ULTRA YOĞUN LAZERLERLE HIZLANDIRILMIŞ İYONLARIN ENERJİ SPEKTRUMLARININ ÖLÇÜLMESİ

Volkan SERT

Yüksek Lisans Tezi

Fen Bilimleri ve Teknolojileri Anabilim Dalı

Dr. Öğretim Üyesi Özgür CULFA

Ocak-2019

T.C.
KARAMANOĞLU MEHMETBEY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ULTRA YOĞUN LAZERLERLE HIZLANDIRILMIŞ İYONLARIN ENERJİ SPEKTRUMLARININ ÖLÇÜLMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Volkan SERT

Anabilim Dalı: Fen Bilimleri ve Teknolojileri

Tez Danışmanı: Dr. Öğretim Üyesi, Özgür CULFA

KARAMAN-2019

TEZ BİLDİRİMİ

Yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdiği yenilik ve sonuçların başka bir yerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

Volkan SERT

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ULTRA YOĞUN LAZERLERLE HIZLANDIRILMIŞ İYONLARIN ENERJİ SPEKTRUMLARININ ÖLÇÜLMESİ

Volkan SERT

Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fen Bilimleri ve Teknolojileri Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğretim Üyesi. Özgür CULFA

Ocak, 2019, 60 sayfa

Günümüzde gelişen teknoloji sayesinde lazerler 10PW güce çıkarılabilmektedir. Bu seviyede lazerler doğru odaklama ile yoğunlukları $>10^{22}$ W cm^{-2}' ye rahatlıkla çıkabilmektedirler. Çok yüksek yoğunluktaki lazerler özellikle parçacık hızlandırma teknolojisinde önemli bir yere sahiptir. Yapmış olduğumuz çalışmada geleceğin lazer teknolojisinin parçacık hızlandırmada etkisini araştırdık. Bunun için 10 PW lazerlerle (yoğunluğu $5x10^{22}$ W cm^{-2}) tamamen iyonlaşmış C^{+6} iyonları, elektronlar, gama ışınlarının, daha önce oluşturulan plazmanın boyutuna bağlı olarak bu parçacıkların maksimum enerji ve sıcaklıklarının nasıl değiştiği araştırılmıştır. Araştırmalarımızda 2 boyutlu EPOCH PIC (particle in cell) simülasyon programı kullanılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Ultra yoğun lazer, parçacık hızlandırma, PIC metodu.

ABSTRACT

MsThesis

MEASUREMENTS OF ENERGY SPECTRA OF ACCELERATED IONS BY ULTRA INTENSE LASER

Volkan SERT

Karamanoğlu Mehmetbey University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Dr.Öğretim Üyesi.Özgür CULFA

January, 2019, 60 pages

Nowadays, with the rapidly advancing technology lasers can reach 10PW. With the right focusing, the intensity of the lasers at this level can easily go up to $>10^{22}$ W cm^{-2}. Extremely high intensity lasers have a significant role especially in particle accelerator technology. The current study investigated the effects of the future laser technology on particle acceleration. With this aim, by using 10PW lasers (Their density: $5x10^{22}$ W cm^{-2}), the study examined the maximum energy and heat exchange between fully ionized C^{+6} ions, electrons, and photons as a function of preformed plasma scale length produced before. Two-dimensional EPOCH PIC (particle in cell) simulation program was used in the study.

Keywords: Ultrafast laser, particleacceleration, PIC methods.

ÖNSÖZ

Bu çalışma ile yüksek yoğunluktaki lazer sistemlerinin (>10^{22}W/cm^2)üretecekleri plazmalar ve plazmada hızlandırılan parçacıklar araştırılmıştır. Çalışmamızda literatüre yapacağımız en büyük katkı gelecekteki deneysel çalışmalara rehber niteliği taşıması ve yapılacak olan çalışmaların şekillenmesine yardımcı olma özelliği taşımasıdır. Burada üretilecek parçacıklar ile günümüzde kullanılan klasik hızlandırıcılardan vazgeçilip özellikle carbon iyonlarının uygulama alanlarına yoğunlaşmasına yönlendirebilir.

Tez çalışmamın planlanmasında araştırılmasında ve oluşumunda desteğini esirgemeyen bilgi ve tecrübesinden yararlandığım çalışmamın bilimsel temelini şekillenmesine katkı sağlayan değerli hocam Dr. Öğretim Üyesi Özgür CULFA ya sonsuz teşekkürlerimi sunar çalışmamızda 116F042 numaralı projeye desteklerinden dolayı TÜBİTAK ’a da ayrıca teşekkür ederim.

Volkan SERT

Karaman 2019

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET i
ABSTRACT ii
ÖNSÖZ ii
İÇİNDEKİLER ii
ŞEKİLLER DİZİNİ iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ ix
1. GİRİŞ 1
1.1. Lazer Nedir? 1
1.2. Geçmişten Günümüze Lazer 3
2. KURAMSAL TEMELLER VE KAYNAK ARAŞTIRMASI 5
2.1. Lazer Çeşitleri 5
2.2. Ultra Yoğun Lazerler 7
2.3. Lazer Emilim Yöntemleri 10
2.3.1. Rezonans Emilimi 10
2.3.2. Uzun Atımlar 11
2.3.3. Kısa Atımlar 11
2.3.4. Brunel Mekanizması (Vakum Isıtması) 12
2.3.5. Rölativistik $\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$ Isıtması 17
2.4. Rölativistik Elektron Üretimi 18
2.4.1. Ponderomotive Kuvvet 22
2.4.2. Lazer ile Parçacık Hızlandırma Yöntemleri 23
2.4.3. İyon Hızlandırma Yöntemleri 26
2.4.4. PIC Kodları Tarihçesi ve Çalışma Prensibi 30
3. YÜKSEK YOĞUNLUKLU LAZERLERİN UYGULAMA ALANLARI 32
3.1. Füzyon Enerjisi 32

3.2. Hızlı Ateşleme Tekniği 33

3.3. Hadron Terapisi 35

4. MATERYAL VE METOT 37

4.1. HELIOS Hidrodinamik Simülasyonları 39

4.2. EPOCH 2D PIC Simülasyonları 42

4.3 Epoch 2d Pıc Simülasyon Sonuçları 43

5. BULGULAR VE TARTIŞMA 49

KAYNAKLAR 58

ÖZGEÇMİŞ 62

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil **Sayfa**

Şekil 1-1. Uyarılma ile Emisyon.....2

Şekil 1-2. Bilinen renklere karşılık gelen dalga boyu ve frekans aralıkları 2

Şekil 1-3. Çeşitli Frekanslarda Lazer Işın Demetleri.....3

Şekil 1-4. Theodore Maiman'ın 1960yılında çalıştırdığı ilk lazer 3

Şekil 2-1. Lazerin çalışma prensibi.....5

Şekil 2- 2.He-Ne lazeri 7

Şekil 2- 3.OPCPA sisteminin şematik prensibi 8

Şekil 2- 4.Uzun Süreli Rezonans Emiliminin İşlev Grafiği.....10

Şekil 2- 5.Parametreler İçin Rezonans Absorpsiyonunun PIC Simülasyonu 13

Şekil 2- 6.Brunel Isıtma Mekanizmasının Modeli.....14

Şekil 2- 7.Brunel Modeli İle Öngörülen Vakum Isıtmasının Açısal Bağımlılığı 16

Şekil 2- 8.Brunel Denklemine göre Θ=45o (düz çizgi) Emilim Bölünmesi vs. Parlaklık; Yoğunluk Ölçek Uzunluğu L / λ=0.1 (kesik çizgi) ve L / λ=0.04 (noktalı) ve ne/nc=2 17

Şekil 2- 9. Bir Lazerle Çarpışmasız Isıtmadan Kaynaklanan Tipik Bi-Maxwellian Elektron Dağılımı 19

