



**Telekomünikasyon Aralığında Yenilikçi Optoelektronik
Aygıtların Üretimine Yönelik Optik Malzemelerin
Femtosaniye Lazer ile Mikro-Modifikasyonu**

Program Kodu: 1001

Proje No: 114F256

**Proje Yürütücüsü:
Dr. Ihor Pavlov**

**Araştırmacı 1: Doç. Dr. F. Ömer İlday
Araştırmacı 2: Dr. Onur Tokel**

**Haziran 2018
ANKARA**



Önsöz

Bu proje çeşitli optik malzemelerin femtosaniye lazer ile mikrometre ölçeğinde modifiye edilerek telekominikasyon dalgaboyu aralığında çalışabilecek optoelektronik aygıtların üretimine yönelik olarak yapılan araştırma ve geliştirmeleri kapsamaktadır. Femtosaniye lazerlerin benzersiz özellikleri, onlara dalga kılavuzları, Bragg ızgaraları, optik bağlayıcılar, vb. gibi optik mikro elemanların doğrudan veya kendi kendine yazma ile üretilmelerinde diğer lazer kaynaklarına göre önemli avantajlar sağlamaktadır. Projede başlıca hedefimiz, malzeme içine lazerle yazma işleminin temel fiziğini anlamak, özellikle de silisyumda optik etkileşimler sayesinde lazerle indüklenen malzeme modifikasyonunu/işlemeyi sağlamak ve lazerle telekominikasyon bant aralığında çalışabilecek optoelektronik elemanların doğrudan yazımı için pratik bir know-how yaratmaktır. Bu amaçla kompakt ve düşük maliyetli bir erbiyum fiber lazer sisteminden mikrojul seviyesi ve pikosaniye altı atımları veren yeni bir fiber lazer teknolojisi geliştirdik. Proje Dr. Ihor Pavlov yürütücülüğünde, Doç. Dr. Ömer İlday ve Dr. Onur Tokel'in araştırmacılığında İ. D. Bilkent ve Orta Doğu Teknik Üniversitelerinde, Ukrayna-NASU ile ikili işbirliği kapsamında 01/12/2014 - 01/03/2018 tarihleri arasında 39 ay boyunca yürütülmüş olup 114F256 proje numarasıyla TÜBİTAK ARDEB 2512 İkili İşbirliği Programı tarafından desteklenmiştir.



İçindekiler

| | |
|--|-----|
| Önsöz | ii |
| İçindekiler | iii |
| Şekil Listesi | iv |
| Özet | v |
| Abstract | vi |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 2. LİTERATÜR ÖZETİ | 2 |
| 3. MALZEMELER VE YÖNTEM | 11 |
| 4. BULGULAR | 12 |
| 4.1 Lazer sisteminin geliştirilmesi ve optimizasyonu | 12 |
| 4.1.1 Lazer sisteminin geliştirilmesi | 12 |
| 4.1.2 Lazer sisteminin düşük tekrarlama hızında optimizasyonu | 18 |
| 4.2 Zamana bağlı yöntemler kullanarak filaminasyon gözlemi | 20 |
| 4.2.1 c-Si'de 1550 nm'de fs lazer darbelerinin spektral transformasyonu | 22 |
| 4.2.2 c-Si'de 1550 nm'de fs lazer darbeleriyle üçüncü harmonik üretimi | 23 |
| 4.3 Zaman-çözümlemeli pompa-sonda görüntüleme sistemi yapısı ve c-Si ile yayılan ultra kısa 1550 nm darbeleri zaman çözümlü çalışmalar | 26 |
| 4.3.1 Zamana bağlı pompa-sonda görüntüleme sistemi yapısı | 26 |
| 4.3.2 C-Si'den yayılan ultra kısa 1550 nm darbeleri zaman çözümlü çalışmalar. | 28 |
| 4.4 Dalga kılavuzu mikro fabrikasyonu ve karakterizasyonu ve temel mikroyapısal elemanlar oluşumu | 33 |
| 4.5 Sayısal simülasyonlar | 38 |
| 4.5.1 Kırılma indisi profilinin gölge görüntülerinden yeniden hesaplanması | 38 |
| 4.5.2 C-Si lazer modifikasyonu sırasında modifiye bölge içindeki sıcaklık dağılımı | 39 |
| 5.TARTIŞMA/SONUÇ | 40 |

Şekil listesi

| | |
|--|----|
| 1. Şekil 1. Şeffaf kalın malzemenin içinde femtosaniye lazerle yazılmış... | 4 |
| 2. Şekil 2. Dinamik filamantasyon modelinin şeması. | 5 |
| 3. Şekil 3. Blonskyi vd. Tarafından FTOP ve TA tekniği için deney düzeneğinin... | 7 |
| 4. Şekil 4. Zaman çözünürlüklü FTOP görüntüleri... | 8 |
| 5. Şekil 5. (a) - kalkojen camlarında filaman oluşumu araştırması için... | 10 |
| 6. Şekil 6. Lazer sisteminin genel şeması. | 12 |
| 7. Şekil 7. Ana osilatörün genel şeması. | 13 |
| 8. Şekil 8. % 20 çıkışlı osilatör portundan çıkış spektrumları. | 13 |
| 9. Şekil 9. (a) - SMF 28 (bağlama fiberi) ve streç (OFS Ocean IDF)... | 14 |
| 10. Şekil 10. Farklı ön-sedyeye boyuna karşılık gelen farklı spektrumlar... | 15 |
| 11. Şekil 11. 270 mW çıkış gücü (mavi çizgi) ve 450 mW (kırmızı çizgi)... | 16 |
| 12. Şekil 12. (a) - son amplifikatörün çıkış gücünün pompa gücüne bağımlılığı... | 17 |
| 13. Şekil 13. (a) - ışın kalite ölçümleri sonucu, (b) - uzaysal yoğunluk dağılımı. | 17 |
| 14. Şekil 14. Lazer sisteminin genel fotoğrafı. | 18 |
| 15. Şekil 15. (a) ASE ölçüm kurulumunun şemaları... | 19 |
| 16. Şekil 16. (a) - 1MHz, (b) - 500 kHz, (c) - 250 kHz'de lazer... | 20 |
| 17. Şekil 17. Örnek boyunca yayılma sırasında demetin uzamsal dönüşümünün... | 20 |
| 18. Şekil 18. Farklı darbe enerjilerindeki örnek boyunca yayılma sırasında... | 21 |
| 19. Şekil 19. Atım enerjilerinde 0.5 mm kalınlığında c-Si plakasından... | 22 |
| 20. Şekil 20. c-Si'de THG. Deneysel şeması: (a) Resim ve TH ışınının açısız profili... | 24 |
| 21. Şekil 21. Pompa-sonda mikroskopi kurulumu. Ekte, 100 kJ enerji... | 27 |
| 22. Şekil 22. Zaman çözümü pompa sonda sisteminin fotoğrafı. | 28 |
| 23. Şekil 23. 1550 nm dalga boyunda fs uyarımı altında 0.5 mm... | 31 |
| 24. Şekil 24. C-Si'deki lazer darbelerinin aksel kısmının FWHM'sindeki... | 32 |
| 25. Şekil 25. (a) Pompa sonda görüntüleme ve silisyumun içine yazma yapan... | 34 |
| 26. Şekil 26. (a) - Si numunesinin içindeki dalga kılavuzunun oluşumu... | 35 |
| 27. Şekil 27. Yeraltı yapılarının kantitatif gölge grafiği. (a) Hedefin... | 36 |
| 28. Şekil 28. Silisyumda fonksiyonel dalga kılavuzları. (a) Şematik... | 37 |
| 29. Şekil 29. Kırılma indisi dağılımının yeniden hesaplanması. (a) Odak... | 39 |
| 30. Şekil 30. (a) c-Si örneğindeki 2B sıcaklık dağılımı ilk darbeden sonraki 4 µs... | 40 |



Özet

1,5 μm dalgaboyunu kullanan telekomünikasyon teknolojilerinin hızlı gelişimi, bunları destekleyen teknolojilerin de gelişmesine bağlıdır ki, bunların en kritik olanları önemli kızılötesi malzemelerden yapılan mikroaygıtların yüksek hassasiyetli üretim teknikleridir. Mikroaygıtların görünür bantta femtosaniye lazer ışını ile oluşturulması günümüze değin çok çalışılmış bir teknolojidir. Femtosaniye lazerlerin bazı özellikleri, dalga kılavuzları gibi mikro elemanların doğrudan veya kendiliğinden oluşumu alanında, bunlara diğer lazerlere göre ciddi üstünlükler sağlamaktadır. Bu projede, bu teknolojiyi, literatürde eksik olan 1,5 μm dalga boyunda göstermek için disiplinlerarası ve uluslararası işbirlikli bir araştırmayı bildiriyoruz. 1,5 μm civarında yüksek güçlü kısa atımlı ışık yayılımını ve telekomünikasyon dalga boyu aralığında çalışan optoelektronik malzemeler ile etkileşimini inceliyoruz. Projede başlıca hedefimiz, malzeme içine lazerle yazma işleminin temel fiziğini anlamak, özellikle de silisyumda optik etkileşimler sayesinde lazerle indüklenen malzeme modifikasyonunu / işlemeyi sağlamak ve lazerle telekomünikasyon bant aralığında çalışabilecek optoelektronik elemanların doğrudan yazımı için pratik bir know-how yaratmaktır. Bu amaçla kompakt ve düşük maliyetli bir erbiyum fiber lazer sisteminden mikrojul seviyesi ve pikosaniye altı atımları veren yeni bir fiber lazer teknolojisi geliştirdik. Lazer sistemimizi literatürde ilk defa silikonda optik dalga kılavuzu yapılarını doğrudan yazmak için kullandık. Kalkojenit camda doğrudan yazmayı ve yazılı yapıların silisyumdaki dalga kılavuzu özelliklerini doğruladık. Ayrıca, zaman çözümlü bir görüntüleme düzeneği kurduk ve silisyumda pikosaniye altı 1,5 μm lazer atımlarının yayılımının görüntülenmesini ilk kez başardık. Ayrıca, yazılı yapıların kırılma indisi ölçümleri ve görüntülenmesi için gölgegrafi ve polarigrafi düzeneği geliştirdik.



Abstract

Rapid development of 1.5- μm wavelength-based telecommunication technologies requires development of supporting technologies, most importantly new and/or improved low-cost, high-precision fabrication techniques for optoelectronic micro devices in important near-IR optical materials. Femtosecond laser writing of optical micro devices in the visible spectral range is an extensively studied technology. Unique properties of the femtosecond lasers provide them significant advantages over other laser sources in the area of direct- or self-writing of optical micro-elements. Here, we report on an interdisciplinary and internationally cooperative research to demonstrate this technology in the 1.5 μm wavelength which was lacking in the literature. We study high-power short pulse light propagation around 1.5 μm and its interaction with optoelectronic materials of telecommunication wavelength range. Our main focus is to understand the basic optics and physics of these processes, but an additional and main motivation is to generate practical know-how for laser-induced material modification and laser writing of optical elements in such materials. Towards this end, we developed a novel fiber laser technology, delivering microjoule-level, sub-picosecond pulses from a compact, low-cost Er-fiber laser system. We used our laser system for the first time in literature to directly write optical waveguide structures in silicon. We confirmed direct writing in chalcogenite glass and the waveguiding properties of the written structures in silicon. We have also built a time resolved imaging setup and applied for the first time on imaging propagation of sub-picosecond 1.5 μm laser pulses in silicon. We have also developed shadowgraphy and polarigraphy setups for imaging and index of refraction measurements of the written structures.



1. GİRİŞ

1,5 μm dalga boyu tabanlı telekomünikasyon teknolojilerinin hızlı gelişimi, önemli yakın kızılötesi (IR) optik materyallerde optoelektronik mikro cihazlar için yeni ve geliştirilmiş, düşük maliyetli, yüksek hassasiyetli üretim tekniklerini destekleyici teknolojilerin geliştirilmesini gerektirmektedir. Gözle görülebilir spektral aralıkta optik mikro cihazların femtosaniye (fs) lazer ile doğrudan yazımı kapsamlı bir şekilde incelenen bir teknolojidir. fs lazerlerin benzersiz özellikleri, onlara dalga kılavuzları, Bragg ızgaraları, optik bağlayıcılar, vb. gibi optik mikro elemanların doğrudan veya kendi kendine yazma alanında diğer lazer kaynaklarına göre önemli avantajlar sağlar. Malzemenin lazer ışınına karşı şeffaflığını gerektiren foton prosesleri kullanılır. Bununla birlikte, bu teknikler temel telekomünikasyon dalga boyu aralığında ($\sim 1,5 \mu\text{m}$) gerçekleştirilmemiştir. Önemli bir durum bu uygun lazer teknolojisinin eksikliğinin bir sonucudur: En yaygın olarak kullanılan fs lazerlerin çalışma dalgaboyu 800 nm civarındadır, bu da önemli telekomünikasyon malzemelerinin birçoğu tarafından, özellikle de silisyum (Si) ve kalkojen tipi camların bazıları tarafından yüksek oranda soğurulur. Ek olarak, bu malzemeler aracılığıyla yüksek yoğunluklu lazer ışınlarının yayılması, kendi kendine odaklanma davranışı ve lazer kaynaklı materyal modifikasyonu için hayati öneme sahip olan filaman oluşumu gibi fiziksel süreçler, bu gibi dar enerji bant aralıklı malzemelerde, özellikle de kristal yapıda bir malzeme olan ve ek komplikasyonların yanı sıra fırsatları da beraberinde getiren Si'de henüz iyi anlaşılmamıştır. Bu görece bilgi eksikliği, büyük ölçüde 1,5 μm civarında uygun yüksek enerjili fs lazer kaynaklarının eksikliğinden kaynaklanmaktadır. Diğer bir komplikasyon ise, bu dalga boyunda görüntülemenin kolay olmadığı, pahalı ve özel kamera teknolojilerini gerektirmesidir.

Bu raporda bu eksiklikleri gidermek için disiplinlerarası ve uluslararası işbirliğine dayalı olarak gerçekleştirdiğimiz bir araştırma hakkındaki bulgularımız anlatılmaktadır. 1,5 μm civarında yüksek güçlü kısa atımlı ışık yayılımı ve telekomünikasyon dalga boyu aralığının önemli optoelektronik materyalleri ile etkileşimini inceledik. Başlıca odak noktamız, bu işlemlerin temel optik ve fiziğini anlamaktı, ancak ek ve ana motivasyon, Si'de optik unsurların lazerle indüklenen malzeme modifikasyonu ve lazer yazımı için pratik bir know-how yaratmaktı. Kompakt ve düşük maliyetli bir Er-fiber lazer sisteminden mikrojul seviyesi, pikosaniye altı atımları veren yeni bir fiber lazer teknolojisi geliştirdik. Türkiye'den ve Ukrayna'dan bilimsel grupların çabalarının sinerjik birleşmesi ile bu hedeflere ulaştık: Bilkent Üniversitesi'nden Ultrafast Optik ve Lazer Laboratuvarı (UFOLAB) ve Ukrayna Ulusal Bilimler Akademisi Fizik Enstitüsü Fotonik Süreçler Bölümü (PPD Grubu).

Bildirilen proje kapsamında Si ve kalkojen camı içerisindeki gelişmiş lazerden ultra kısa atım yayılımının zaman-çözümlenmiş çalışmalarını gerçekleştirdik. Bu güçlü ve kısa atımın yayılması, bir dizi doğrusal olmayan fenomeni indükler. Bunlara örnek olarak, kristal Si (c-Si)'de 1550 nm'de fs lazer atımlarının spektral transformasyonu, c-Si'de fs lazer darbeleriyle üçüncü harmonik üretimi verilebilir. Buna ek olarak proje kapsamında elde edilen bilgileri kullanarak Si örneğinin derinliklerinde optik dalga kılavuzunun yazılabildiğini bilgimiz dahilinde ilk kez olarak gösterdik. Projenin sonuçları birçok tanınmış uluslararası konferansta sunulmuş ve yüksek düzeyde uluslararası dergide yayınlanmıştır.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Optoelektronik cihazlar için optik malzemelerin lazerle indüklenen modifikasyonu, son on yılda hızlı bir şekilde gelişmekte olan iyi bilinen bir tekniktir (bakınız Gattass vd.). Bir femtosaniye lazer darbesi saydam bir malzemenin gövdesine odaklandığında, odak hacmindeki yoğunluk doğrusal olmayan mekanizmalarla soğurulmaya yetecek kadar yüksek olabilir ve bu da malzemede bozulmaya neden olur. Soğurma (emilim), kuvvetli bir şekilde doğrusal olmadığından bu bozulma malzemenin kütlesinin içindeki fokal hacimde lokalize olabilir ve yüzey etkilenmez. Materyalde biriktirilen enerji, numunede kalıcı yapısal değişiklikler üretmekte olup camlar, kristaller ve polimerler de dâhil olmak üzere saydam malzemelerin gövdesinin içindeki üç boyutlu bir yapıyı mikro düzeyde işlemek için kullanılabilir. Şeffaf malzemelerin işlenmesinde fs lazer mikro işlemin diğer fotonik-cihaz imalat tekniklerine karşı benzersiz avantajları vardır. Birincisi, emilimin doğrusal olmayan doğası, odak hacmindeki her türlü değişmeyi sınırlar. Bu uzamsal tutturma, lazer ışını taraması veya örnek çevirisi ile birleştiğinde, üç boyutlu geometrik olarak karmaşık yapıların mikro-işleme yapmasını mümkün kılmaktadır. İkincisi, emilim süreci malzemeden bağımsızdır ve farklı malzemelerin bileşik alt-tabakalarında optik cihazların üretilmesini sağlar. Üçüncüsü, fs lazer mikro işleme, tüm ara bağlantıların ayrı ayrı üretildiği bir “optik anakart”ın imalatında, birkaç fotonik cihazın tek bir şeffaf alt-tabakaya bağlamasından önce ve sonra kullanılabilir.

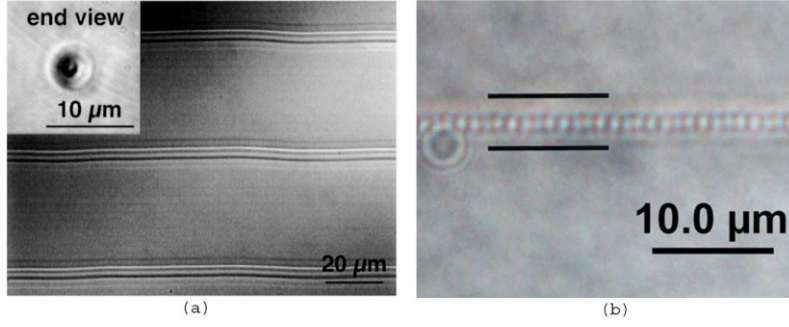
Lazer atım enerjisinin yapısal bir değişikliğe dönüştürülmesinde yer alan farklı zaman dinamiklerini anlamak, ultra kısa lazer atımlarının mikroişleme uygulamaları için neden uygun olduğuna dair bir anlayış geliştirilmesini sağlar. Lazerin neden olduğu hasar, lazerin icadının ilk günlerinden beri çalışılmıştır, ancak fs lazer darbelerinin neden olduğu hasar, tek bir pikosaniyeden daha uzun bir süre boyunca lazer darbelerinin neden olduğu hasardan temel olarak farklıdır. Pikosaniyeden kısa süren darbeler için elektronların uyarıldığı zaman ölçeği elektron-fonon saçılma süresinden (yaklaşık 1 ps) daha küçüktür. Böylece, bir fs lazer

darbesi elektronlar termal olarak herhangi bir şekilde iyonları uyardan sona erer. Odak alanı dışındaki ısı yayılımı minimuma indirilerek yöntemin kesinliği artırılır. Ek olarak, fs lazer işlemi deterministik bir süreçtir, çünkü emilim sürecini çekirdeklemek için herhangi bir kusur elektronuna gerek yoktur; atımın ilk on femtosaniyesinden doğrusal olmayan iyonizasyon yoluyla yeterli çekirdek elektronlar üretilir. Doğrusal olmayan uyarımın hapsedilmesi ve tekrarlanabilirliği, fs-lazer kaynaklı hasarın pratik amaçlar için kullanılmasını mümkün kılmaktadır.

Camı fokal hacme göre çevirerek çeşitli optik materyallerde yüksek uzamsal hassasiyete sahip 3-D yeraltı optik dalga kılavuzlarını imal etmek mümkündür. Günümüzde bildirilen farklı optik malzemelerin içinde yazılı olan birçok farklı yapı türü vardır. Bunlar optik dalga kılavuzlarıdır [Saliminia vd.], kuplörler [Florea vd.], Bragg ızgaraları [Marshall vd.], bazı aktif cihazların yanı sıra [Della Valle vd.; Taccheo vd.; Schaffer vd.; Marshall vd.]. Bu yapıların birkaç türü Şekil 1'de gösterilmiştir.

Genellikle, kalın malzemelerin içindeki bu tip optik cihazlar, numunenin lazer ışınının eksenlerine dik veya paralel olarak taranmasıyla elde edilir. Bu projede odaklanacağımız şeffaf saydam malzemenin içinde optik özelliklerde kalıcı değişiklikler elde etmenin bir başka yolu bu tür malzemelerdeki yüksek güç ışığının takılmasını kullanmaktır (örneğin bkz. Yamada vd.).

