, sprzęgniętym ze światłowodem o długości 5-400 m. Jako wynik uzyskano w procesie SHG sygnał wyjściowy o długości 532 nm przy typowej wydajności konwersji na poziomie 10^{-3} .

W podobnym eksperymencie, w 1986 roku, Osterberg i Margulis [30] otrzymali 5% wydajność konwersji posługując się wiązką laserową o mocy szczytowej 5-40 kW w światłowodach o długości ok. 50 cm, domieszkowanych germanem i fosforem (rys. 4.1). Jednocześnie dostrzeżono, że rdzeń światłowodu musi być długotrwale poddawany naświetlaniu, aby wygenerowany został mierzalny sygnał wyjściowy o podwojonej częstotliwości. Wydajność w tym przypadku odznaczała się wykładniczym trendem narostu, osiągając stan nasycenia po około 12 godzinach, o średniej mocy wygenerowanej wiązki 1 mW. Na podstawie opisanych powyżej obserwacji wysnuto domysł, że uzależnienie wytworzenia

niezerowej podatności kwadratowej $\chi^{(2)}$ w rdzeniu światłowodu od czasu naświetlania najprawdopodobniej wiąże się z modyfikacją właściwości szkła [38].



Rysunek 4.1 Obserwacje drugiej harmonicznej w długich i krótkich włóknach.

Źródło: [39], strona 297

Zwykle bardzo słaba druga harmoniczna zwiększa się nawet dziesięciokrotnie zanim osiągnie stan nasycenia. Czas naświetlania światłowodu odnosi się do czasu przygotowywania włókna. Dokonać tego można na kilka różnych sposobów. Po pierwsze, za pomocą intensywnej *wiązki wzbudzającej* wprowadzanej do światłowodu; po drugie posługując się zarówno wiązką wzbudzającą, jak i drugą harmoniczną; oraz po trzecie, używając wiązki wzbudzającej podczas polaryzacji włókna polem elektrycznym (dc-electric poling field). Działania te modyfikują właściwości szkła na tyle, że możliwa jest efektywna generacja drugiej harmonicznej, chociaż należy zwrócić uwagę, iż nieoświetlany światłowód powoli traci uzyskane (omówione wyżej) właściwości. Pozostawienie światłowodów w ciemności na około sześć miesięcy powodowało spadek wydajności konwersji o połowę. Jednocześnie należy zaznaczyć, iż ponowne oświetlenie mające na celu odzyskanie pożądanych cech pozwalało dokonać tego w znacznie krótszym czasie [31].

Jednocześnie zaobserwowano, że proces wytworzenia niezerowej podatności kwadratowej jest odwracalny [23]. Jest to możliwe poprzez wprowadzenie wiązki drugiej harmonicznej do światłowodu. Wydajność tego procesu ściśle zależy od intensywności nadanego sygnału. Dodatkowo wydajność konwersji spada w zależności od czasu jak $(1 + Ct)^{-1}$, gdzie C jest stałą. Co więcej, owo wymazywanie jest odwracalne, co oznacza, że światłowód może zostać ponownie naświetlony i odzyskać początkową wydajność konwersji. Ta obserwacja jest zgodna z modelem, w którym periodyczna siatka $\chi^{(2)}$ jest formowana poprzez porządkowanie naładowanych defektów.

4.2 Fizyczne mechanizmy indukcji $\chi^{(2)}$

W 1987 roku zaproponowano kilka różnych wyjaśnień na pojawienie się niezerowej podatności kwadratowej $\chi^{(2)}$ w światłowodach krzemionkowych. Wszystkie opierały się na periodycznym porządkowaniu pewnych zaburzeń sieci krystalicznej, takich jak centra barwne⁸ czy też innych defektów, w taki sposób, że automatycznie zapewniony zostawał warunek dopasowania fazowego.

Pierwszy, przedstawiony przez Farriesa i jego współpracowników, model [14] tłumaczył pojawienie się słabego, niedopasowanego sygnału drugiej harmonicznej stworzonego dzięki polaryzacji kwadrupolowej, prowadzącej do samozapisu osiowo periodycznej siatki centr barwnych, która następnie prowadzi do narostu $\chi^{(2)}$. Tym samym dopasowanie fazowe uzyskujemy poprzez stworzenie periodycznej siatki podatności drugiego rzędu. Czas przygotowania włókna tłumaczony był poprzez powolne formowanie się centr barwnych dla $\lambda = 532$ nm. Koncepcja pojawiania się centr barwnych w defektach sieci krystalicznej szkła poprzez intensywne naświetlanie spolaryzowanym światłem została zaobserwowana eksperymentalnie [36], a zatem owa część modelu była wiarygodna. Jednakże zaproponowany schemat dopasowania fazowego nie był prawidłowy. Niedopasowany fazowo sygnał drugiej harmonicznej posiada modulację przestrzenną, prowadząc do wyindukowania $\chi^{(2)} \approx \exp\{i(\Delta k/2)z\}$, gdzie Δk odpowiada niedopasowaniu fazowemu, a z jest drogą propagacji, co z kolei nie pozwala uzyskać konwersji energii z wiązki wzbudzającej do drugiej harmonicznej wzdłuż włókna.

Problem ten został przewyżczonej w kolejnym zaproponowanym modelu [38]. W tym przypadku postuluje się, że porządkowanie dipoli jest związane ze stacjonarnym periodycznym polem elektrycznym, które wytworzone zostaje poprzez interakcje pomiędzy wiązką wzbudzającą i drugą harmoniczną (generowaną lub wprowadzaną do włókna) z nieliniową podatnością rzędu trzeciego. Polaryzacja P_{dc} wyrażona jest wzorem [38]

$$P_{dc} = (3\epsilon_0/4) \operatorname{Re}[\chi^{(3)} E_p^* E_p^* E_{SH} \exp(i\Delta k_p z)], \quad (4.1)$$

gdzie E_p odpowiada polu elektrycznemu wprowadzanemu do światłowodu światła dla częstotliwości ω_p , E_{SH} jest wyindukowanym polem elektrycznym drugiej harmonicznej dla częstotliwości $2\omega_p$, a niedopasowanie fazowe wyraża się poprzez

$$\Delta k_p = [n_{2\omega_p} - 2n_{\omega_p}] \omega_p / c. \quad (4.2)$$

Polaryzacja P_{dc} indukuje pole elektryczne E_{dc} , którego okres modulacji odpowiada niedopasowaniu fazowemu wiązki wzbudzającej i drugiej harmonicznej ($2\pi/\Delta k_p$ przyjmuje wartości $\sim 30 \mu\text{m}$ dla $\lambda_p = 1,06 \mu\text{m}$). W obecności stałego pola elektrycznego dochodzi do redystrybucji ładunków elektrycznych i uporządkowania dipoli, w czym mogą uczestniczyć właśnie defekty, luki w sieci krystalicznej czy centra barwne. To z kolei prowadzi do złamania symetrii środkowej i ostatecznie do wytworzenia trwałej siatki nieliniowej podatności drugiego rzędu. Proces ten możemy nazywać samoorganizującą się generacją drugiej harmonicznej. Podatność rzędu drugiego modulowana jest wzdłuż całej długości włókna w sposób zapewniający kwazidopasowanie fazowe między modem podstawowym, a modem drugiej harmonicznej. W najprostszym przypadku polaryzacja P_{dc} jest wprost

⁸Centra barwne są to defekty (punktowe) w kryształach, które absorbują światło z zakresu widzialnego.

proporcjonalna do $\chi^{(2)}$, co opisujemy wzorem

$$\chi^{(2)} \equiv \alpha_{SH} P_{dc} = (3\alpha_{SH}/4)\epsilon_0\chi^{(3)}|E_p|^2|E_{SH}|\cos(\Delta k_p z + \phi_p), \quad (4.3)$$

gdzie α_{SH} jest stałą wielkością, której wartość zależy od mikroskopijnego procesu odpowiedzialnego za indukcję $\chi^{(2)}$, a ϕ_p jest przesunięciem fazowym zależnym od fazy fali wzbudzającej i drugiej harmonicznej. Z powodu periodycznej natury $\chi^{(2)}$ mówimy, że proces przygotowania włókna tworzy siatkę nieliniowej podatności rzędu drugiego.

Omawiany tu model, w którym stałe pole elektryczne E_{dc} jest generowane poprzez nieliniowy proces trzeciego rzędu posiadał jedną zasadniczą wadę - wielkość wyindukowanego pola elektrycznego [7]. Okazało się bowiem, że w typowych warunkach eksperymentalnych równanie (4.1) prowadzi do otrzymania $E_{dc} \sim 1$ V/cm dla mocy szczytowych ~ 1 kW, co przy $\chi^{(3)} \approx 10^{-22}(\text{m/V})^2$ indukuje drugą harmoniczną o mocy ~ 10 W. Oznacza to, że wytworzone pola elektryczne działają na molekuły SiO_2 słabiej niż losowo rozłożone siły pochodzące od drgań termicznych w temperaturach pokojowych. Ostatecznie więc ustalono, że wielkość ta jest zbyt mała, aby odpowiednio zorientować defekty i wygenerować siatkę nieliniowej podatności rzędu drugiego.

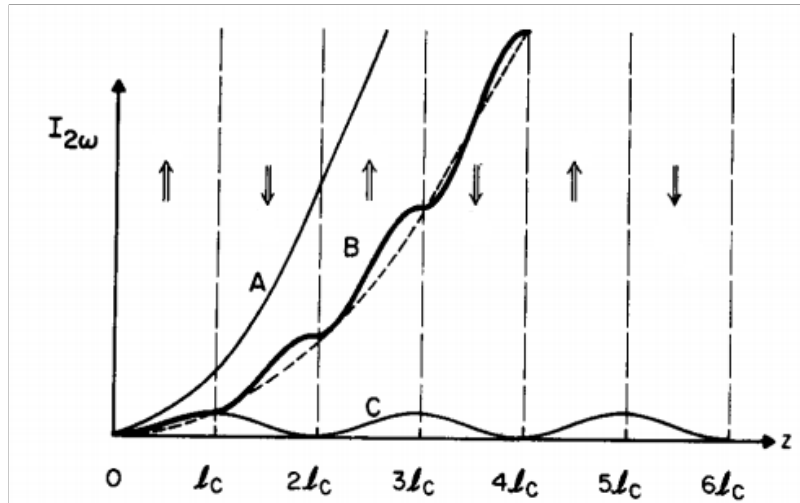
Zaproponowano kilka alternatywnych mechanizmów w celu rozwikłania tej rozbieżności. W jednym z modeli delokalizacja ładunków wzmacnia $\chi^{(3)}$ o kilka rzędów, co tym samym prowadzi do zwiększenia E_{dc} [24]. W innym [12], wolne elektrony są generowane poprzez fotojonizację defektów i silne pole elektryczne ($E \sim 10^5$ V/cm) zostaje wytworzone poprzez koherentny efekt fotowoltaiczny. W trzecim modelu [2] jonizacja zachodzi poprzez wielokrotne procesy wielofotonowe. W tym przypadku siatka $\chi^{(2)}$ tworzona jest poprzez interferencyjne efekty kwantowe, które powodują, iż procesy wstrzykiwania elektronów zależą od różnicy faz między polem elektrycznym wiązki wzbudzającej, a drugiej harmonicznej. Ostatni z przedstawionych modeli transportu ładunku jest jakościowo zgodny z większością zaobserwowanych zjawisk. W przypadku światłowodów, których rdzeń jest domieszkowany germanem został sformułowany model [4], w którym przejścia z transferem ładunku prowadzą do wytworzenia siatki E_{dc} (przez co dochodzi do wzmocnienia początkowo wygenerowanego pola elektrycznego do $10^5 - 10^7$ V/cm), a co za tym idzie generacji drugiej harmonicznej w procesie trzeciego rzędu ($\omega + \omega + 0 = 2\omega$).

4.3 Kwazidopasowanie fazowe

W związku z ograniczoną wydajnością konwersji energii w światłoczułych światłowodach, technika kwazidopasowania fazowego była wykorzystywana do modyfikacji struktury włókien, czyniąc je odpowiednimi ośrodkami do generacji drugiej harmonicznej. Ogólna idea tej metody jest stosunkowo prosta. W tym przypadku zamiast indukować optycznie pole elektryczne, przykładamy je zewnętrźnie, otrzymując podatność kwadratową. Jednocześnie stała wartość $\chi^{(2)}$ wzdłuż całej długości falowodu nie jest zbyt użyteczna, z powodu dużego niedopasowania fazowego reprezentowanego przez Δk_p w równaniu (4.2).

Technika kwazidopasowania fazowego polega na wprowadzeniu periodycznej modulacji ośrodka, w którym propaguje fala świetlna. Efekt ten można uzyskać poprzez wytworzenie w materiale domen nieliniowych o przeciwnych orientacjach. Okres zmian orientacji powinien zostać tak dobrany, aby zmiana znaku $\chi^{(2)}$ następowała zanim nastąpi konwersja energii drugiej harmonicznej z powrotem do fali wzbudzającej, to znaczy jej numeryczna

wartość powinna wynosić $l_C = 2\pi/\Delta k_p$. Kwazidopasowanie fazowe jest najczęściej uzyskiwane dzięki użyciu termalnej polaryzacji polem elektrycznym.



Rysunek 4.2 Wpływ dopasowania fazowego na wzrost intensywności drugiej harmonicznej w zależności od dystansu propagacji. Wariant A prezentuje pełne dopasowanie fazowe, wariant C — brak dopasowania fazowego, B — kwazidopasowanie fazowe. Zaznaczono również granice domen nieliniowych stosowane w przypadku wykorzystania kwazidopasowania fazowego.

Źródło: [16], strona 2632

Termiczna polaryzacja polem elektrycznym wymaga przyłożenia wzdłuż rdzenia światłowodu stałego pola elektrycznego o dużym natężeniu w warunkach podwyższonej temperatury (w przedziale 250-300°) przez okres od dziesięciu minut do kilku godzin. Aby wprowadzić inwersję domen w ośrodku nieliniowym, na powierzchni materiału wytwarza się siatkę elektrod (najczęściej metodami fotolitograficznymi) z okresem odpowiadającym okresowi przestrzennej modulacji. Poprzez przyłożenie odpowiednio wysokiego napięcia uzyskuje się odwrócenie domen, a tym samym zmianę znaku podatności nieliniowej (patrz rys. 4.2).

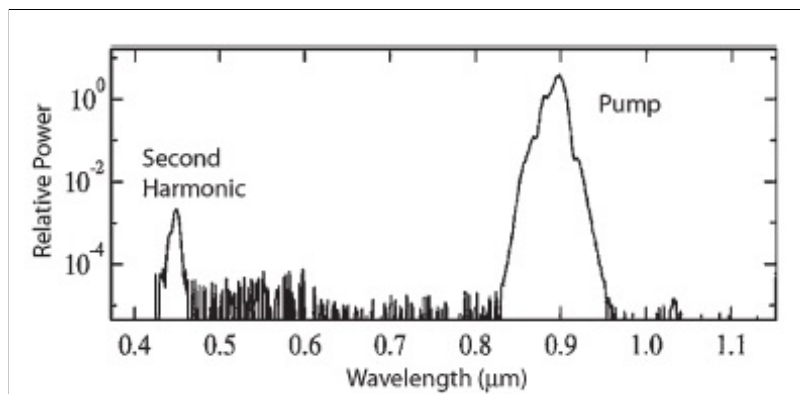
Największą wadą omówionej techniki jest fakt, iż okres siatki nieliniowej podatności rzędu drugiego silnie zależy od długości fali wprowadzanego do światłowodu impulsu, która musi zostać bardzo precyzyjnie dobrana. Niedopasowanie nawet na poziomie 1 nm może zmniejszyć wydajność konwersji nawet o połowę.

Technika termicznej polaryzacji polem elektrycznym została także zastosowana w stosunku do światłowodów mikrostrukturalnych [13]. Właściwości tego typu falowodów oferują możliwość generacji drugiej harmonicznej dla szerokiego zakresu długości fal dla światła wprowadzanego do włókna. Niestety obserwowana wydajność konwersji okazała się być relatywnie mała.

Możemy mieć do czynienia także z niejednorodnym kwazidopasowaniem fazowym (ang. *chirped quasi phase matching*). Jest to związane z nieregularnościami w strukturze modulacji przestrzennej skutkującymi pojawieniem się dodatkowych częstości przestrzennych, co może prowadzić do zwiększenia szerokości widmowej warunku dopasowania fazowego. Niestety, wydajność SHG spada na tyle gwałtownie wraz ze wzrostem aperiodyczności inwersji domen nieliniowych, że technika ta może okazać się niewygodna w użyciu [10].

4.4 Dalsze badania

W 2000 roku zaobserwowano generację częstotliwości bliskich drugiej harmonicznej w dziesięcio centymetrowym światłowodzie mikrostrukturalnym niepoddanym wcześniejszej termicznej polaryzacji polem elektrycznym [33]. Rysunek 4.3 przedstawia zmierzone widmo na wyjściu danego włókna, do którego wprowadzano impulsy o czasie trwania 100 fs i mocy szczytowej 250 W. Zaobserwowany sygnał drugiej harmonicznej był spolaryzowany ortogonalnie do wiązki wzbudzającej, sugerując, że to dwójłomność włókna odegrała istotną rolę w procesie SHG.



Rysunek 4.3 Widmo na wyjściu dziesięcio centymetrowego światłowodu mikrostrukturalnego, do którego wprowadzano 100 fs impulsy o $\lambda = 1064$ nm i mocy szczytowej 250 W.

Źródło: [33], strona 796

W 2008 roku po wprowadzeniu do światłowodu mikrostrukturalnego o długości 60 cm impulsów o czasie trwania 50 fs (długości fali 800 nm) wygenerowano niebieskie światło (bliskie 400 nm) z około piętnasto procentową wydajnością [21]. Według autorów głównym procesem odpowiedzialnym za wytworzenie dodatkowych częstotliwości było mieszanie czterofalowe w postaci $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$, gdzie ω_p jest częstotliwością wprowadzanych do światłowodu impulsów, ω_s częstotliwością wygenerowanego niebieskiego światła, a ω_i odpowiada falam tetrahercowym. Taki proces w światłowodach może być dopasowany fazowo.