Şekil 2- 10. Los Alamos nanosaniye CO_2 lazeri ile yapılan kararlı durum teorilerine ve deneysel x-ray ölçümlerine göre sıcak elektron sıcaklığının yoğunluğu ile ölçeklendirilmesi 21

Şekil 2- 11. Lazer parçacık hızlandırıcı sistemi 24

Şekil 2- 12. Lazer-Plazma Ve Etkileşimde Bulunduğu Parçacık 25

Şekil 2- 13. Lazer tesisinde proton enerjisi ölçümü deney düzeneği 26

Şekil 2- 14. TNSA mekanizmasının şematik gösterimi 28

Şekil 2- 15. Farklı lazer sistemleri üzerinde yapılan deneyler için lazerle ışınlanmış hedeflerin maksimum proton enerjisi (referanslar kağıtta verilmektedir) lazer darbe ışınımının bir fonksiyonudur. Deneysel değerler, mavi kareler ile gösterilir; kırmızı döngülerle karşılık gelen teorik beklentiler. Ayrıca, deneysel proton enerjilerinin ışınım üzerindeki takılı etkili bağımlılığı çizilmiştir (kesikli yeşil eğri) 29
Şekil 2- 16. PIC kodlarındaki zaman döngüsü 30
Şekil 2- 17. PIC Modelleme İle Elde Edilmiş, Petawatt Lazer Atmasının Uyandırdığı Baloncuk Simülasyonu (Extendable PIC Open Collaboration project, 2013)..... 31
Şekil 3- 1. DTF patlaması 33
Şekil 3- 2. İzokorik hızlı tutuşturma 33
Şekil 3- 3. Lazer sistem merkezi 34
Şekil 3- 4. Hadron terapisi (Extendable PIC Open Collaboration project, 2013) 35
Şekil 3- 5. Elektron sinyallerini gösteren bir görüntü plakası. Parlak noktanın merkezi, x-ışınlarına bağlı olarak biriken enerjiyi gösterir 36
Şekil 4- 1. 100 TW`lık ikincil atmanın katı karbon hedef önünde oluşturduğu plazmanın zamanla değişimi. 39
Şekil 4- 2. 100 TW lazer sisteminin ısıttığı plazma içinde elektron sıcaklık ve zaman grafiği.
.....40
Şekil 4- 3. Lazer tarafından plazmaya transfer edilen toplam enerji oranı gösterilmektedir.
.....40
Şekil 4-4. Oluşturulan plazmanın akışkanlık hız grafiği..... 41
Şekil 4- 5. 3 µm'lik Bir Ölçek Uzunluğuna Sahip Bir Üstel Yoğunluk Profilinin Bir Örneği. 42
Şekil 4- 6. 3 µm Ölçekli Uzunluk ve 75 fs Sonra Yukarıda Verilen Değerler İçin Lazer Elektrik Alanı Profili. 43
Şekil 4- 7. 0 µm plazma ölçek uzunluğuna ait a) elektron yoğunluğu, b) karbon yoğunluğu, 1µm plazma ölçek uzunluğuna ait c) elektron yoğunluğu ,d) karbon yoğunluğunun lazer etkileşiminden 75 fs sonraki durumu gösterilmiştir..... 43
Şekil 4- 8. 0 µm plazma boyutu için a) elektronun b) karbonun ortalama kinetik enerjisi, 1 µm plazma boyutu için c) elektronun , d) karbonun ortalama kinetik enerjisini lazerin plazma ile etkileşiminden 75 fs sonraki durumu gösterilmiştir. 45

Şekil 4- 9. 1µm plazma boyutu için lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki karbonun ortalama kinetik enerjisi gösterilmiştir. 45
Şekil 4- 10. 0µm plazma boyutu için lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki fotonun ortalama kinetik enerjisi gösterilmiştir. 46
Şekil 4- 11. 0 µm plazma ölçek uzunluğuna ait foton yoğunluğu a) 75 fs b) 100 fs sonraki durumu 46
Şekil 4- 12. 1µm plazma boyutu için lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki fotonun ortalama kinetik enerjisi gösterilmiştir. 47
Şekil 4- 13. 1 µm plazma ölçek uzunluğuna ait foton yoğunluğu a) 75 fs b) 100 fs sonraki durumu 48
Şekil 5- 1. Karbon iyonunun plazma boyutuna göre (3µm, 5µm, 10µm) kinetik enerji yoğunlukları gösterilmiştir. 49
Şekil 5- 2. Elektron iyonunun plazma boyutuna göre (3µm, 5µm, 10µm) kinetik enerji yoğunlukları gösterilmiştir. 50
Şekil 5- 3. Foton iyonunun plazma boyutuna göre (3µm, 5µm, 10µm) kinetik enerji yoğunlukları gösterilmiştir. 51
Şekil 5-4. Karbon iyonunun plazma boyutuna göre max enerjisi gösterilmiştir..... 52
Şekil 5-5. Elektron iyonunun plazma boyutuna göre max enerjisi gösterilmiştir..... 52
Şekil 5-6. Foton iyonunun plazma boyutuna göre max enerjisi gösterilmiştir..... 53
Şekil 5-7. Karbon iyonunun plazma boyutuna göre sıcaklık değerleri..... 54
Şekil 5-8. Elektron iyonunun plazma boyutuna göre sıcaklık değerleri..... 54

Şekil 5-9. Foton iyonunun plazma boyutuna göre sıcaklık değerleri.....54

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	**Açıklama**
2D	İki boyutlu
PW	Petewatt
ns	Nanosaniye
µm	Mikron
ne	Elektron yoğunluğu
ns	Katı hedef yoğunluğu

Kısaltmalar	**Açıklama**
EPOCH PIC	Parçacık Hücre yöntemi simülasyon kodu
OPCPA	Optik Parametrik Konsantre Atma Amplifikasyonu
DC	Doğru akım
CPA	Darbe amplifikasyonu
TNSA	Normal hızlandırıcı hedef ivme
QED	Kuantum elektrodinamiği
TUBITAK	Türkiye Bilimsel Ve Teknolojik Araştırma Kurumu
BAP	Bilimsel Araştırma Projesi
PSC	Plazma simülasyon kodu

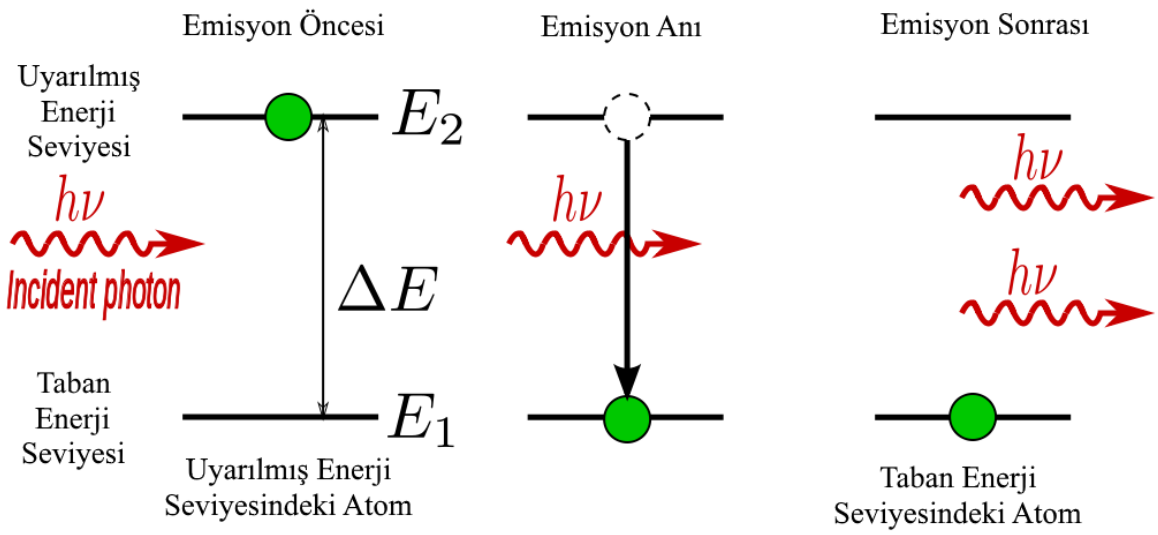
1. GİRİŞ

1.1. Lazer Nedir?

Uyarılmış ışıma sonucu ortaya çıkan fotonlar aynı frekans ve aynı doğrultuda hareket ettiğinden dolayı ortaya çıkan ışık şiddeti oldukça yüksektir. Uyarılma sonucunda ortaya çıkmış ışımada aynı yönlü, aynı fazlı olan şiddeti artmış eşit frekanslı ışığa lazer denir.