Lazer ışını yoğunluğunun saydam Kerr ortamındaki bir eşiği aşması durumunda filaman rejimine daha fazla geçiş yapılarak demetin uzay otolokalizasyonuna (kendi kendine odaklanma) neden olduğu iyi bilinir [Couairon vd.]. Genellikle, Rayleigh uzunluğundan ve birkaç mikrometrenin kalınlığından çok daha büyük olan bir uzunluğa sahip ince plazma kanalının varlığıyla eşlik eder. Filaman çalışmalarına olan ilgi 1990'lı yılların başında ortaya çıkmış ve filaman oluşumu sırasında THz üretimi, uzaktan algılama ve malzeme modifikasyonu dâhil olmak üzere birçok önemli bilimsel ve teknik uygulamanın varlığıyla artmıştır.



Şekil 1. Şeffaf kalın malzemenin içinde fs lazerle yazılmış iki farklı yapı tipinin örnekleri. (a) - bir 1,4-NA mikroskop objektifinin odaklanmış 5-nJ, 100-fs altı darbeleri 25-MHz ile kalın cam içinde yazılı dalga kılavuzlarının optik mikroskop görüntüsü [Schaffer vd.], (b) - 1 kHz, Ti: Sa yükseltici ile dalga kılavuzu Bragg ızgara yapısının optik mikrografı [Marshall vd.].

Son özellik, filaman sürecini, dâhili dalga kılavuzları, ızgaralar ve optik bellek cihazlarının üretiminde ilginç hale getirmektedir [Couairon vd.]. Femtosaniyelik filaman yayılımının neden olduğu erimiş silisyum hasarlarının ilk araştırması L. Sudrie vd. 2002 yılında yapılmıştır. Hasar sürecini kontrol altına almak için bu karmaşık olgularda yer alan tüm fiziksel süreçlerin detaylı bir şekilde anlaşılması gerekmektedir.

Genel olarak, şeffaf ortamda yüksek güçlü ultra kısa atımların filamantasyonu birkaç on yıl boyunca iyi incelenmiştir. Burada kısa bir süre sonra filamantasyon yapım sürecine neden olan ana adımları açıklayacağız. Filemantasyondan sorumlu iki ana fiziksel süreç vardır: Kerr doğrusal olmayan ve filaman çekirdeğinde plazma oluşumuna bağlı olarak kendi kendine odaklanma nedeniyle kendi kendini odaklama.

Bilindiği gibi, ışığın yoğunluğu yeterince yüksek olduğunda, ortamın kırılma indisi yoğunluğa bağlı hale gelir. Yüksek mertebeden terimleri ihmal ederek, kırılma indisi için denklem şu şekilde yazılabilir:

$$n = n_0 + n_2 I;$$

Burada n_0 - düşük yoğunlukta kırılma indisi, n_2 - ortamın Kerr sabiti ve I - ışığın yoğunluğu. Gauss ışını için, demetin merkezindeki yoğunluk daha yüksek olduğu için, merkezdeki kırılma indeksi de daha yüksektir, bu da ortam içinde Kerr lensi oluşturur. Kendi kendine odaklama, Kerr objektifi ışın demetinin dağılma sapmasını telafi ettiğinde başlayacaktır Marburger (1975) tarafından gösterildiği gibi, kendi kendini odaklamaya başlamak için iktidarda kritik bir eşik vardır:

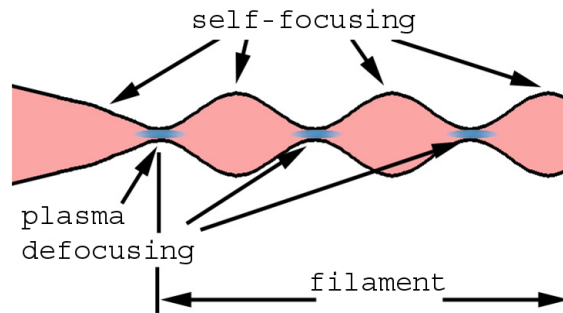
$$P_{cr} = 3.72 \cdot \lambda^2 / 8\pi n n_2;$$

Burada λ - ışığın dalga boyudur. Gücün yoğunluğunun değil, gücün yoğunluğunun kendi kendini odaklama için önemli olduğuna dikkat edin, çünkü hem Kerr lensi hem de kırınım, demetin çapını değiştirerek ve birbirini dengeleyerek birbirine zıt olarak değişiyor. Lazer darbесinin tepe gücü P_{cr} 'yi aşarsa, ışının çapı optik hasara kadar çok hızlı azalır veya fs darbeleri durumunda, demet çapının azalması, filaman oluşumunun başlamasının olduğu plazma defoksyonu ile durur.

Kendiliğinden odaklanma nedeniyle ışığın yoğunluğunun artmasından dolayı hemen çoklu-foton iyonizasyon süreçleri başlar. Bu işlemin olasılığı $WMPI = \sigma KIK$, burada σK multiphoton kesitidir ve K , multiyonizasyon işleminde bir rol alan ve ortamın bant boşluğuna bağlı olan fotonların sayısıdır [Mysyrowicz vd.]. Plazma oluşumu kırılma indeksinin azalmasına neden olur [Feit (1974)]:

$$n \approx n_0 - \rho(r, t) / 2 \rho_c;$$

Burada $\rho(r, t)$ - serbest elektron yoğunluğu, $\rho_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ - kritik plazma yoğunluğu ω_0 , m_e ve e - elektron kütlesi ve yükü ile bu yoğunluk ışık için şeffaf hale dönüşmez. Örnek olarak 800 nm'de $\rho_c \sim 1,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ verilebilir. Kırılma endeksinin yerel olarak azalması, pozitif Kerr merceğini telafi eden ve lazer ışınının çökmesini sınırlayan negatif bir mercekle olarak işlev görür. Ayrıca maksimum yoğunluğu sınırlar, sonucusu multiphoton iyonizasyonu için eşik yakınlarında tutar. Yukarıda açıklanan modele rağmen, filamantasyonun tüm önemli yönlerini yansıtır, gerçek ışık yayılımında asla gerçekleşmez. Bunun nedenlerinden biri, örneğin, en yüksek plazma yoğunluğunun atımın arka kenarında ulaşması nedeniyle, atımın ön kenarının arka kenardan daha az olması. Sonuç olarak, atımın önemli zaman aralığı deformasyonları ortaya çıkar. Dinamik filamantasyon modelinde plazma defokusluğunun zamana bağlı doğası dikkate alınmıştır [Mlejnek vd. (1998)]. Bu modelde odaklama ve odaktan uzaklaşma çevrimleri birbirini sıralar. İşlem şematik olarak şekil 2'de gösterilmiştir.

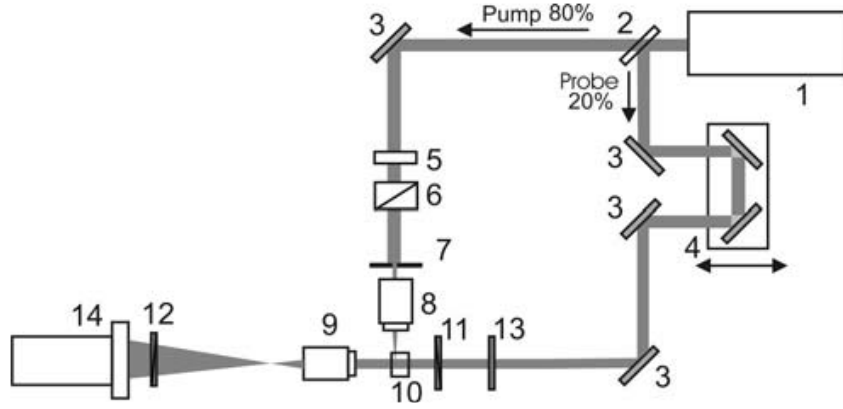


Şekil 2. Dinamik filamantasyon modelinin şeması.

Farklı ortamlarda filaman yayılımı araştırmasına birçok farklı deneysel teknik uygulanmıştır. Olaylar çok karmaşık olduğundan, teorik modelleri geniş bir deneysel veri yelpazesi ile tamamlamak gerekir. Önemli deneysel verilerden biri, medyada yayılma sırasında filaman çekirdeği içinde doğrusal olmayan kayıplardır (NLL). Dubietis vd. tarafından sunulan modele göre (Phys. Rew. Lett (2004)); filaman, toplam enerjinin yaklaşık %10'unu içeren, yoğun bir çekirdek (katı madde için birkaç mikron) yoğun çekirdekten oluşur. Enerjinin geri kalanı, çekirdeğin etrafında genişletilmiş, daha büyük çaplı bir düşük yoğunluklu "rezervuar" içinde dağıtılır [Mechain vd. (2005)] ve çekirdekte NLL, rezervuardan enerji akışı ile telafi edilmektedir. Filaman çekirdeğindeki enerji kayıplarını çevreleyen rezervuardan yeniden doldurmanın kesin kanıtı Dubietis ve arkadaşları tarafından açıklanmıştır (Opt. Lett. (2004)). Burada, ışık filamanlarının bir demet durdurucusuna vurduktan sonra sudaki kendi kendini yeniden yapılandırması deneysel olarak gözlemlendi ve simüle edildi. Böylece, NLL sorusu filamanın fiziğini anlamak için önemlidir.

Bir diğer önemli parametre, fs atımının mekansal yeniden şekillendirilmesinde plazmanın neden olduğu kırılma redüksiyonunun bir etkisidir. Ishikawa ve arkadaşları tarafından erimiş silika için sayısal olarak simüle edilmiştir. Liu ve arkadaşları aksel simetri varsayımı altında geniş bir yelpazedeki ışın güçlerinde. Polesana vd. enine atım profilinin, Bessel ışınlarının atımın önde gelen kısmında halka benzeri özelliklerini sergilediği halde, takip eden parçanın uzay-zaman alanında bir koni şeklinde şekillendirilmesidir. NLL'nin neden olduğu fs lazer darbesinin ve / veya azaltılmış kırılma alanından plazmanın neden olduğu ışığın dışarı atılmasının eksensel tükenmesi, deneysel olarak suda [Faccio vd. (2005)] ve bu projede de ortağımız olan PPD Grubu tarafından eritilmiş silikada [Blonskyi vd. (2009)] gözlemlenmiştir. Bu çalışma, eritilmiş silikada 150-fs, 780-nm, 2.9- μ J lazer atımının filaman yayılımının spatiotemporal parametrelerini bulmayı amaçlamıştır. Özellikle, plazma kaynaklı darbe yeniden şekillendirme ve NLL değerlerine odaklanıyordu. NLL'nin neden olduğu filaman çekirdeğindeki ışık yoğunluğunun zayıflaması, kendi kendini sürekli olarak yaydığı varsayılarak, ilgili modelin uygulanabilirliğini kontrol ederek tahmin edilmiştir. NNL ve yayılan atım yazarları mekansal yeniden şekillendirmek için iki zaman çözümlü görüntüleme tekniği birleştirdi: fs zaman çözümlü optik polarigraphy (FTOP) ve zaman çözümlü geçici emilim (TA) tekniği.

[Blonskyi vd. (2009)]'da kullanılan deney düzeneğinin genel şeması Şekil 3'te gösterilmiştir.

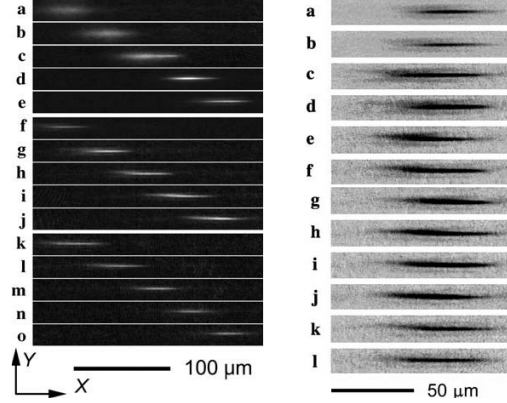


Şekil 3. Blonskyi vd. tarafından FTOP ve TA tekniği için geliştirilen deney düzeneğinin genel şeması (2009).

Rejeneratif amplifikatör (1), bir 2,5-mJ, 150-fs, 780-nm, 1-kHz yatay polarize atım treni üretir. $\lambda/2$ dalga plakası (5) ve Glan prizması (6), dikey olarak polarize edilmiş ve ayarlanabilir bir güçte bir pompa ışını üretir. Değişken açıklık (7), $3 \times 3 \times 50 \text{ mm}^3$ cilalanmış numunenin (10) içinde focal pozisyona sahip objektif (8) girmeden önce, daha dar bir ışını keser (füzyonlu silikadan yapılır), ön yüzeyden 1,5 mm derinlikte ve sol yüzeyden 0,3 mm içeridedir. Numune (10), dikey y-ekseni boyunca motorize edilmiş bir 3B hareket kızağına sabitlenmiş ve ölçümler sırasında $50 \mu\text{m/s}$ hızla çevrilmiştir. 1,8 mm'lik diyafram çapı ve $2,9 \mu\text{J}$ 'lik pompa darbe enerjisi (diyaframdan sonra ve numune içinde), silikanın gözde içinde tek bir filaman üretmek için seçilmiştir. Hedef (9), filamanı, $4,4 \times 4,4 \mu\text{m}^2$ piksel boyutunda ve $2 \mu\text{m}$ uzaysal çözünürlüğe sahip $0,4 \mu\text{m/piksel}$ ölçeği olan bir tek renkli CCD kameranın 1200×1600 matrisinde filamanı görüntüler. Değişken gecikmeli bir sonda ışını, zamana bağlı fotoğraflar için flaş görevi görür. Film polarizatörü (11) eksen dikey pozisyona 45° 'de ayarlandı. Polarizörün (12) eksen, hem çapraz hem de paralel pozisyonlarda polarizörün (11) değerine ayarlanabilir. Paralel konumda, CCD kamera TA'yı ve çapraz bir FTOP görüntüsünü kaydeder. Çapraz polarizörler söz konusu olduğunda, pompa darbesi, Kerr etkisine bağlı kaynaşmış silikada anlık çift kırılma yaratır: $n_e - n_o = I_{\text{pump}} n_2$, burada I_{pump} pompa yoğunluğudur. İndüklenmiş çift kırılımlı alan, faz ışığı geciktirici olarak işlev görür ve bu sayede sonda ışığı eliptik olarak polarize olur. Elipsin büyük eksenine ortogonal olan polarizasyon bileşeni, ikinci polarizörü (12) geride bırakarak, FTOP sinyalini üretir. Tekbiçimli ve sürekli etkileşimli ışınlar, küçük faz kaymaları ve $I_{\text{pump}} \gg I_{\text{probe}}$ için, analizör (12)'den sonra FTOP sinyalinin yoğunluğu [Liu vd.]:

$$I_{\text{FTOP}} = \pi^2 d^2 n_2^2 I_{\text{pump}} I_{\text{probe}} / \lambda_{\text{probe}}^2;$$

Burada d , pompa-sonda etkileşim uzunluğunu, I_{probe} ışığı yoğunluğunu ve λ_{probe} sonda dalgaboyunu gösterir. Bu denkleme göre I_{FTOP} (Şekil 4), I_{pump}^2 ile orantılıdır, dolayısıyla anlık pompa yoğunluğu dağılımını temsil eder [Blonskyi vd. (2009)]



Şekil 4. Zaman çözünürlüklü FTOP görüntüleri (ayrıntılı bilgi için [Blonskyi vd. (2009)]).

Bu tür araştırmalar, filamantasyon işleminin fiziğini anlamak için önemli olan NLL, plazma yoğunluğu, plazma yaşam süresi gibi birçok deneysel parametrenin elde edilmesine ve ayrıca dalga kılavuzlarının oluşumu için özellikle kırılma indisi değişikliklerinin yapılmasına izin vermektedir.

Yukarıda belirtildiği gibi, saydam malzemelerde filaman yayılımı sırasında kendiliğinden yazılı bir dalga kılavuzu oluşturulabilir. Doğrudan yazma tekniğinin aksine (yüzey boyunca ya da dik olarak odaklanmış ışın taramasıyla dalga kılavuzu oluşumu elde edilir), kendiliğinden yazma tekniği (filaman yayılımı kullanarak), örneklerin çevrilmesine gerek duyulmayan tek adımlı bir işlemdir. Bu üretilen yapının daha iyi optik kalitesini sağlar. Fs filamanları ile oluşturulan fotonik elemanların örnekleri arasında dalga kılavuzları ve diğer birçokları bulunmaktadır (bakınız Kudriasov vd. (2004), Krol vd. (2008) ve bunların içerindeki atıflar).

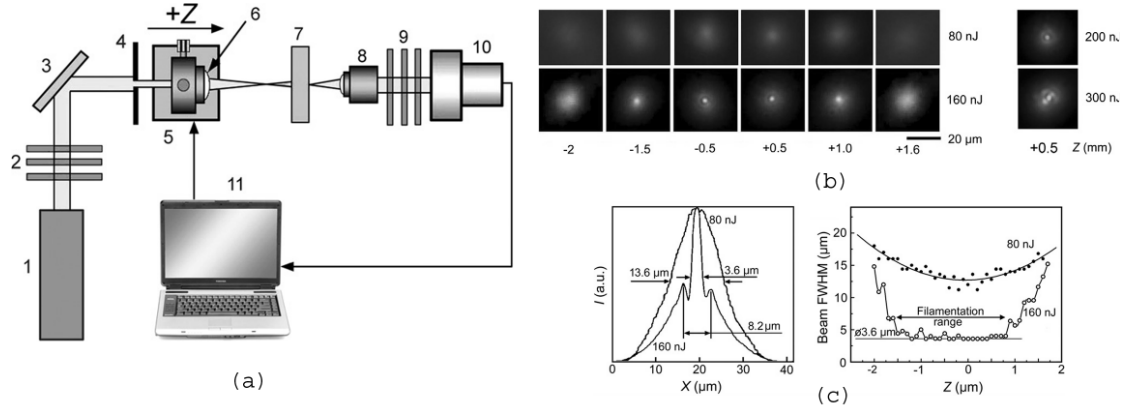
Telekomünikasyon, modern teknolojinin en hızlı gelişen dallarından biri olduğu için, tek bir katı platformda 3B optik elemanların doğrudan yaratılma olasılığından büyük bir etki beklemek doğaldır. Bununla birlikte, optik malzemelerin filamanla indüklenen modifikasyonunun en çok araştırılması, silika ve geniş bant aralıklı kalkojen camlar gibi geniş bant aralıklı malzemeler ile 800 nm'de yapılmıştır. Aynı zamanda, telekomünikasyon teknolojileri için önemli olan silisyum ve bazı dar bant boşluklu kalkojen gözlükleri (ChG) (ChG örnekleri As_2S_3 , $As_4Ge_{30}S_{66}$ ve diğer Ge / As-S tipi), bu soruşturmanın dışında nedenleri, her şeyden önce 1550 nm'de (c bandı) uygun yüksek güçte ultra kısa lazer kaynağı eksikliğinden doğmaktadır. Bu malzemelerin 800 nm'de (geleneksel Ti: Sa fs

lazerlerle) araştırılması, güçlü iki foton emilimi (veya Si için tek foton emilimi) nedeniyle zor veya imkansızdır.

ChG'nin yüksek foton hassasiyeti ile birleştirilmiş mükemmel doğrusal olmayan optik özellikleri, 3B all-optik bilgi işlem, veri depolama, IR telekomünikasyon, biyoalgılama ve sinyal işleme için cazip bir ortam haline getirmektedir [Zakery vd. (2007)]. Son zamanlarda, bu alanda önemli bir ilerleme ile fotonik uygulamada ChG'nin yeni işlevselliğini elde etmek için ultra hızlı lazer modifikasyon teknolojisinde başarılmıştır. Özellikle filamanlı modda, sıkı odaklı fs lazer darbelerinin, özellikle ChG tabanlı gömülü dalga kılavuzları, optik bağlayıcılar, ızgaralar ve bellek sistemleri imal etmek için yararlı olduğu gösterilmiştir [Krol. Ve diğerleri (2008)]. Bu nedenle, filamantasyon etkisi de dahil olmak üzere, ChG'deki fs lazer darbelerinin çalışma yayılımı özellikleri, sadece temel bakış açısından değil, aynı zamanda potansiyel pratik uygulamaların görünümü açısından da büyük önem taşımaktadır.