SHG zostało zaobserwowane także w mikrostrukturalnych światłowodach dwumodowych [41]. Jej wydajność była stosunkowo niska (kilka procent), jednakże proces ten pozwolił na generację supercontinuum rozciągającego się od 350 do 1750 nm. Uznano, że uzyskanie tak szerokiego spektrum było możliwe dzięki zjawisku niestabilności modulacyjnej wywołanym przez SHG. Powstanie drugiej harmonicznej mogło się wiązać z nieliniowością powierzchniową, która pojawia się w związku z obecnością licznych kanałów powietrznych w płaszczu. Wiązka wzbudzająca i druga harmoniczna propagują w różnych modach, dzięki dopasowaniu międzymodowemu.

W innym podejściu mówimy o samopolaryzacji optycznej włókien domieszkowanych germanem za pomocą laserów z modulacją dobroci [11]. W tym przypadku SHG także może prowadzić do wytworzenia szerokiego widma w zakresie widzialnym poprzez kaskadowe rozpraszanie Ramana. Możemy rozważać także o SHG w kontekście ultrawąskich rdzeni [25] (krzemionkowe nanodrutu) odbywającej się przy udziale dipoli powierzchniowych. Tak wygenerowana druga harmoniczna jest silnie zależna od jednolitości powierzchni.

Rozdział 5

Modelowanie generacji drugiej harmonicznej

Propagacja pierwszej i drugiej harmonicznej w światłowodach może być opisywana poprzez równania Maxwella lub odpowiednio sformułowane równania falowe. One same nie opisują w zupełności całego zagadnienia. Aby tak było muszą zostać uzupełnione o równania materiałowe, zależne od ośrodka. W tym celu należy uwzględnić oddziaływania, które wpływają na wzmocnienie, wyindukowanego poprzez nieliniowy proces trzeciego rzędu, stacjonarnego periodycznego pola elektrycznego. Antonyuk *et al* [4] zaproponowali model bazujący na samoorganizujących się wzbudzeniach z przeniesieniem ładunku.

Zgodnie z tą teorią samoorganizująca się generacja drugiej harmonicznej związana jest z wprowadzeniem germanowych domieszek tworzących defekty, czego efektem jest pojawienie się przejść ekscytonowych typu CT. Wiązka wzbudzająca i druga harmoniczna (wprowadzana do światłowodu lub wytworzona na skutek niezerowej wartości podatności liniowej rzędu drugiego na granicy rdzeń-płaszcz) oddziałują ze sobą indukując nieliniową polaryzację i związane z nią pole elektryczne, którego amplituda jest niewielka, jednakże zapewnia warunek dopasowania fazowego i ostatecznie staje się niezbędnym „zarodkiem” do rozpoczęcia wolnego mechanizmu porządkowania dipoli. Proces ten prowadzi do złamania symetrii środkowej w całej objętości włókna, co ostatecznie wzmacnia konwersję energii między wiązką wzbudzającą i drugą harmoniczną.

W poniższym rozdziale przedstawiono matematyczny opis procesu samoorganizującej się generacji drugiej harmonicznej dla światłowodów krzemionkowych, których rdzeń jest domieszkowany germanem. Rozważono dwa przypadki - generację drugiej harmonicznej o intensywności znacząco niższej od intensywności wiązki wzbudzającej (WSHG, *Weak Second Harmonic Generation*) oraz bardziej ogólną sytuację, w przypadku której nie nakładamy ograniczeń na wielkość amplitudy drugiej harmonicznej (ESHG, *Efficient Second Harmonic Generation*). Zaprezentowane obliczenia przeprowadzono na podstawie książki [6]. Dodatkowo zaproponowano dwa nowe modele uwzględniające straty mocy w światłowodach analizowanego typu.

5.1 Propagacja drugiej harmonicznej o niskiej intensywności

Chcąc opisać propagację drugiej harmonicznej w światłowodach krzemionkowych domieszkowanych germanem wychodzimy z równania falowego dla drugiej harmonicznej o postaci⁹

$$\frac{n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d^2 E_{2\omega}}{dt^2} - \frac{d^2 E_{2\omega}}{dz^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2 P_{2\omega}^{\text{NL}}}{dt^2}, \quad (5.1)$$

gdzie $P_{2\omega}^{\text{NL}} = P_{2\omega} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\}$ jest nieliniową polaryzacją odpowiadającą częstości 2ω oraz $E_{2\omega} = A_2 \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\}$ reprezentuje pole elektryczne odpowiadające częstości 2ω . Amplituda $A_2 = A_2(z)$ oraz faza $\Psi_2 = \Psi_2(z)$ są wolnozmiennymi funkcjami o wartościach rzeczywistych na tym etapie rozważań zależnymi tylko od położenia. Dodatkowo chcąc wyprowadzić równanie opisujące ewolucję amplitudy wygenerowanej drugiej harmonicznej zakładamy, że polaryzacja $P_{2\omega}$ nie zależy od czasu, gdyż rozpatrujemy sytuację wolnego formowania się siatki nieliniowej podatności rzędu drugiego.

Zaczynamy od wyznaczenia prawej strony równania (5.1) poprzez wyliczenie drugiej pochodnej po czasie z nieliniowej polaryzacji $P_{2\omega}^{\text{NL}}$. W ten sposób otrzymujemy

$$\begin{aligned} -\frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2 P_{2\omega}^{\text{NL}}}{dt^2} &= -\frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} (P_{2\omega} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\}) \\ &= -\frac{4\pi}{c^2} \frac{d}{dt} (-i2\omega P_{2\omega} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\}) \\ &= \frac{16\pi\omega^2}{c^2} P_{2\omega} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Aby znaleźć postać lewej strony równania (5.1) należy kolejno wyliczyć drugie pochodne po czasie i położeniu z pola elektrycznego odpowiadającego drugiej harmonicznej. W pierwszym przypadku będziemy mieli

$$\begin{aligned} \frac{n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d^2 E_{2\omega}}{dt^2} &= \frac{n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} (A_2 \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\}) \\ &= -i \frac{2\omega n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d}{dt} (A_2 \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\}) \\ &= -\frac{4\omega^2 n_{2\omega}^2}{c^2} A_2 \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

gdzie $k_{2\omega} = \frac{2\omega n_{2\omega}}{c}$, czyli tym samym

$$\frac{n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d^2 E_{2\omega}}{dt^2} = -k_{2\omega}^2 A_2 \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\}. \quad (5.4)$$

⁹Równanie falowe zaprezentowano w układzie jednostek elektrostatycznych (ESU) układu CGS (Centymetr-Gram-Sekunda).

W drugim przypadku otrzymamy

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 E_{2\omega}}{dz^2} &= \frac{d^2}{dz^2} (A_2 \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\}) \\
&= \frac{d}{dz} \left(A_2' \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\} + \right. \\
&\quad \left. + iA_2 (k_{2\omega} + \Psi_2') \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\} \right) \\
&= \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\} \left[A_2'' + 2iA_2' (k_{2\omega} + \Psi_2') + \right. \\
&\quad \left. + A_2 \left(- (k_{2\omega} + \Psi_2')^2 + i\Psi_2'' \right) \right].
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Wyrażenia (5.4), (5.5) wstawiamy do lewej strony równania (5.1) otrzymując

$$\begin{aligned}
\frac{n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d^2 E_{2\omega}}{dt^2} - \frac{d^2 E_{2\omega}}{dz^2} &= \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\} \exp\{i\Psi_2\} \left[-k_{2\omega}^2 A_2 + \right. \\
&\quad \left. + (-A_2'') - 2ik_{2\omega}A_2 - 2iA_2'\Psi_2' + k_{2\omega}^2 A_2 + \right. \\
&\quad \left. + 2k_{2\omega}A_2\Psi_2' + A_2(\Psi_2')^2 + iA_2\Psi_2'' \right] \\
&= -2ik_{2\omega} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\} \exp\{i\Psi_2\} \left[A_2' + iA_2\Psi_2' \right] \\
&= -2ik_{2\omega} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t + \Psi_2)\} \frac{dA_2 \exp\{i\Psi_2\}}{dz}.
\end{aligned}$$

Pominięcie członów związanych z wyższymi rzędami pochodnych wiąże się z przyjętym przybliżeniem wolnozmienną amplitudy A_2 oraz fazy Ψ_2 . Przyporównanie do siebie dwóch stron równania oraz skrócenie obecnych po obu stronach tych samych członów owocuje sformułowaniem równania różniczkowego opisującego ewolucję amplitudy wygenerowanej drugiej harmonicznej o postaci

$$\frac{dA_2(z, t) \exp\{i\Psi_2(z, t)\}}{dz} = i \frac{4\pi\omega}{cn_{2\omega}} P_{2\omega}. \tag{5.6}$$

Aby zbadać zachowanie się pola elektrycznego wygenerowanej drugiej harmonicznej będziemy zakładać zależność jej amplitudy i fazy zarówno od czasu t , jak i położenia z . To znaczy, że od tego miejsca wprowadzamy oznaczenia $A_2 = A_2(z, t)$ oraz $\Psi_2 = \Psi_2(z, t)$.

Nieliniowa polaryzacja dla podwojonej częstości $P_{2\omega}$ pojawia się dzięki nieliniowemu tensorowi trzeciego rzędu $\chi^{(3)}$ w obecności silnego stałego pola elektrycznego, co możemy wyrazić wzorem [6]

$$P_{2\omega}^{\text{NL}} = \chi^{(3)} E_{\text{dc}} E_{\omega}^2, \tag{5.7}$$

gdzie $E_{\text{dc}} = -A_0(z, t) \exp\{i(k_{2\omega} - 2k_{\omega})z + i\Psi_0(z, t)\}$, a $E_{\omega} = A_1 \exp\{ik_{\omega}z - i\omega t\}$ i A_1 jest stałą amplitudą pola elektrycznego wiązki wzbudzającej, co wiąże się z rozważanym przypadkiem generacji drugiej harmonicznej o niskiej intensywności. Ostatecznie daje nam to wyrażenie

$$P_{2\omega}^{\text{NL}} = -\chi^{(3)} A_0 A_1^2 \exp\{i\Psi_0\} \exp\{i(k_{2\omega}z - 2\omega t)\}. \tag{5.8}$$

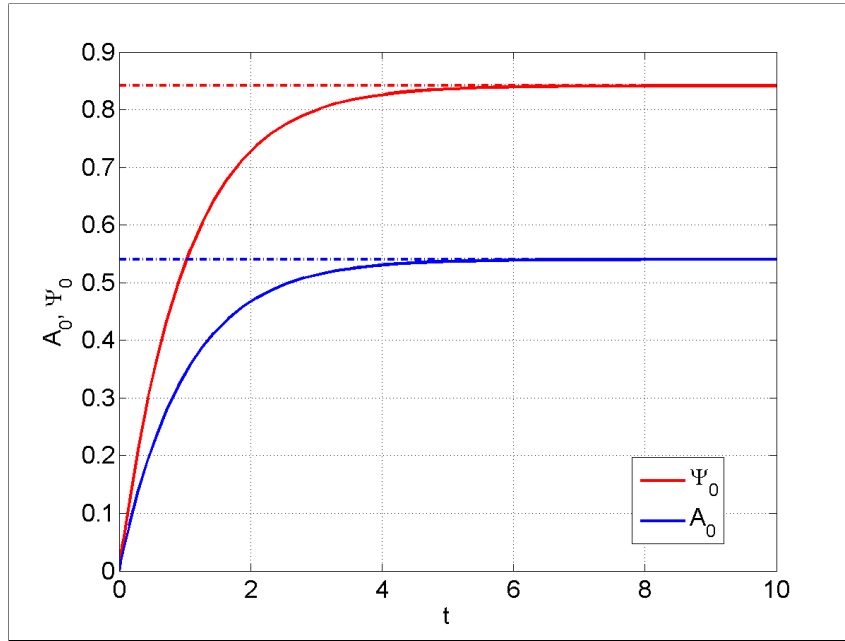
Antonyuk *et al* [6] na podstawie symulacji komputerowych pokazali, że E_{dc} dąży wykładniczo do stanu stacjonarnej postaci

$$E_{dc} \rightarrow -u \exp\{i(k_{2\omega} - 2k_{\omega})z + i\Psi_2\} \quad (5.9)$$

zgodnie z równaniem

$$\frac{dA_0(z, t) \exp\{i\Psi_0(z, t)\}}{dt} = \alpha_2 A_2^2 (u \exp\{i\Psi_2\} - A_0(z, t) \exp\{i\Psi_0(z, t)\}), \quad (5.10)$$

gdzie α_2 jest współczynnikiem proporcjonalności między kwadratem amplitudy drugiej harmonicznej A_2 a okresem zmian E_{dc} , natomiast $u \approx 10^5$ V/cm wyraża maksymalną amplitudę intensywności stałego pola E_{dc} , jaką przyjmuje ono w stanie nasycenia. Numeryczne rozwiązanie równania (5.10) przedstawiono na rys. 5.1.



Rysunek 5.1 Rozwiązanie równania (5.10) dla $z = 0$ z przyjęciem jednostkowych wartości dla zmiennych α_2 , A_2 , u i Ψ_2 . Wraz z upływem czasu $A_0 \exp\{i\Psi_0\}$ zbiega do $u \exp\{i\Psi_2\}$.

Źródło: Opracowanie własne

Ostatecznie opisując ewolucję obwiedni amplitud i faz dla drugiej harmonicznej oraz stałego pola elektrycznego w trakcie propagacji wzdłuż włókna optycznego dla przypadku, gdy intensywność drugiej harmonicznej jest znacząco niższa niż wiązki wzbudzającej, możemy posłużyć się układem dwóch sprzężonych równań różniczkowych o postaci

$$\frac{dA_0 \exp\{i\Psi_0\}}{dt} = \alpha_2 A_2^2 (u \exp\{i\Psi_2\} - A_0 \exp\{i\Psi_0\}), \quad (5.11a)$$

$$\frac{dA_2 \exp\{i\Psi_2\}}{dz} = i \frac{4\pi\omega}{cn_{2\omega}} (-\chi^{(3)}) A_0 A_1^2 \exp\{i\Psi_0\}. \quad (5.11b)$$

Układ równań (5.11) możemy sprowadzić do postaci bezwymiarowej poprzez wprowadzenie nowych zmiennych

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{A_0}{u}, \\ E_2 &= \frac{A_2}{u}, \\ S &= \kappa_0 z, \\ \tau &= \alpha_2 u^2 t, \\ \kappa_0 &= \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}A_1^2}{cn_{2\omega}}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Na podstawie powyższych wyrażeń oraz danych eksperymentalnych [38] możemy oszacować następujące wielkości dla wykorzystanych parametrów $u \approx 10^5$ V/cm, $\kappa_0 \approx 0,01$ cm⁻¹ oraz $\alpha_2 u^2 \approx 0,2$ min⁻¹ [6].

Dodatkowo dla powyższej zamiany zmiennych obliczamy pochodne funkcji wewnętrznych

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dz} &= \kappa_0, \\ \frac{d\tau}{dt} &= \alpha_2 u^2. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Wykorzystując wzory na pochodne funkcji złożonej i stosując zasugerowane wcześniej podstawienia dla równania (5.11a) otrzymamy równości

$$\begin{aligned} \frac{dA_0 \exp\{i\Psi_0\}}{dt} &= \alpha_2 u^3 \exp\{i\Psi_0\} \left(\frac{dE_0}{d\tau} + iE_0 \frac{d\Psi_0}{d\tau} \right), \\ \alpha_2 A_2^2 (u \exp\{i\Psi_2\} - A_0 \exp\{i\Psi_0\}) &= \alpha_2 u^3 (E_2^2 \exp\{i\Psi_2\} - E_2^2 E_0 \exp\{i\Psi_0\}). \end{aligned} \quad (5.14)$$

W kolejnym kroku przyrównujemy lewą i prawą stronę równania (5.11a) do siebie i dzielimy równość stronami przez czynnik $\alpha_2 u^3 \exp\{i\Psi_0\}$. Ostatecznie po zamianie wykładniczych postaci liczb zespolonych na trygonometryczne ($\exp\{i\phi\} = \cos\phi + i\sin\phi$) i rozdzieleniu części rzeczywistych (amplitudy) i urojonych (fazy) otrzymamy układ równań

$$\begin{aligned} \frac{dE_0}{d\tau} &= -E_2^2 (E_0 - \cos(\Psi_0 - \Psi_2)), \\ E_0 \frac{d\Psi_0}{d\tau} &= -E_2^2 \sin(\Psi_0 - \Psi_2). \end{aligned} \quad (5.15)$$

W podobny sposób postępujemy z równaniem (5.11b) otrzymując

$$\begin{aligned} \frac{dA_2 \exp\{i\Psi_2\}}{dz} &= \kappa_0 u \exp\{i\Psi_2\} \left(\frac{dE_2}{dS} + iE_2 \frac{d\Psi_2}{dS} \right), \\ i \frac{4\pi\omega}{cn_{2\omega}} (-\chi^{(3)}) A_0 A_1^2 \exp\{i\Psi_0\} &= -i\kappa_0 u E_0 \exp\{i(\Psi_0 - \Psi_2)\}, \end{aligned} \quad (5.16)$$

co ostatecznie daje nam

$$\begin{aligned}\frac{dE_2}{dS} &= E_0 \sin(\Psi_0 - \Psi_2), \\ E_2 \frac{d\Psi_2}{dS} &= -E_0 \cos(\Psi_0 - \Psi_2).\end{aligned}\tag{5.17}$$

Tym samym rozważaniom poddajemy uniwersalny układ czterech równań różniczkowych cząstkowych o postaci

$$\begin{aligned}\frac{dE_0}{d\tau} &= -E_2^2 (E_0 - \cos(\Psi_0 - \Psi_2)), \\ E_0 \frac{d\Psi_0}{d\tau} &= -E_2^2 \sin(\Psi_0 - \Psi_2), \\ \frac{dE_2}{dS} &= E_0 \sin(\Psi_0 - \Psi_2), \\ E_2 \frac{d\Psi_2}{dS} &= -E_0 \cos(\Psi_0 - \Psi_2).\end{aligned}\tag{5.18}$$

Wykresy 5.2 i 5.3 przedstawiają numeryczne rozwiązania powyższych równań dla warunków początkowych postaci

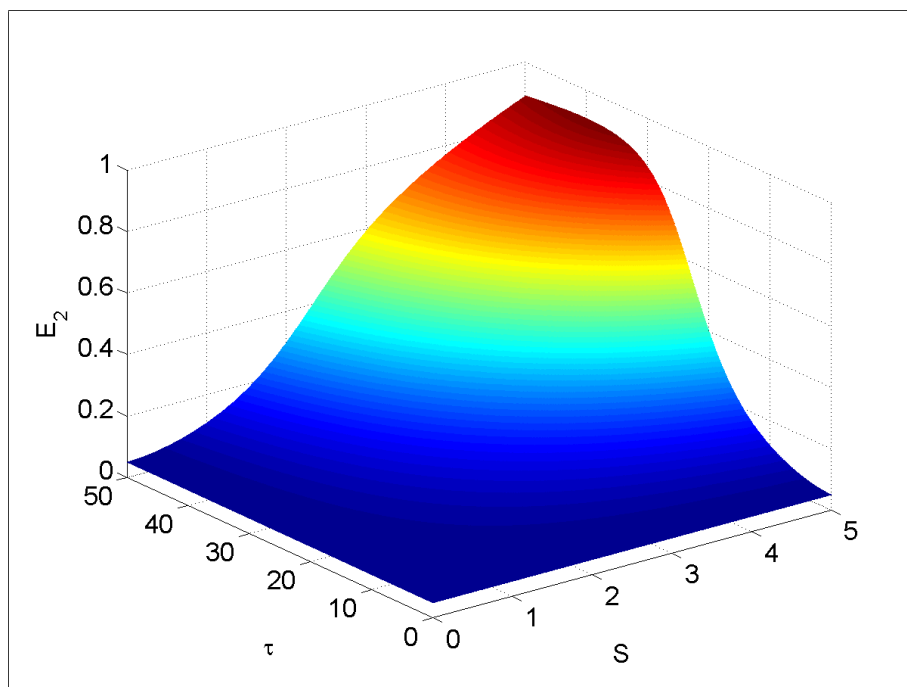
$$\begin{aligned}E_0(S, 0) &= 0, \\ \Psi_0(S, 0) &= 0, \\ E_2(0, \tau) &= 0,05, \\ \Psi_2(0, \tau) &= 0,\end{aligned}\tag{5.19}$$

co odpowiada eksperymentowi zaprezentowanemu w [38].