Lazer ışını katı maddelerden, gazlardan, sıvılardan ve yarı iletkenlerden elde edilebilir. Lazerin temeli, atom veya molekül enerji düzeyleri arasındaki elektron geçişleri sırasında yayılan fotonlara dayanır. Bir atomun iki enerji düzeyi E_2 ve E_3 olsun ve $E_3>E_2$ farz edelim. Minimum enerji ilkesine göre atom veya moleküller düşük enerji seviyesinde olmak istediklerinden E_3 seviyesindeki elektron kendiliğinden E_2 seviyesine inecektir. v fotonun frekansıdır. Örneğin elektron bu salınımı kendiliğinden yaparsa salınan fotonun yönü tamamen değişir. Eğer E_3 düzeyindeki elektron, E_3 - E_2 enerjisindeki başka bir fotonla etkileşerek E_2 düzeyine inerse bu şekilde salınan fotonun yönü ve etki eden fotonla aynı olacaktır.(Siegman1986)

Lazer ışını dağılmazdır ve çok uzak mesafelere kat edebilir. Enerji aynı frekans değerinde olduğundan yüksek yoğunluğa ulaşabilir. Lazer ışını ile yüksek enerjilerde birçok işlem yapılabilir.



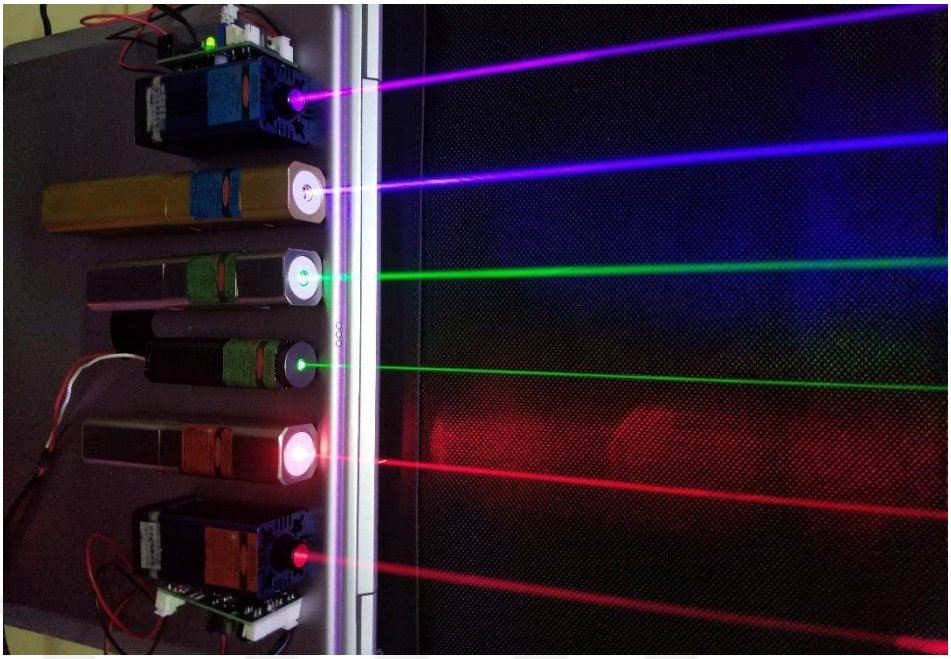
$$E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu$$

Şekil 1-1. Uyarılma ile Emisyon

Lazerler, günlük hayatta sıklıkla kullanılmaktadırlar. Örneğin, marketlerde ürün fiyatlarını, CD'lerden müziği, DVD'lerden de veri okumakta lazerlerden faydalanılmaktadır. Bazı güçlü lazerler 15 mW'ın gibi göze zarar verebilir. Bu özelliğinden dolayı lazer ışığı, metalleri milimetrik olarak kesme, kaynatma gibi işlerde üstün avantaj sağlar(Köksal ve Köseoğlu, 2011).

	Dalga boyu aralığı	**Frekans aralığı**
	~ 625 to 740 nm	~ 480 to 405 THz
	~ 590 to 625 nm	~ 510 to 480 THz
	~ 565 to 590 nm	~ 530 to 510 THz
	~ 525 to 565 nm	~ 580 to 530 THz
	~ 500 to 520 nm	~ 600 to 580 THz
	~ 430 to 500 nm	~ 700 to 600 THz
	~ 380 to 430 nm	~ 790 to 700 THz

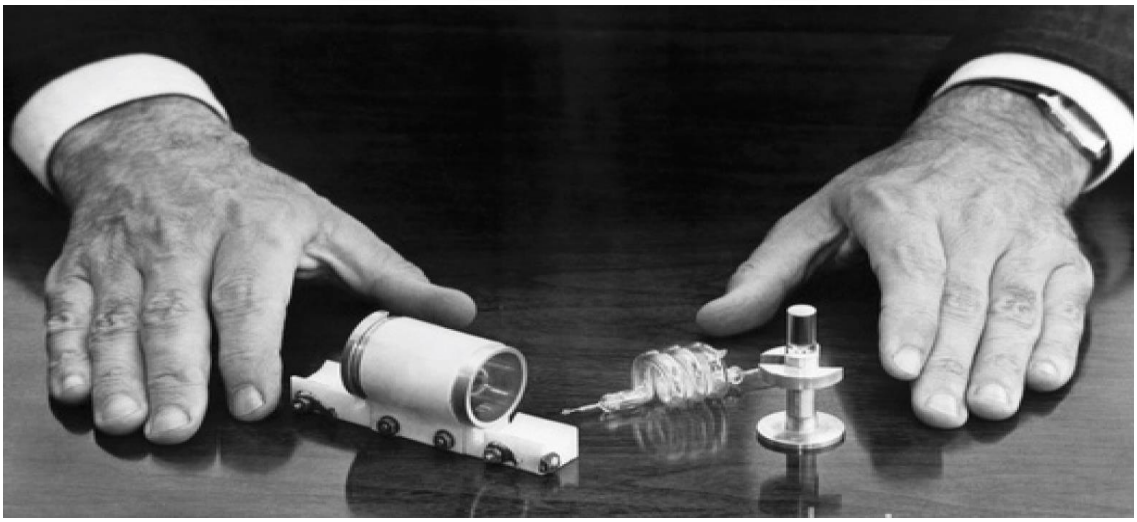
Şekil 1-2.Bilinen renklere karşılık gelen dalga boyu ve frekans aralıkları (Maiman, 1960)



Şekil 1-3. Çeşitli Frekanslarda Lazer Işın Demetleri

1.2. Geçmişten Günümüze Lazer

1960 yılının başında ilk lazer çalışması ABD'nin California eyaletinde bulunan T. Maiman tarafından başarılı bir şekilde çalıştırılmış ve dünyanın birçok araştırma laboratuvarında da yine benzer sonuçlar elde edilmiştir.(Sennaroğlu,2010)