ChG'deki lineer olmayan Kerr indeksi n_2 , erimiş silikaya göre yüzlerce kat daha fazla olduğu için, atım enerjileri E_p 'in birkaç nJ'yi aştığı yerlerde, 150 fs 800 nm'lik lazer darbelerinin filamantasyonunun gözlenmesi beklenir. Diğer taraftan, en yaygın dalga boyuna sahip olan 800 nm fs lazerler ($h\nu = 1.55$ eV) için foton enerjisi, yarıbant-boşluk enerjisini aşar, çünkü ÇG'lerin çoğunluğu (0,7-1,5 eV), fs lazerin yayılması Bu malzemelerdeki darbeler genellikle, genellikle hem odaklama hem de ipliklenme fenomenlerini tamamen durduran güçlü iki foton emilimi (TPA) ile birlikte bulunur. Şimdiye kadar, TPA destekli filamantasyonile ilgili birkaç deneysel çalışma, erimiş silika (Ör = 7,8 eV) ve silisyum (Ör = 1,13 eV) [Papazoglou vd. (2007) ve Hughes vd. (2009)] yapılmıştır. Bu çalışmada, erimiş silikadaki filaman ve müteakip yapısal modifikasyon, 450 fs UV lazer darbeleri ($h\nu = 5$ eV) kullanılarak çalışılmıştır. Daha sonra, 800 nm 150 fs lazer darbeleri ile Ga – La – S camında yazılmış gömülü dalga kılavuzunun uzunlamasına kesiti çalışılmıştır [Blonsky vd. (2010)].

İki tür ChG için güçlü TPA rejimindeki filamantasyonun ilk doğrudan gözlemi Blonsky vd. (2011) (bu teklifte ortaklarımız) tarafından yapılmıştır. Deney düzeneğinin genel planı şekil 5 (a)'da gösterilmiştir.



Şekil 5. (a) - kalkojen camlarında filaman oluşumu araştırması için deneysel kurulumun genel planı [Blonskyi vd. (2011)], (b, c) - filamanın gözlemlenmesi ve karakterizasyonu (daha fazla ayrıntı için orijinal makaleye bakınız)

Bu çalışmadan yazarlar, g-As₄-Ge₃₀-S₆₀ camındaki filaman oluşumunu, doğrusal olmayan kırılma indisi ve TPA katsayısını ölçtüler. Aynı zamanda bu dar bant aralığı yarı iletkeninde güçlü iki foton emilimi nedeniyle g-As₂S₃ için filaman oluşumu yoktu. Bir sonraki çalışmasında, yazarlar (ortaklarımız), g-As₄-Ge₃₀-S₆₀ camındaki filaman izi boyunca kırılma indisinin kalıcı değişikliklerini elde ettiler ve ilk kez 800 nm ile bu tür bir barda kalıcı dalga kılavuzu yazabilme olanağı fs kaynağı ile buldular.

Filaman oluşumu ve kendi kendine yazma dalga kılavuzlarının, çok çeşitli kalkojen camlarında ve düşük katkılı Si'de, lazer dalga boyunu arttırarak, foton enerji oranına artan bant boşluğu anlamına gelmesi beklenir. Bildiğimiz kadarıyla, bugün, Ti: Sa fs lazerin pompaladığı optik parametrik amplifikatör tarafından üretilen 1.5 μm dalga boyu kullanılarak filaman oluşumunun silisyumda gözlemlendiği tek bir makale bulunmaktadır. Her ne kadar, bu makaleden silisyumun uyardığı dalga kılavuzları hakkında bir rapor bulunmamakla birlikte, dalga kılavuzu oluşumu için lazer parametrelerinin bulunabilmesi filamantasyonolasılığından anlaşılmaktadır.

Son zamanlarda birkaç grup 1550 nm nanosaniye lazer ile Si yüzey altı modifikasyonunu gösterdi [Verburg vd. (2014) ve Tokel vd. (2017)]. Son olarak, bu projenin kapsamında, femto saniye lazer ile derin yüzey altı c-Si modifikasyonu ve filaman benzeri yayılım yönü boyunca odaklama lensini çevirerek optik dalga kılavuzunun oluşmasını gösterdik [Pavlov vd. (2017)].

Bu sonuç, bu alandaki en son teknolojinin bu kısa sürprizi ile ortaya çıkmaktadır:

1. Ultra kısa lazer darbeleri ile toplu malzemeler içinde lazer kaynaklı kırılma indeksi değişikliklerin oluşturulması, dalga kılavuzları, ızgaralar, bölücüler vb. gibi mikro-fotonik cihazlar için ümit verici bir tekniktir.
2. Kalın malzemesinin içindeki filaman yayılımını kullanarak kendi kendine yazma tekniği, doğrudan yazma tekniği ile karşılaştırıldığında, optik elemanların daha yüksek kalitede ve yüksek hızda oluşmasını sağlar.
3. Dar bant aralıklı optik materyaller için filaman oluşumunun araştırılması, güçlü iki foton emilimi nedeniyle geleneksel fs kaynakları (800 nm) ile zordur.
4. Bugün, 1550 nm telekomünikasyon aralığında dar bant boşluklu kalkojen camlar ve silisyum içinde filaman oluşumu hakkında rapor edilen çok sınırlı sayıda deneysel çalışma bulunmaktadır.

3. MALZEMELER VE YÖNTEM

Bu projede, 1. iş paketinde, 1550 nm'de 100 kHz - 1 MHz tekrarlama oranı ve 2,2 μ J'ye kadar atım enerjisi ile çalışan yüksek güçlü fs lazer geliştirdik ve ürettik. Lazer uzun süreli stabil çalışma gösterdi ve c-Si ve kalkojen cam ile 1550 nm ışık etkileşimi ile tüm zaman çözümlü ve zaman entegre araştırmaları gerçekleştirmemizi sağladı. 2. iş paketinde zamanla bütünleşik yöntemler kullanılarak filamantasyon gözlemi gerçekleştirdik. Lazer parametrelerini optimize etmemize ve filamantasyona benzer süreçlere uygun enerjilerin aralığını bulmamızı sağladı. 3. iş paketinde, gelişmiş lazer sistemini bir ışık kaynağı olarak ve 1550 nm'de görüntüleme için In-Ga-As kamera kullanarak, zaman-çözümlü pompa-sonda görüntüleme sistemi kurduk. 4. iş paketi sırasında c-Si ve kalkojen cam numunelerinde filamantasyonun zamanla çözümlü çalışmasını gerçekleştirdik. 5. iş paketinde, elde edilen verilerin pompa-sonda sonuçlarından ve zamana bağlı gözlemlerden iki türün sayısal simülasyonları kullanılarak analizini gerçekleştirdik:

a) MATLAB™ programında geliştirilen geçici ve kalıcı modifikasyonların elde edilen gölgegramlarından (shadowgram) elde edilen kırılma indeksi profilinin rekonstrüksiyonları, nesnenin faz görüntüsüne uygulanan ters Abel dönüşümü temel alınarak, gölge görüntülerinden taşınan nesnelere kullanılarak yoğunluk denklemi. Geçici gölgegramlardan ışıklandırılmış bölgedeki ışık kaynaklı serbest elektronların mekansal dağılımını elde ettik. Kalıcı modifikasyonların gölgelerinden, kırılma indeksi profilini elde ettik ve bu da dalga kılavuzu formasyonları için lazer parametrelerini optimize etmemize yardımcı oldu.

b) Sonlu farklar yöntemi ile çözülen ısı aktarım denklemine dayanan MATLAB™ programında geliştirilen, darbeli yayılmadan sonra c-Si gövdesi içerisindeki sıcaklık profilinin dinamiği simülasyonu.

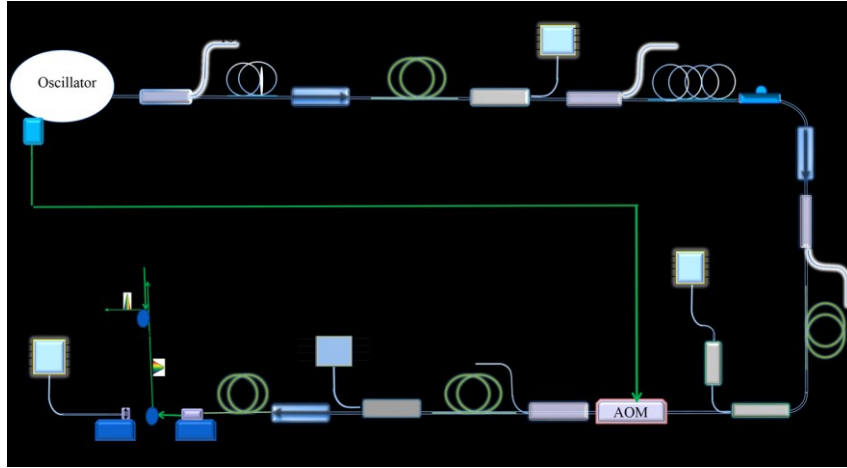
6. iş paketi sırasında Si numunesi içinde dalga kılavuzu mikro fabrikasyon ve karakterizasyonu gerçekleştirdik ve 7. İş paketinde Si örneğinin içinde farklı şekil optik elemanlar üretmeye çalıştık.

4. BULGULAR

1.1 Lazer sisteminin geliştirilmesi ve optimizasyonu.

1.1.1 Lazer sisteminin geliştirilmesi.

Cıvıltı atım yükseltici (chirped pulse amplifier) tasarımı, sık sık hizalamaya gerek olmaksızın uzun süreli operasyon için en uygun ve sağlam olarak seçilmiştir. Sistemin genel planı Şekil 6'da sunulmuştur.

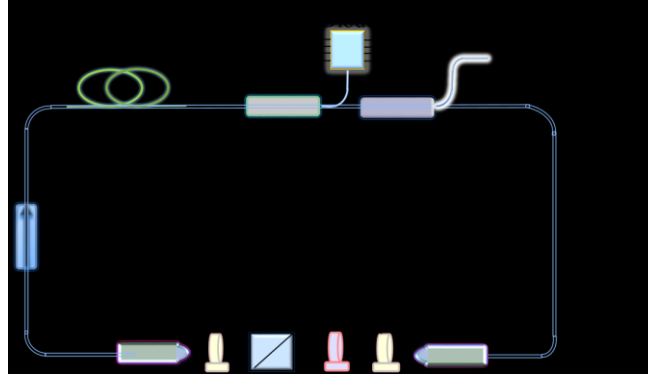


Şekil 6. Lazer sisteminin genel şeması.

Sistem aşağıdakilerden oluşur: fs ana osilatör, gerdirme fiber, birkaç ön amplifikatör aşamaları (ilk ikisi tek modlu (SM) Er-katkılı fiber ve üçüncüsü de Er-Yb katkılı çift katlı fiber (double clad fiber, DCF), güç amplifikatörü aşaması, çift kaplı Er-Yb katkılı fiber ve serbest alan ızgara kompresörden oluşur. Aşağıda, bu bileşenlerin her birini daha ayrıntılı açıklayacağız.

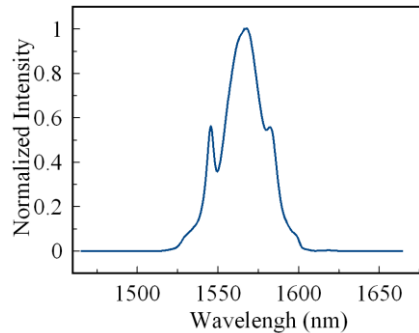
Osilatör parçasının şeması Şekil 7'de verilmiştir. Osilatör, tek modlu (SM) pompa diyodu tarafından 1550/976 dalgaboyu bölmeli çoklayıcı (WDM) ile 976 nm dalga boyunda geriye

doğru pompalanan 1 m'lik SM Er-katkılı fiberden (Er-80 4/124) oluşur. %20/%80 fiber bağlayıcı daha fazla amplifikasyon için kavitenin içindeki ışının %20'sini çıkarmak için kullanılır. Bağlayıcıdan sonra, iki çeyrek dalga plakalı, bir yarım dalga plakalı ve polarizasyonlu ışın ayırıcı (PBS) küplü, boşluksuz osilatör parçası bulunmaktadır. Fiber bağlı izolatör, tek yönlü yayılım sağlar. İki adet fiber eşlemeli kolimatör, ışığa ve serbest olmayan alan parçasına bağlantı sağlar. Bu şemanın mod kilitleme mekanizması doğrusal olmayan polarizasyon evrimine dayanmaktadır.



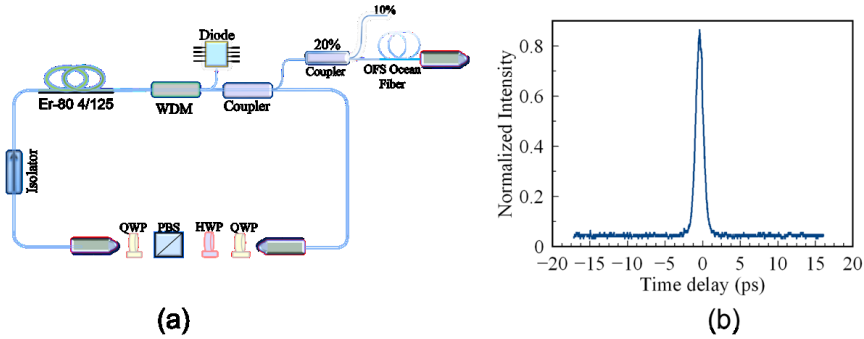
Şekil 7. Ana osilatörün genel şeması

Fiber bölümünün toplam uzunluğu 3,36 m'dir. Fiber kısmı normal ve anormal dispersiyona sahip iki tip fiberden oluşur. Kazanç fiberinin uzunluğu (Er-80 4/125). 1550 nm'de dispersiyon parametresi $\beta(2) = 33 \text{ fs}^2 / \text{mm}$ olan normal dispersiyona sahiptir. Geri kalan fiberin uzunluğu (SMF-28-e corning) dağılım parametresi $\beta(2) = -22.8 \text{ fs}^2 / \text{mm}$ olan 2.34 m'dir. Böylece, boşluğun toplam dispersiyonu, kazanç fiberinin dağılımı ve pasif fiberin dispersiyonu hesaba katılarak -19692 fs^2 'dir. Bu konfigürasyon ile osilatör, 56.22 MHz tekrarlama hızında sabit mod-kilitleme işlemi sağlar. %20 port çıkış gücü 7.5 mW, boşluk içi güç $\sim 40 \text{ mW}$ ve ilgili boşluk içi darbe enerjisi 0,64 nJ'dir. %20 porttan ölçülen osilatörün spektrumu, Şekil 8'de verilmiştir. Spektrumun yarısında maksimum genişlik 40,8 nm'dir ve spektrum 1565 nm'de ortalanmıştır.



Şekil 8. % 20 çıkışlı osilatör portundan çıkış spektrumları.

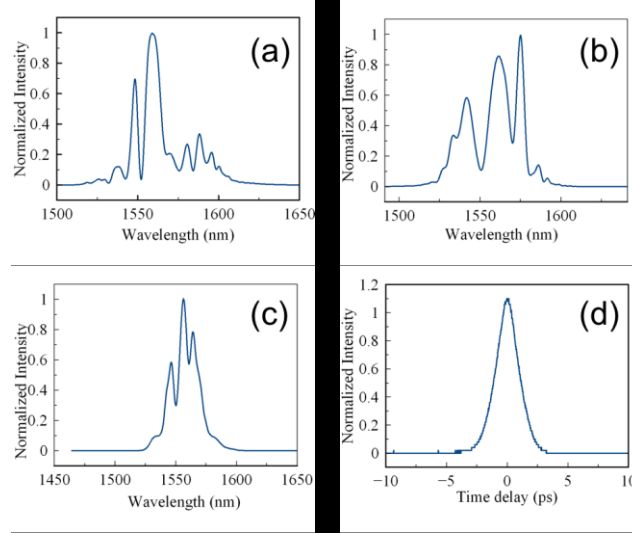
Ana osilatör güç yükseltici (Master Oscillator Power Amplifier, MOPA) konfigürasyonlu fs sistemi için, her amplifikasyon aşamasından sonra darbenin sıkıştırılabilirliğini ve özellikle osilatör darbesinin sıkıştırılabilirliğini bilmek önemlidir. Bu tür ölçümler için, osilatörden çıkış sinyalini minimum süresine sıkıştırmalı ve süreyi ölçmeliyiz. Gerdirilmiş darbeleri lazer osilatörünün çıkışındaki tipik darbe süresi, çıkış konumuna bağlı olarak birkaç pikosaniyedir. Bu darbeyi sıkıştırmak için bir ızgara kompresörü kullanmak gereksizdir çünkü teknik açıdan bakıldığında neredeyse yapılması imkansız olan birkaç milimetrelilik ızgaralar arasındaki mesafenin yapılması gerekir. Kompresör olarak, iki küçük parça (1 - 2 m) optik fiber kombinasyonunu kullandık. Bunlardan biri 1550 nm'de anormal dispersiyonu olan SMF 28 ve 1550 nm'de normal dağılıma sahip OFS Ocean IDF fiberi ($\beta(2) = 56 \text{ fs}^2 / \text{mm}$). Fiberlerin uzunluğu değiştirilerek, 138 fs'ye eşit minimum darbe süresi elde edilmiştir. Şekil 9 (a), gerçekleştirilmiş fiber kompresörün şemasını ve Şekil 9 (b)'de minimum darbe süresinde otokorelasyon grafiği gösterilmiştir.



Şekil 9. (a) - SMF 28 (bağlama fiberi) ve gerdirme (OFS Ocean IDF) fiberi tarafından osilatör çıkışından sonra darbe sıkıştırmasının şeması. (b) - 138 fs'ye karşılık gelen en kısa elde edilen darbe süresinin otokorelasyon izi.

Bir sonraki adım, ilk ön amplifikatör tarafından gerdirilmeden önce osilatör çıkışının yükseltilmesidir. İlk ön amplifikatör, dalga boyu bölmeli çoklayıcı (WDM) ile tek modlu pompa diyotu tarafından geriye doğru pompalanan 1.2 m Er-80 4/125 fiberine dayanmaktadır. Ön amplifikatörden sonra elde edilen çıkış gücü, 380 mW'lık pompa gücünde 122 mW'dir. Geniş spektral sinyalin amplifikasyonu için iyi bilinen problem amplifikasyon sırasında spektral daralmadır. 1 μm Yb fslik lazer için daha önce çektik ki, spektral daraltma, amplifikasyon öncesi atım aralığının dikkatli bir şekilde ayarlanmasıyla, kendi kendini modülasyonu ile başarılı bir şekilde telafi edilebilir. Bu nedenle, ilk ön amplifikatörden (ön gerdirme) önce küçük bir parça gerdirme fiberi (OFS Ocean IDF) yerleştirdik. Alınan en iyi sonuç, 4 m gerdirme fiberi ile elde edilmiştir. Ön gerdirici fiber uzunluğu daha küçükse, öz-faz modülasyonundan dolayı spektrumda önemli modülasyonlar ortaya çıkar. Uzun gerdirme

fiberi ile yüksek spektral daralma elde ederiz. Şekil 10'da, farklı uzunluktaki ön gerdiricideki ilk preamplifikatör (a-c) sonrası elde edilen farklı spektrumları göstermektedir. İlk ön amplifikatörden sonra 4 m'lik ön gerdirme uzunluğuna karşılık gelen sıkıştırılmış atımın otokorelasyon eğrisi Şekil 10(d)'de gösterilmiştir.



Şekil 10. Farklı ön-gerdirici boyuna karşılık gelen farklı spektrumlar. (a) - ön gerdirme olmadan, (b) - 2 m, (c) - 4 m. (d) - (c) spektrumuna karşılık gelen sıkıştırılmış darbe için otokorelasyon izi.

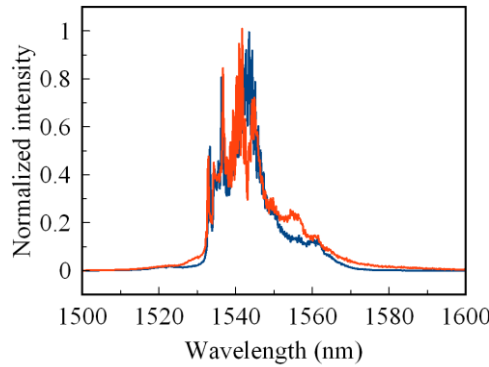
İlk ön amplifikatörden sonra yerleştirilen ana fiber uzatıcıdan, 450 m gerilebilir fiber (OFS Ocean IDF) kullandık. İlk preamplifikatörden sonra elde edilen spektral genişlik 29 nm dikkate alınarak uzatıcıdan sonraki tahmini darbe süresi 570 ps'dir. Bununla birlikte, bir sonraki amplifikasyon adımları sırasında, spektrum daha dar hale gelir, bu da darbe süresinin azalmasına neden olur.

Amplifikatörün tüm fiber bileşenleri gerdirme fiberden sonra polarizasyon koruyucusu (PM-polarizasyon maintainer) olduğundan dolayı, ilk PM izolatörden sonra sinyal seviyesini optimize etmek için uzatıcıdan sonra polarizasyon kontrolörü kullandık. Bu durumda PM izolatörü bir polarizör olarak çalışır çünkü izolatörün içindeki eksenlerden biri engellenir ise bir arka kapı olarak kullanılmak üzere tasarlanmıştır. İzolatörden sonraki sinyal seviyesi %5 PM bağlantı portundan izlenir.

İkinci ön amplifikatör PM ESF 7/125 Er katkılı fibere (Nuferr) dayanmaktadır. Kazanç fiberinin uzunluğu 1.3 m'dir. PM, WDM ile tek modlu diyot tarafından geriye doğru pompalanır. İkinci WDM (kurulum şemasına bakın), pompa diyodunu WDM'nin pompa portu

üzerinden istenmeyen sinyal yayılımı nedeniyle hasara karşı korumak için yerleştirilmiştir. İkinci ön amplifikatörden sonra elde edilen çıkış gücü 210 mW'dir.