Z wykresu 5.3 można zauważyć, że różnica faz wyindukowanego pola elektrycznego oraz drugiej harmonicznej dąży do zera. Jej wystąpienie związane jest z powolnym pojawianiem się i relaksacją ekscytonów związanych z znacznie oddalonymi od siebie centrami barwnymi. W przypadku, gdy otrzymany sygnał SH jest nieznaczny (w porównaniu do intensywności wiązki wzbudzającej) czas oczekiwania na odpowiedź ośrodka jest długi. Amplituda wygenerowanej drugiej harmonicznej narasta wzdłuż włókna aż do osiągnięcia stanu nasycenia.

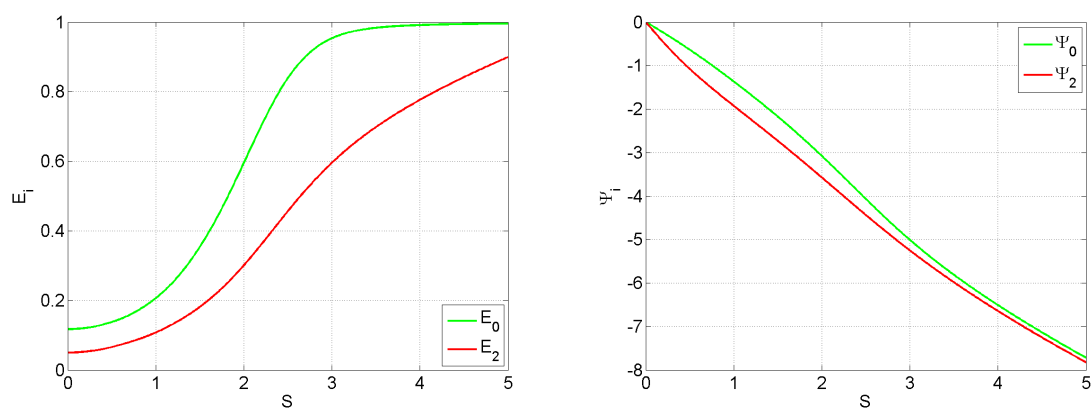
Wykresy 5.5 oraz 5.6 pokazują wydajność generacji drugiej harmonicznej dla różnych początkowych wartości sygnału SH (nazwanego na wstępie tego podrozdziału „zarodkiem”). Możemy zaobserwować szybki narost intensywności drugiej harmonicznej (tym szybszy im większa jest początkowa wartość E_2 oraz dalszy dystans propagacji) i powolny spadek do wartości początkowej (tym wolniejszy im mniejsza początkowa wartość E_2). Jednocześnie intensywność pozyskanej wiązki drugiej harmonicznej wzrasta wraz ze wzrostem dystansu propagacji. Przestrzenny obraz ewolucji unormowanej amplitudy wygenerowanej SH o początkowej wartości $E_2 = 0,05$ przedstawia wykres 5.4.

Proces generacji drugiej harmonicznej zachodzi do momentu osiągnięcia stanu nasycenia (równowagowego), a następnie intensywność wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej spada w czasie pomimo występowania silnego pola elektrycznego (a tym samym siatki nieliniowej podatności drugiego rzędu). Jednakże zmiana fazy lub amplitudy pierwotnej wiązki drugiej harmonicznej (wykorzystywanej jako przyczynek formowania centr barwnych) prowadzi do reaktywacji procesu SHG, co zobrazowano na wykresach 5.7 oraz 5.8.



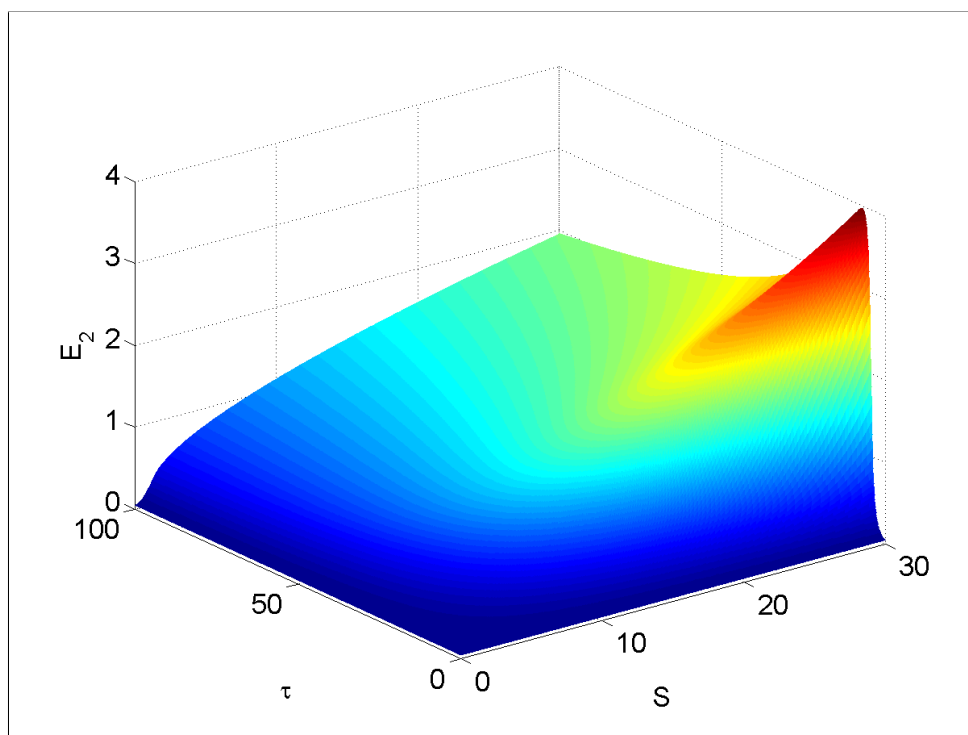
Rysunek 5.2 Przestrzenny wykres ukazujący zależność unormowanej amplitudy wygenerowanej drugiej harmonicznej od czasu i dystansu propagacji.

Źródło: Opracowanie własne



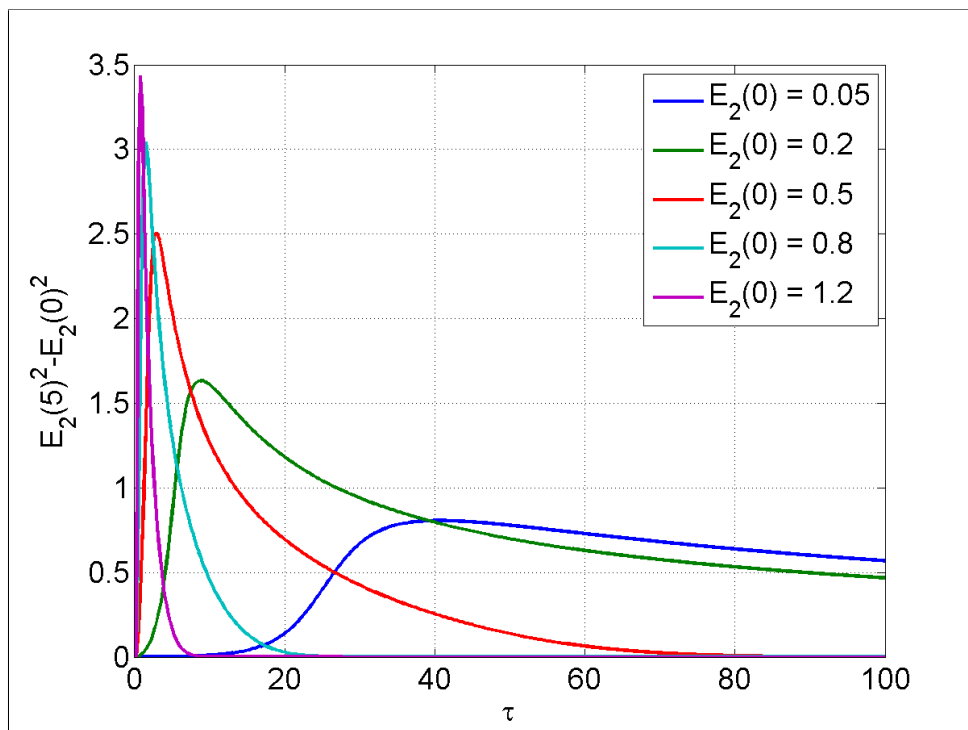
Rysunek 5.3 Przestrzenna ewolucja amplitud i faz wygenerowanej drugiej harmonicznej i statycznego pola elektrycznego dla $\tau = 100$ przy warunkach początkowych postaci (5.19).

Źródło: Opracowanie własne



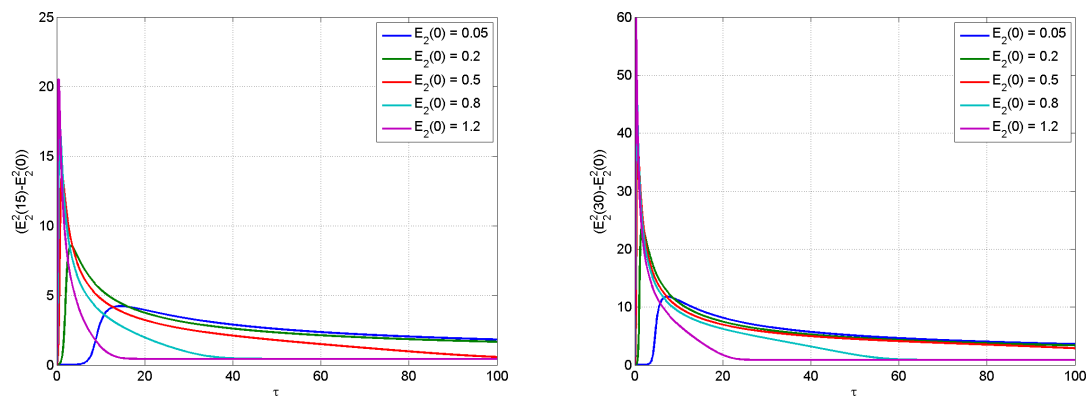
Rysunek 5.4 Ewolucja unormowanej amplitudy wygenerowanego sygnału SH w przypadku dla początkowego sygnału $E_2(0, \tau) = 0,05$.

Źródło: Opracowanie własne



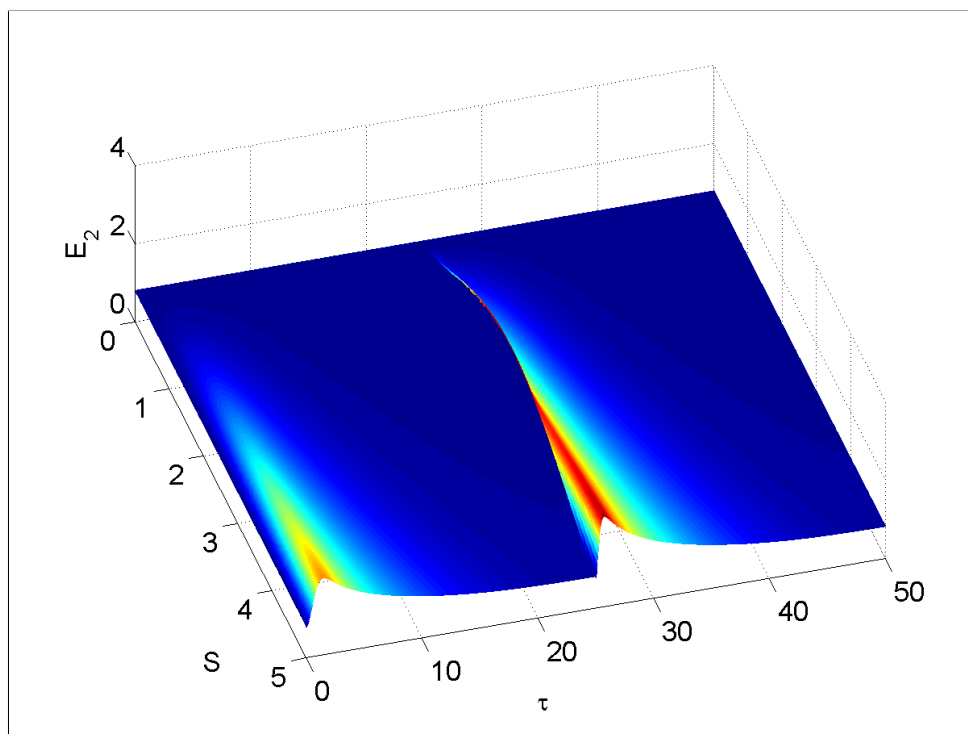
Rysunek 5.5 Czasowa zależność wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej dla $S = 5$.

Źródło: Opracowanie własne



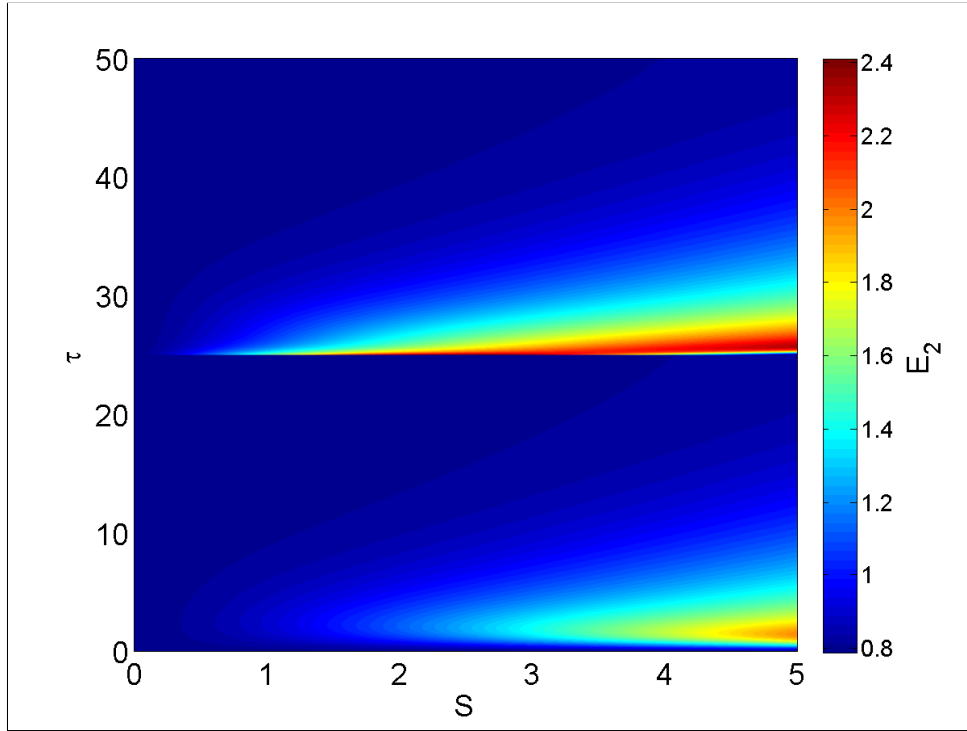
Rysunek 5.6 Czasowa zależność wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej dla $S = 15$ (lewa) oraz $S = 30$ (prawa).

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 5.7 Ewolucja unormowanej amplitudy wygenerowanego sygnału SH w przypadku zmiany fazy ($\Delta\Psi_2 = \pi$ dla $\tau = 25$) początkowego sygnału $E_2(0, \tau) = 0,8$.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 5.8 Mapa ukazująca ewolucję unormowanej amplitudy wygenerowanego sygnału SH w przypadku zmiany fazy ($\Delta\Psi_2 = \pi$ dla $\tau = 25$) początkowego sygnału $E_2(0, \tau) = 0,8$.

Źródło: Opracowanie własne

5.1.1 Tłumiona niskowydajna generacja drugiej harmonicznej

Możemy rozbudować sformułowany w książce [6] model poprzez dodanie tłumienia do równania (5.11b) opisującego ewolucję obwiedni amplitudy drugiej harmonicznej. W takim wypadku otrzymamy układ równań o postaci

$$\begin{aligned} \frac{dA_0 \exp\{i\Psi_0\}}{dt} &= \alpha_2 A_2^2 (u \exp\{i\Psi_2\} - A_0 \exp\{i\Psi_0\}), \\ \frac{dA_2 \exp\{i\Psi_2\}}{dz} &= i \frac{4\pi\omega}{cn_{2\omega}} (-\chi^{(3)}) A_0 A_1^2 \exp\{i\Psi_0\} - \frac{\alpha_{2\omega}}{2} A_2 \exp\{i\Psi_2\}, \end{aligned} \quad (5.20)$$

gdzie $\alpha_{2\omega}$ wyraża tłumienność włókna dla częstotliwości 2ω . W opisywanych rozważaniach przyjęto $\alpha_{2\omega} = 2,5512$ dB/m, co odpowiada tłumieniu dla światłowodu ze szkła krzemionkowego domieszkowanego germanem, wyznaczonemu na podstawie danych eksperymentalnych [27, 40]. Zależność współczynnika tłumienności od długości fali wykreślono na wykresie 2.3.