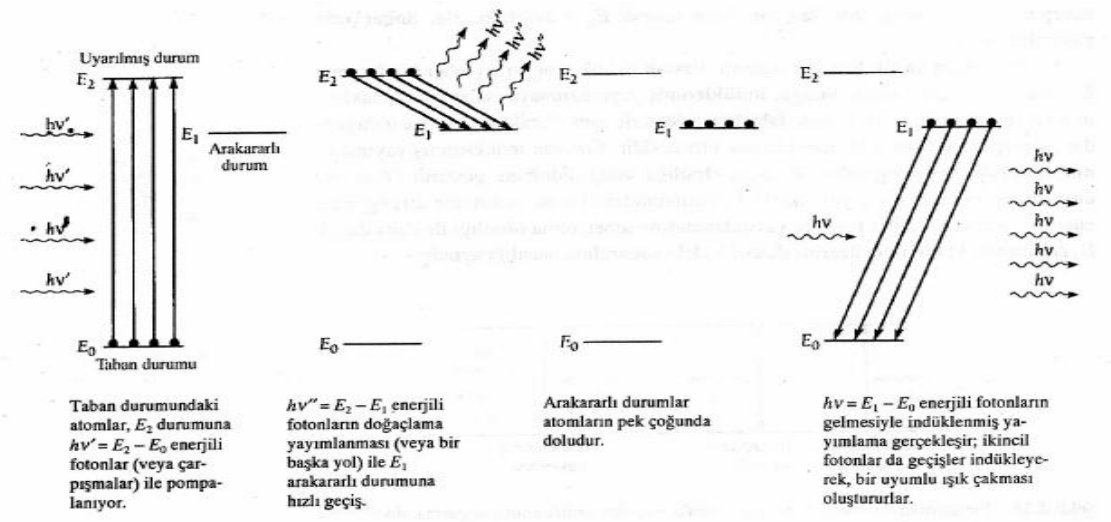
Şekil 1-4. Theodore Maiman'ın 1960yılında çalıştırdığı ilk lazer (Sennaroğlu, 2010)

1950'li yılların sonuna doğru, uyarılma ile ışımayla, önce mikrodalga frekanslarında deneysel olarak gösterilmiş ve neticede ilk amonyak icat edilmişti. Bu sayede geçmişten günümüze birçok bilim adamı bu gelişime katkıda bulunmuştur.1960'ta da ilk yakut lazerinin T. H. Maiman (1927- 2007) tarafından icat edilmesiyle fotonik lazer alanı başlamış olmuştur.(Sennaroğlu,2010)

Lazerin icadı, dünyada yeni bir bilim ve teknoloji alanının doğuşuna sebep olmuştur. 1960'ta ilk yakut (ruby) lazerinin icadının ardından, kısa bir süre içerisinde birçok değişik ortam ile lazer ışığı üretilebilmiştir. Bunların arasında en önemli olanları yarıiletken lazerleridir. Bu lazerlerin çok küçük boyutlarda ve yüksek sayıda üretilebilmeleri, bilgi işlemede (örneğin, hepimizin bildiği CD ve DVD okuyucularında) ve iletişimde kullanılabilmelerini sağlamıştır.(Sennaroğlu,2010)

2. KURAMSAL TEMELLER VE KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1. Lazer Çeşitleri



Şekil 2- 1. Lazerin çalışma prensibi (Beiser ,1997)

İlk lazer 1960 yılında pembe renkli yakut ile yapıldı. Pompalanmaya uygun her şeyden lazer olabileceği düşüncesi hakim oldu. Kullanılan aktif ortamın fiziksel doğasına bağlı olarak lazerleri, yalıtkan lazerler, yarı iletken lazerler, gaz ve boya lazerleri olmak üzere dört gruba ayırabiliriz.

Katkılanmış Yalıtkan Lazer: Burada aktif ortam, bir katı içine gömülmüş iyonlarından ibarettir. Normal bir şekilde mevcut yapıdaki iyonlar tekrar yerine girerler. Mevcut örgü de önemlidir, çünkü ısısal iletim, ısısal genişleme lazerin oluşturacağı güç düzeyleri belirlemek için önemlidir. Bunun dışında mevcut yapı safsızlık iyonlarının enerjisini etkiler, aynı iyon farklı örgülere katkılandığı zaman dalga boyları farklı lazerler oluşur. Burada en önemli iyonlar geçiş metal iyonları ve nadir toprak elementi iyonlarıdır.

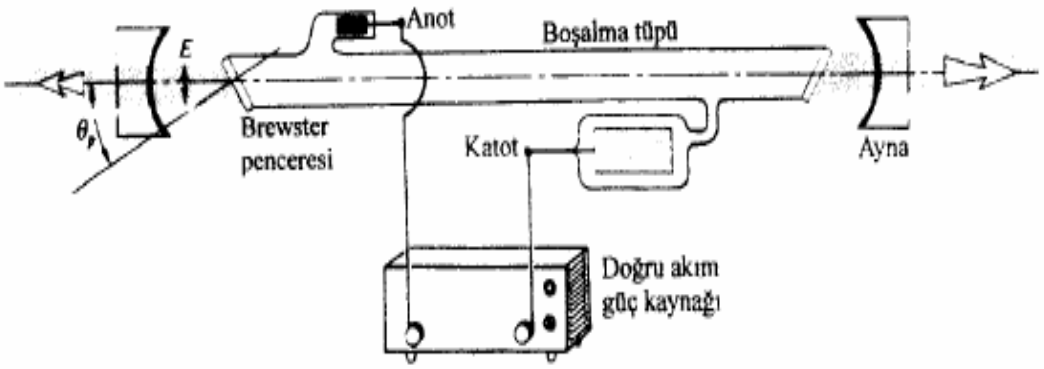
Yakut Lazer: Bu lazer tipinde; geçişler, 694 nm arasındadır. Yakut üç düzeyli bir lazer sistemidir. Bu sistemde Pompalama, parıltı tüpüyle yapıldığı zaman hızlı bozunumlar geniş bantlardan geçer. Pompalama için cıva ark lambası kullanılır.

Alexandrite Lazer: Yakut ile aynı spektroskopiye sahiptir. Alexandrite Lazer, 1973 yılında 680 nm dalga boyunda lazer ışığı veren üç düzeyli lazer olarak üretilmiştir. Fakat son zamanlara daha uzun dalga boylu lazer elde edildi ve dört düzeyli lazer pompalama belirtileri gösterdi. Buna istinaden lazer dalga boyu 700-820 nm arasında değiştirilebildi. Bu özellik ayarlanabilen lazerin ilk örneği oldu.

Nd:YAG Lazer: Nd iyonu örgüde Yttrium iyonunun yerine geçer, dolayısı ile katılama, maksimum 0,015 eV düzeyindedir. Bu lazer dört düzeyli bir lazerdir.

Yarı İletken Lazer: Katı maddelerden yapılmış olmasından dolayı yarı iletken lazer hem enerji hem de pompalama mekanizmaları bakımından yalıtkan katkılı lazerleri oldukça farklıdır. Yalıtkanlardaki atomların tek enerji düzeyleri gözlenirken yarı iletkenlerdeki elektronlar geniş bantlı enerji düzeylerini kapsar. Her bant bütün olarak maddeye aittir. Aslında burada amaç katının, başlangıçta birbirinden iyice uzak atomları, birbirine yakınlaştırmak ve bir topluluk haline getirmektir.

He-Ne Lazer: Günümüzde en yaygın olarak atomik lazer He-Ne lazerdir. Bu lazerin aktif ortamı 10 kısım helyum ve 1 kısım neondan oluşur. Bu karışım, birkaç milimetre çapında dar delikli ve 0,1–1 m uzunluğunda 10 torr basıncında bir borudur. Bu sistem boşalmaya yol açar. Boşalma başladığında tüpün direnci azalır, akımı sınırlandırmak için güç kaynağına seri direnç ilave edilir. Neticede Lazer geçişleri meydana gelir. Bu geçişler neon enerji düzeyleri arasında olur. Dört temel geçişin dalga boyları sırasıyla 3,39 µm, 1,15 µm, 632,8 nm, 543,5 nm'dir.Bu geçişlerde her geçişin başlama veya sonlanma düzeyleri ortaktır. Bu nedenle geçişler birbirleriyle yarışırlar (Buschmann, ve ark., 2013).