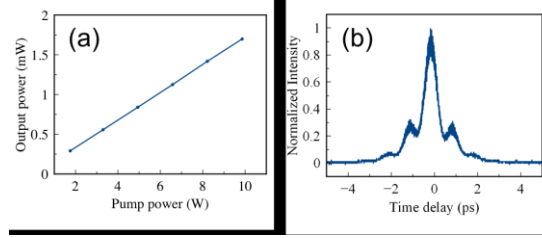
İkinci ön amplifikatörden sonra tekrarlama oranını 56 MHz'den 1 MHz'e düşürmek için akustooptik modülatör (acousto-optical modulator, AOM) kullanılır. AOM'i osilatör ile senkronize etmek için (sabit çıkış sinyali için) alan programlanabilir geçit devresi (FPGA) üzerinden foto-dedektör sinyali ile tetiklenir (Şekil 6'de FPGA gösterilmemiştir). AOM'un yüksek görev döngüsü ve ekleme kaybı nedeniyle AOM sonrası ortalama güç 1,2 mW'ye düştüğü için, bir sonraki ön amplifikatör aşaması, son amplifikatör aşamasını doyurmak için gereklidir. Bu ön amplifikatör, çok modlu pompa birleştirici (MPC) aracılığıyla (Bkz. Şekil 6) yüksek güçlü çok modlu diyot ile geriye doğru pompalanan 1,66 m Er-Yb katkılı çift kat fiber (DCF) (PM EY DCF 12/130, Nuferr™) (18 W maks. güçte BWT™ marka frekans stabilize diyot) içerir. Bu aşamadan sonra elde edilen çıkış gücü 300 mW'dir. Bu ön amplifikatörden elde edilebilecek maksimum güç birkaç vattır, ancak 300mW'den daha yüksek güç seviyesinde spektrumda büyümeye başlayan Raman saçılması nedeniyle çıkış gücünü sınırlandırdık. Preamplifikatör kademesinden farklı çıkış gücündeki çıkış spektrumları, Şekil 11'de gösterilmiştir.



Şekil 11. 270 mW çıkış gücü (mavi çizgi) ve 450 mW (kırmızı çizgi) ile elde edilen farklı spektrumlar.

Son amplifikatör kademesi, Er-Yb katkılı DCF'ye (PM EY DCF 25/300) dayanmaktadır (Şekil 6'e bakınız). Kazanç fiberi açık alan geri pompalama tekniği ile oluşturulmuştur. Bunun için, yüksek güçlü çok modlu diyottan elde edilen çıktı, 20 mm odak uzaklığına sahip lens tarafından toplanır ve yüksek güç odaklama hedefi (LMH-10X-1064, Thorlabs™) ile kazanç fiberinin içine odaklanır. Aynı amaç, kazanç sinyalinden çıkış sinyalini toplamak için kullanılır. Sinyal ve pompa dikroik ışın ayırıcı ayna (DMSP1180, Thorlabs) ile ayrılır. Çıkış gücünün son amplifikatör kademesinden pompa gücüne bağlılığı Şekil 12 (a)'da gösterilmiştir. 10 W

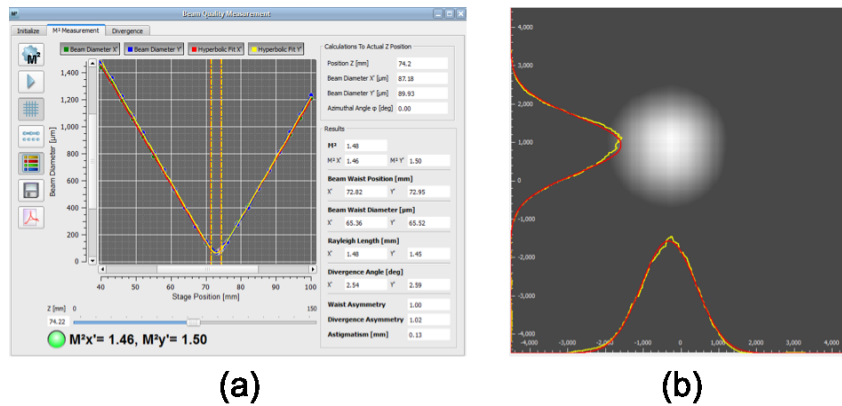
değerinde pompa gücünün çıkış gücü 1,8 W olarak gerçekleşmiştir. Kazançlı fibere bağlı olan pompa gücünün pompa ışınının odaklanması sırasında oluşan kayıplar nedeniyle çok daha küçük olduğuna dikkat edin. Tahmini çiftleme verimliliği % 65'tir.



Şekil 12. (a) - son amplifikatörün çıkış gücünün pompa gücüne bağımlılığı, (b) - 1,8 W çıkış gücünde sıkıştırılmış atım otokorelasyon izi.

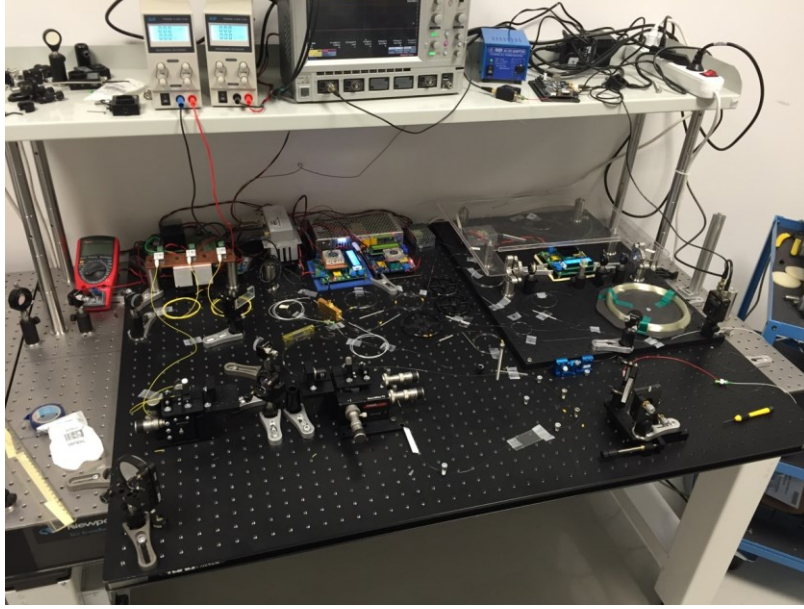
Son amplifikatör aşamasından sonra çıkış darbeleri, bir çift 900 l/mm'lik transmisyon difraksiyon ızgaraları ile inşa edilen ızgara kompresörüyle sıkıştırılır. Izzaralar arasındaki mesafe 1,2 metredir. Kompresörün elde edilen verimliliği %1'dir, bu da 1 W'dan daha fazla çıkış gücüne ulaşılmasını sağlar. Tam çıkış gücünde elde edilen sıkıştırılmış atımın otokorelasyon izi şekil 12(b)'de gösterilmiştir. Tam çıkış gücünde minimum elde edilen darbe süresi 486 fs olarak ölçülür ancak çıkış gücü 500 mW'ye düşürülerek daha küçük darbe süresine ulaşmak mümkündür, bu da proje içinde zamanla çözümlenmiş inceleme için yeterli olacaktır.

Demet kalitesi ölçümleri, Şekil 13'de gösterilmiştir. Demet kalitesi parametresi $M^2 = 1.5$ ile neredeyse Gauss uzamsal yoğunluk dağılımını gösterir.



Şekil 13. (a) - ışın kalite ölçümleri sonucu, (b) - uzamsal yoğunluk dağılımı.

Sistem tek bir taban üzerine yerleştirilmiştir; böylece gerektiğinde laboratuvarın içinde ve dışında farklı yerlere de aktarılabilir. Lazer sisteminin genel fotoğrafı Şekil 14'te verilmiştir.

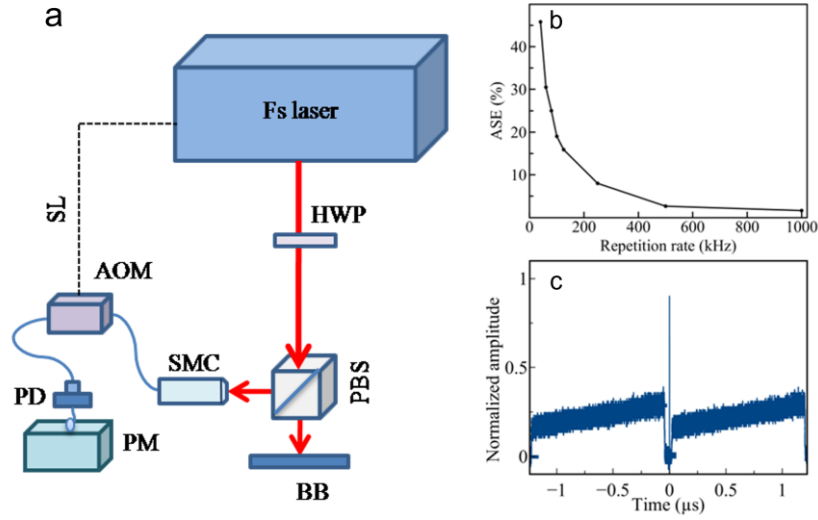


Şekil 14. Lazer sisteminin genel fotoğrafı.

4.1.2. Lazer sisteminin düşük tekrarlama hızında optimizasyonu.

Gözlemlenebilir optik doğrusal olmayan etkilerin termal merceklemeden ayrılması için, lazerin tekrarlama oranının düşürülmesi ve böylelikle bir sonraki darbeden önce numunenin sıcaklığının dağılmasına izin verilmesi gerekmektedir.

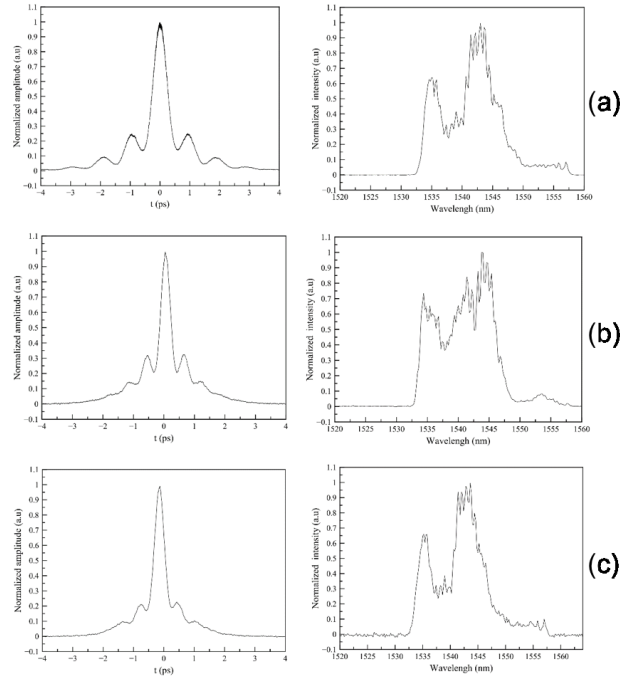
Fs lazer amplifikatörü için düşük tekrarlama hızında ortaya çıkan ana zorluk, spontane emisyonu arttırmaktadır (ASE). Fs kaynağı için genellikle ASE içeriği, hem ASE hem de sinyal spektrumları için geniş bant nedeniyle, spektroskopi yöntemlerini kullanarak sinyalden ayırt edilemez. Ayrıca, aşağıdaki nedenlerden dolayı zaman alanı osilogramından görülemez. Çoğu model için osiloskopun genlik çözünürlüğü, 256 seviyesine karşılık gelen 8 bittir. ASE içeriği Şekil 15 (c) 'de gösterilmiştir. İki atım arasındaki süre 1 μ s (1 MHz) ve darbe süresi 500 fs'dir, görev döngüsü 5e-7'ye eşittir. İki darbenin arasındaki 5E-7 seviyesinde bile ASE içinde lazer enerjisinin %50'sine neden olur. ASE içeriğinin hassas ölçümleri için önceki çalışmalarımızda anlatılana benzer bir kurulum oluşturduk (Şekil 15(a)). Bu şekilde, amplifikatör çıkış ışığının bir kısmını düşük güçlü tek modlu kolimatöre bağladık ve ek AOM üzerinden geçirdik. AOM, lazerin osilatörü ile senkronize edildi ve kontrol edilebilir gecikmeyle, sadece sinyali veya sadece AE'yi kullanarak ASE'yi geçebiliriz. Bu yöntem, ASE içeriğinin %1'den az hata ile kesin ölçümlerini sağlar. Lazerin FPG'sı, 1 MHz ila 40 kHz arasında farklı tekrarlama oranları sağlamak için yeniden programlandı. ASE yüzdesine karşı tekrarlama oranına bağımlılık Şekil 15(b)'de gösterilmiştir. Bu ölçümlerin hepsinde 1 MHz tekrarlama oranı dışında (2 μ J) atım enerjisi 1.2 μ J olarak sabit tutuldu.



Şekil 15. (a) ASE ölçüm kurulumunun şemaları. BB, demet engelleyici; HWP, yarım dalga levhası; PM, güç ölçer; SMC, tek modlu kolimatör; PD, fotodetektör; AOM, akustooptik modülatör; SL, senkronizasyon hattı. (b) ASE fraksiyonunun tekrarlamaya oranına bağlılığı. (c) Osiloskop izi az miktarda "sızdırılmış" darbe gösterir.

Sunulan grafik (Şekil 15(b)), ASE içeriğinin, önceki incelemelerle iyi bir uyum içinde olan lazerin azalan tekrarlamaya oranı ile katlanarak neredeyse büyüdüğünü göstermektedir. 125 kHz'de bile, ASE miktarı bu projenin amacı için kabul edilebilir olan %20'den azdır. Bununla birlikte, daha düşük tekrarlamaya oranıyla hızla artar ve 40 kHz'de yaklaşık %45'e ulaşır. Tekrarlamaya oranının daha da düşürülmesi için, gerekli ise, yapılabilen darbeli pompalama tekniği gereklidir (Pompa-sonda çalışmalarımızda normalde 250 kHz kullandık.).

Atım süresinin tekrarlamaya oranı ile değişmediğini kanıtlamak için, farklı tekrarlamaya oranlarında tüm otokorelasyon ölçümlerini tekrar ederiz. Otokorelasyon ölçüm sonuçları Şekil 16'da sunulmuştur.

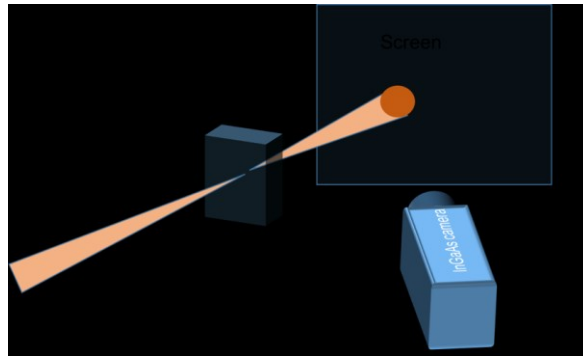


Şekil 16. (a) - 1 MHz, (b) - 500 kHz, (c) - 250 kHz'de lazer amplifikatörü çıkışının otokorelasyonları (sol sütun) ve optik spektrumları (sağ kolon).

Tüm vakalarda yaklaşık 400 fs atım süreleri elde edildi. 1 MHz tekrarlama hızında ortalama çıkış gücü 1 W idi, bu da 1 μ J darbe enerjisine karşılık gelir. Bu durumda darbe süresi 370 fs idi. 500 kHz için maksimum darbe enerjisi ve darbe süresi sırasıyla 1.6 μ J ve 400 fs, 250 kHz için maksimum darbe enerjisi ve darbe süresi sırasıyla 2.1 μ J ve 410 fs idi.

4.2 Zamana bağlı yöntemler kullanarak filaminasyon gözlemi.

Zamanla bütünleşik yöntem, pompa-sonda kurulumu kullanmadan filamantasyonun gözlemlenmesini sağlar. Kurulum şeması Şekil 17'de sunulmuştur.

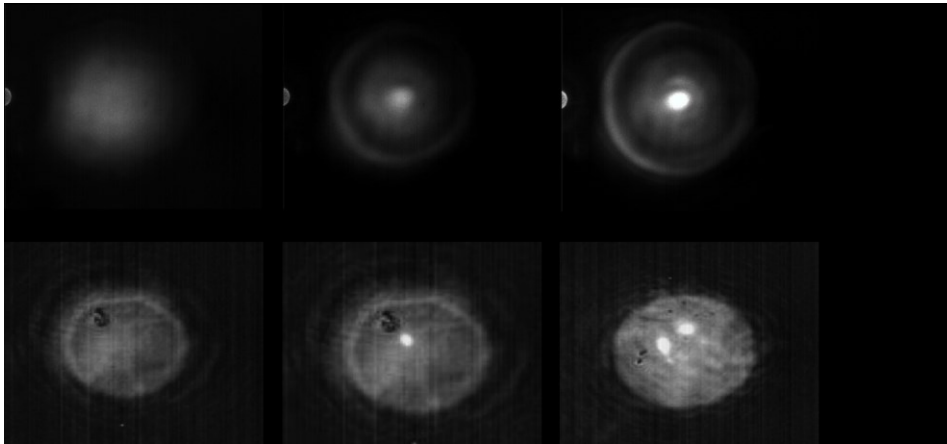


Şekil 17. Örnek boyunca yayılma sırasında demetin uzamsal dönüşümünün zamana bağlı gözlemlenmesi için deney düzeneği.

Lazer ışını örnek üzerinde odak uzaklığı 3 cm olan bir merceğe odaklanması sağlandı. Mevcut çalışmada iki tip örnek incelenmiştir. Bunlardan biri, 1-10 Ohm/cm öz direnç ile düşük p-katkılı Si, ikincisi ise As_2S_3 kalkojen camdı. Her iki materyal de telekomünikasyon optoelektronikte kullanım için oldukça ilgi çekicidir. Polarizasyon ışın ayırıcısından (PBS) önce yerleştirilen yarı-dalga plakası (HWP) (HWP ve PBS, resimde gösterilmemiştir) polarizasyon değiştirmeden numunedeki lazer gücünün sürekli kontrolünü sağlar. Beyaz ekran, uzak bölgeye (50 cm) yerleştirildi ve görüntü InGaAs kamera ile ekrana kaydedildi.

Si numunesi $20 \times 6 \times 1$ mm³ boyutundaydı ve ışığı 1x6 mm'ye gönderdik, böylece numunenin içindeki ışığın yayılma uzunluğu 6 mm idi. As_2S_3 numunesi için, boyutu $6 \times 6 \times 6$ mm³tür, bu da ışığın aynı yayılma uzunluğu anlamına gelir.

İnceleme sırasında, lazer ışığının malzemeyle doğrusal olmayan etkileşimini gösteren, lazerin ortalama gücünün artmasıyla lazer spotunun azalmasını kaydettik. Farklı lazer gücünde Si ve As_2S_3 numuneleri için elde edilen görüntüler Şekil 18'de gösterilmiştir. Tüm deneylerdeki lazer tekrarlama oranı 250 kHz'dir. Aynı darbe enerjisiyle 1 MHz tekrarlama oranını kullandığımızda, lensleşme etkisinin termal değişimlerden dolayı değil, Kerr doğrusallıktan dolayı ortaya çıktığını gösteren davranışta anlamlı bir fark yoktu. Si ve As_2S_3 malzemelerinin her ikisinde de, doğrusal olmayan etkilerden dolayı konik dalgaların oluşumunu gösteren Bessel demetine dönüşümü gözlemleyebildik.

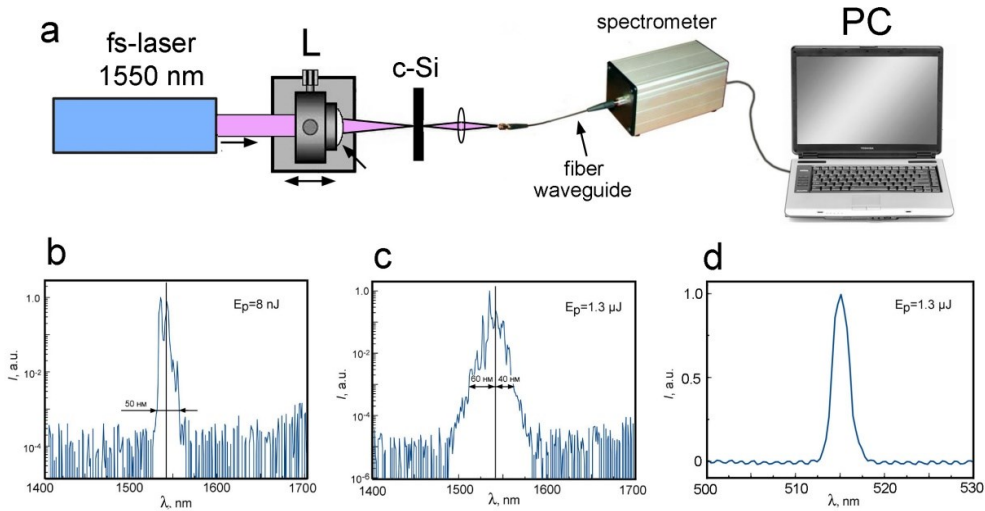


Şekil 18. Farklı darbe enerjilerindeki örnek boyunca yayılma sırasında ışın dönüşümü. (a) - 0.24 μ J, (b) - 0.28 μ J, (c) - 0.2 μ J.