Przedstawiony powyżej układ równań (5.20) możemy sprowadzić do postaci bezwymiarowej poprzez wprowadzenie nowych zmiennych

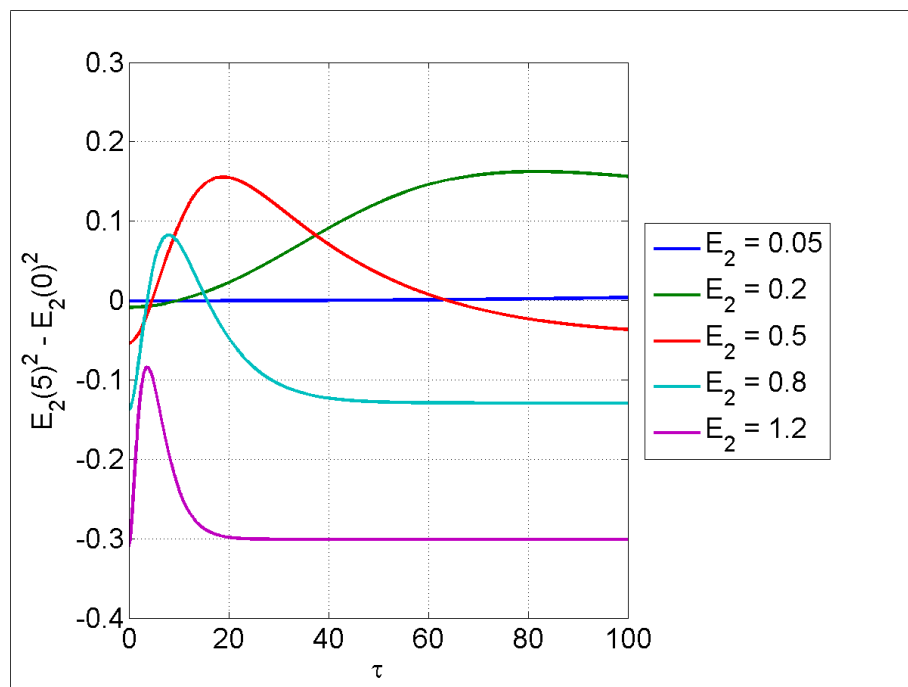
$$\begin{aligned}
E_0 &= \frac{A_0}{u}, \\
E_2 &= \frac{A_2}{u}, \\
S &= \kappa_0 z, \\
\tau &= \alpha_2 u^2 t, \\
\tilde{\alpha}_{2\omega} &= \frac{\alpha_{2\omega}}{\kappa_0}, \\
\kappa_0 &= \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}A_1^2}{cn_{2\omega}}.
\end{aligned} \tag{5.21}$$

Warto w tym miejscu zaznaczyć, że sformułowanie w ten sposób zredukowanego współczynnika tłumienności pozwala na eliminację związanej z nim jednostki, jednakże wymaga odpowiedniego przeskalowania jego wartości. Przy takim podejściu sformułowany na początku tego rozdziału układ równań (5.11) traci na uniwersalności.

Przeprowadzając analogiczne rozważania jak dla poprzedniego przypadku dochodzimy do układu czterech równań opisujących zachowanie procesu generacji tłumionej niskowydajnej drugiej harmonicznej (AWSHG, *Attenuated Weak Second Harmonic Generation*) o postaci

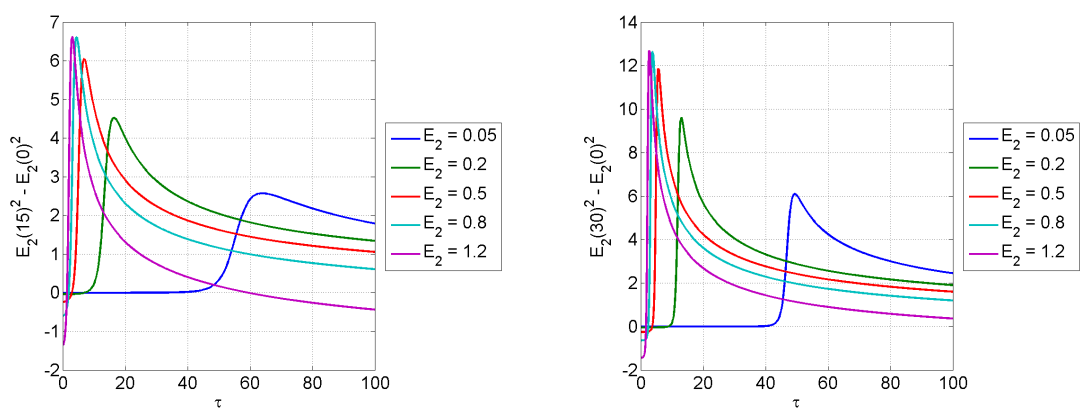
$$\begin{aligned}
\frac{dE_0}{d\tau} &= -E_2^2 (E_0 - \cos(\Psi_0 - \Psi_2)), \\
E_0 \frac{d\Psi_0}{d\tau} &= -E_2^2 \sin(\Psi_0 - \Psi_2), \\
\frac{dE_2}{dS} &= E_0 \sin(\Psi_0 - \Psi_2) - \frac{\tilde{\alpha}_{2\omega}}{2} E_2, \\
E_2 \frac{d\Psi_2}{dS} &= -E_0 \cos(\Psi_0 - \Psi_2).
\end{aligned} \tag{5.22}$$

Analiza wyników uzyskanych z przeprowadzonych symulacji dla warunków początkowych (5.19) pozwoliła ustalić, że dodanie tłumienia do modelu obrazującego proces niskowydajnej generacji drugiej harmonicznej prowadzi do zmniejszenia intensywności wiązki wygenerowanej drugiej harmonicznej. Dodatkowo sam moment osiągnięcia stanu nasycenia dla wybranego położenia następuje później, co dobrze obrazują wykresy 5.9 i 5.10 przedstawiające uzyskane intensywności drugiej harmonicznej (po odjęciu jej początkowej wartości) na różnych dystansach propagacji. Dodatkowo zaobserwowanym zachowaniem jest spadek początkowej intensywności wygenerowanej wiązki poniżej zadanej wstępnie wartości $E_2(0, \tau)$ następujący wraz ze wzrostem dystansu propagacji.



Rysunek 5.9 Czasowa zależność wygenerowanego sygnału tłumionej drugiej harmonicznej dla $S = 5$.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 5.10 Czasowa zależność wygenerowanego sygnału tłumionej drugiej harmonicznej dla $S = 15$ (lewa) oraz $S = 30$ (prawa).

Źródło: Opracowanie własne

5.2 Propagacja drugiej harmonicznej o wysokiej intensywności

Teraz zajmiemy się bardziej ogólnym przypadkiem, dla którego nie nakładamy żadnych ograniczeń na intensywność wygenerowanej drugiej harmonicznej. W tej sytuacji rozważaniom musimy poddać także ewolucję amplitudy i fazy wiązki wzbudzającej. W tym celu rozpisujemy równania falowe dla pierwszej i drugiej harmonicznej wyrażone równościami

$$\begin{aligned} \frac{n_\omega^2}{c^2} \frac{d^2 E_\omega}{dt^2} - \frac{d^2 E_\omega}{dz^2} &= - \frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2 P_\omega^{\text{NL}}}{dt^2}, \\ \frac{n_{2\omega}^2}{c^2} \frac{d^2 E_{2\omega}}{dt^2} - \frac{d^2 E_{2\omega}}{dz^2} &= - \frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2 P_{2\omega}^{\text{NL}}}{dt^2}, \end{aligned} \quad (5.23)$$

gdzie $P_\omega^{\text{NL}} = P_\omega \exp\{i(k_\omega z - \omega t)\}$ oraz $E_\omega = A_1(z) \exp\{i(k_\omega z - \omega t + \Psi_1(z))\}$. Amplitudy $A_i = A_i(z)$ oraz fazy $\Psi_i = \Psi_i(z)$ są wolnozmiennymi funkcjami o wartościach rzeczywistych na tym etapie rozważań zależnymi tylko od położenia. Dodatkowo chcąc wyprowadzić równanie opisujące ewolucję amplitud wygenerowanej drugiej harmonicznej oraz wiązki wzbudzającej zakładamy, że nieliniowa polaryzacja (P_ω oraz $P_{2\omega}$) także nie zależy od czasu, gdyż rozpatrujemy sytuację wolnego formowania się siatki nieliniowej podatności rzędu drugiego.

Wyliczenie pochodnych dla układu równań (5.23) prowadzi do układu równań opisujących ewolucję obwiedni ich zespolonych amplitud o postaci

$$\begin{aligned} \frac{dA_1(z, t) \exp\{i\Psi_1(z, t)\}}{dz} &= i \frac{2\pi\omega}{cn_\omega} P_\omega, \\ \frac{dA_2(z, t) \exp\{i\Psi_2(z, t)\}}{dz} &= i \frac{4\pi\omega}{cn_{2\omega}} P_{2\omega}. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Aby zbadać zachowanie się rozważanych pól elektrycznych będziemy zakładać zależność ich amplitud i faz zarówno od czasu t , jak i położenia z . To znaczy, że od tego miejsca wprowadzamy oznaczenia $A_i = A_i(z, t)$ oraz $\Psi_i = \Psi_i(z, t)$.

Równania (5.24) należy uzupełnić o wyrażenia opisujące odpowiedź ośrodka. Polaryzacje P_ω oraz $P_{2\omega}$ powstają poprzez nieliniowy proces rzędu trzeciego w obecności silnego stacjonarnego periodycznego pola elektrycznego i można je wyrazić poprzez równości

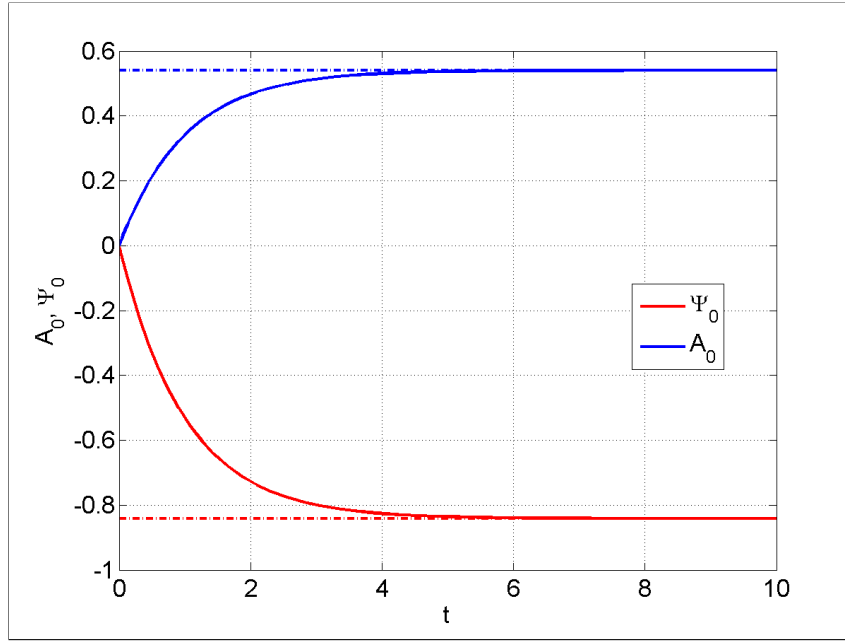
$$\begin{aligned} P_\omega^{\text{NL}} &= \chi_1^{(3)} E_{\text{dc}}^* E_\omega^* E_{2\omega}, \\ P_{2\omega}^{\text{NL}} &= \chi_2^{(3)} E_{\text{dc}} E_\omega^2, \end{aligned} \quad (5.25)$$

gdzie $\chi_2^{(3)} = \frac{1}{2}\chi_1^{(3)} \equiv \chi^{(3)}$, $E_{\text{dc}} = -A_0(z, t) \exp\{i(k_{2\omega} - 2k_\omega)z + i(\Psi_2 - 2\Psi_1)\}$, a symbol $*$ oznacza sprzężenie zespolone.

Pozostaje nam jeszcze sformułowanie równania ewolucji amplitudy stacjonarnego periodycznego pola elektrycznego. Na podstawie przyjętego modelu, w którym przejścia z transferem ładunku prowadzą do wytworzenia siatki E_{dc} , a co za tym idzie generacji drugiej harmonicznej w procesie trzeciego rzędu ($\omega + \omega + 0 = 2\omega$) możemy przyjąć za autorami [6], że jest ono postaci

$$\begin{aligned} \frac{dA_0(z, t) \exp\{i\Psi_0(z, t)\}}{dt} &= \alpha_2 A_2^2(z, t) (u \exp\{i(\Psi_2(z, t) - 2\Psi_1(z, t))\} \\ &\quad - A_0(z, t) \exp\{i\Psi_0(z, t)\}). \end{aligned} \quad (5.26)$$

Tym samym można sprawdzić, że tym razem E_{dc} dąży wykładniczo do stanu stacjonarnego postaci $E_{dc} \rightarrow -u \exp\{i(k_{2\omega} - 2k_{\omega})z + i(\Psi_2 - 2\Psi_1)\}$, co przedstawia rys. 5.11.



Rysunek 5.11 Rozwiązanie równania (5.26) dla $z = 0$ z przyjęciem jednostkowych wartości dla zmiennych α_2 , A_2 , u , Ψ_2 i Ψ_1 . Wraz z upływem czasu $A_0 \exp\{i\Psi_0\}$ zbiega do $u \exp\{i(\Psi_2 - 2\Psi_1)\}$.

Źródło: Opracowanie własne

W ten sposób możemy sformułować układ równań obwiedni amplitud w przypadku generacji wydajnej drugiej harmonicznej dla wytworzonego statycznego periodycznego pola elektrycznego, pierwszej i drugiej harmonicznej o postaci

$$\begin{aligned} \frac{dA_0 \exp\{i\Psi_0\}}{dt} &= \alpha_2 A_2^2 (u \exp\{i(\Psi_2 - 2\Psi_1)\} - A_0 \exp\{i\Psi_0\}), \\ \frac{dA_1 \exp\{i\Psi_1\}}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}}{cn_{\omega}} A_0 A_1 A_2 \exp\{-i\Psi_0 - i\Psi_1 + i\Psi_2\}, \\ \frac{dA_2 \exp\{i\Psi_2\}}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}}{cn_{2\omega}} A_0 A_1^2 \exp\{i\Psi_0 + 2i\Psi_1\}. \end{aligned} \quad (5.27)$$

Układ równań (5.27) możemy sprowadzić do postaci bezwymiarowej poprzez wprowadzenie nowych zmiennych

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{A_0}{u}, \\ E_1 &= \frac{A_1}{u}, \\ E_2 &= \frac{A_2}{u}, \\ S &= \kappa_0 z, \\ \tau &= \alpha_2 u^2 t, \\ \kappa_0 &= \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}u^2}{c}. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Zamiana zmiennych dla układu (5.27), a następnie rozdzielenie amplitud i faz prowadzi do układu sześciu równań opisujących zachowanie procesu generacji wydajnej drugiej harmonicznej o postaci

$$\begin{aligned}
\frac{dE_0}{d\tau} &= -E_2^2 (E_0 - \cos(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2)), \\
E_0 \frac{d\Psi_0}{d\tau} &= -E_2^2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2), \\
\frac{dE_1}{dS} &= -\frac{1}{n_\omega} E_0 E_1 E_2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2), \\
E_1 \frac{d\Psi_1}{dS} &= -\frac{1}{n_\omega} E_0 E_1 E_2 \cos(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2), \\
\frac{dE_2}{dS} &= \frac{1}{n_{2\omega}} E_0 E_1^2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2), \\
E_2 \frac{d\Psi_2}{dS} &= -\frac{1}{n_{2\omega}} E_0 E_1^2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2).
\end{aligned} \tag{5.29}$$

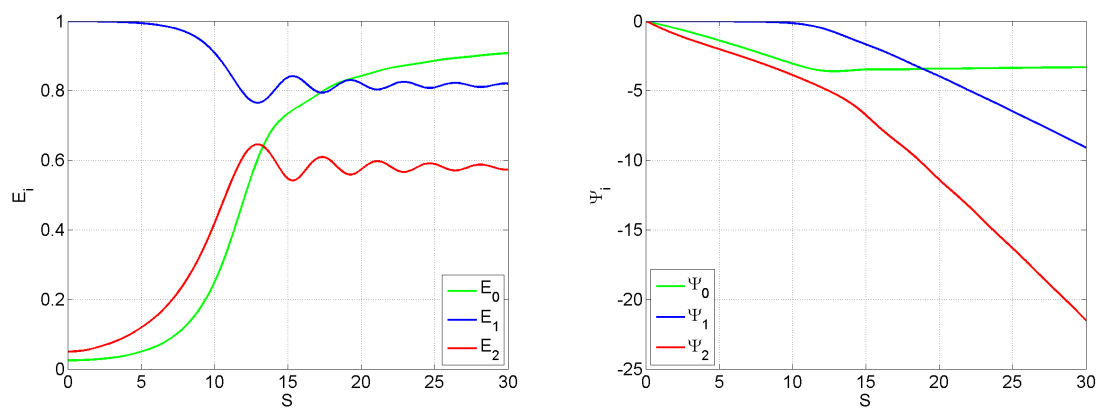
Chcąc zbadać ogólne zachowanie się powyższego układu równań przyjęto $n_{2\omega} = n_\omega = 1$.