Şekil 2- 2. He- Ne lazeri (Beiser, 1997)

2.2. Ultra Yoğun Lazerler

Ultra Yoğun lazer spektroskopisi, ultra kısa atma kullanan, çok kısa süreli (attosaniye – nanosaniye arası) dinamiklerin incelenmesi için geliştirilmiş bir spektroskopik tekniktir. Yük taşıyıcıların, atomların ve moleküllerin dinamiklerinin incelenmesi için farklı metotlar kullanılır. Farklı zaman aralıklarını ve foton enerji aralıklarını tarayan bir çok prosedür geliştirilmiştir. Sık kullanılan ultra yoğun lazer türlerinden bazıları aşağıda sıralanmıştır.

1. Attosaniye – pikosaniye spektroskopi
   1.1. Titanyum-safir lazer: Ti-safir lazerler, kırmızı ve yakın kızılötesi aralığında emisyon yapan, ayarlanabilir lazerlerdir.

   1.2. Boya lazer: Boya lazerler, kazanç ortamı olarak organik boya kullanılan, boya tipine göre dalga boyu seçilebilinen lazerlerdir.

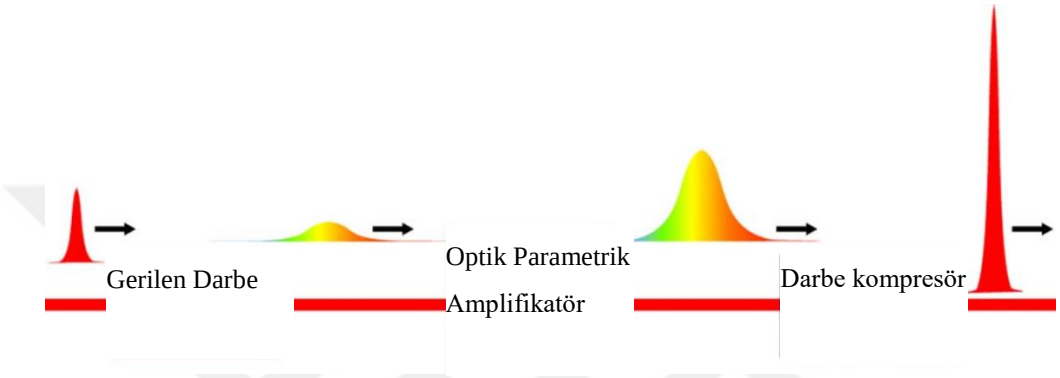
   1.3. Fiber lazer: Fiber lazerler, bir lazer diyottan çıkan ışınların, katkılanmış fiberi uyararak fibere ışınım yaptırılan lazer tipidir.

1.4. X-ışını jenerasyonu: Ultra yoğun optik atmaların elektronları uyardığı ve uyarılan elektronların hedefe çarpması ile oluşturduğu x-ışınlarını meydana getiren lazer tipidir(Pickwell ve Wallace, 2012)

2. Pikosaniye – nanosaniye spektroskopisi

2.1. İz kamera: İz kameralar, atmaların geçici profillerini uzaysal profile aktarırlar.

2.2. Zamana bağlı tek foton sayma: Zamana bağlı tek foton sayma moleküllerin uyarılmış durumdan taban enerji durumlarına dönerkenki davranışlarını inceler (Buschmannve ark., 2013).



Şekil 2-3.OPCPA sisteminin şematik prensibi

Son yıllarda, Optik Parametrik Konsantre Atma Amplifikasyonu (OPCPA Optical Parametric Chirped-pulse Amplification), ultra yoğun lazerlerin üretiminde güçlü bir araç olarak türemiştir. Spektrumun farklı kısımlarında yüksek şiddetli düşük zamanlı atmalara olanak sağlamıştır. Özellikle yakın kızılötesi spektral aralıkta OPCPA, konvansiyonel

olarak kullanılan Ti:Safir bazlı lazerlere ilgi çekici bir alternatif sağlamıştır(Witte ve Eikema, 2011).

Optik parametrik amplifikasyon, üçlü-dalga-karıştırma işlemi.

Optik parametrik

Darbe sedye amplifikatör Darbe kompresör

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_s}{\partial t^n} = -i \ \frac{X^{(2)} w_s}{2 n_s c} A_p A_i^* e^{-i\Delta k.z}$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_i}{\partial t^n} = -i \ \frac{X^{(2)} w_i}{2 n_i c} A_p A_s^* e^{-i\Delta k.z}$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_p}{\partial t^n} = -i \ \frac{X^{(2)} w_p}{2 n_p c} A_s A_i^* e^{-i\Delta k.z}$$

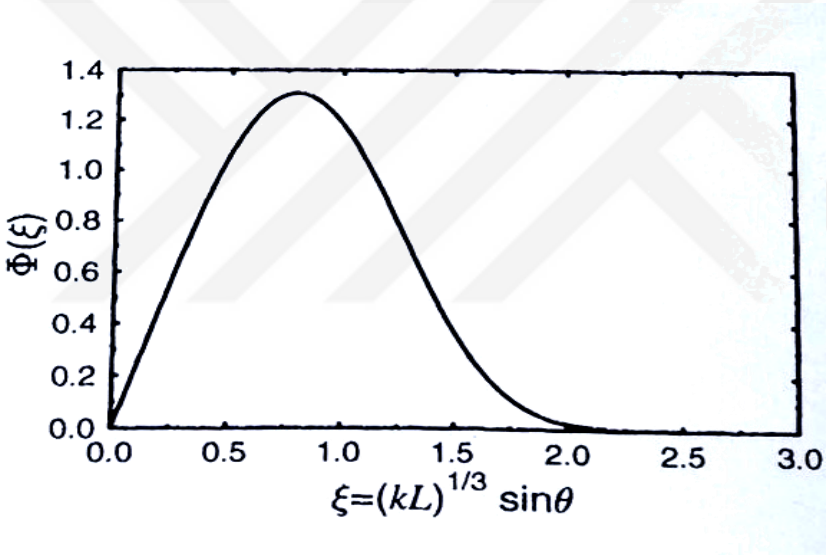
Burada; $A_{s,i,p}$ sırasıyla sinyal, idler ve pompanın kompleks atma zarflarıdır. $k^{(n)}$-terimleri, ortamın n'inci mertebe dispersiyon katsayılarıdır. $\chi^{(2)}$, ikinci mertebe lineer olmayan duyarlılıktır. $n_{s,i,p}$ sinyal, idler ve pompanın kırılma indisleridir. $\omega_{s,i,p}$ sırasıyla sinyal, idler ve pompanın açısal frekanslarıdır. c ışık hızıdır ve $\Delta\vec{k}$ faz farkına karşılık gelir.

Bu denklemlerde 3 ana bileşen mevcuttur. Sol taraftaki ilk terim z-ekseni doğrultusundaki farklı atma zarflarında yayılmayı tanımlar. Sol taraftaki ikinci terimlineer olmayan kristal içerisindeki farklı alanların dispersiyonunu tanımlar ve tüm dispersiyon mertebelerinin toplamını içerir. Sağ taraftaki terim, lineer olmayan polarizasyondur. Bu terim farklı alanlar arasındaki çiftlenimi içerir ve parametrik amplifikasyon işleminden doğrudan sorumludur. (Baltuska ve ark. 2002)

2.3. Lazer Emilim Yöntemleri

2.3.1. Rezonans Emilimi

Lazer frekansı ile plazma frekansı birbirine eşit olduğu zaman oluşan rezonans ile plazma içinde lazerin enerjisi emilir (Rezonans Emilimi) ve lazer enerjisini plazma içindeki elektronlara aktararak hızlandırır. Yüksek lazer ışınımında etkileşimin olmasından dolayı elektronda gözlenen normal şartlardaki özellikler değişime uğrar. Kısa etkileşim sırasında beklenen yoğunluk rezonans emiliminin ne kadar etkili olabileceği konusunda net bilgi vermektedir. Polarize ışık dalgası kritik bir yüzeye plazma dalgasıyla ilerler, bir dizi lazer periyodu üzerinde büyür ve nihayetinde düşük yoğunluktaki çarpışmalarla veya yüksek yoğunluktaki parçacık yoklama ve dalga kırılması ile sönümlenir (Culfa, 2017).