İyi bilindiği gibi, filantasyon sırasında ışının mekansal dönüşümü spektral transformasyona eşlik eder. Çalışmamızda, hem Si hem de As_2S_3 örneklerinde lazer ışığının spektral genişlemesini gözlemledik.

4.2.1 c-Si'de 1550 nm'de fs lazer darbelerinin spektral transformasyonu.

$F = 250$ kHz tekrarlama oranıyla $1.3 \mu\text{J}$ 'ye kadar farklı enerjilerin E_p darbeleri ve tempo genişliği $t_p = 450$ fs, asimetric lens (L) 35 mm odak uzaklığı olan 0,5 mm kalınlığında c-Si plakaya odaklanmıştır ve Şekil 19(a) 'da gösterilmiştir. İletilen radyasyonun IR (1400 - 1700 nm, Şekil 19(b,c)) ve görünür (500 - 530 nm, Şekil 19(d)) spektrumlarını ölçtük. İki darbe enerjisinde iletilen lazer darbelerinin IR spektrumları $E_p = 8$ nJ ve $E_p = 1.3 \mu\text{J}$, Şekil 19(b,c) 'de gösterilmiştir. c-Si'de $E_p = 70$ nJ ve $\lambda_p = 1,55 \mu\text{m}$ ile $t_p = 100$ fs enerjisinin lazer atımının gücü dikkate alındığında Kendiliğinden odaklanan P_{crit} 'in 24 kritik enerjisi, bizim durumumuzda, geçici genişlik $t_p = 450$ fs atım için kendi kendini odaklamanın kritik gücünün, atım enerjisi $E_p = 12$ nJ'ye karşılık geldiğini varsayıyoruz. Şekil 19(b) 'deki mod, doğrusaldır ve Şekil 19(c)'de $P = 100 \times P_{\text{crit}}$ ile yüksek oranda doğrusal değildir.



Şekil 19. Atım enerjilerinde 0.5 mm kalınlığında c-Si plakasından çıkan lazer darbelerinin IR spektrumları $E_p = 8$ nJ (b) ve $E_p = 1.3 \mu\text{J}$ (c). Görünür çıkış spektrumu, $E_p = 1.3 \mu\text{J}$ (d).

Şekil 19 (b) ve 19 (c) 'nin karşılaştırılması, Şekil 19 (c) 'deki çıkış IR spektrumunun genişlemesi olarak kendini gösteren $E_p = 1.3 \mu\text{J}$ 'de doğrusal olmayan propagasyon modundaki fs lazer darbesinin önemli geçici dinamiklerini göstermektedir. Bant kanatlarında genişleme daha fazla değerlenirken, bant çevresinde maksimum değer daha zayıftır. Gerçektende 10^{-3} düzeyinde bant genişliği 50 nm'den 100 nm'ye çıkar. Gözlemlenen spektral genişlemenin, faz değişimine neden olan kırılma indisi n_2 'nin $I(t)$ 'nin zamana bağlı doğrusal olmayan değişiminden ve buna bağlı giriş spektral bandın frekans kayması $\Delta\omega(t)$

faz modülasyonundan (SPM) kaynaklandığına inanıyoruz. Düz dalga ve Kerr doğrusal olmama durumunda;

$$\Delta\omega(t) = -\frac{n_2\omega_0 z}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t}$$

Tipik olarak, pozitif n_2 için, atımın yükselen kenarı frekansı kırmızı tarafa kaydırırken eğimli kenar mavi kaymayı üretir. Gauss zamansal atım şekli için mavi ve kırmızı frekans kaymaları aynı olmalıdır. Bununla birlikte, iki-foton emilimi (TPA) sürecinde uyarılan yoğunluklu N_e serbest taşıyıcıların plazması, eğer plazma yoğunluğu $N_{cr} > N_e$ koşulunu sağlıyor ise $\Delta n = -N_e / 2n_0 N_{cr}$ tarafından verilen kırılma indisinin plazmadan kaynaklanan azalması yoluyla SPM'yi etkiler. Böylelikle, darbe devam ettiği sürece taşıyıcıların rekombinasyonunu göz ardı ederek, plazma ifadesine göre sadece mavi frekans kaymasına neden olur:

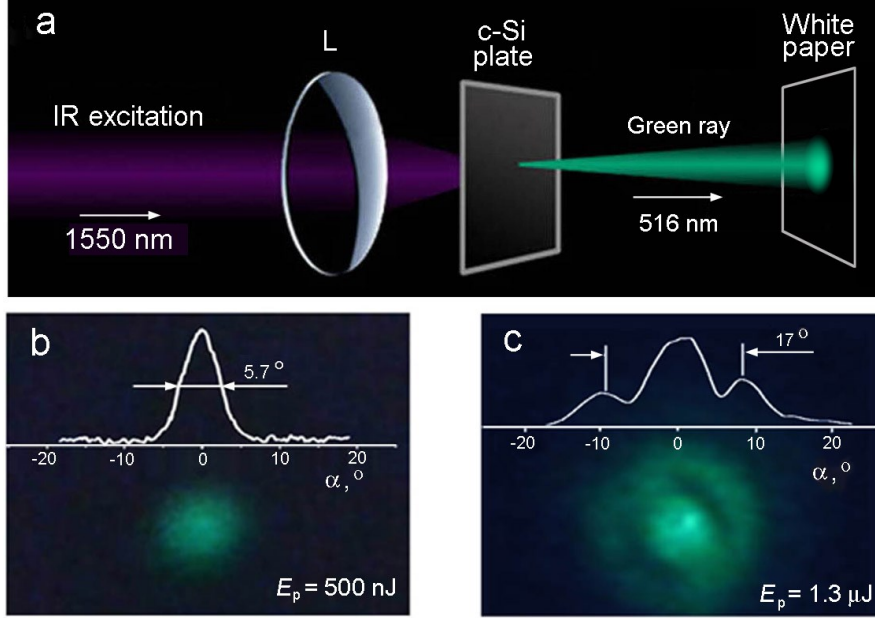
$$\Delta\omega(t) \approx \frac{\omega_0 z}{2cn_0 N_{cr}} \frac{\partial N_e(t)}{\partial t}$$

Bununla birlikte, SPM'nin doğrusal olmamasından dolayı, yüksek yoğunluklu eksen etrafında bulunan toplam atım enerjisinin sadece bir kısmı, ana frekans kaymasına maruz kalır. Bu bölümün yoğunluk profili, Kerr tarafından indüklenen Gauss fonksiyonu karesi ve küpü tarafından (plazma kaynaklı SPM için) yani orijinal Gauss belinden 1,4 ila 1,7 kat daha dardır. Böylece, enine yoğunluk profili bir Gauss fonksiyonu tarafından tarif edilen toplam atım spektral genişleme, düşük yoğunluklu kanatların seviyesinde daha belirgin hale gelir. Çekirdek ve çevre dahil olmak üzere toplam atım spektrumunu ölçtüğümüz unutulmamalıdır. Şekil 19(c)'de spektrumun 10^{-3} seviyesinde ölçülen yüksek frekanslara doğru daha güçlü kayması, SPM üzerindeki serbest taşıyıcıların plazmasının etkisini gösterir. Kerr tarafından uyarılan mavi ve kırmızı frekans kaymalarının her birinin 15 nm olduğunu varsayarsak 25 nm'nin mavi tarafa ek frekans kaymasının lazer plazmasından kaynaklandığı sonucuna varabiliriz. Böylece, kendisini mavi ve kırmızı spektral kaymalar olarak gösteren SPM yayılan atımda doğrusal olmayan zamansal dinamiklerin bir niteliğidir.

4.2.2 c-Si'de 1550 nm'de fs lazer darbeleriyle üçüncü harmonik üretimi.

fs lazer uyarımının yukarıdaki parametreleri altında c-Si'de gözlemlediğimiz atım frekans transformasyonunun bir sonraki beklenmedik fenomeni, üçüncü harmonik oluşumudur

(THG). Deney şeması, Şekil 20(a)'da gösterilmiştir. Odaklama lensinin (L) odak mesafesi 35 mm'dir. Odak noktası 0,5 mm kalınlığında c-Si plakasının çıkış yüzeyine yakın olduğunda, karanlık odada çıplak gözle görülebilecek kadar parlak, 400 nJ ila 1.3 μ J arasında değişen bir yeşil ışık ışını ortaya çıkar. Eş eksenli olarak $\lambda_p = 1550$ nm dalga boyundaki pompa demeti ile çoğalır.



Şekil 20. c-Si'de THG. Deneysel şeması: (a) Resim ve TH ışınının açısal profili, $E_p = 500$ nJ (b) 'de 0.5 mm kalınlığında c-Si plakasında üretilmiştir. Resim ve TH ışınının açısal profili, $E_p = 1.3$ μ J (c) 'de 8 mm kalınlığında c-Si plakada üretilmiştir.

Spektral ölçümlere (Şekil 19(d)) göre, yeşil emisyon dalgaboyu, $\lambda_{TH} = 516$ nm'de ortalanır ve bu da, pompanın lazer bandının üçüncü harmonikleri olarak kökenini gösterir. Şaşırtıcı bir şekilde gerçek şu ki, $\lambda = 516$ nm'de c-Si'deki emme uzunluğu sadece 1 μ m'dir. THG'nin Si'den görülebilir ışığın yayılmasına izin veren birkaç süreçten biri olduğunu unutulmamalıdır. Görünür lüminesans, nanoyapılardan bilinmektedir (özellikle gözenekli Si). İlk çalışmada 1.06 mikron pikosaniye yayılımında, UV'de c-Si'de THG tespit edilmiştir. Silisyum bazlı malzemelerdeki THG silisyum nanopartiküllerde gözlenmiştir ve yavaş ışık fenomenini içeren uzamsal atım basıncının bir sonucu olarak TH fotonik kristal dalga kılavuzlarında da üretilmiştir. Bununla birlikte, bildiğimiz kadarıyla, bu malzemedeki THG'nin üçüncü dereceden doğrusal olmayan polarizasyonun olduğu gerçeğine rağmen, $\lambda_p = 1550$ nm c-Si gövdesinde THG ile ilgili detaylı bilgi rapor edilmemiştir. Üçlü frekanstaki $\mathbf{P}^{(3)}(3\omega)$ aşağıdaki gibi verilir: $\mathbf{P}^{(3)}(3\omega) = \chi^{(3)}(3\omega = \omega + \omega + \omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega)$, burada $\chi^{(3)}$ üçüncü harmoniğin doğrusal olmayan duyarlılığıdır.

Daha sonra, THG işleminde dalga vektör eşleştirme koşullarının yerine getirildiğini tahmin ediyoruz. 515 nm'de c-Si'nin soğurma katsayısı 10^4 cm^{-1} 'dir ve c-Si'deki TH emisyonu için $l^* = 1 \text{ } \mu\text{m}$ etkin etkileşim uzunluğunu belirler. Aynı zamanda, düzlem dalga yaklaşımında, dalga vektör uyumsuzluğu $\Delta\mathbf{k}=\mathbf{k}_s-3\mathbf{k}_0$, $8.5 \text{ } \mu\text{m}^{-1}$ 'dir. THG'nin bu türdeki koherens uzunluğu $0.37 \text{ } \mu\text{m}$ 'dir. Bu nedenle, uyumsuzluk, eşleştirilmiş THG sinyalinin şiddetini, iki vektörün skaler çarpımına bağlı olan faktör η ile azaltır:

$$\eta=\text{sinc}^2(\Delta\mathbf{k} l^*/2)$$

Burada l^* , etkileşim uzunluğunun vektörüdür (515 nm için $1 \text{ } \mu\text{m}$). Çok küçük etkileşim uzunluğu göz önüne alındığında, böyle bir durumun keskin yönlü TH emisyonuna yol açacağını beklememeliyiz. Gerçekten de, $l^* = 1 \text{ } \mu\text{m}$, $\eta(\alpha) \approx 0.044$ ve burada ± 30 derece aralığında α 'dan bağımsızdır, burada α , optik eksene göre havadaki TH emisyon açısıdır. Bununla birlikte, TH ışınının ölçülen açılal profili (Şekil 20(b,c), $\eta(a)$ 'ninkine kıyasla çok daha yönlüdür. Bunun nedeni, dalga vektörlerinin enine bileşenlerinin faz eşleştirilmesidir. Enine kesiti düz dalga yaklaşımında TH emisyonu pompa dalgası ile kollinear olarak yayılırsa, enine uyumsuzluk sıfır olur. Bizim durumumuzdaki pompa ışını yaklaşık Gauss'tur, FWHM'deki çapı 6 mm 'dir. $L = 35 \text{ mm}$ lensin, pompa demetinin açılal profilinin genişliği FWHM'de 10 derecedir. Ancak, ölçülen açılal profil FWHM'de sadece 5.7 derecedir. Bu açılal yayılımın azalması, $\lambda_p = 1.55 \text{ } \mu\text{m}$ dalgaboyuna sahip bir pompa emisyonu ile oluşan kırınım sınırlı bir çaptan tutarlı bir kaynağından gelen $\lambda_{\text{TH}} = 515 \text{ nm}$ 'lik TH dalgaboyunun üç katındaki kısa süreli emisyonun kısılması olarak algılanabilir. Gauss pompa ışınının kırınım sınırlı yarıçapı $w_p=\lambda_p/\pi\theta_p$ 'dir, burada θ_p , $1/e^2$ 'de pompa demetinin yarısidir. Bununla birlikte, λ_{TH} 'deki tutarlı kaynak, doğrusal olmayan polarizasyon $P(3)(3\omega)$ tarafından oluşturulur. Bu doğrusal olmayan kaynağın Gauss yoğunluğu kesiti, pompa yoğunluğunun Gaussian profillerinin üçüncü gücü tarafından belirlenir, pompa demetinden $3^{1/2} = 1.73$ daha dardır, ve onun bel w_{TH} 'si $= w_p/1.73$ olur. Dolayısıyla, TH ışınının elde edilen kırınım-sınırlı açılal profilinin genişliği, iki karşı etki faktörü tarafından tanımlanmaktadır. İlk olarak, daha küçük dalga boyu nedeniyle, pompa demetinden 3 kat daha dar olmalıdır. İkinci olarak, daha küçük kaynak belden dolayı 1.73 kat daha geniş olmalıdır. Bu iki faktörün bir sonucu olarak, deneysel olarak $0,5 \text{ mm}$ kalınlığında c-Si numunesi için olduğu gibi (Şekil 20(b)), gerçek kırınım-sınırlı TH ışını pompa demetinden 1.73 kat daha dar olmalıdır (örnek olarak, FWHM'de tam olarak 5.7 derece). Aşağıda gösterildiği gibi, yeterli atım enerjisi ve c-Si numunesinin artan kalınlığında, pompa demetinin fiili şekli TPA ve plazma kırılması ile bozulmaktadır. Aslında, 8 mm kalınlığında c-Si örneğinde, çıkış yüzeyindeki pompa

demetinin kesinlikle Gaussian olmadığı durumlarda, TH emisyonunun profilinin bir halka bileşeni aldığını bulduk (Şekil 20(c)).

Numuneler boyunca atım yayılımının daha kesin incelenmesi zaman çözümülemeli görüntüleme tekniği ile yapıldı.

4.3 Zaman-çözümülemeli pompa-sonda görüntüleme sistemi yapısı ve c-Si ile yayılan ultra kısa 1550 nm darbeleri zaman çözümümlü çalışmalar.

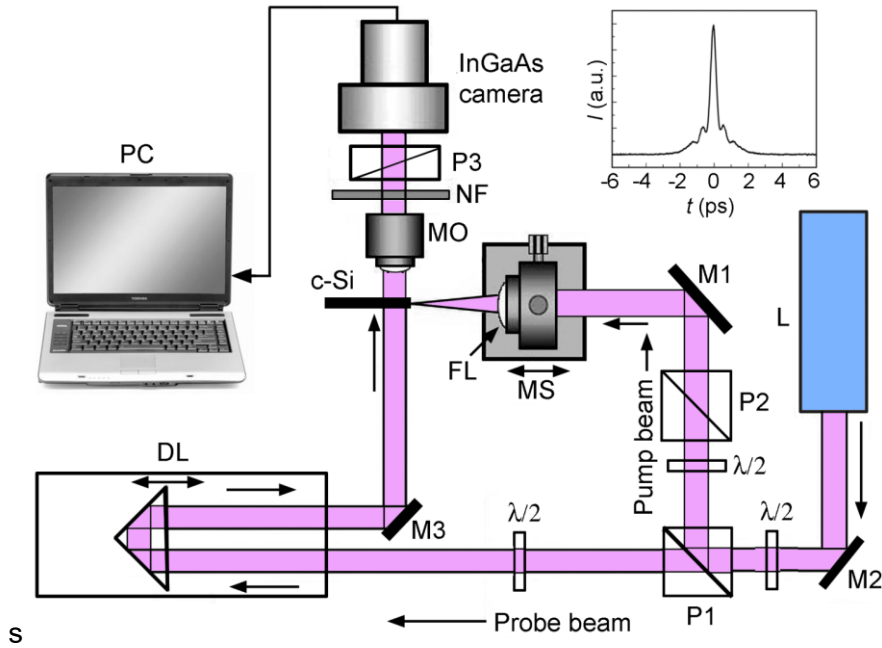
4.3.1 Zamana bağılı pompa-sonda görüntüleme sistemi yapısı.

Geliştirilen lazeri bir ışık kaynağı olarak kullanarak, c-Si'de 1550-nm fs lazer darbelerinin yayılımını görselleştirebilen, zamanla çözümümlü mikroskopinin deneysel kurulumu yapılmıştır. Zaman çözümümlü görüntüleme tekniğinin şeması Şekil 21'de gösterilmiştir. Lazer ışını, polarize demet ayırıcı (PBS) küpü ile iki kısma (pompa ve sonda) ayrılmıştır. Küpün önüne yerleştirilen yarım dalga levhası HWP, lazer gücünün her iki kolda da kontrol edilebilmesini sağlar. Ayrıca, sonda kolu geciktirme hattı ile (motorize çeviri aşamasındaki iki ayna) geciktirilmiş ve pompa koluna göreceli olarak dik doğrultuda numuneye yönlendirilmiştir. Ek olarak, sonda koluna iki tane PBS yerleştirilmiştir, bunlardan biri örnekten önce ve ikincisi de örnekten sonra yerleştirilmiştir. Polarizasyon küpü P3'ün döndürülmesiyle kurulumun polarografikden operasyonların fiziki çalışma şekillerine kolayca geçmesini sağlar. Unutulmamalıdır ki, 1200 nm'deki güçlü emisyon, Si'de kalan emilim kuyruğundan yararlanan Si tabanlı CCD kamera ile kaydedilebilirken, 1550 nm'de emisyonu kaydetmek için InGaAs tabanlı IR kamera kullanılmalıdır. Bu nedenle, 640x510 piksel matris ve X10 mikroskop objektifi (MO) ile 3.6 μm / piksel çözünürlük sağlayan kurulumumuzda InGaAs kamerayı kullandık. Pompa ve sonda darbeleri arasındaki zamansal gecikme, bir gecikme çizgisi (delay line, DL) ile değiştirilebilir, böylece çalışma altındaki işlemin zaman çözümümlü dinamiklerini geri kazanılabilir. Polarizasyon mikroskopisi modunda, polarizör P3 ve P4'ün polarizasyon düzlemleri birbirine göre çapraz konumda iken, her ikisi de 45 derecelik açı ile pompa demetinin polarizasyon düzleminindedir. Ayrıca, bloke edilmiş pompa ışını ile ışık çapraz polarizörleri geçmez. Böyle bir durumda, mikroskop görüntü alanı tamamen karanlıktır. Bununla birlikte, pompa darbesinin güçlü elektrik alanı, yaklaşık 1 fs'lik tepki süresi ile elektronik Kerr etkisiyle c-Si örneğinde geçici bir çift kırılma yaratır. Sonuç olarak, pompa darbesi ile birlikte hareket eden darbe yoğunluğu dağılımına göre küçük bir indüklenmiş çift kırılma hacmi ortaya çıkar. Bir geçici geciktirici plaka olarak hareket ederek, sonda darbesinin düzlem polarizasyonunda eliptikliği indükler, böylece sonda ışığının parçasının polarizörü P4 geçirmesine ve pompa darbesinin anlık resmini oluşturmasına izin

verir. Lazerle indüklenen plazmanın, kırılma indeksini değiştirmesine rağmen, polarografik resmi oluşturduğuna dikkat edin, çünkü değişiklik çift yönlü değildir. İndüklenen faz kaymaları küçükse, polarografik sinyalin I_{POL} yoğunluğu aşağıdaki formüle göre tarif edilir:

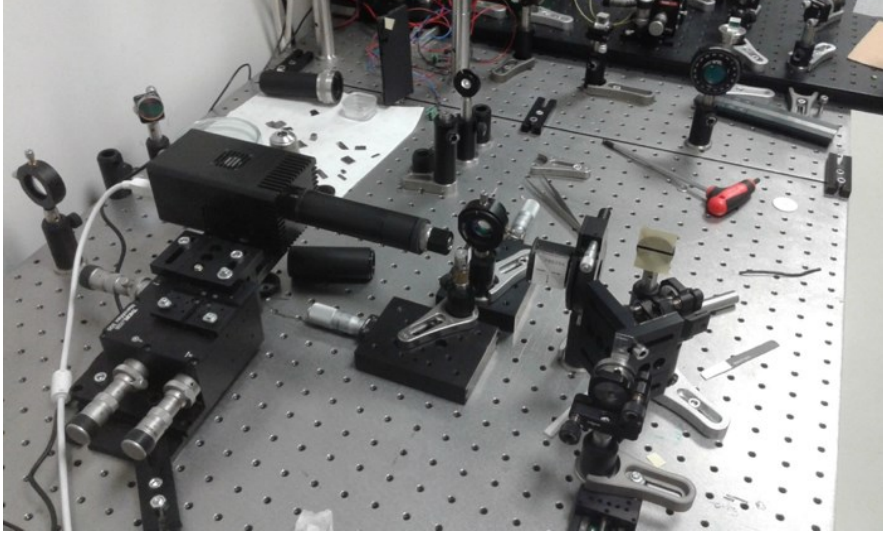
$$I_{POL} = \pi^2 l^2 n_2^2 I_p^2 I_{probe} / \lambda_{probe}^2$$

Burada pompa ve sonda darbelerinin kesişim uzunluğu, n_2 - doğrusal olmayan kırılma indisi, pompa ışığının I_p - yoğunluğu, sonda ışığının I_{probe} - yoğunluğu ve λ_{probe} sonda dalgaboyudur. Polarizörlerin eksenleri paralel olarak ayarlanırsa, kamera sonda darbesi iletiminin anlık gölge görüntüsünü kaydeder.