Wykresy 5.12, 5.13, 5.14, 5.15, 5.16, 5.17 oraz 5.18 przedstawiają rozwiązanie układu równań (5.29) dla warunków początkowych postaci

$$\begin{aligned}
E_0(S, 0) &= 0, \\
\Psi_0(S, 0) &= 0, \\
E_1(0, \tau) &= 1, \\
\Psi_1(0, \tau) &= 0, \\
E_2(0, \tau) &= 0,05, \\
\Psi_2(0, \tau) &= 0,
\end{aligned} \tag{5.30}$$

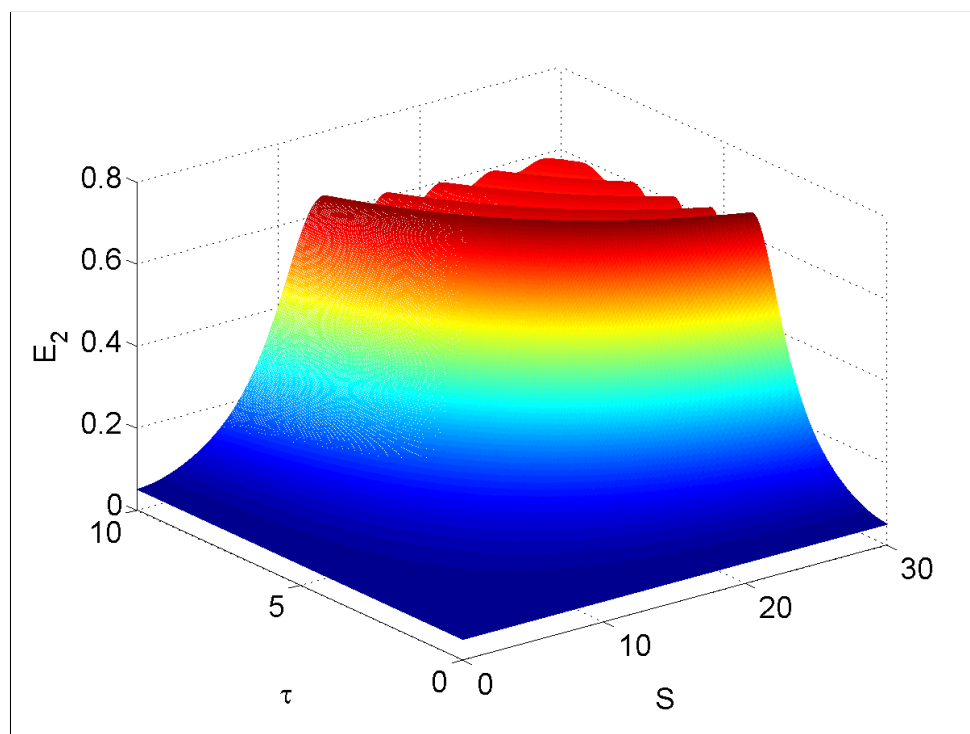
co odpowiada mocom wprowadzonej wiązki wzbudzającej około 10^9 W/cm^2 oraz drugiej harmonicznej około $2 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ [6].

Zaprezentowane poniżej wykresy obrazują wydajną generację drugiej harmonicznej odbywającą się na etapie przygotowywania włókna — formowania siatki nieliniowej podatności drugiego rzędu. Przestrzenne i czasowe oscylacje zakończone są przejściem do stanu nasycenia, dla którego wartości amplitud rozważanych wiązek stabilizują się po $\tau = 20$ dla $S > 5$ (rys. 5.14). Nie jest to jednakże stan stabilny. Po dłuższym czasie (rys. 5.15) amplitudy wiązki wzbudzającej i drugiej harmonicznej ponownie zaczynają oscylować, po czym dla $\tau \rightarrow \infty$ wielkości E_1 oraz E_2 zbiegają do swoich wartości początkowych (rys. 5.18). Główną cechą diskutowanego modelu jest fakt, iż wydajna generacja drugiej harmonicznej jest możliwa tylko podczas procesu formowania siatki nieliniowej podatności drugiego rzędu. Dodatkowo rozważaniom poddano idealnie monochromatyczne wiązki (nieskończona droga koherencji). Należy pamiętać, że pewne ograniczenia dla drogi koherencji L_{koh} mogą zmniejszać wydajność konwersji energii dla pewnych dystansów, co dla [30] wynosiło $L_{\text{koh}} = 30 \text{ cm}$.



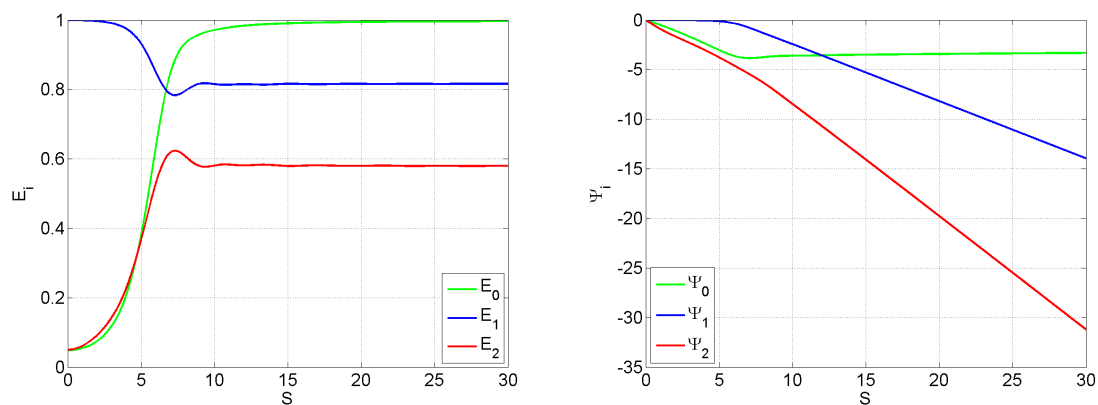
Rysunek 5.12 Wykresy zależności amplitud i faz od dystansu propagacji dla wydajnej generacji drugiej harmonicznej dla $\tau = 10$. Możemy tu dostrzec powolną stabilizację procesu SHG związaną ze stopniowym zanikaniem oscylacji amplitud drugiej i pierwszej harmonicznej.

Źródło: Opracowanie własne



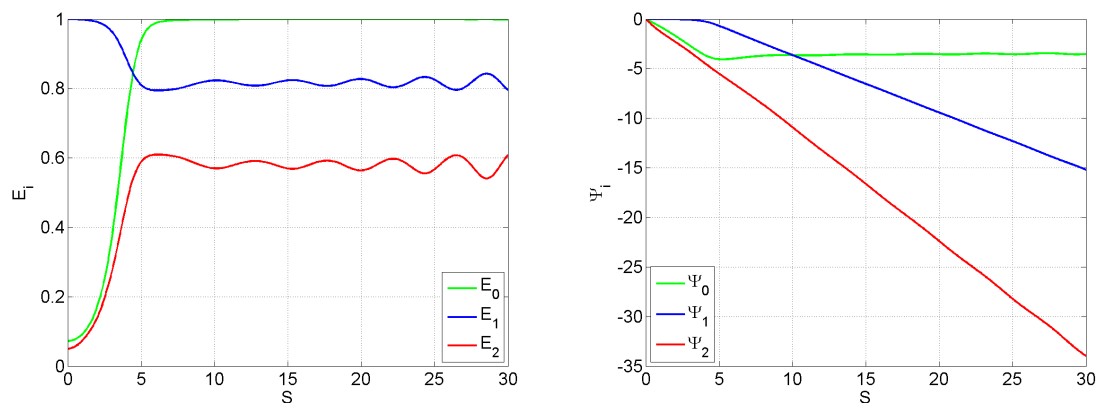
Rysunek 5.13 Przestrzenny wykres ukazujący zależność amplitudy wygenerowanej drugiej harmonicznej od czasu i dystansu propagacji.

Źródło: Opracowanie własne



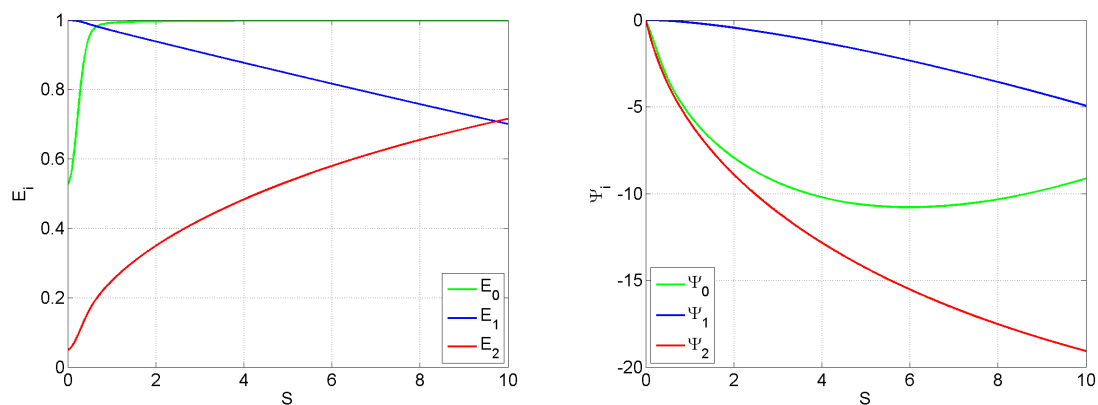
Rysunek 5.14 Wykresy zależności amplitud i faz od dystansu propagacji dla $\tau = 20$. Obserwujemy przejście do stanu nasycenia wyrażone poprzez ustabilizowanie się amplitud pierwszej i drugiej harmonicznej.

Źródło: Opracowanie własne



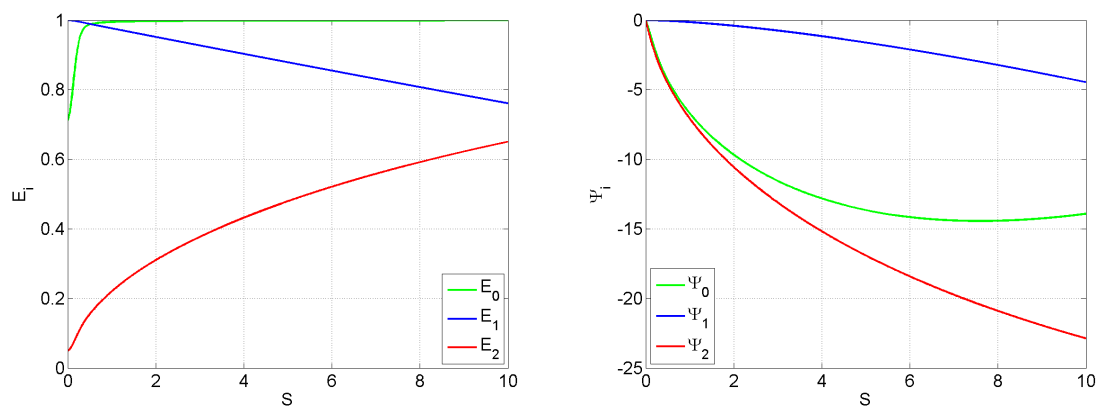
Rysunek 5.15 Wykresy zależności amplitud i faz od dystansu propagacji dla $\tau = 30$. Uwidoczniono ponowne pojawienie się oscylacji amplitud pól elektrycznych.

Źródło: Opracowanie własne



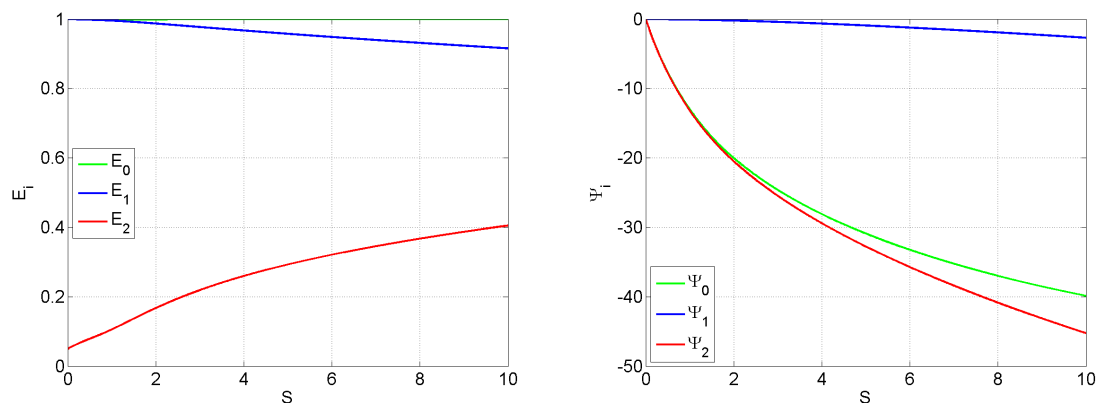
Rysunek 5.16 Wykresy zależności amplitud i faz od dystansu propagacji dla wydajnej generacji drugiej harmonicznej dla $\tau = 300$.

Źródło: Opracowanie własne



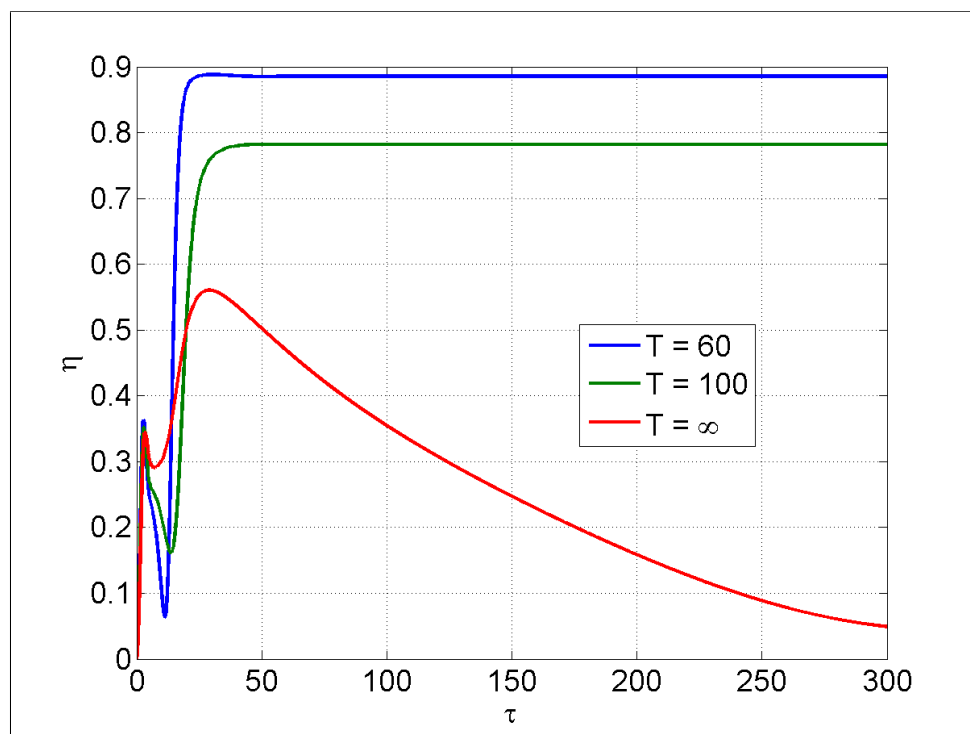
Rysunek 5.17 Wykresy zależności amplitud i faz od dystansu propagacji dla wydajnej generacji drugiej harmonicznej dla $\tau = 500$. Obserwujemy spadek wydajności generacji SH.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 5.18 Wykresy zależności amplitud i faz od dystansu propagacji dla wydajnej generacji drugiej harmonicznej dla $\tau = 5000$. Wartości intensywności wiązek zbiegają do ich wartości początkowych.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 5.19 Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych okresów T zmiany fazy wiązki wzbudzającej.

Źródło: Opracowanie własne

Wydajny i stabilny konwerter energii można otrzymać poprzez odpowiednią zmianę parametrów (amplitudę lub fazę) dla wiązki wzbudzającej. Wykres 5.19 prezentuje badanie zależności wydajności konwersji energii η z wiązki wzbudzającej do drugiej harmonicznej od czasu dla $S = 5$, $E_1(0, \tau) = 1$ oraz $E_2(0, \tau) = 0,3$. Wydajność obliczono posługując się formułą $\eta = \frac{E_2^2(S, \tau) - E_2^2(0, \tau)}{E_1^2(0, \tau)}$. Faza wiązki wzbudzającej jest modulowana w czasie o okresie zmian T mierzonym w jednostkach $(\alpha_2 u^2)^{-1} \approx 5 \text{ min}$, co daje nam zależność postaci

$$\Psi_1(0, \tau) = \frac{2\pi\tau}{T}. \quad (5.31)$$

Zmiana parametrów wiązki wzbudzającej nie pozwala na osiągnięcie stanu nasycenia, przez co nie następuje rekonwersja energii z wiązki drugiej harmonicznej do wiązki wzbudzającej.

5.2.1 Tłumiona wysokowydajna generacja drugiej harmonicznej

Uwzględniając tłumienie możemy sformułować układ równań obwiedni amplitud w przypadku generacji wydajnej drugiej harmonicznej dla wytworzonego statycznego periodycznego pola elektrycznego, pierwszej i drugiej harmonicznej o postaci

$$\begin{aligned} \frac{dA_0 \exp\{i\Psi_0\}}{dt} &= \alpha_2 A_2^2 (u \exp\{i(\Psi_2 - 2\Psi_1)\} - A_0 \exp\{i\Psi_0\}), \\ \frac{dA_1 \exp\{i\Psi_1\}}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}}{cn_\omega} A_0 A_1 A_2 \exp\{-i\Psi_0 - i\Psi_1 + i\Psi_2\} - \frac{\alpha_\omega}{2} A_1 \exp\{i\Psi_1\}, \\ \frac{dA_2 \exp\{i\Psi_2\}}{dz} &= -i \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}}{cn_{2\omega}} A_0 A_1^2 \exp\{i\Psi_0 + 2i\Psi_1\} - \frac{\alpha_{2\omega}}{2} A_2 \exp\{i\Psi_2\}. \end{aligned} \quad (5.32)$$

Układ równań (5.32) możemy sprowadzić do postaci bezwymiarowej poprzez wprowadzenie nowych zmiennych

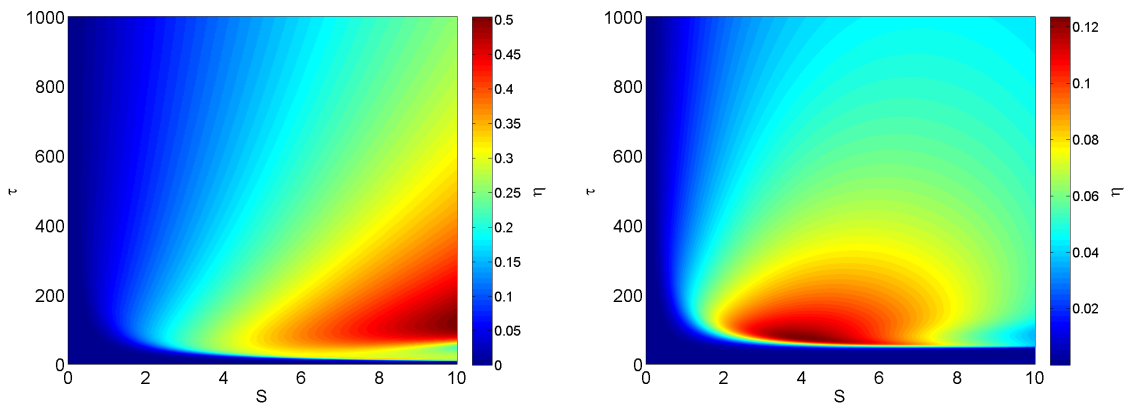
$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{A_0}{u}, \\ E_1 &= \frac{A_1}{u}, \\ E_2 &= \frac{A_2}{u}, \\ S &= \kappa_0 z, \\ \tau &= \alpha_2 u^2 t, \\ \tilde{\alpha}_i &= \frac{\alpha_i}{\kappa_0} \quad \text{dla } i = \omega, 2\omega, \\ \kappa_0 &= \frac{4\pi\omega\chi^{(3)}u^2}{c}, \end{aligned} \quad (5.33)$$

gdzie α_ω oraz $\alpha_{2\omega}$ wyrażają tłumienność włókna odpowiednio dla częstotliwości ω i 2ω . W opisywanych rozważaniach przyjęto $\alpha_\omega = 0,1594 \text{ dB/m}$ oraz $\alpha_{2\omega} = 2,5512 \text{ dB/m}$ [27, 40]. Zależność współczynnika tłumienności od długości fali przedstawiono na wykresie 2.3.