Şekil 2- 4.Uzun Süreli Rezonans Emiliminin İşlev Grafiği

Emilim fraksiyonu ($\epsilon = (kL)^{1/3 \sin}\theta$ parametresi üzerinde kendine benzer bir bağımlılığa sahiptir. Burada θ oranın her zamanki açısıdır(Denisov, 1957; Ginzburg, 1964).Aynı zamanda Bu limit içerisinde açısal emilim davranışı ∅ (€) Şekil ’de gösterilen eğri tarafından verilmektedir.

$$\emptyset(\mathcal{E}) = (2.3\mathcal{E}\exp(-2\varepsilon^3/3)$$

Ve fraksiyonel emilim $\tilde{n}_{ra=1/2}\emptyset^{2(}$€)ile verilmektedir.

Bu davranış aşağı yukarı sönüm mekanizmasından bağımsızdır. Bu pompa genliğinin küçük olmasını sağlar. Bütün enerji dengesi bu şekilde elde ediliyor olmasına rağmen bunun termal ve supratermal ısıtmaya ayrılma (bölünme) yöntemi hücre içi parçacık gibi kinetik bir yaklaşım kullanılarak istikrarlı bir şekilde belirlenebilir (PIC).

2.3.2. Uzun Atımlar

Rezonans emilim teorilerinde uzun atımlar metodunun mihenk taşı olan çalışma, Los Alamos ve Livermore'un çalışmasıdır(Birdsall ve Langdon, 1985). Uzun lazer atımları denge noktasına eğilimi arttırdığından avantajlıdır. Lazer ve plazmanın basınç dengesinde olduğunu varsayarsak,

$$P_e = n_e k_B T_e = \frac{I_0}{c} = \frac{E_0^2}{8\pi}$$

denklemini yazabiliriz. Bu da, kritik noktaya yakın olan yoğunluk profilinin lokal lazer basınç ve sıcaklığına göre ayarlandığını gösterir. Bu durumda:

$$n_e = \frac{I_0}{c k_B T_e} \cong 200\ \frac{I_{18}\lambda_\mu^2}{T_{keV}} n_c$$

olur. Bu sonucu kısa atım durumuyla karşılaştırabiliriz.

2.3.3. Kısa Atımlar

Absorbe mekanizmalarının çok çeşitli olması, doğrusal sıcak elektron üretim teorisini kapsamlı bir şekilde ortaya koymayı zorlaştırır. Ama kapsamlı olmasa da, yaklaşık ölçeklendirme modelleriyle konuya ışık tutulabilir. Mesela, Brunel modelinde, elektronlar direkt olarak lazer alanında hızlandırılır. Bu durumda elektronların sahip olacakları hız $v_d = 2v_{os}\sin\theta$ eşitliğiyle hesaplanır. Bu durumda, elektronların sıcaklığını şu denklem verir:

$$T_h^B = \frac{m v_d^2}{2} \cong 3.7\ I_{16}\lambda_\mu^2$$

Burada, I_{16}, $10^{16} Wcm^{-2}$skalasından yoğunluğu, λ_{μ}^{2} ise mikrometre skalasından dalga boyunu belirtir. Bu model rölativite etkilerini içermez. Brunel'in çift pompa geometrisi ($\pm 45°$ ile konuşlandırılan iki lazer) kullanılan PIC simülasyonları, bu ölçeklendirmeyi deneysel olarak desteklemiştir. Başka bir deneysel çalışmada ise, sabit iyonların kullanıldığı elektromanyetik simülasyonlar daha zayıf ölçeklendirmeleri desteklemiştir(Gibbon ve Bell, 1992).Bu olguyu şu denklemle özetlemek mümkündür:

$$T_{h}^{GB} \cong 7(I_{16}\lambda_{\mu}^{2})^{\frac{1}{3}}$$

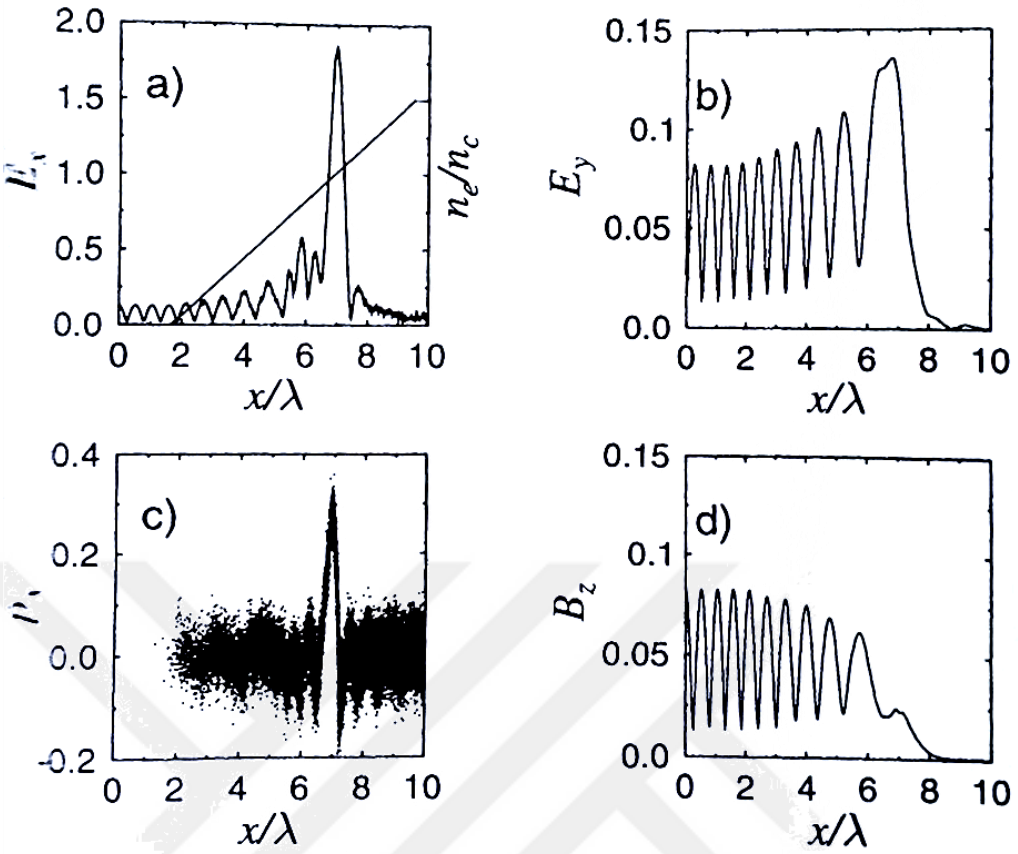
Düşük L/λ değerleri için zayıf ölçeklendirme çıkması emilim kesrinin yoğunlukla ters orantılı olmasıyla açıklanabilir.