Şekil 21. Pompa-sonda mikroskopi kurulumu. Ekte, 100 kJ enerji tekrarı hızında 2 μJ enerjinin çıkış lazer darbelerinin otokorelasyon grafiği görülmektedir.

Kurulumun fotoğrafı Şekil 22'de sunulmuştur.



Şekil 22. Zaman çözömlü pompa sonda sisteminin fotoğrafı

4.3.2 C-Si'den yayılan ultra kısa 1550 nm darbeleri zaman çözömlü çalışmaları.

Bir sonraki deney, Şekil 21'de gösterilen zaman çözömlü mikroskopi kurulumu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. 0.5 mm kalınlığında c-Si plakası ve TPA tarafından üretilen lazer darbesini takip eden plazma kuyruğu içinde yayılan 1.55 um fs lazer darbesinin uzay-zamansal dönüşümünü görselleştirir. Deneyde, lazer darbeleri $f = 250$ kHz ve tek bir darbe enerjisi $E_p = 1.14$ μ J tekrarlama oranı. Bildiğimiz kadarıyla, bu, c-Si'de yayılan 1.55 μ m'lik lazer darbelerinin uzay-zamansal dönüşümünün gözlemlenmesi için zaman çözömlü mikroskopinin ilk kullanımıdır.

Çapraz polarizörler P3 ve P4'te elde edilen polarizasyon mikroskobu resimleri, Şekil 23(a)'da gösterilmiştir. Pikosaniye cinsinden pompa ve sonda darbeleri arasındaki zaman gecikmesi, her panelin sağ üst köşesinde gösterilir. T göreceli bir değer olduğu için, pompa ve sonda darbelerinin zamanla çakıştığı sıfır gecikme noktasının, polarografik ve gölgegrafik modlarda her panelin sol kenarında olduğu görülür. Daha iyi görsel algı için, Şekil 23(a)'daki resimler negatif olarak sunulmuştur, böylece koyu alanlar daha yoğun iletilen ışığı temsil eder. Aslında, bu koyu noktalar, ışığın indüklediği çift kırılma nedeniyle görünür hale gelen lazer darbesinin kendisini göstermektedir. Düşünüldüğünde, c-Si'deki kırılma indisi (n) 1.55 nm'de 3.48'dir, Şekil 23(a)'daki darbe maksimumunun çoğalma hızının, malzemedeki ışık hızına karşılık geldiği düşünülmektedir. Şekil 23(a)'da polarografik sinyal I_{POL} 'unun enine yoğunluk profilinin $t = 0.61$ ps'deki FWHM değeri 18 μ m'dir. I_{POL} 'un pompa yoğunluğu I_p 'den formülüne göre kuadratik bağımlılığı dikkate alındığında, pompa demetinin enine yoğunluk profilinin FWHM'sinin 25 μ m olduğunu görürüz. Bu değer, lazer odak noktasının $d=24$ μ m'lik kırınım sınırlı çapı ile uyumludur. Ana darbenin yanı sıra, ana darbenin önündeki $t, 0.7$ ps'de daha

küçük uydu darbeleri mevcuttur. Lazer darbesinin ideal olmayan zamansal profilinden kaynaklanırlar (Şekil 21'e eklenen otokorelasyon izlerine bakınız). Pompa darbesinin eksenel şiddeti, azami 0.95 ps'ye kadardır, daha uzun süre geciktirir ve $t = 3.26$ ps'den başlayarak, enine darbeleri ayırma algılanabilir hale gelir. Farklı t 'de yayılan darbelerin eksenel yoğunluk profillerinin FWHM'deki geçici genişliği Δt , Şekil 24(a)'daki açık daireler tarafından sunulmaktadır. Unutulmamalıdır ki, ortalama Δt , lazer darbesinin $\Delta t_p = 450$ fs zamansal genişliğiyle tutarlıdır, $\Delta t = 1.31$ ve 1.80 ps'de 0.75 ps'ye kadar eksenel atım artışında belirgin bir artış olur.

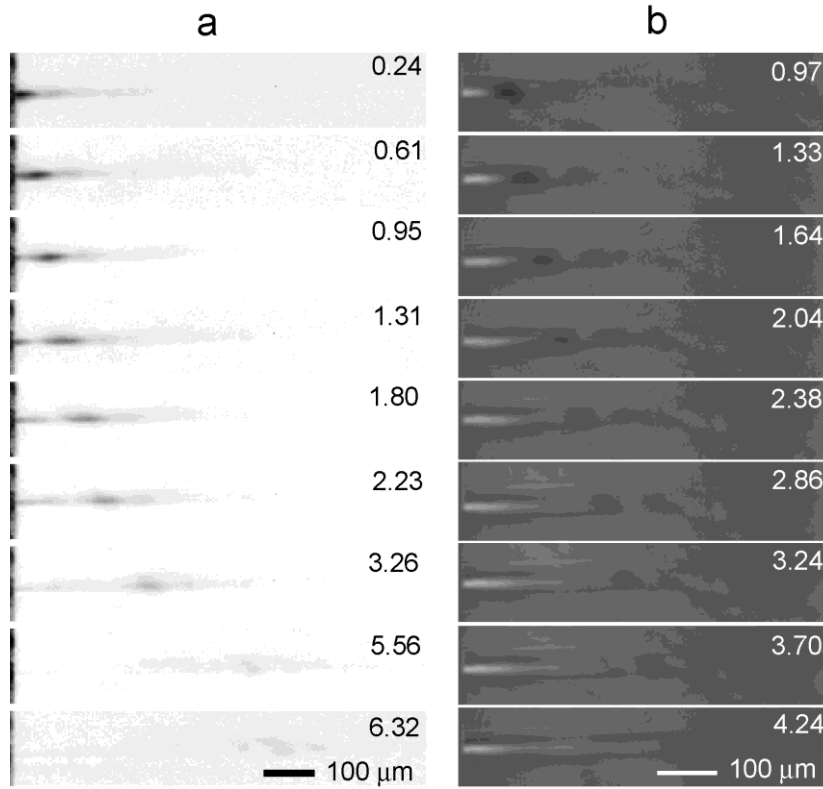
Zaman çözümü gölge resimleri, Şekil 23(b) 'de sunulmaktadır. TPA vasıtasıyla pompa ışını tarafından üretilen serbest taşıyıcıların plazma, Şekil 24(b)'de yayılan lazer darbesini takip eden kuyruğu oluşturur. Kırılma indeksin plazmanın neden olduğu negatif değişime bağlı olarak, plazma kuyruğu sonda ışığını içbükey silindirik bir mercek olarak kırmakta ve böylece mikroskopun nesne düzleminin ufak ufuklarında görülebilmektedir (Şekil 24'deki $200 \mu\text{m}$ fiili plazma kuyruğunun altında). Plazma kuyruğunun, c-Si'de 10 ns'den daha fazla serbest taşıyıcı ömrü ile mutabakat halinde birkaç nanosaniye değişmeden kaldığını, ancak pompa ışığı söndüğünde tamamen yok olduğunu bulduk. Sıfır odak bozmada plazma kuyruğu neredeyse görünmez olur. Bu ters Bremsstrahlung yoluyla plazma emiliminin TPA'dan daha zayıf olduğunu gösterir. Bir pompa ve bir sonda foton içeren TPA, t artışında sağa doğru hareket eden karanlık bir nokta olarak görülür. Kerr etkisine benzer şekilde, TPA'nın yanıt süresi de fs'ler mertebesinde oluşur, bu nedenle atım geçici genişliği gölge grafiğinden tahmin edilebilir. Şekil 23 (a)'da olduğu gibi, TPA'nın maksimum yayılma hızı c-Si'deki ışığın hızıyla belirlenir. Şekil 24 (a)'daki katı daireler, farklı t ekseninde TPA'nın uzunlamasına yoğunluk profillerinin FWHM'sindeki zamansal genişliğini Δt göstermektedir. Ortalama genişlik Δt , lazer darbesinin süresi ile tutarlıdır. Aynı zamanda, eksenel darbe genişliğinin, 0.83 ila 1.33 ps arasında değişen ve 0.68 ps'ye ulaşan t 'deki lazer darbesinin $\Delta t_p = 450$ fs genişliğini önemli ölçüde aştığı da açıktır. Sıfır gecikme momentinin tanımlanmasındaki olası belirsizliği ve Şekil 24(b)'de $200 \mu\text{m}$ odak bozulmasını hesaba katarak, şu andaki deney koşullarında, pompa darbesinin eksenel kısmının zaman genişliğinin $t \sim 1.3$ ps'de 450 fs'den ~ 700 fs'ye yükseldiği sonucuna vardık.

Hem polarografik hem de gölgegrafik mikroskopide kaydedilen atımın eksenel kısmının Δt artışı, 8 mm yayılımda giriş 100 fs atımı 265 fs'ye kadar genişleten silisyumdaki lineer dispersiyona atfedilemez. Takip eden darbenin daha uzun t 'de daraldığı düşünüldüğünde, Şekil 23'de sadece $0,6$ mm olan maksimum yayılma mesafesi ve 450 -fs darbenin dönüşümü sınırlı frekans bandının 100 -fs darbesi bandından $4,5$ kat daha dar olduğu söylenebilir.

Bununla beraber lineer dispersiyonun gözlenen atım genişmesi üzerindeki etkisini ihmal edebilir. Böylece darbe genişleme doğrusal olmayan zamansal dinamiklerin varlığını gösterir. Doğrusal olmayan zamansal genişleme ve ultra kısa lazer darbelerinin ayrılması, geniş aralıklı dielektriklerde iyi bilinmektedir. Bu fenomenin temel fiziksel mekanizmalarından birinin SPM olduğu ve grup hızının dispersiyonuna bağlı olarak atımın frekans kaydırılmış bileşenlerini ileriye ve geriye doğru attığı "SPM" olduğu saptanmıştır. Bununla birlikte, daha dar aralıklı yarı iletkenlerde, özellikle c-Si'de TPA'nın, darbenin daha yoğun olan üst kısmını düzleştirerek darbe genişlemesinden en azından kısmen sorumlu olduğuna inanıyoruz.

Şekil 24(b)'deki resimlerin Şekil 22(a)'daki polarografik resimlerden daha karmaşık olduğu dikkate alınmalıdır. TPA'nın dışında, bunlar, darbe yayılma düzleminden mikroskopun nesne düzleminin $\sim 200 \mu\text{m}$ odağın bozulması düşünüldüğünde, kırılma indisinin pozitif ve plazmanın indüklediği negatif geçici değişiminin Kerr tarafından indüklenmesiyle oluşturulmuştur. Tüm bu faktörler Kerr dielektriklerinde yayılan fs lazer darbesinin doğrusal olmayan dinamiğine katkıda bulunur, burada Kerr kendi kendini odaklama ve plazma odak bozulumu arasındaki denge filamanların oluşumuna yol açar. Filaman oluşumu için kendini odaklamayı engelleyen TPA yeterince düşük olmalıdır. Bu, K'nin $[E_g / h\nu_{\text{pump}}]$ 'un en yakın tamsayı olduğu $K \geq 3$ gereksinimini ifade eder. Bununla birlikte, c-Si gibi yarı iletkenlerde TPA, darbe yayılımının doğrusal olmayan dinamiklerini tanımlayan baskın faktörlerden biri haline gelir. Bu konu zaten kısmen literatürde ele alınmıştır. TPA kaynaklı plazmada kırılma, c-Si'de $1.2 \mu\text{m}$ 'de fs lazer darbelerinin uzamsal şeklini değiştiren ana faktör olarak düşünülmüştür. Tanıtılan üç parametrenin - kırınım, TPA ve Kerr uzunluğunun yazarları - etkileşimi c-Si'de fs darbe dönüşümünü tanımlar. Yukarıda belirtilen darbe parametrelerini kullanarak ve lazer odak noktası $d = 24 \mu\text{m}$ 'nin kırınım-sınırlı çapını kabul ettikçe, TPA işlemi boyunca pompa darbesi tarafından indüklenen geçici emilim bulunduğunu tahmin ediyoruz. TPA katsayısı $\beta_{\text{TPA}} = 4 \cdot 10^{-6} \mu\text{m} / \text{W}$ olarak alınmıştır. Tahmine göre, yukarıdaki lazer darbesinin varlığı c-Si'de lineer absorpsiyon değerini indükler.

Şekil 23(b)'de gösterilen gölge resimlerinde geçici emilim profilleri ile kalitatif olarak uyuşan $\alpha_{\text{ind}} = \beta_{\text{TPA}} = 4.5 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ dir.



Şekil 23. 1550 nm dalga boyunda fs uyarımı altında 0,5 mm kalınlığında c-Si örneğinde yayılan lazer darbeleri, $f = 250$ kHz tekrarlama oranı ve tek darbe enerjisi $E_p = 1.14 \mu\text{J}$. Pikosaniye cinsinden zaman gecikmeleri t , her bir panelin sağ üst köşesinde gösterilir. Polarizasyon mikroskobu (a), Gölge grafiği (b).

Ayrıca, bir konuya dikkat çekmek isteriz ki bilgimize göre bu olaya literatürde yeterince yer verilmemiştir. Doğrusal olmayan bir süreç olan TPA, darbe yoğunluğunun sadece çapraz dağılımını değil, aynı zamanda yayılma eksenini boyunca şeklini de düzleştirir, böylece darbe süresi genişliğini artırır. TPA'nın atım atış genişliğini ve amplitüdünü değiştirmedeki rolünü niteliksel olarak göstermek için aşağıdaki tahmini yaptık. TPA'ya bağlı olarak c-Si'nin içinde hareket eden lazer atımının $I(t, \tau)$ yoğunluğunun aşağıdaki gibi azaldığını varsayarsak:

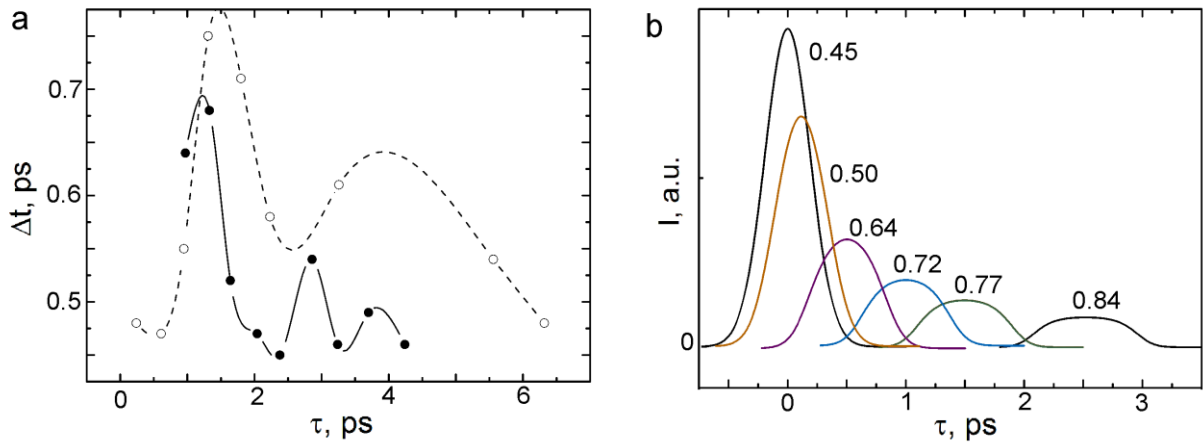
$$I(t, \tau) = \frac{I_0(t)}{1 + I_0(t)\beta\tau c / n}$$

Burada $\tau c / n$, zaman gecikmesi τ 'de malzeme içindeki ışın yolunun uzunluğudur ve 0.45 ps-uzun giriş darbesinin başlangıçtaki Gaussian zamansal şekli varsayılır.

$$I_0(t) = I_{\max} e^{-0.382t^2}$$

t pikosaniyelerde olduğunda, atımın $I(t, \tau)$ temporal şeklinin $A = 4 \cdot 10^{-6} \mu\text{m} / \text{W}$ ve $I_{\max} = 1.13 \cdot 10^4 \text{ W} / \mu\text{m}^2$ 'de TPA-güdümlü evrimini hesapladık (bkz. Şekil 24(b)). Gerçekten de bu hesaplama, atım süresinin artması ve polarografi ile gözlenen genliğinin azalmasıyla (Şekil 23(a), 24(a)), 0 ila 1.5 ps arasında değişmektedir. Darbenin geçici olarak genişlemesinin yanı sıra, TPA da çapraz dağılımını değiştirerek, demet üstünü eksende düzleştirirken Kerr kendiliğinden odaklama zıt yönde hareket eder.

Bununla birlikte, gerçekte darbe, Şekil 23(a) ve Şekil 24(a)'dan görülebileceği gibi, başlangıç zaman genişliğini daha fazla yayılma ile geri yükler. Bu tür bir davranışın olası bir açıklaması, TPR'nin, Kerr kendiliğinden odaklanan, plazma kırılması ve absorpsiyonu gibi diğer faktörlerle birlikte, konik Bessel dalgalarının oluşumu olarak tezahür eden atımın karmaşık bir dönüşümüne yol açmasıdır. Bessel dalgaları orijinal eksen üzerindeki atımın zaman genişliğini geri yükler, çünkü bunlar, zamansal değişikliklere maruz kalmayan, çevredeki düşük yoğunluklu bölgelerden eksen yönünde yönlendirilen enerji akısını oluştururlar. Ayrıca, ters Bremsstrahlung yoluyla plazma odak uzaklaşması ve emilimini, baskın olarak darbenin arka kısmına etki eder ve bu nedenle, başlangıç uzamasından sonra darbenin aksenal bileşeninin kışalmasına neden olabilir.



Şekil 24. c-Si'deki lazer darbelerinin aksenal kısmının FWHM'sindeki geçici genişlik Δt , pompa ve sonda darbeleri arasındaki zaman gecikmesine bağlı olarak (polarizasyon mikroskobu (açık daireler) ve gölgegrafi (katı daireler)) çizilmiştir ve rahat takip edilebilmesi için klavuz çizgileri eklenmiştir (a). Darbe zamansal şeklinin TPA tarafından indüklenen transformasyonunun t 'ye bağlı olarak hesaplanan bağımlılığı, (b) Pikosaniye cinsinden atımın FWHM'si her eğride gösterilir.

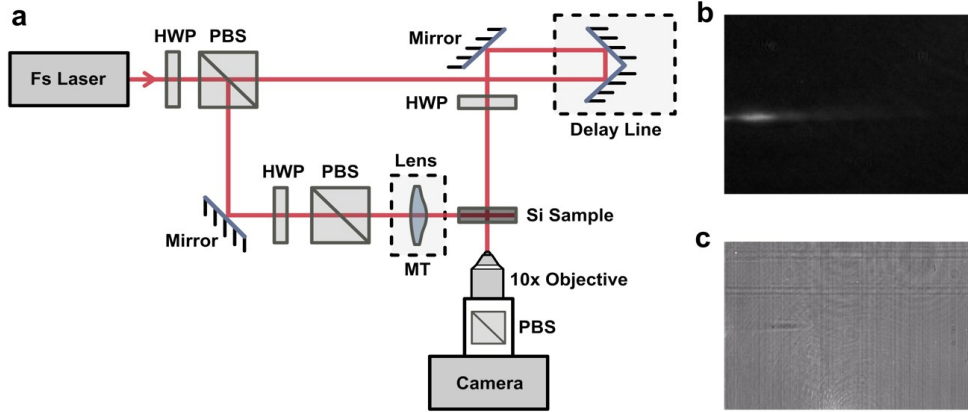
Böylece, c-Si'de yayılan 1550 nm dalga boyunda fs lazer darbesindeki temporal dinamiklerin tezahürleri hem uzay hem de frekans bölgelerinde bulunmuştur. Bununla birlikte, literatürde daha önce, c-Si'de $P = 24 \cdot P_{crit}$ ile 1,55 um dalga boyunda fs lazer darbelerinin zaman genişliğinde doğrusal olmayan bir değişiklik bulamamışlardır. Bizim sonuçlarımız arasında bir çelişki olmadığını düşünüyoruz [36]. 4 kat daha düşük darbe gücü ve daha yaygın bir odağı göz ardı edersek, [36]'ncı makalenin yazarları, 8 mm kalınlıkta c-Si levhadan geçen eksen üzerindeki zaman genişliğinin değerini bulmaya çalışmışlardır. Bununla beraber biz atımın eksen üzerindeki kısmının, ışın yolunun ilk 200 mikronundaki zamansal genişliğini arttırdığı ve daha sonra orijinal değerini geri kazandığını bulduk.