Przeprowadzając analogiczne rozważania jak dla poprzedniego przypadku dochodzimy do układu sześciu równań opisujących zachowanie procesu generacji tłumionej wysokowydajnej drugiej harmonicznej (AESHG, *Attenuated Efficient Second Harmonic Generation*) o postaci

$$\begin{aligned}
\frac{dE_0}{d\tau} &= -E_2^2 (E_0 - \cos(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2)), \\
E_0 \frac{d\Psi_0}{d\tau} &= -E_2^2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2), \\
\frac{dE_1}{dS} &= -\frac{1}{n_\omega} E_0 E_1 E_2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2) - \frac{\tilde{\alpha}_\omega}{2} E_1, \\
E_1 \frac{d\Psi_1}{dS} &= -\frac{1}{n_\omega} E_0 E_1 E_2 \cos(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2), \\
\frac{dE_2}{dS} &= \frac{1}{n_{2\omega}} E_0 E_1^2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2) - \frac{\tilde{\alpha}_{2\omega}}{2} E_2, \\
E_2 \frac{d\Psi_2}{dS} &= -\frac{1}{n_{2\omega}} E_0 E_1^2 \sin(\Psi_0 + 2\Psi_1 - \Psi_2).
\end{aligned} \tag{5.34}$$

Wstępną analizę sformułowanego modelu przeprowadzono dla warunków początkowych postaci (5.30). Poniżej zestawiono uzyskane mapy wydajności konwersji energii z wiązki wzbudzającej do drugiej harmonicznej otrzymane dla modelu bez uwzględnienia tłumienności (ESHG) oraz modelu biorącego to zjawisko pod uwagę (AESHG) - rys. 5.20. Odnotowano czterokrotny spadek intensywności wygenerowanej wiązki drugiej harmonicznej w porównaniu do modelu zaproponowanego przez Antonyuka [6]. Ponadto dla modelu AESHG możemy wyznaczyć wyraźne maksimum uzyskanej wydajności dla $S = 4$ i $\tau = 80$. Pozwala to przypuszczać, że w przypadku analizy przeprowadzonej dla konkretnego¹⁰ włókna krzemionkowego, którego rdzeń będzie domieszkowany germanem, możliwym będzie wyznaczenie przypuszczalnych parametrów, dla których generacja drugiej harmonicznej będzie zachodziła najwydajniej.



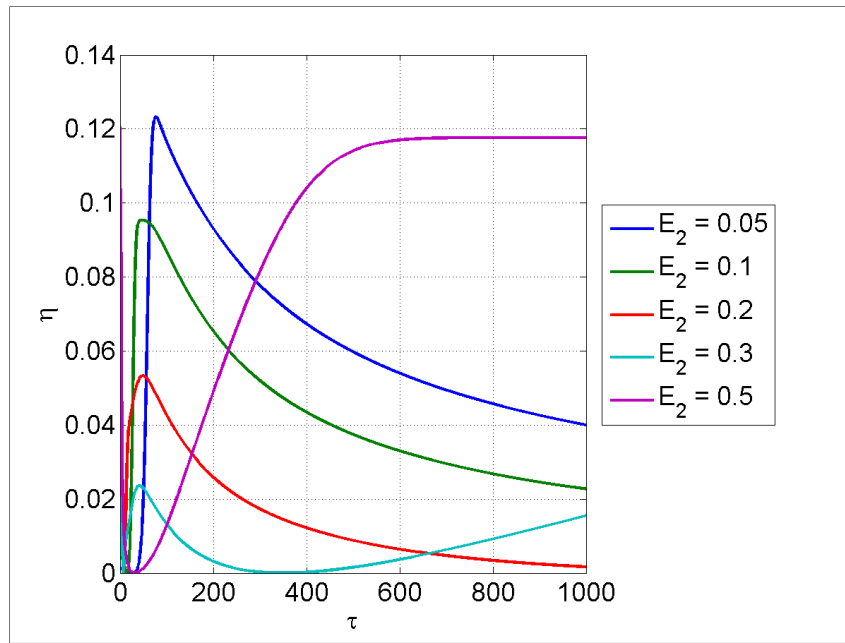
Rysunek 5.20 Wykresy zależności wydajności procesu konwersji energii od czasu i dystansu propagacji dla modeli ESHG (lewa) oraz AESHG (prawa).

Źródło: Opracowanie własne

¹⁰Konkretyzacja może nastąpić poprzez ustalenie wartości współczynników załamania n_ω oraz $n_{2\omega}$.

Ponadto sprawdzono zachowanie się unormowanych amplitud oraz faz rozważanych pól elektrycznych do momentu osiągnięcia stanu maksymalnej wydajności. Jest ono analogiczne jak dla rozważanego wcześniej przypadku, z czym proces generacji drugiej harmonicznej zachodzi wolniej przy osiąganiu niższych intensywności drugiej harmonicznej.

Przeprowadzono również symulacje dla różnych wartości początkowych $E_2(0, \tau)$ (pozostałe parametry pozostawiono takie same jak dla (5.30)). Wykres 5.21 przedstawia uzyskane maksymalne wydajności dla różnych początkowych wartości E_2 i położenia $S = 4$, dla którego odnotowano maksymalną wydajność w przypadku $E_2 = 0,05$.

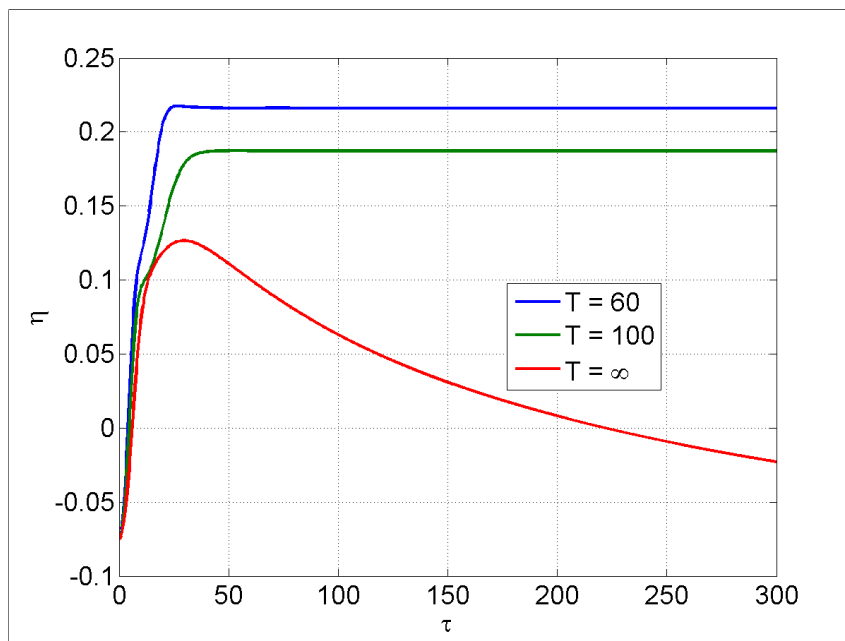


Rysunek 5.21 Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych wartości początkowych $E_2(0, \tau)$ przy $S = 4$.

Źródło: Opracowanie własne

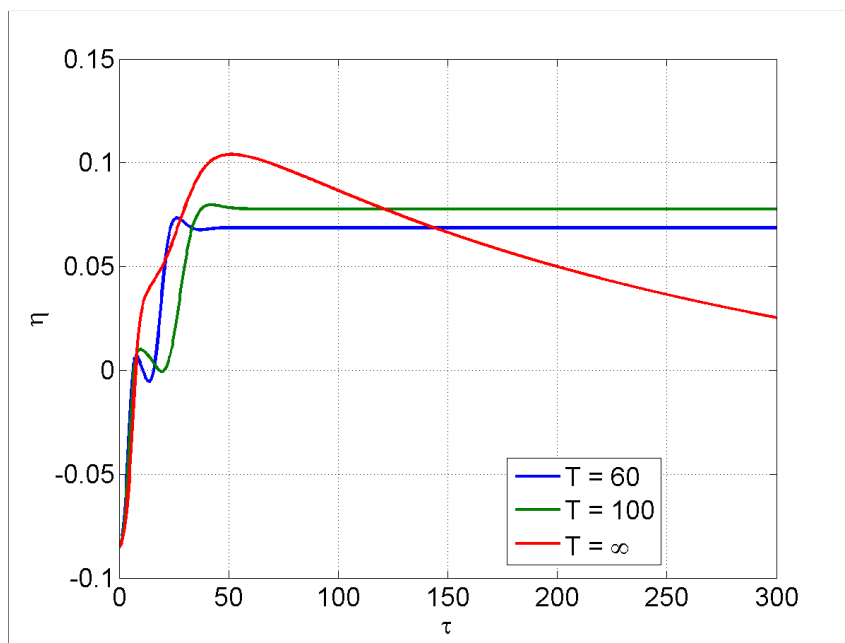
Warto zaznaczyć, że maksymalne wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej dla różnych $E_2(0, \tau)$ występują dla różnorodnych dystansów propagacji. Dodatkowo zastanawiającym zachowaniem jest początkowy spadek wydajności generacji drugiej harmonicznej, po którym dopiero następuje właściwa generacja wiązki o podwojonej częstotliwości. Jednocześnie warto zauważyć, że dla rozważanego zakresu paradoksalnie, wyższe wartości wydajności zaobserwowano dla mniejszych początkowych wartości parametru E_2 .

Zdecydowano się również sprawdzić zachowanie procesu SHG w przypadku zmiany fazy wiązki wzbudzającej o okresie zmian T (przy takich samych warunkach początkowych jak dla modelu AESHG). Uzyskane wyniki zaprezentowano na wykresach 5.22 i 5.23 dla dwóch wartości położenia - $S = 3$, dla którego wyznaczono maksimum wydajności w przypadku $E_2(0, \tau) = 0,3$ oraz $S = 5$ jak analizowano powyżej. Ponownie okazało się, że początkowa zmiana parametrów wiązki wzbudzającej pozwala na utrzymanie stałego poziomu wydajności, jednakże jej wartość jest znacząco niższa niż w przypadku modelu, dla którego nie uwzględniano tłumienia.



Rysunek 5.22 Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych okresów T zmiany fazy wiązki wzbudzającej dla $S = 3$.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 5.23 Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych okresów T zmiany fazy wiązki wzbudzającej dla $S = 5$.

Źródło: Opracowanie własne

Rozdział 6

Badanie przebiegu procesu SHG w światłowodach mikrostrukturalnych

Proces samoorganizującej się drugiej harmonicznej był wielokrotnie badany w przypadku światłowodów konwencjonalnych. Samym zjawiskiem generacji drugiej harmonicznej w mikrostrukturalnych włóknach optycznych zajmowano się głównie w kontekście zewnętrznego polaryzowania włókna polem elektrycznym, a nie w związku z samopolaryzacją optyczną za pomocą laserów z modulacją dobroci dla falowodów domieszkowanych germanem. Celem niniejszego rozdziału jest symulacyjne odtworzenie wyników eksperymentu przeprowadzonego dla światłowodu typu side-hole oraz teoretyczne przewidzenie wydajności zachodzenia procesu konwersji energii do drugiej harmonicznej w tego typu falowodach.

6.1 Przeprowadzone pomiary

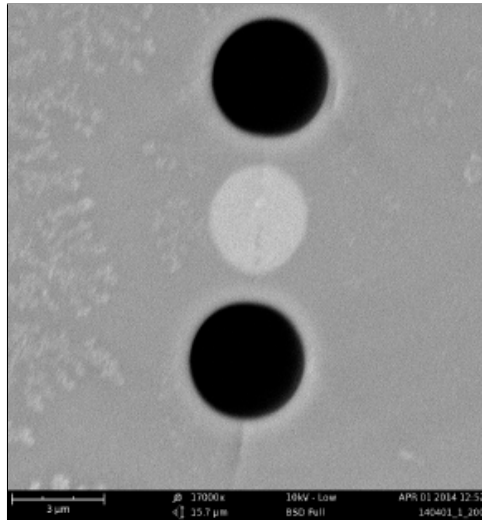
Poniższy podrozdział zawiera opis przeprowadzonego eksperymentu oraz parametrów światłowodu mikrostrukturalnego, który posłużył do generacji drugiej harmonicznej.

6.1.1 Mikrostruktura włókna optycznego

Eksperymentalne badania generacji drugiej harmonicznej zostały przeprowadzone we włóknie typu side-hole o długości 1 m, wytworzonym w Pracowni Technologii Światłowodów Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. Strukturę takiego włókna przedstawiono na rysunku 6.1, z kolei rysunek 6.2 przedstawia wykreślone zależności współczynników załamania n_ω oraz $n_{2\omega}$ od długości fali. Blisko eliptycznego rdzenia domieszkowanego germanem (koncentracja domieszki jest na poziomie 12%mol) umieszczone zostały dwa kanały powietrzne. Dzięki ich obecności włókno przejawia dwójłomność modową.

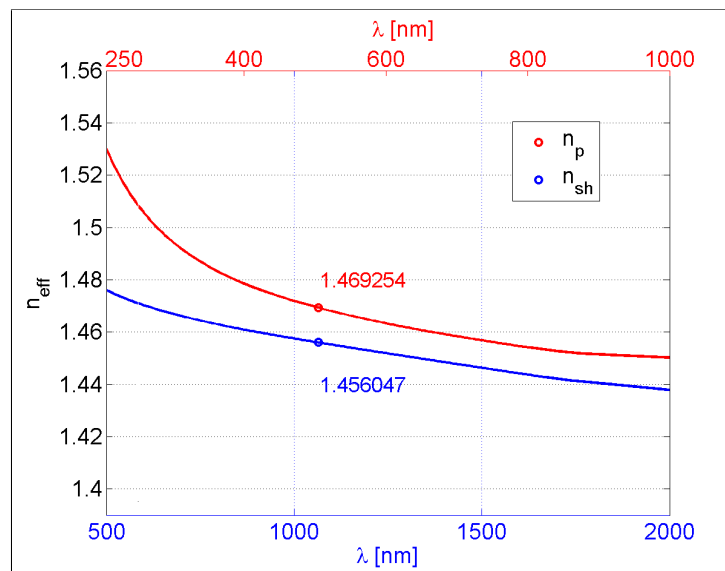
Parametry geometryczne włókna zostały oszacowane następująco:

- promień mikrootworu powietrznego - $d_h = 1,9 \mu\text{m}$,
- pólnośie eliptycznego rdzenia - $d_{dox} = 1,6 \mu\text{m}$ oraz $d_{doy} = 1,8 \mu\text{m}$,
- promień pierścienia utworzonego z mikrootworów - $d_r = 4,6 \mu\text{m}$.



Rysunek 6.1 Mikrostruktura włókna typu side-hole wytworzonego przez UMCS z rdzeniem domieszkowanym germanem o koncentracji 12%mol.

Źródło: Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie

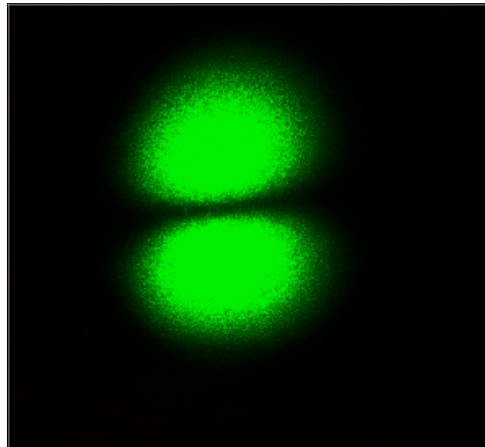


Rysunek 6.2 Wyznaczone na podstawie otrzymanych danych zależności współczynników załamania dla pierwszej (niebieska oś X) i drugiej harmonicznej (czerwona oś X). Na wykresie podpisano wykorzystane w symulacjach wartości parametrów n_{ω} oraz $n_{2\omega}$.

Źródło: Opracowanie własne

6.1.2 Uzyskane rezultaty

Próbie uzyskania samoorganizującego się procesu generacji drugiej harmonicznej przeprowadzono z użyciem lasera Nd:YAG. Generowano impulsy o czasie trwania $t = 0,7$ ns, średniej mocy $P_{av} = 200$ mW i centralnej długości fali $\lambda_p = 1064$ nm. Czas repetycji wynosił $f = 20$ kHz. Zaobserwowany sygnał drugiej harmonicznej na wyjściu włókna stopniowo narastał z czasem naświetlania. Na rysunku 6.3 zaprezentowano zarejestrowany za pomocą kamery CCD obraz dalekiego pola modu drugiej harmonicznej. Na jego podstawie, a dokładnie opierając się na zaobserwowanej ciemnej linii w rozkładzie natężenia światła (brak modu LP_{01} na częstotliwości drugiej harmonicznej) możemy wnioskować, że druga harmoniczna generowana jest w modzie LP_{11} .