2.3.4. Brunel Mekanizması (Vakum Isıtması)

E_p ,genliğindeki alan altında rezonansa girmiş kritik yoğunluktaki plazma dalgasını düşünürsek, köşelerde ufak çaplı alan kabarmaları olacağından E_p gelen lazer alanının genliği (E_L) ile yaklaşık aynı olur. Bundan dolayı elektronlar salınım hareketi yaparlar. Bu salınımın genliğini ise:

$$x_p \cong \frac{eE_L}{m_e\omega^2} = \frac{v_{os}}{\omega}$$

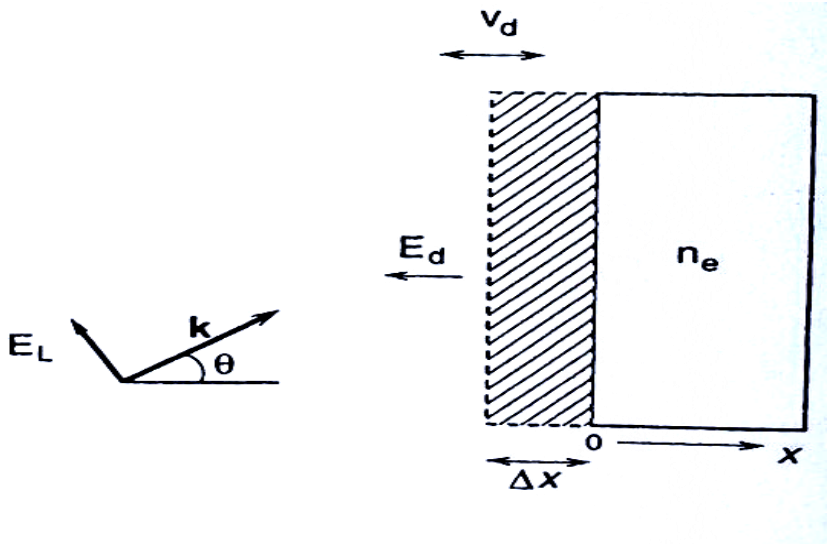
denklemi ile bulabiliriz. Bu genlik, yoğunluk skalasının uzunluğunu aştığında ($v_{os}/\omega > L$ olduğu durumlarda) rezonans bozulur.



Şekil 2- 5.Parametreler İçin Rezonans Absorpsiyonunun PIC Simülasyonu

Edge yakınındaki elektronların plazma-vakum ara yüzündeki ani tepkilerin doğrudan lazer kaynağına maruz kalacağı sezgisel olarak görülebilir. Lazer döngüsünde doğrusal olarak yaklaşan bir termal elektron, şiddetli bir şekilde dışa doğru sürüklenir. Termal kılıfın çok ötesinde $\lambda_D = v_{te}/\omega_p$dışa savrulan elektron tekrardan plazmaya geri döner. Elektrik alan sabit bir derinliğe nüfuz eder.c/ω_p böylece elektron emilen hedefe engelsiz bir şekilde ulaşabilir. Bu basit ama önemli olan bu mekanizma, Brunel tarafından geometrik olarak ve elektromanyetik dalgaya maruz kalınan ortamda keşfedilmiştir.

Rezonans emilimi için gösterilen Lazer esaslı parçacık hızlandırıcı şemasında olduğu gibi bu emilim için de benzer analizler yapılmıştır. Model dalganın manyetik alanının göz ardı edildiği kondansatör yaklaşıma dayanır ve elektronların denge pozisyonları boyunca ileri ve geri çeken hedef elektriği için normal elektromekanik bir alana sahip olduğunu varsayar.



Şekil 2- 6. Brunel Isıtma Mekanizmasının Modeli

Başlangıçta pürüzsüz, aynaya benzer bir yüzey üzerinde bir dalga ile meydana gelirse, hareket halindeki bir elektrik alanın ayarlanması için sabit bir dalga ayarlanır.

$$Ed=2ELsin\theta$$

$$\Delta E=4\pi e\sum$$

Bunu yukarıdaki şekle göre de çözümleyebiliriz.

$$\sum=\frac{2ELsin\theta}{4\pi e}$$

Düşük yoğunluklarda açısal emilim 45 derece civarında pik (tepe noktası) oluşmaktadır. Bunun temel sebebi, elektrostatik modelin açılı gelen dalga düzlemlerini açıklamakta yetersiz olmasıdır. Çünkü doğru akım hedefe yüzey boyunca ilerler. Bu durum, hızlı elektronların saptırılıp plazma geri dönmesini önler. Brunel, bu durumu önlemek için geometrik olarak bir birine zıt ($\pm\theta$) lazer darbeleri kullanılmasını önerir. Bu yolla yüzey akımları büyük ölçüde birbirini götürür. Bu düşünce 2 boyutlu PIC simülasyonları vasıtasıyla desteklenmiştir (Culfa, 2017).

Hareketli iyonlarla yapılan simülasyonlarda ise başka bir durum ortaya çıkar. Yüzey etrafında dolanan elektronların oluşturduğu güçlü boşluk-yükü (space-charge), iyonları süpersonik bir şekilde çeker, ki bu da emilim fiziğini (Brunel, 1988;Gibbon, 1994) ve yansıyan ışığın faz içeriğini değiştirir (Kingham ve ark. 2001). Karakteristik bir zaman geçtikten sonra emilim ve sıcak elektron dağılımları, önceki simülasyonlardaki rezonans emilime benzemeye başlar. Ekstrem yoğunluklarda ($I > 10^{20}\ Wcm^{-2}\mu m^2$), enerji yük dengesizliği vasıtasıyla direkt olarak iyonlara transfer olur.

Önceki sonuca benzer değerler, şimdi ise pompa boşalımı denkleme dahil edilmiştir.

$$\acute{\eta}_{vh}^{low} = \frac{a_0}{2\pi} f^3 \alpha\ (\theta)$$

$\alpha(\Theta) = \sin^3\Theta / \cos\Theta$olduğunda. $\eta_\alpha = 1 - (f - 1)^2$yazarak ve $\beta = a0\alpha/2\pi$ olarak, bu denklem, f için basit ikincil dereceye düşmektedir:

$$\beta f^2 + f - 2 = 0$$

fiziksel olarak anlamlı bir kökü olan:

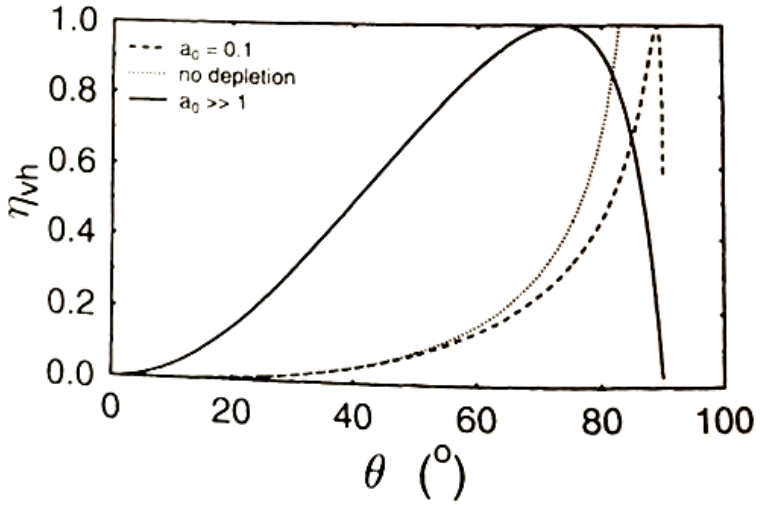
$$f = \frac{(1 + 8\beta)^{1/2} - 1}{2\beta}$$