Son olarak, 9 mm odak uzaklığına sahip mercek ile daha dar bir ışık demetinin odaklandırılması ile malzemenin kırılma endeksinde geri dönüşü olmayan değişikliklere neden olur. Yukarıda da belirtildiği gibi, bu şekilde entegre silisyum fotoniklerde uygulama bulabilen c-Si [35] 'nin içinde derinlemesine yerleşik kalıcı dalga kılavuzları oluşturduk.

4.4 Dalga kılavuzu mikro fabrikasyonu ve karakterizasyonu ve temel mikroyapısal elemanlar oluşumu.

C-Si içinde optik dalga kılavuzunun oluşumu için, pompa-sonda gözlemi için kullanılan benzer bir kurulum kullandık. Deney düzeneğinin genel şeması Şekil 25(a)'da gösterilmiştir. Lazer çıkışı, iki kol arasında güç oranını sürekli olarak ayarlamamıza izin veren yarım dalga plakası (HWP) ve polarizasyon ışın ayırıcı (PBS) kombinasyonu ile iki kısma (pompa ve sonda) ayrıldı. Pompa koluna yerleştirilen ikinci HWP ve PBS çifti, kolun dikey olarak polarizasyonunu ayarlamak için kullanılır. Bu düzenek, Kerr kaynaklı çift kırılma gözlemi için gereklidir (aşağıdaki açıklamaya bakınız). Ayrıca, pompa ışınını çeviri aşamasında monte edilmiş yüksek NA (0.5) asferik lensli Si örneğine odakladık. Pompa ışınının odak noktasını ışın yayılım yönü boyunca hareket ettirmeye izin verir. Sonda kolu için, pompa ve sonda darbeleri arasındaki gecikme süresini ayarlamak için motorize çeviri aşamasına monte edilen retroreflektör aynayı kullandık. 10X objektif ile donatılmış InGaAs kamera ile sonda kolu içine yerleştirilmiş bir çift HWP ve PBS, numuneden önce ve sonra paralel ve enine polarizasyonda pompa-sonda görüntülemesine olanak sağlamıştır. Örnek 3B motorlu çeviri aşamasına monte edilmiştir (aşama şekilde gösterilmemektedir).

Bu kurulumu ek olarak, elde edilen dalga kılavuzlarının karakterizasyonu için $1.5 \mu\text{m}$ 'de çalışan düşük güç CW lazer kullandık.



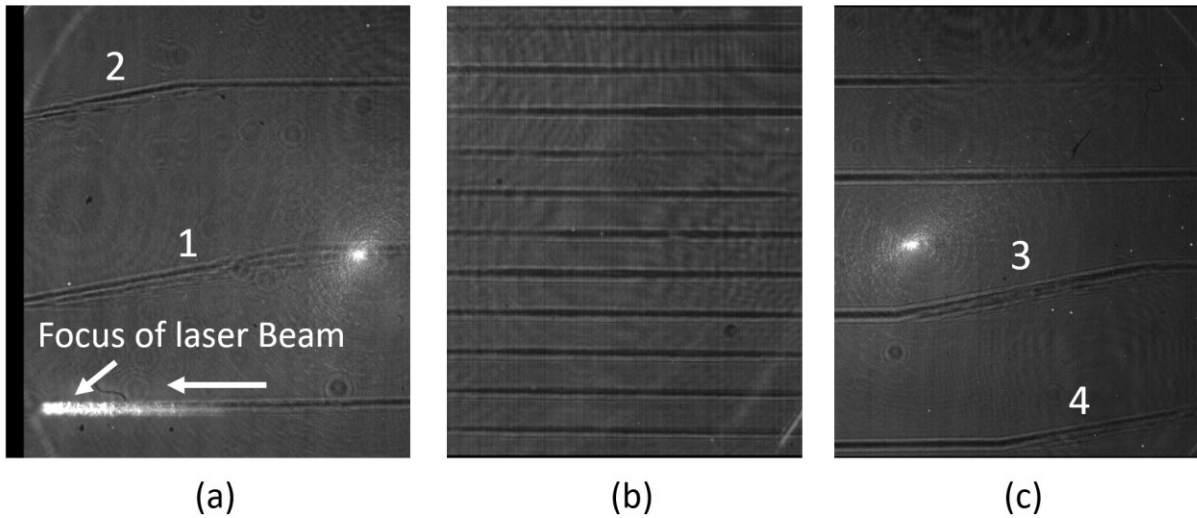
Şekil 25. (a) Pompa sonda görüntüleme ve silisyumun içine yazma yapan yüzey altı dalga kılavuzu için deney düzeneği. (b) Aynı anda pompa ve sonda darbeleri ile çapraz polarizasyon şemasında pompa-sonda görüntüleme. Gölge görüntüsü lazer odağının konumunu gösterir. (c) Si ile lazerle uyarılan plazmanın gölge görüntüsü, pompa ve sonda arasında ~ 10 ps gecikme ile paralel polarizasyonlarda elde edilir. İki yüzey dalgası kılavuzu da görülebilir. HWP: Yarım dalga plakası, PBS: Polarizasyon-ışın ayırıcı, MT: Motorlu Sahne, FS Lazer: fs lazer.

Pompa sonda zamanı çözülmüş görüntüler, Şekil 23(b,c)'de gösterilmiştir. Sonda kolundaki çapraz polarizasyonları kullandığımızda ve pompa ve sonda darbeleri arasındaki zaman gecikmesi sıfıra yakın olduğunda, Kerr kaynaklı çift kırılmaya bağlı olarak numunenin içindeki pompa darbe konumunu görebiliriz (Şekil 23(b)) ve paralel polarizasyonlarda elde edilen görüntü Şekil 23(c) 'de gösterilmiştir. Bu durumda, pompa darbesi ile indüklenen serbest elektron emilimini gözlemleyebiliriz. Dikkat edilmelidir ki, serbest taşıyıcılar emilimi indükleyen geçici bir etkidir. Bu durum, serbest taşıyıcıların yaşam süresine eşit olan zamandan sonra yok olur (~ 10 ns). Pompa ışınının odak konumunu, pompa ve sonda darbeleri arasındaki gecikme süresini birkaç nanosaniye kadar geniş bir aralıkta ayarlayarak görmemizi sağlar. Bununla birlikte, plazma kuyruğunun görüntüsü, zaman gecikmesi negatif olduğunda (yani, sonda darbesi, pompa darbesinden önce numuneye ulaştığında) kaybolur. Bu, iki lazer darbesi arasındaki sürenin (250 kHz tekrarlama oranında $4 \mu\text{s}$), örnek içindeki tüm işlemlerin tamamen gevşemesi için yeterli olduğunu gösterir.

Deneylerimizde, 0.5 NA lens ile odaklanmış $2 \mu\text{J}$ (lazer gücümüzün azami gücü ile sınırlı) ile pompa darbesinin, numunenin içinde kalıcı değişiklikler üretmeye başladığını bulduk. Özellikle, bu tür değişiklikler, odak noktasını zaten değiştirilmiş alana veya ön veya arka

yüzeye doğru hareket ettirdiğimizde (Şekil 25(a,b))'de ön yüz sol tarafta ve arka yüzey buna karşılık olarak sağ tarafta kalmaktadır) ortaya çıkmaktadır. Atım enerjisinin artmasıyla, herhangi bir toplu numune noktasında modifikasyon elde edilebileceğine inanıyoruz. Çalışmamızda, odak noktasının arka yüzeyinden (modifikasyonun kolayca başladığında) ön yüzeye çekilmesiyle uzun tel benzeri yapılar oluşturabildik (Şekil 26(a) son alt çizgi).

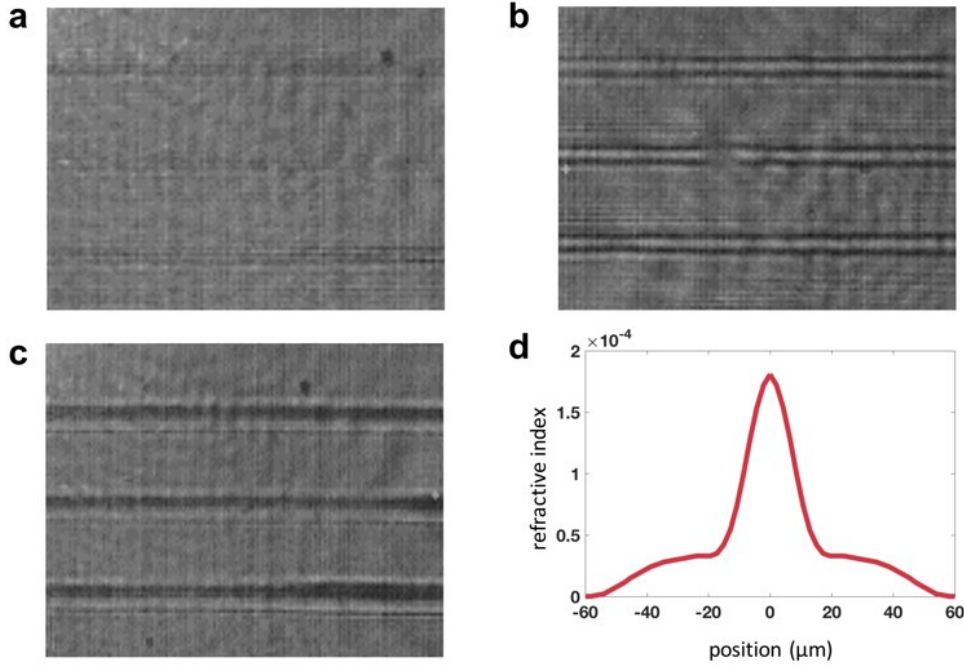
Bu yöntemle Si örneğindeki çoklu dalga kılavuzları oluşturduk (Şekil 26 (b)). Bu durumda dalga kılavuzları arasındaki ayırım $100\ \mu\text{m}$ 'dir ve dalga kılavuzlarının tahmini çapı yaklaşık $15\ \mu\text{m}$ 'dir. Ayrıca, Şekil 26(c) 'de gösterildiği gibi, daha karmaşık yapıların (çiftleyiciler vb.) üretilmesi için kavisli dalga kılavuzu üretmeye çalıştık, ancak çeviri aşaması kurulumumuzun sınırlı konumsal çözünürlüğü bu dalga kılavuzunun başarılı işlevsellik göstermesi için yeterli kalitede üretimine uygun değildir ancak gelecekteki çalışmalarımızdan birinin konusu olacaktır.



Şekil 26. (a) - Si numunesinin içindeki dalga kılavuzunun oluşumu, (b) - numunenin içinde yazılan çoklu dalga kılavuzları, (c) - (1,2,3,4) kavisli dalga kılavuzu örnekleri, farklı mikro optik elemanlar için temel teşkil edecek yapılardır.

İlk olarak, elde ettiğimiz yapıyı, yapıyı oluşturmak için kullandığımız aynı kurguyu kullandığımız optik gölgegrafi ile karakterize ettik. Bu durumda pompa kanalını kapattık ve sadece bir ışın kaynağı olarak bir sonda kaynağı kullandık. Elde edilen yapıların gölge görüntüleri Şekil 27(a-c)'de gösterilmiştir. Elde edebileceğimiz görüntülerden, değiştirilmiş alanın tam olarak objektif objektifin odak düzlemine yerleştirildiği zaman görünmez hale geldiğinden, neredeyse $1.5\ \mu\text{m}$ 'lik bir nesne ile yüz yüze olduğu sonucuna varabiliriz (Şekil 27(a)). Nesneyi kameradan (Şekil 27(b)) daha uzaktaki odak düzleminden $100\ \mu\text{m}$ hareket ettirerek ve kameraya daha yakın (Şekil 27(c)) hareket ettirerek, orta kısma karşılık gelen

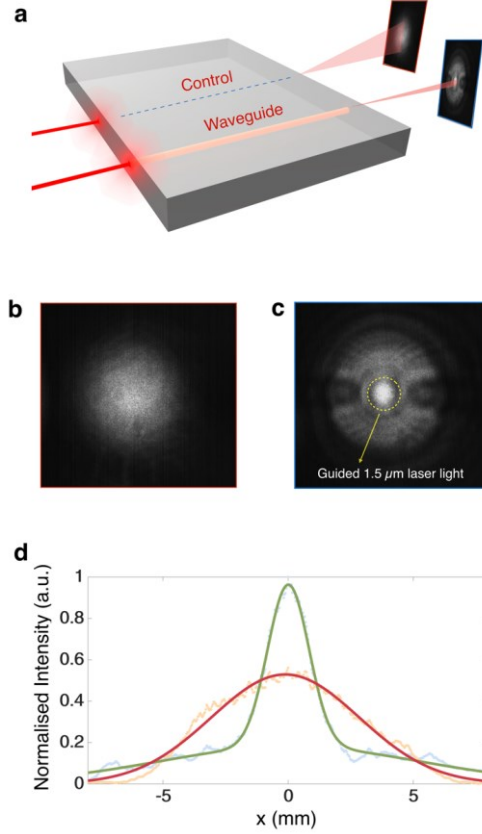
artan ve azalan yoğunluğu gözlemleriz ve bu durum modifiye alanla modifiye edilmemiş alan karşılaştırıldığında yapının içinde kırılma indisinin pozitif değişimlerini göstermektedir. Bir başka deyişle, modifiye edilmiş alanın kırılma indeksinin, modifiye edilmemiş Si'den daha yüksek olduğunu göstermektedir. Yoğunluğun taşınması üzerine hesaplanan nesnenin faz görüntüsüne ters Abel dönüşümü uygulayarak, kırılma indisi profilini görüntülerden elde edebildik (Şekil 27 (b, c)). Alınan kırılma indisi profili Şekil 27(d) 'de gösterilmiştir.



Şekil 27. Yeraltı yapılarının kantitatif gölge grafiği. (a) Hedefin görüntüleme düzlemi yapılarla çakıştığında elde edilen dalga kılavuzlarının gölge görüntüsü. (b) Yapılar, kameradan uzakta odak düzleminden 100 μm çevrildiğinde elde edilen dalga kılavuzlarının gölge görüntüsü. (c) Yapıların odak düzleminden kameraya doğru 100 μm çevrildiğinde elde edilen dalga kılavuzlarının gölge görüntüsü. (d) Ters Abel dönüşüm metodu ile elde edilen kırılma indisi profili.

Şekil 27(a-d)'den görüldüğü gibi, modifiye edilmiş yapının tamamen 1,5 μm dalga boyunda bir optik dalga kılavuzu olarak düşünülebilecek pozitif $\Delta n = 2 \times 10^{-4}$ olan bir silindirik yapı olduğu görülebilir. Bir kanıt deney olarak lazer ışığını dalga kılavuzuna doğrudan bağladık. Bu deney için 1.5 μm 'de çalışan düşük güçte (10 mW) CW lazer kullandık. Bu lazerden gelen ışığın ışığı NA = 0.2 ile dalga kılavuzuna bağlandı. Dalga kılavuzunun çıktısı, numuneden 4 cm uzaklığa yerleştirilen bir ekranda gözlemlendi ve görüntü, aynı InGaAs kamerasıyla kaydedildi. Dalga kılavuzundan ayrılan ışığın ve aynı zamanda değiştirilmemiş alandan geçen ışığın elde edilen görüntüsü, Şekil 28(a,b)'de gösterilmiştir. Şekil 28(c)'de elde edilen görüntülerin yoğunluk profili ve Gauss uyumunu göstermektedir.

Elde edilen yoğunluk profilinden, ayrılmış ışığın NA'sını hesapladık. Değiştirilmemiş alan için, odaklama merceğinin neredeyse NA'sı 0.19'dur. Dalga kılavuzundan ayrılan ışık için elde edilen NA ise 0.04'tür. Basamak indeks profilini farz edersek, dalga kılavuzunun içindeki kırılma indisinin hesaplanan farkı, optik gölge-grafi sonucu ile iyi bir uyum içinde olan $2.5 \cdot 10^{-4}$ 'tür.



Şekil 28. Silisyumda fonksiyonel dalga kılavuzları. (a) Şematik, 1.5 μm CW lazer ışığının bir yüzeysel dalga kılavuzuna ve ilgili kontrol deneyine doğrudan bağlanmasını göstermektedir. (b) Kontrol olarak kullanılan Si gofretinden geçtikten sonra 1.5 μm cw lazer ışığının uzak alan görüntüsü. (c) Yüzey altı Si dalga kılavuzunun çıkış portundan çıkan 1,5 μm cw lazer ışığının uzak alan görüntüsü. (d) Yoğunluk profilleri ve uzak alan görüntülerine sayısal uyumlama. Yeşil eğri, mavi noktalar ile gösterilen (c)'den elde edilen verilere bir Gauss uyumlaması. Kırmızı eğri, turuncu noktalarla gösterilen (b)'den elde edilen verilere Gauss uyumludur.

Ayrıca, birkaç farklı şekil optik eleman üretmeye çalışılmıştır. En basit olan Şekil 26'da (a'da 1,2 ve c'de 4,4) gösterilen kıvrımlı dalga kılavuzudur. Bununla birlikte, elde edilen yapıların optik özelliklerinin ışığa kılavuzluk edecek kadar iyi olmadığını bulduk. Bunun nedenlerinden biri işimizde kullanılan 3B hareket kızağının yeterli olmayan çözünürlüğüydü. İkinci neden, odak hareket ettirilmeksizin modifiye olmuş alanın zaten uzunlamasına olan şeklidir. Odağın

hareket ettirilmediği durumda bile modifiye bölge yaklaşık 50 µm uzunluğunda silindirik bir şekilde oluşmaktadır. Uzunlamasına hareket sırasında bu durum herhangi bir engel teşkil etmez. Ancak ışık eksenine dik hareket sırasında, nesnenin enine kesiti artık silindirik olmaktan çıkar (Şekil 26(a,c)). Gelecekte bu problemler daha hassas hareket kızıağı kullanılarak ve odaklama merceğinin NA'sı artırılarak önenebilir.