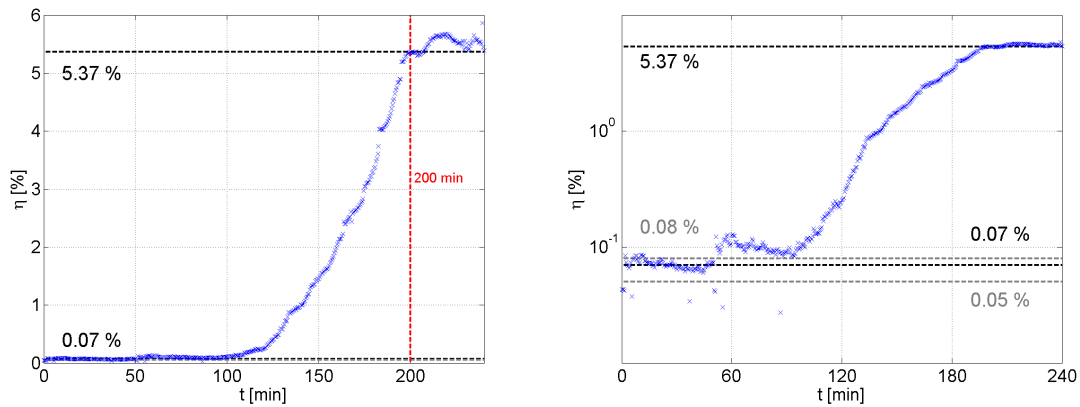
Rysunek 6.3 Obraz w dalekim polu modu drugiej harmonicznej. Widoczna jest struktura odpowiadająca modowi LP_{11} .

Źródło: *Politechnika Wrocławska*

Dodatkowo, chcąc się upewnić, że widoczny sygnał odpowiada drugiej harmonicznej lasera pompującego, sygnał wyjściowy zarejestrowano przy użyciu spektrometrów. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów zauważono, że moc optyczna skupiona została na dwóch długościach: wiązki wzbudzającej (1064 nm) oraz drugiej harmonicznej (532 nm), co było dostatecznym potwierdzeniem obserwacji generacji SH w modzie LP_{11} .

Pomiar wzrostu wydajności generacji drugiej harmonicznej w czasie został przedstawiony na wykresie 6.4. Od tego momentu wydajność konwersji definiujemy jako $\eta = \frac{A_2^2(z,t)}{A_1^2(0,t)}$. Nie odejmujemy początkowej wartości $A_2(0,t)$, gdyż tym razem jest ona efektem niejednorodności włókna, a nie zewnętrznego wprowadzania dodatkowej wiązki o częstotliwości odpowiadającej generowanej drugiej harmonicznej.

W eksperymencie po około 100 minutach naświetlania światłowodu zaobserwowano zapoczątkowanie wykładniczego narostu wydajności konwersji energii aż do osiągnięcia stanu nasycenia po kolejnych 100 minutach. Otrzymana wydajność po ok. 4 h naświetlania włókna mieściła się w okolicach 5,37%. Początkową wydajność konwersji energii związaną z niezerową wartością podatności nieliniowej drugiego rzędu na granicy dwóch ośrodków (rdzeń-płaszcz, kanały powietrzne-płaszcz) oszacowano na poziomie 0,07 %. Na wykresach 6.4 naniesiono tę wartość czarną przerywaną linią. Dodatkowo zaznaczono także prostą (szara przerywana linia) reprezentującą wartość $\eta_0 = 0,05$, aby móc lepiej zobrazować powód doboru modelu do przeprowadzonych później symulacji.



Rysunek 6.4 Wykresy zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna wykreślone na podstawie otrzymanych danych.

Źródło: Opracowanie własne

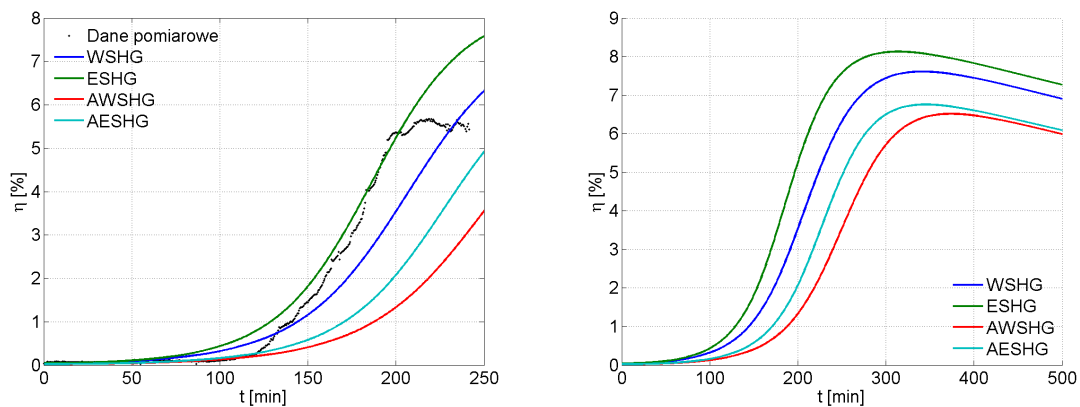
6.2 Modelowanie numeryczne

Poniższy podrozdział zawiera opis badań związanych z doborem parametrów do symulacji pozwalających na dopasowanie się do uzyskanych danych eksperymentalnych. Ponadto zawarto w nim także analizę przewidywanych, na podstawie przyjętego modelu, wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w zależności od czasu i dystansu propagacji dla włókna, którego mikrostrukturę przedstawiono na wstępie tego rozdziału.

6.2.1 Dopasowanie teoretycznej krzywej narostu do danych pomiarowych

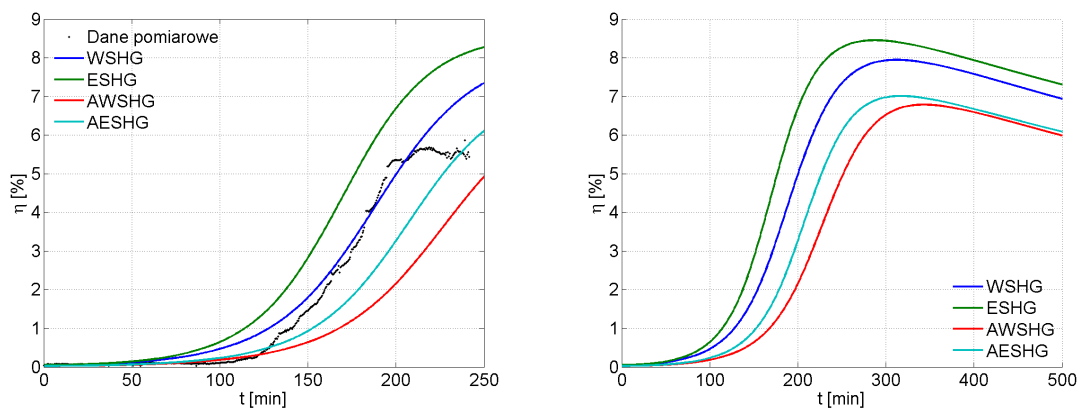
Analizę rozpoczęto od ustalenia wartości wszystkich parametrów początkowych niezbędnych do przeprowadzenia wstępnych symulacji. Część z nich oszacowano na podstawie przeprowadzonego eksperymentu, były to między innymi: przybliżona wartość początkowej i końcowej (w stanie nasycenia) wydajności konwersji energii oraz wielkość amplitudy wiązki wzbudzającej. Inne parametry pozyskano z danych literaturowych [6], a były to wielkości: $\kappa_0 \approx 0,01 \text{ cm}$ oraz $(\alpha_2 u^2)^{-1} = 5 \text{ min}$.

Ostatecznie na podstawie symulacji należało określić dokładne wartości $E_1(0, \tau)$ (czyli oszacować efektywność sprzęgania promieniowania świetlnego do światłowodu) oraz $E_2(0, \tau)$. Dokonano tego dla wszystkich czterech modeli przedstawionych w poprzednim rozdziale. Uzyskane wyniki przedstawiają wykresy 6.5, 6.6, 6.7 oraz 6.8.



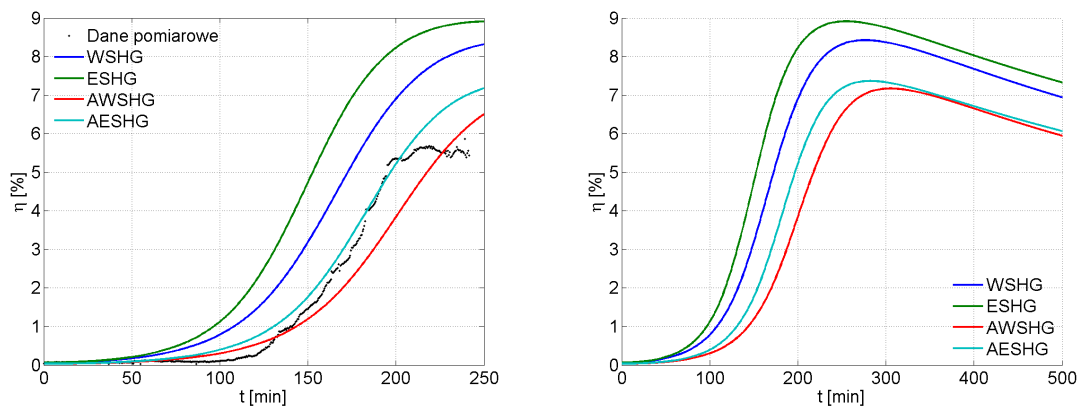
Rysunek 6.5 Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,047$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu ESHG.

Źródło: Opracowanie własne



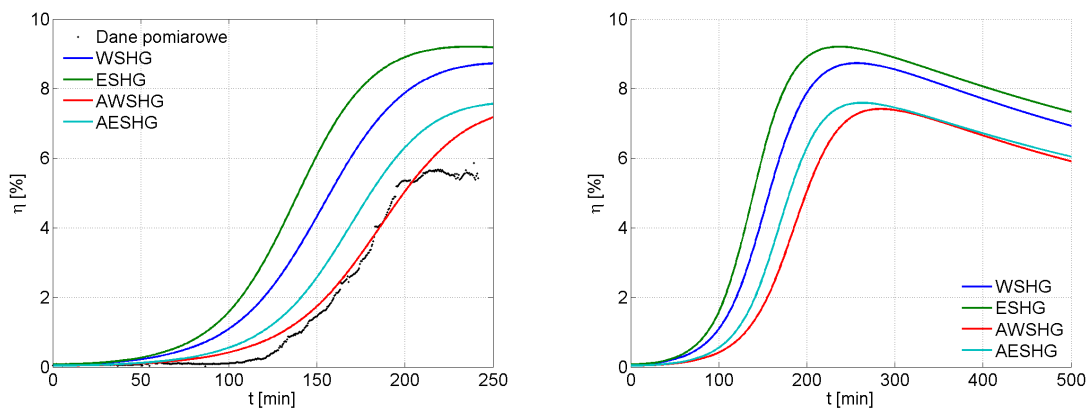
Rysunek 6.6 Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,051$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu WSHG.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 6.7 Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,057$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu AESHG.

Źródło: Opracowanie własne



Rysunek 6.8 Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,061$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu AWSHG.

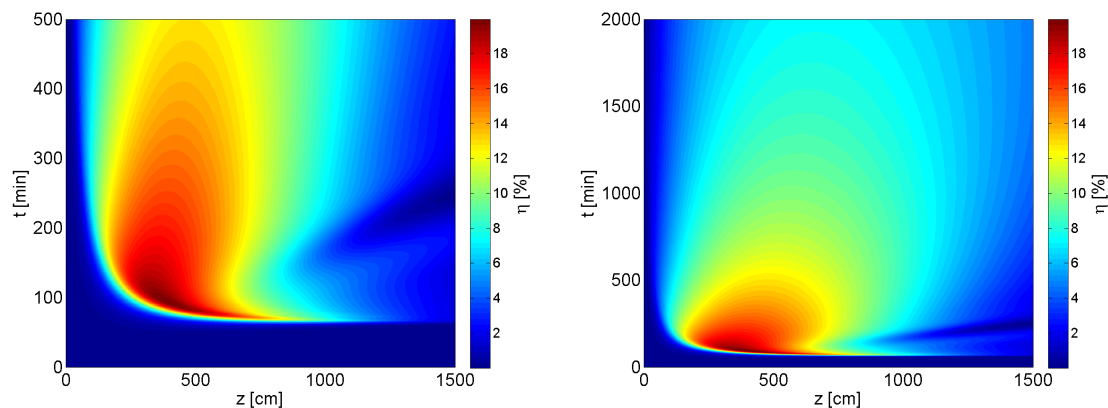
Źródło: Opracowanie własne

Najlepszy (najbardziej zbliżony do wyników eksperymentalnych) narost wydajności zaobserwowano dla $E_1(0, \tau) = 2,2$. Jeśli chodzi o ustalenie początkowej wartości E_2 , udało się uzyskać dopasowanie do każdego z analizowanych modeli. O wyborze modelu opisującego propagację tłumionej wysokowydajnej generacji drugiej harmonicznej (AESHG) do dalszych symulacji zdecydowała uzyskana początkowa wartość wydajności $\eta_0 \approx 0,07\%$ najbardziej zgodna z poczynionymi obserwacjami eksperymentalnymi. Ponadto już na etapie analiz dokonanych w poprzednim rozdziale można zauważyć, że wyniki pozyskane dla czterech rozważanych modeli znacznie się między sobą różnią, co pozwala stwierdzić, iż przybliżenie stałej amplitudy wiązki wzbudzającej mogłoby okazać się niewystarczające.

6.2.2 Badanie wydajności generacji drugiej harmonicznej

Model teoretyczny, który został wybrany do symulacji, pokazuje, że dla parametrów początkowych odpowiadających przeprowadzonym pomiarom eksperymentalnym powinniśmy osiągnąć maksymalną wydajność na poziomie ok. 7,6% po 284 minutach. Uzyskane dopasowanie jest zadowalające. Zaistniałe rozbieżności mogą wynikać z uproszczeń zastosowanych w opisie propagacji wiązki wzbudzającej i drugiej harmonicznej m. in. związanych z nieuwzględnieniem dyspersji podatności nieliniowej trzeciego rzędu. Całkowicie pomijamy także impulsowy charakter pracy lasera.

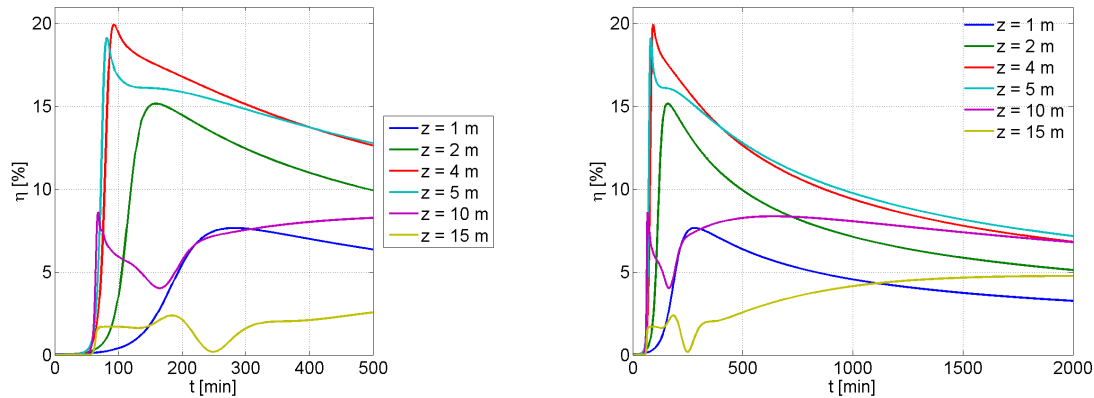
Dalsze badania przeprowadzone za pomocą modelu opisującego proces generacji tłumionej drugiej harmonicznej pokazały, że maksimum wydajności konwersji energii wystąpi po czasie 95 minut dla długości światłowodu szacowanej na ok. 4 m. Wyniesie ona ok. 20%. Pozyskane wartości wydajności w zależności od czasu i dystansu propagacji przedstawiają mapy 6.9.



Rysunek 6.9 Teoretyczne przewidywania możliwych do uzyskania wydajności procesu konwersji energii w zależności od czasu i dystansu propagacji dla parametrów początkowych zgodnych z przeprowadzonym eksperymentem

Źródło: Opracowanie własne

Wykreślono także czasowe zależności wydajności konwersji energii dla różnych dystansów propagacji (różnych długości badanego włókna), co zobrazowano na wykresach 6.10. Jak już wspomniano wcześniej najlepszą wydajność uzyskano dla $L = 4$ m. Dodatkowo po dystansie 5 m zaobserwowano nagły wzrost i spadek sygnału wygenerowanej harmonicznej, po którym następuje ponowne zwiększanie się jej intensywności. Nie jest ono tak efektywne jak na początkowym stadium, ponadto także w tym przypadku wraz z upływem czasu obserwujemy dalszy spadek wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej (choć tym razem jest on łagodniejszy).



Rysunek 6.10 Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji czasu naświetlania włókna dla różnych dystansów propagacji.

Źródło: Opracowanie własne

Rozdział 7

Podsumowanie

Celem niniejszej pracy było opracowanie modelu oraz przeprowadzenie obliczeń pozwalających określić wydajność procesu generacji drugiej harmonicznej w mikrostrukturalnych włóknach optycznych. Zadanie to zostało zrealizowane poprzez wyprowadzenie modeli sformułowanych w pracy [6] i dodanie do nich członów odpowiadających tłumieniu wiązki pierwszej i drugiej harmonicznej propagujących w ośrodku. W ten sposób opracowane modele posłużyły do przeanalizowania możliwych do osiągnięcia wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej dla eksperymentalnie zbadanego światłowodu typu side-hole.

Na samym początku badań zaznajomiono się ze specyfiką rozważanego zjawiska nieliniowego, jakim jest samoorganizująca się generacja drugiej harmonicznej we włóknach optycznych. Prześledzono zarówno eksperymentalne, jak i teoretyczne, postępy, jakie poczyniono w temacie generacji drugiej harmonicznej dla włókien krzemionkowych, których rdzeń jest domieszkowany germanem, zatrzymując się na modelu sformułowanym przez Antonyuka [6]. Jest to model bazujący na samoorganizujących się wzbudzeniach z przeniesieniem ładunku związanych z zerwanymi wiązaniami tworzonymi przez wprowadzone domieszki germanowe. Pozwolił on na sformułowanie nowych modeli, które dodatkowo uwzględniają straty materiałowe, jakie występują dla rozważanego typu włókna.

Okazuje się, że dla przyjętego przybliżenia stałej amplitudy wiązki wzbudzającej dodanie członu odpowiadającego za tłumienie wiązki drugiej harmonicznej powoduje zmniejszenie ostatecznie uzyskanej wydajności konwersji energii. Jednocześnie sam moment osiągnięcia stanu nasycenia dla ustalonego dystansu propagacji zachodzi później niż dla modelu podstawowego. Na uwagę zasługuje zarejestrowany spadek początkowej intensywności wygenerowanej wiązki drugiej harmonicznej poniżej jej początkowej wartości zachodzący wraz ze wzrostem dystansu propagacji.

Dla bardziej ogólnego przypadku, który należy rozważać przy wydajnej generacji drugiej harmonicznej, tłumieniu poddajemy zarówno wiązkę wzbudzającą, jak i tę o podwojonej częstotliwości. Okazuje się, że dla ustalonych parametrów początkowych jesteśmy w stanie wskazać taki punkt w przestrzeni i czasie, dla którego wydajność zachodzenia konwersji energii będzie najefektywniejsza.

Jednocześnie problemem pozostaje spadek intensywności wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej w czasie, gdy proces formowania siatki nieliniowej podatności drugiego rzędu ulega terminacji. Za autorami [6] próbowano odpowiednio zmieniać początkowe parametry wiązki wzbudzającej aby zapewnić wydajny i stabilny konwerter energii, jednakże w przypadku modelu z tłumieniem efektywność konwersji spadła czterokrotnie.

Końcowy etap badań dotyczył obliczeń wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej dla światłowodu mikrostrukturalnego. Wstępnie zakładano, że mikrostruktura włókna pozwoli na znaczne podwyższenie wydajności procesu samoorganizującej się generacji drugiej harmonicznej, gdyż obecność kanałów powietrznych pozwala na zwiększenie początkowej wartości powierzchniowej podatności nieliniowej drugiego rzędu.

Na podstawie danych eksperymentalnych uzyskanych dla analizowanego włókna dopasowano początkowe wartości parametrów wykorzystane w przeprowadzonych symulacjach. Przede wszystkim okazało się, że sformułowany model dość dobrze opisuje omawiane zjawisko. Różnice na poziomie ok. 2% dla wartości zaobserwowanej wydajności można tłumaczyć przyjętymi uproszczeniami związanymi przede wszystkim z ujednoliceniem wartości nieliniowych podatności odpowiednich rzędów. Jednocześnie dla rozważanego włókna wyznaczono maksimum wydajności konwersji energii na poziomie kilkunastu procent dla dłuższego włókna niż wykorzystane w przeprowadzonym eksperymencie.

Niepokojącą wstępnie poczynioną obserwacją na etapie formułowania modelu wydaje się spostrzeżenie, iż dla mniejszych wartości początkowych sygnału drugiej harmonicznej¹¹ obserwujemy wyższe wydajności konwersji energii. Pozwala to przypuszczać, że światłowody mikrostrukturalne nie okażą się ostatecznie lepszym od światłowodów konwencjonalnych ośrodkiem do generacji drugiej harmonicznej. Badania przeprowadzone w celu dopasowania się do danych pomiarowych wykazały jednak, że niewielki wzrost wartości początkowej $E_2(0, \tau)$ powoduje wzrost wydajności. Wyjaśnienie tych zagadnień stanowi ciekawą perspektywę badawczą.

Wciąż nierozwiązana pozostaje kwestia zapewnienia stabilnego konwertera energii (zapobiegnięcie zjawisku rekonwersji energii). Dla rozważanego światłowodu mikrostrukturalnego nie przeprowadzono badań związanych ze zmianą fazy wiązki wzbudzającej o ustalonym okresie zmian. Wiąże się to z tym, że na ten moment nie jesteśmy w stanie kontrolować parametrów wyindukowanej drugiej harmonicznej związanej z powierzchnią podatnością nieliniową drugiego rzędu.

Dodatkowo szczegółowym badaniom należałoby poddać wpływ tłumienności na fazę oraz amplitudę analizowanych pól: wytworzonego statycznego periodycznego pola elektrycznego, pierwszej i drugiej harmonicznej. Z pewnością ciekawym zjawiskiem jest zaobserwowane zmniejszanie się wydajności konwersji energii nie w tylko w czasie, ale i wraz ze wzrostem dystansu propagacji, czego nie zarejestrowano dla modelu Antonyuka [6].

¹¹Mniejszych wartości podatności nieliniowej drugiego rzędu związanych z niejednorodnością gęstości światłowodu.

Dodatek A

Płyta z materiałami

W tym miejscu przyklejona została koperta z płytą, na której znajduje się elektroniczna wersja niniejszego dokumentu oraz pliki źródłowe wszystkich przygotowanych symulacji.

Spis rysunków

2.1	Przekrój światłowodu konwencjonalnego i fotonicznego.	6
2.2	Zdjęcia przekrojów poprzecznych światłowodów z rdzeniem szklanym i powietrznym uzyskane przy pomocy SEM.	7
2.3	Zależność tłumienności od długości fali wykreślona na podstawie danych literaturowych	8
2.4	Diagram energetyczny obrazujący mechanizm generacji częstości sumarycznej i różnicowej	12
2.5	Reprodukcja pierwszej płyty spektrograficznej przedstawiająca doświadczalny dowód na generację drugiej harmonicznej.	13
2.6	Poglądowy obraz generacji drugiej harmonicznej dla spełnionego i niespełnionego warunku dopasowania fazowego	14
2.7	Różne techniki pozwalające na uzyskanie dopasowania fazowego	14
3.1	Pętla histerezy w układzie pole elektryczne - polaryzacja.	18
3.2	Schematyczny układ pomiarowy do zapisu siatki dyfrakcyjnej w światłowodzie.	19
3.3	Centrum barwne F powstałe wskutek wybicia z sieci kryształu jonu ujemnego.	21
4.1	Obserwacje drugiej harmonicznej w długich i krótkich włóknach	23
4.2	Wpływ dopasowania fazowego na wzrost intensywności drugiej harmonicznej w zależności od dystansu propagacji	26
4.3	Widmo na wyjściu dziesięcio centymetrowego światłowodu mikrostrukturalnego.	27
5.1	Rozwiązanie równania ewolucji w czasie wyindukowanego stałego pola elektrycznego dla generacji SH o słabej intensywności.	31
5.2	Przestrzenny wykres ukazujący zależność unormowanej amplitudy wygenerowanej drugiej harmonicznej od czasu i dystansu propagacji	34

5.3	Przestrzenna ewolucja amplitud i faz wygenerowanej drugiej harmonicznej i statycznego pola elektrycznego	34
5.4	Ewolucja unormowanej amplitudy wygenerowanego sygnału SH dla początkowego sygnału $E_2(0, \tau) = 0,05$	35
5.5	Czasowa zależność wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej dla $S = 5$	35
5.6	Czasowa zależność wygenerowanego sygnału drugiej harmonicznej o niskiej intensywności.	36
5.7	Ewolucja unormowanej amplitudy wygenerowanego sygnału SH w przypadku zmiany fazy początkowego sygnału $E_2(0, \tau) = 0,8$	36
5.8	Mapa ukazująca ewolucję unormowanej amplitudy wygenerowanego sygnału SH w przypadku zmiany fazy początkowego sygnału SH	37
5.9	Czasowa zależność wygenerowanego sygnału tłumionej drugiej harmonicznej dla $S = 5$	39
5.10	Czasowa zależność wygenerowanego sygnału tłumionej drugiej harmonicznej o niskiej intensywności.	39
5.11	Rozwiązanie równania ewolucji w czasie wyindukowanego stałego pola elektrycznego dla generacji SH o wysokiej intensywności.	41
5.12	Powolna stabilizacja procesu SHG związana ze stopniowym zanikaniem oscylacji amplitud drugiej i pierwszej harmonicznej	43
5.13	Przestrzenny wykres ukazujący zależność amplitudy wygenerowanej drugiej harmonicznej od czasu i dystansu propagacji	43
5.14	Uwidocznienie przejścia do stanu nasycenia poprzez ustabilizowanie się amplitud pierwszej i drugiej harmonicznej	44
5.15	Ponowne pojawienie się oscylacji amplitud pól elektrycznych	44
5.16	Zależność amplitud i faz od położenia po dłuższym naświetlaniu	45
5.17	Obserwacja proces rekonwersji energii z wiązki drugiej harmonicznej do wiązki wzbudzającej	45
5.18	Uwidocznienie dążenia wartości intensywności wiązek do ich wartości początkowych	46
5.19	Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych okresów T zmiany fazy wiązki wzbudzającej	46
5.20	Wykresy zależności wydajności procesu konwersji energii od czasu i dystansu propagacji dla modeli ESHG oraz AESHG	48
5.21	Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych wartości początkowych E_2	49

5.22	Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych okresów T zmiany fazy wiązki wzbudzającej dla $S = 3$.	50
5.23	Wykres zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej od czasu dla różnych okresów T zmiany fazy wiązki wzbudzającej dla $S = 5$.	50
6.1	Mikrostruktura włókna typu side-hole wytworzonego przez UMCS	52
6.2	Wyznaczone na podstawie otrzymanych danych zależności współczynników załamania dla pierwszej i drugiej harmonicznej	52
6.3	Obraz w dalekim polu modu drugiej harmonicznej. Widoczna jest struktura odpowiadająca modowi LP_{11}	53
6.4	Wykresy zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna wykreślone na podstawie otrzymanych danych.	54
6.5	Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,047$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu ESHG.	55
6.6	Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,051$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu WSHG.	55
6.7	Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,057$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu AESHG.	56
6.8	Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji naświetlania włókna dla czterech modeli dla $E_2(0, \tau) = 0,061$ stanowiącej najlepsze dopasowanie danych eksperymentalnych do wyników pozyskanych za pomocą modelu AWSHG.	56
6.9	Teoretyczne przewidywania możliwych do uzyskania wydajności procesu konwersji energii w zależności od czasu i dystansu propagacji dla parametrów zgodnych z przeprowadzonym eksperymentem	57
6.10	Wykreślone zależności wydajności konwersji energii do drugiej harmonicznej w funkcji czasu naświetlania włókna dla różnych dystansów propagacji.	58

Bibliografia

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, wydanie piąte, Nowy Jork (2013).
- [2] D. Z. Anderson, V. Mizrahi i J. E. Sipe, *A model for second harmonic generation in glass optical fibers based on asymmetric photoelectron emission from defect sites*, Opt. Lett. **16** (11), str. 796-798 (1991).
- [3] B. P. Antonyuk, V. B. Antonyuk, S. F. Musichenko, V. B. Podobedov, *Charge transfer excitons in Ge-doped silica fibers: Self-organization and second harmonic generation*, Phys. Lett. A **213** (5), str. 297-302 (1996).
- [4] B. P. Antonyuk V. N. Denisov i B. N. Mavrin, *Charge transfer states in GeO₂-doped silicate fiber-optic waveguides and their role in second-harmonic generation*, JETP Lett. **68** (10), str. 775-778(1998).
- [5] B. P. Antonyuk, V. B. Antonyuk, A. A. Frolov, *Charge transfer excitons in Ge-doped silica fibres and their response to static electric field*, Opt. Commun. **174** (5-6), str. 427-434 (2000).
- [6] B. P. Antonyuk, *Light-Driven Alignment*, Springer (2009).
- [7] M. V. Bergot, M. C. Farries, M. E. Fermann, L. Li, L. J. Poyntz-Wright, P. St. J. Russell i A. Smithson, *Generation of permanent optically induced second-order nonlinearities in optical fibers by poling*, Opt. Lett. **13** (7), str. 592-594 (1988).
- [8] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics: Past, Present, and Future*, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics **6** (6), str. 556-558 (1984).
- [9] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, wydanie trzecie, Nowy Jork (2007).
- [10] A. Canagasabey, M. Ibsen, K. Gallo, *et al.*, *Aperiodically poled silica fibers for bandwidth control of quasi-phase-matched second-harmonic generation*, Opt. Lett. **35** (5), str. 724-726 (2010).
- [11] V. Couderc, A. Tonello, C. Buy-Lesvigne, P. Leproux, i L. Grossard, *Unprecedented Raman cascading and four-wave mixing from second-harmonic generation in optical fiber*, Opt. Lett. **35** (2), str. 145-147 (2010).
- [12] E. E. Dianov, P. G. Kazansky i D. Y. Stepanov, *Photovoltaic model of photoinduced second-harmonic generation in optical fibres*, Sov. Lightwave Commun. **1**, str. 247-253 (1991).

- [13] D. Faccio, A. Busacca, W. Belardi, et al., *Demonstration of thermal poling in holey fibres*, Electron. Lett. **37** (2), str. 107-108 (2001).
- [14] M. C. Farries, P. St. J. Russell, M. E. Fermann i D. N. Payne, *Second-harmonic generation in an optical fiber by self-written $\chi^{(2)}$ grating*, Electron. Lett. **23** (7), str. 322 (1987).
- [15] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters i G. Weinreich, *Generation of Optical Harmonics*, Phys. Rev. Lett. **7** (4), str. 118-119 (1961).
- [16] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt i R. L. Byer, *Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances*, IEEE Journal of Quantum Electronics **28** (11), str. 2631-2654 (1992).
- [17] Y. Fujii, B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, *Sum-frequency light generation in optical fibers*, Opt. Lett. **5** (2), str. 48-50 (1980).
- [18] J. M. Gabriagues i L. Fersing, *Conference on Lasers and Electro-Optics Technical Digest*, Optical Society of America, str. 176, Anaheim CA (1984).
- [19] W. Grabiec, *Światłowodowy fotoniczne*, Biuletyn WAT vol. **LV**, Numer specjalny, Warszawa (2006).
- [20] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson i B. S. Kawasaki, *Photosensitivity in optical-fibre waveguides*, Appl. Phys. Lett. **32** (10), str. 647-649 (1978).
- [21] L. Ji, P. Lu, W. Chen, et al., *Efficient generation of blue light in high-delta micro-structure fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **25** (4), str. 513-517 (2008).
- [22] M. Karpierz, E. Weinert-Rączka, *Nieliniowa optyka światłowodowa*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa (2009).
- [23] A. Krotkus i W. Margulis, *Investigations of the preparation process for efficient second harmonic generation in optical fibers*, Appl. Phys. Lett. **52** (23), str. 1942-1944 (1988).
- [24] N. M. Lawandy, *Light induced transport and delocalization in transparent amorphous systems* Opt. Commun. **74** (3-4), str. 180-184 (1989).
- [25] J. Lægsgaard, *Theory of surface second-harmonic generation in silica nanowires*, J. Opt. Soc. Am. B **27** (7), str. 1317-1324 (2010).
- [26] G. N. Lewis, D. Lipkin, T. T. Magel, *Reversible Photochemical Processes in Rigid Media. A Study of the Phosphorescent State*, J. Am. Chem. Soc. **63** (11), str. 3005-3018 (1941).
- [27] V. M. Mashinsky, V. B. Neustruev, V. V. Dvoyrin, S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, I. A. Bufetov, A. V. Shubin i E. M. Dianov, *Germania-glass-core silica-glass-cladding modified chemical-vapor deposition optical fibers: optical losses, photorefractivity, and Raman amplification*, Opt. Lett. **29** (22), str. 2596-2598 (2004).
- [28] L. F. Mollenauer i K. Smith, *Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain*, Opt. Lett **13** (8), str. 675-677 (1988).

- [29] V. B. Neustruev, E. M. Dianov, V. M. Kim, V. M. Mashinsky, M. V. Romanov, A. N. Guryanov, V. F. Khopin, V. A. Tikhomirov, *Ultraviolet radiation and γ -radiation-induced color centers in germanium doped silica glass*, Fiber Integr. Opt. **8**, str. 143-156 (1989).
- [30] U. Osterberg i W. Margulis, *Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber*, Opt. Lett. **11** (8), 516-518 (1986).
- [31] U. Osterberg, *Second Harmonic Generation in Optical Fibres w Laser Optics of Condensed Matter, Vol. 2*, edytowanej przez E. Garmire *et al.*, Plenum Press, Nowy Jork, str. 243-250 (1991).
- [32] V. B. Podobedov, *Hyper-Raman Scattering in Glasses and Silica Fibres*, J. Raman Spectrosc. **27** (10), str. 731-737 (1996).
- [33] J. K. Ranka, R. S. Windeler i A. J. Stentz, Opt. Lett. *Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers*, **25** (11), str. 796-798 (2000).
- [34] N. A. Sanford i W. C. Robinson, *Direct measurement of effective indices of guided modes in LiNbO₃ waveguides using the Cerenkov second harmonic*, Opt. Lett. **12** (6), str. 445-447 (1987).
- [35] Y. Sasaki i Y. Ohmori, *Phase-matched sum frequency light generation in optical fibers*, Appl. Phys. Lett. **39**, str. 466-468 (1981).
- [36] J. R. Stathis, *Selective generation of oriented defects in glasses: Applications to SiO₂*, Phys. Rev. Lett. **58** (14), str. 1448 (1987).
- [37] G. I. Stegeman, D. J. Hagan, L. Torner, $\chi^{(2)}$ *cascading phenomena and their applications to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons*, Opt Quant Electron **28** (12), str. 1691-1740 (1996).
- [38] R. H. Stolen, H. W. K. Tom, *Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers*, Opt. Lett. **12** (8), str. 585-587 (1987).
- [39] R. H. Stolen, *Second Harmonic Generation in Optical Fibres w Nonlinear Waves in Solid State Physics*, edytowanej przez A.D. Boardman *et al.*, Plenum Press, str. 297-323, New York (1990).
- [40] K. Tarnowski, W. Urbanczyk, *All-Normal Dispersion Hole-Assisted Silica Fibers for Generation of Supercontinuum Reaching Midinfrared*, IEEE Photonics Journal **8**(1), str. 1-11 (2016).
- [41] V. Tombelaine, C. Lesvigne, P. Leproux, L. Grossard, V. Couderc, J. L. Auguste i J. M. Blondy, *Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities*, Opt. Express **13** (10), str. 7399-7404 (2005).
- [42] N. Vukovic, *Optical properties of long photonic crystal fibre tapers*, Praca doktorska, University of Southampton, Southampton (2010).
- [43] D. A. Weinberger, *Second Harmonic Generation in Optical Fibres w Nonlinear Optics in Solids*, edytowanej przez O. Keller, Springer Series, str. 162-184, Berlin (1990).