4.5 Sayısal simülasyonlar.

4.5.1 Kırılma indisi profiline gölge görüntülerinden yeniden hesaplanması.

Deneyisel araştırmanın ana başlığını oluşturmak için ilk lazerin enerjisini içeren uyarılmış lazer darbesi kullanıldı. Dalga kılavuzu, bir sonda lazer darbesi tarafından teşhis edildi. Sonda darbesi dalga kılavuzu içinden dalga nesnesinin eksenine dik doğrultuda ilerler bu da faz nesnesi olarak adlandırılabilir. Faz nesnesi bozulmuş ve faz nesnesinin dalga kılavuz fazı önünden geçtikten sonra, sonda darbesinin dağılımında değişiklik gözlenmiştir. Dalga kılavuzunun yoğunluğu kırılma indisi ile ve enine dağıtım fazı takviyeleri ile ilişkili kırılma endeksinin mekansal dağılımı ile uyarılan bölgenin içindeki elektron yoğunluğunun uzamsal dağılımı hakkında bilgi alabilir veya kırılma indisinin dalga kılavuzunda dağılımını görebilirsiniz. Dalga kılavuzunda yayılma sırasında ortaya çıkan faz takviyesi, dalga kılavuzundaki kırılma indisinin homojen olmamasından dolayı dalga kılavuzu boyunca yayılma sırasında Abel integrali ile ifade edilebilir:

$$\Delta n(r) = \int_r^R \frac{dF(x)}{dx} \frac{dx}{\sqrt{R^2 - x^2}} \quad (1).$$

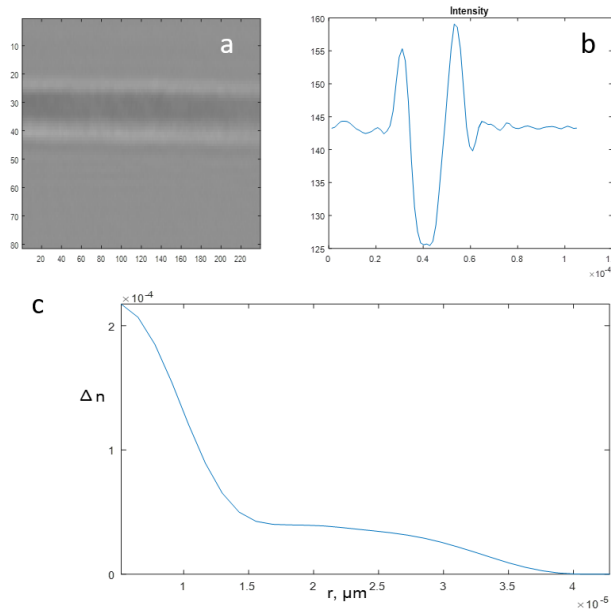
Kantitatif refraktif gölgegrafi tekniği, kırılma indeksinin dalga kılavuzu içindeki gerçek profilini odaktan uzaklaşma ile gölgegrafiğinden çıkarmak için kullanılır. İlk başta, nesnenin faz görüntüsü, yoğunluk-taşıma denkleminde (TIE) dayanarak hesaplanır. Dalgalanma, küçük odaktan uzaklaşma değerlerinde ve saf faz nesnelerinde göz ardı edilebilir kırınım varsayımıyla optik olarak bozulmuş boşlukta yayılırken, yoğunluğu ve faz dağılımını birbirine bağlar. Z eksenini boyunca yavaşça değişen nesne için TIE :

$$\frac{d^2}{dx^2} F(x) = - \frac{I(x) - I_0}{LI_0} \quad (2),$$

I_0 , ışık veren ışın yoğunluğunu temsil eder; $I(x)$, faz nesnesinden L mesafesine uzanan nesne düzlemindeki enine yoğunluk profilidir; y faz nesnesinin yarı kalınlığıdır; $\epsilon(x, y)$ kırılma indisi varyasyondur. Faz görüntüsü veya başka bir deyişle, kırılma indisinin lokal değişikliğinden dolayı y -ekseni boyunca numune içindeki optik yolun varyasyonu aşağıdakilerle temsil edilir:

$$F(x) = \int_{-\Delta y}^{\Delta y} \Delta n(x, y) dy \quad (3)$$

MATLAB'dan dönüştürülen fotoğrafın verileri $I(x)$ 'dir. (2)'nci denklem kullanılarak, Şekil 29'daki (a, b) ekte gösterilen dalga kılavuzu fragmanının ölçülen yoğunluk profili $I(x)$ kullanılarak, sayısal olarak entegre edilmiştir. Böylece, faz görüntüsü $F(x)$ $Y = 0$ ve $I(x)$ $Y = 105 \mu\text{m}$ 'deki iki enine yoğunluk deseninden I_0 yeniden yapılandırılır. Son adım ters 1B Abel dönüşümü (1) içerir. Bu denklemlerden alınan kırınım indisinin profile Şekil 29'da görülebilir.



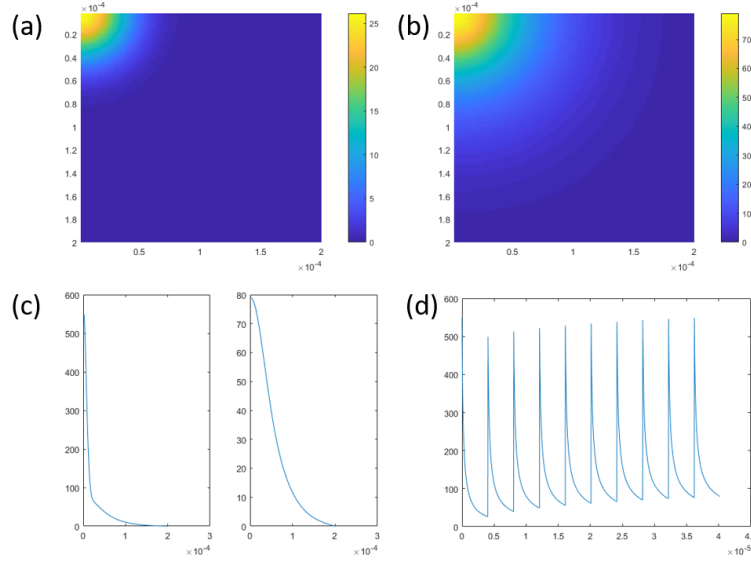
Şekil 29. Kırılma indisi dağılımının yeniden hesaplanması. (a) Odak düzleminden $100 \mu\text{m}$ çekilen orijinal görüntüsü, (b) y yönü boyunca görüntü gri skalalı profili, (c) kırılma indisi dağılımı elde edildi.

MATLAB programında geliştirilen kod, projenin üçüncü raporunda sunulmuştur.

4.5.2 C-Si lazer modifikasyonu sırasında modifiye bölge içindeki sıcaklık dağılımı.

Deneylerimizde 250 kHz tekrarlama hızında $2 \mu\text{J}$ darbeleri ile c-Si modifikasyonunu gerçekleştirdik. Aynı zamanda, literatür verilerinden, $90 \mu\text{J}$ 'ye kadar enerjiye sahip tek atım, ışığın güçlü plazma odak bozulmasına bağlı olarak herhangi bir kalıcı modifikasyon oluşturamaz. Bu gerçek ve deneylerimizde gözlemlenen tarama hızının üst sınırı, etkilenen bölgedeki ısı birikiminin önemli bir rol oynadığını göstermektedir. Isı birikimi etkisini anlamak için sonlu farklar yöntemi ile ısı transferi denklemini çözerek sayısal simülasyon uyguladık.

Program kodu MATLAB'de yazılmıştır. Simülasyonun sonucu Şekil 30'da sunulmuştur. 2 μJ darbesinin $10 \times 10 \times 30 \mu\text{m}^3$ hacminde soğurulduğunu varsayarsak, sıcaklığı 512°C 'ye çıkarır. Bu sıcaklık, hacmi eritecek kadar yüksek değildir (erime sıcaklığı 1400°C). Bununla birlikte, 250 kHz'de (4 μs) iki atım arasındaki nispeten küçük zaman nedeniyle, ısıtılan bölgenin ortasındaki tepe sıcaklığı yükselmektedir.



Şekil 30. (a) c-Si örneğindeki 2B sıcaklık dağılımı ilk darbeden sonraki 4 μs (ikinci darbeden hemen önce), (b) c-Si örneğindeki 2B sıcaklık dağılımı 9'uncu darbeden sonraki 4 μs (sağa doğru) 10'lu atım, (c) - 10'lu atımdan sonra 1B sıcaklık dağılımı ve 10'lu atımdan sonra 4 μs , (d) - ısıtılan bölgenin ortasındaki sıcaklığın zaman evrimi.

Sonuçta 10 darbeden sonra bile bir sonraki darbenin geldiği andaki sıcaklığın $\sim 100^\circ\text{C}$ 'ye yükseldiğini göstermektedir. Bu, c-Si'nin kırılma indisini değiştirmek ve böylece termal lensi indüklemek için yeterlidir. Lens demet belini azaltacak ve böylece işlenen bölgenin sıcaklığını artıracaktır.

Simülasyon deneysel sonuçları niteliksel olarak desteklese de modifikasyonun dinamiğini tam olarak anlamak için daha fazla araştırmaya ihtiyaç vardır.

5. TARTIŞMA / SONUÇ

Bildirilen proje kapsamında telekomünikasyon dalga boyunda Si içinde ultra kısa darbe yayılımının uzay-zamansal dinamik incelemelerini pratik olarak gerçekleştirdik. Bu güçlü ve kısa atımın yayılması, bir dizi doğrusal olmayan fenomeni indükler: c-Si'de 1550 nm'de fs

lazer darbelerinin spektral transformasyonu, c-Si'de fs lazer darbeleriyle üçüncü harmonik üretimi. Ek olarak, elde edilen bilgiye dayanarak Si'nin derinliklerinde optik dalga kılavuzu yazdığını gösterdik. Bildiğimiz kadarıyla bu olay, fs darbeleri ile 3B kontrol edilebilir. Si'nin derinliklerindeki modifikasyonu ve Si'de ultra hızlı lazer darbeleri ile yazılmış ilk optik dalga kılavuzlarının ilk gösterimi olan ilk rapordur. Dalga kılavuzlarının optik gölgegrafi ve doğrudan ışık bağlantısı ile karakterizasyonundan, dalga kılavuzu ve modifiye edilmemiş kristal arasındaki kırılma indeksi farkını sırasıyla 6×10^{-4} ve 3.5×10^{-4} olarak ölçtük. Dalga kılavuzu çapı 20 μm olarak ölçüldü. Bu imalat yöntemi ile Si'de çok seviyeli fonksiyonel dalga kılavuzları yaratabilmektedir. Böylelikle projenin ana hedefine ulaşılmıştır. Bunun yanı sıra Si içinde daha karmaşık şekilli optik elemanların imali için nanometre mertebesinde hassasiyette 3B hareket kızağına ve 0,5'ten yüksek NA'lı odaklayıcı merceklere ihtiyaç duyulacağı ortaya konmuştur.

Proje Çıktıları

| Sıra | Çıktı türü | Yazarlar | Başlık | Yayın yeri | Durumu |
|------|---------------------------|--|--|-------------------------|-----------------------------------|
| 1 | SCI Makale | Ihor Pavlov, Onur Tokel, Svitlana Pavlova, Victor Kadan, Ghaith Makey, Ahmet Turnali, Özgün Yavuz and Omer Ilday | Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon | Optics Letters | Yayınlandı |
| 2 | SCI Makale | Viktor Kadan, Svitlana Pavlova, Ihor Pavlov, Hossein Rezaei, and Ömer Ilday and Ivan Blonskyi | Spatio-temporal dynamics of femtosecond laser pulses at 1550 nm wavelength in crystal silicon | Applied Physics A | Yayınlandı |
| 3 | SCI Makale | Svitlana Pavlova, Hossein Rezaei, Ihor Pavlov, Hamit Kalaycioglu, and Fatih Omer Ilday | Generation of 2- μJ 410-fs pulses from a single-mode chirped-pulse ber laser operating at 1550 nm | Applied Physics B | Gönderildi |
| 4 | Poster - Konferans raporu | Ihor Pavlov, Onur Tokel, Svitlana Pavlova, Viktor Kadan, Ghaith Makey, Ahmed Turnali and Omer Ilday | Optical Waveguides Written in Silicon with Femtosecond Laser | APS Mart 2017 etkinliği | Konferans kitapçığında yayınlandı |

| | | | | | |
|---|--------------------------------|--|--|---------------------|---|
| 5 | Sözlü - Konferans raporu | Ihor Pavlov, Onur Tokel, Svitlana Pavlova, Viktor Kadan, Ghaith Makey, Ahmet Turnali, Tahir Colakoglu, Ozgun Yavuz, Fatih Omer Ilday | Optical Waveguides Written Deep Inside Silicon by Femtosecond Laser | CLEO Europe 2017 | Konferans kitapçığında yayınlandı |
|---|--------------------------------|--|--|---------------------|---|

REFERANSLAR

- R. R. Gattass, E. Mazur, “Femtosecond laser micromachining in transparent materials,” Nature Photonics 2, 219 - 225 (2008).
- A. Saliminia, N. T. Nguyen, M. C. Nadeau, S. Petit, S. L. Chin, and R. Vallée, “Writing optical waveguides in bulk fused silica using 1kHz femtosecond infrared pulses,” J. Appl. Phys. 93 (7), 3724 (2003).
- C. Florea, K. A. Winick, “Fabrication and characterization of photonic devices directly written in glass using femtosecond laser pulses,” J. Lightwave Tech. 21, 246–253 (2003).
- G.D. Marshall, M. Ams, M.J. Withford, “Direct laser written waveguide-Bragg gratings in bulk fused silica,” Opt. Lett. 31, 2690–2691 (2006).
- G. Della Valle, et al. “C-band waveguide amplifier produced by femtosecond laser writing,” Opt. Express 13, 5976–5982 (2005).
- S. Taccheo, et al., “Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses,” Opt. Lett. 29, 2626–2628 (2004).
- C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garcia, & E. Mazur, “Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy,” Opt. Lett. 26, 93–95 (2001).
- G.D. Marshall, M. Ams, & M.J. Withford, “Direct laser written waveguide-Bragg gratings in bulk fused silica,” Opt. Lett. 31, 2690–2691 (2006).

- K. Yamada, et al. "In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.*, 26, 19-21 (2001).
- A. Couairon, A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports* 441, 47-189 (2007).
- L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco, et al., "Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica," *Phys. Rev. Lett.* 89, 186601 (1-4) (2002).
- J. H. Marburger, "Self-focusing: Theory," *Prog. Quant. Electr.* 4, 35-110 (1975).
- A. Mysyrowicz, A. Couairon, and U. Keller, "Self-compression of optical laser pulses by filamentation," *New J. Phys.* 10, 025023 (2008).
- M. D. Feit, J. A. Fleck, "Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown," *App. Phys. Lett.* 24, 169-172 (1974).
- M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney, "Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air," *Opt. Lett.* 23, 382-384 (1998).
- A. Dubietis, E. Gaizauskas, G. Tamosauskas, P. Di Trapani, "Light filaments without self-channeling," *Phys. Rev. Lett.* 92, 253903 (2004).
- G. Mechain, C. D'Amico, Y.-B. Andre, et al., "Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser," *Opt. Commun.* 247, 171-180 (2005).
- A. Dubietis, E. Kucinskas, G. Tamošauskas, et al., "Self-reconstruction of light filaments," *Opt. Lett.* 29, 2893-2895 (2004).
- K. Ishikawa, H. Kumagai, K. Midorikawa, "High-power regime of femtosecond-laser pulse propagation in silica: multiple-cone formation," *Phys. Rev. E.* 66, 056608 (2002).
- Y. Liu, H. Jiang, Q. Gong, "Spatiotemporal transformation of a focused femtosecond pulse in the absence of self-focusing," *Opt. Lett.* 31, 832-834 (2006).
- P. Polesana, M. Franco, A. Couairon, et al., "Filamentation in Kerr media from pulsed Bessel beams," *Phys. Rev. A.* 77, 043814 (1-11) (2008).

- D. Faccio, A. Matijosius, A. Dubietis, et al., “Near- and far-field evolution of laser pulse filaments in Kerr media,” *Phys. Rev. E* 72, 037601 (1-4) (2005).
- I. Blonskyi, M. Brodyn, V. Kadan, O. Shpotyuk, I. Dmitruk, and I. Pavlov “Spatiotemporal dynamics of femtosecond filament induced plasma channel in fused silica,” *Appl. Phys. B* 97, 829-834 (2009).
- V. Kudriasov, E. Gaizauskas, and V. Sirutkaitis, “Beam transformation and permanent modification in fused silica induced by femtosecond filaments,” *J. Opt. Soc. Am. B* 22, 2619-2627 (2005).
- K. Yamada, W. Watanabe, Y. Li, K. Itoh, and J. Nishii, “Multilevel phase-type diffractive lenses in silica glass induced by filamentation of femtosecond laser pulses,” *Opt. Lett.* 29, 1846-1848 (2004).
- A. Zakery, S.R. Elliott, “Optical nonlinearities in chalcogenide glasses and their applications,” Springer, Berlin–Heidelberg–New York, 2007.
- D. M. Krol, “Femtosecond laser modification of glass,” *J. Non-Cryst. Sol.* 354, 416-424 (2008). S. Tzortzakis, D. G. Papazoglou, I. Zergioti, “Long-range filamentary propagation of sub-picosecond ultraviolet laser pulses in fused silica,” *Opt. Lett.* 31, 796-798 (2008).
- D. G. Papazoglou, I. Zergioti, S. Tzortzakis, “Plasma strings from ultraviolet laser filaments drive permanent structural modifications in fused silica,” *Opt. Lett.* 32, 2055-2077 (2007).
- M. A. Hughes, W. Yang, D. W. Hewak, “Spectral broadening in femtosecond laser written waveguides in Chalcogenide glass,” *J. Opt. Soc. Am. B.* 26, 1370-1378 (2009).
- I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, M. Iovu, and I. Pavlov, “Femtosecond filamentation in chalcogenide glasses limited by two-photon absorption,” *Opt. Mat.* 32, 1553-1557 (2010).
- I. Blonskyi, V. Kadan, O. Shpotyuk, M. Iovu, P. Korenyuk, and I. Dmitruk, “Filament-induced self-written waveguides in glassy As₄Ge₃₀S₆₆,” *Appl. Phys. B* 104, 951 (2011).

- D. Faccio, M. Clerici, A. Averchi, et al. "Kerr-induced spontaneous Bessel beam formation in the regime of strong two-photon absorption," *Opt. Express* 16, 8213-8218 (2008).
- P. C. Verburg, G. R. B. E. Römer, and A. J. Huis in 't Veld, "Two-photon-induced internal modification of silicon by erbium-doped fiber laser," *Opt. Express* 22, 21958-21971 (2014)
- O. Tokel, A. Turnalı, G. Makey, P. Elahi, T. Çolakoğlu, E. Ergeçen, Ö. Yavuz, R. Hübner, M. Z. Borra, I. Pavlov, A. Bek, R. Turan, D. K. Kesim, S. Tozburun, S. Ilday & F. Ö. Ilday, "In-chip microstructures and photonic devices fabricated by nonlinear laser lithography deep inside silicon," *Nature Phot.* 11, 639–645 (2017)
- I. Pavlov, O. Tokel, S. Pavlova, V. Kadan, G. Makey, A. Turnalı, Ö. Yavuz, and F. Ö. Ilday, "Femtosecond laser written waveguides deep inside silicon," *Opt. Lett.* 42, 3028-3031 (2017)
- D. Faccio, M. Clerici, A. Averchi, O. Jedrkiewicz, S. Tzortzakis, D. G. Papazoglou, F. Bragheri, L. Tartara, A. Trita, S. Henin, I. Cristiani, A. Couairon, and P. Di Trapani, "Kerr-induced spontaneous Bessel beam formation in the regime of strong two-photon absorption," *Opt. Express* 16(11), 8213 (2008)

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

| | |
|---|--|
| Proje Yürütücüsü: | Dr. Öğr. Üyesi IHOR PAVLOV |
| Proje No: | 114F256 |
| Proje Başlığı: | Telekomünikasyon Aralığında Yenilikçi Optoelektronik Aygıtların Üretimine Yönelik Optik Malzemelerin Femtosaniye Lazer İle Mikro-Modifikasyonu |
| Proje Türü: | Uluslararası |
| Proje Süresi: | 36 |
| Araştırmacılar: | FATİH ÖMER İLDAI, ONUR TOKEL |
| Danışmanlar: | |
| Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi: | ORTA DOĞU TEKNİK Ü. FEN-EDEBİYAT F. FİZİK B. |
| Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri: | 01/12/2014 - 01/03/2018 |
| Onaylanan Bütçe: | 446190.0 |
| Harcanan Bütçe: | 274787.42 |
| Öz: | <p>1,5 µm dalgaboyunu kullanan telekomünikasyon teknolojilerinin hızlı gelişimi, bunları destekleyen teknolojilerin de gelişmesine bağlıdır ki, bunların en kritik olanları önemli kızılötesi malzemelerden yapılan mikroaygıtların yüksek hassasiyetli üretim teknikleridir. Mikroaygıtların görünür bantta femtosaniye lazer ışını ile oluşturulması günümüze değin çok çalışılmış bir teknolojidir. Femtosaniye lazerlerin bazı özellikleri, dalga kılavuzları gibi mikro elemanların doğrudan veya kendiliğinden oluşumu alanında, bunlara diğer lazerlere göre ciddi üstünlükler sağlamaktadır. Bu projede, bu teknolojiyi, literatürde eksik olan 1,5 µm dalga boyunda göstermek için disiplinlerarası ve uluslararası işbirlikli bir araştırmayı bildiriyoruz. 1,5 µm civarında yüksek güçlü kısa atımlı ışık yayılımını ve telekomünikasyon dalga boyu aralığında çalışan optoelektronik malzemeler ile etkileşimini inceliyoruz. Projede başlıca hedefimiz, malzeme içine lazerle yazma işleminin temel fiziğini anlamak, özellikle de silisyumda optik etkileşimler sayesinde lazerle indüklenen malzeme modifikasyonunu / işlemeyi sağlamak ve lazerle telekomünikasyon bant aralığında çalışabilecek optoelektronik elemanların doğrudan yazımı için pratik bir know-how yaratmaktır. Bu amaçla kompakt ve düşük maliyetli bir erbiyum fiber lazer sisteminden mikroöl seviyesi ve pikosaniye altı atımları veren yeni bir fiber lazer teknolojisi geliştirdik. Lazer sistemimizi literatürde ilk defa silikonda optik dalga kılavuzu yapılarını doğrudan yazmak için kullandık. Kalkojenit camda doğrudan yazmayı ve yazılı yapıların silisyumdaki dalga kılavuzu özelliklerini doğruladık. Ayrıca, zaman çözümlü bir görüntüleme düzeneği kurduk ve silisyumda pikosaniye altı 1.5 µm lazer atımlarının yayılımının görüntülenmesini ilk kez başardık. Ayrıca, yazılı yapıların kırılma indisi ölçümleri ve görüntülenmesi için gölgegrafi ve polarigrafi düzenekleri geliştirdik.</p> |
| Anahtar Kelimeler: | Laser material processing, nonlinear optics, optoelectronics, microfabrication, silicon photonics |
| Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?: | Hayır |