Güçlü göreceli sınırda (kesin sınırlar içinde $f\alpha_0 \sin \Theta >> 1$), şu sonucu bulduk:

$$\acute{\eta}_\alpha = \frac{f^2}{\pi} \frac{sin^2\theta}{\cos\theta}$$

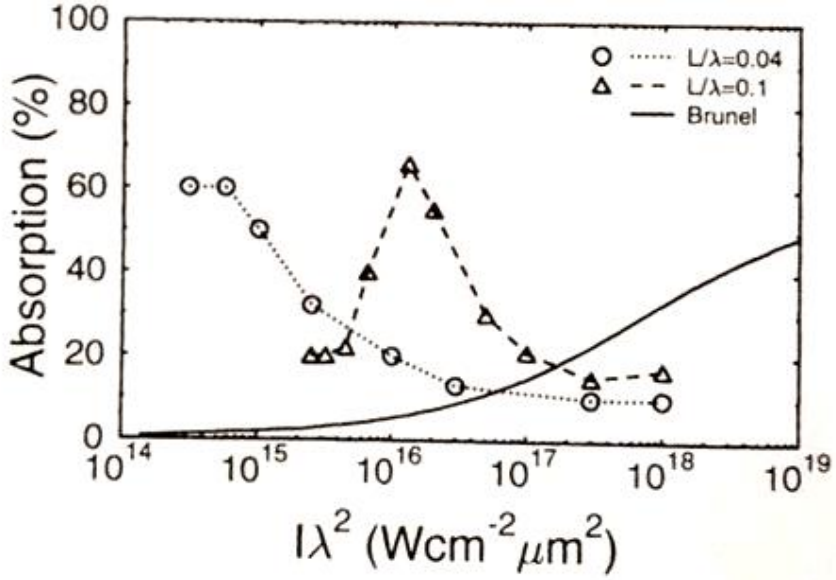
bu denklemde$\alpha_0$bağımsızdır ve $\alpha^1 = \sin^2\Theta / \cos\Theta$olursa$f = 2\left(\frac{\alpha}{\pi} + 1\right)^{-1}$sonucunu buluruz, sonuç olarak:

$$\eta_{\mathrm{vh}}^{\mathrm{rel}} = \frac{4\pi\alpha'}{(\pi + \alpha')^2}.$$



Şekil 2- 7.Brunel Modeli İle Öngörülen Vakum Isıtmasının Açısal Bağımlılığı

Her iki sınırlayıcı durum Şekil 2-7'de gösterilmiştir ve normal cilt etkisine benzer bir davranış ortaya koymaktadır. Fresnel tipi emilimde olduğu gibi, pompa tükenme etkisi, çizilme oranının fiziksel olarak büyük olmamasını engeller. Düşük yoğunluklu durum için bu düzeltme yapılarak veya yapılmadan her iki eğri karşılaştırılarak görüleceği üzere, a_0 arttıkça tepe noktası daha alçak bir açıya kaymaktadır. Aşırı göreceli durumda, emilim eğrisi çok daha geniştir ve Şekil 2-7'deki denkleminin incelenmesiyle Θ_{opt}= 73.06°'ye karşılık gelen $\alpha^1=\pi$'de zirve yaptığını gösterir. Çarpışma emiliminde olduğu gibi, bu durum sınırlı eğime sahip gerçekçi yoğunluk görünümleri için daha karmaşık hale gelir. Bu durum ilk kez Gibbon ve Bell (1992) tarafından değerlendirilmiştir, ve Gibbon ve Bell'in simülasyonları, parlaklık ve ölçek uzunluğuna bağlı olarak titreşim (rezonans) emilimi ve vakumla ısıtma arasında karmaşık bir geçişi ortaya koymuştur.



Şekil 2- 8.Brunel Denklemine göre Θ=45o (düz çizgi) Emilim Bölünmesi vs. Parlaklık; Yoğunluk Ölçek Uzunluğu L / λ=0.1 (kesik çizgi) ve L / λ=0.04 (noktalı) ve ne/nc=2 (Gibbon ve Bell (1992).

Yüksek parlaklık ve kısa ölçek uzunlukları için emilim yaklaşık %10-15 civarında doygunluk gösterir, fakat ara değerler ($I\lambda^2 = 10^{16}$ $Wcm^{-2}\mu m^2$, $L/\lambda \sim 0.1$) için emilim hala %70 civarında yüksek bir değerde olabilir.

2.3.5. Rölativistik$\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$Isıtması

Bu modelde elektronlar direkt olarak lazer alanında hızlandırıldığından aslında fiziksel olarak bu model Brunel modeline benzer. Temel fark ise, Lorentz kuvvetinin yüksel frekanslı (lazerin frekansının iki katı kadar) olan $v \times B$ bileşenidir. Doğrusal polarize olmuş bir $E = E_0(x)\hat{y}\sin\omega t$ dalgası boylamsal kuvveti arttırır:

$$f_x = -\frac{m}{4}\frac{\partial v_{os}^2(x)}{\partial x}(1 - \cos 2\omega t)$$

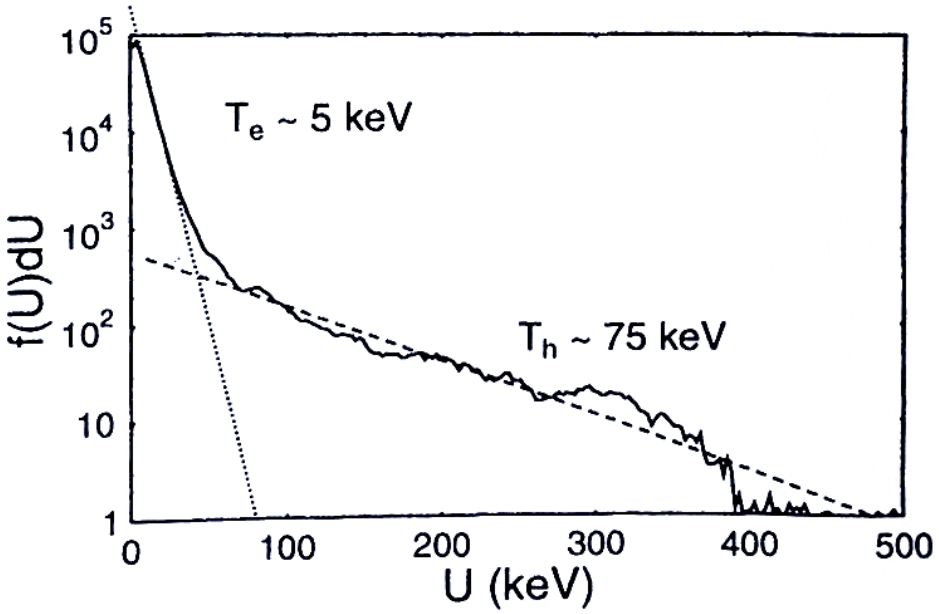
Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim sıradan DC pondermotifkuvvettir ki burada elektron yoğunluk profilini iter. Yüksek frekanslı bileşen olan ikinci terim ise yoğunluk gradyanına paralel olan p-polarize elektrik alan bileşenine benzer bir şekilde ısıtmaya öncülük eder. Bu terim en verimli olan bileşendir ve rölativistik hızlarda daha da anlam kazanır. Wilks ve ark. (2001) çalışmalarında bu ısıtma mekanizmasının potansiyel önemini 2 boyutlu PIC simülasyonları kullanarak göstermiştir.

2.4. Rölativistik Elektron Üretimi

Lazer – plazma etkileşimlerindeki yüksek yoğunluklu kolektif etkileri açığa vuran en az 3 tane belirgin imza vardır. 1- elektronların yüksek ve açısal bağımlı emilimleri, 2- sert x-ışını emisyonları, 3- hızlı iyon üretimleri. Tutarlı bir şekilde bunları doğrulayan bir çok deneysel çalışma yapılmıştır. Bu bağlamda yapılan akademik çalışmaları şu şekilde özetlemek mümkündür. 1-) p-polarize ışıkların, $10^{16}\,Wcm^{-2}$ve üzerindeki yoğunluklarda %50 daha fazla emildiği ölçülmüştür . 2-) keV – MeV. X-ışınlarının belirlenmesini sağlayan deneyler yapılmıştır (Kieffer v.d. 1989; Klem v.d. 1993; Meyerhofer v.d. 1993; Teubner v.d. 1993; Sauerbrey v.d. 1994).

Bu emilimde bir şekilde elektronlar aynı franksiyonunun, ilk yığın plazma sıcaklığından çok daha yüksek enerjilere kadar ısınır. Daha sık olmamakla birlikte, bu supratermal elektron bileşeni, karakteristik sıcaklığa sahip bir Maxwell'in formuna sahiptir: Th≥Te.

Bu sıcak elektronlar ister elektrik isterse de plazmanın içerdiği, aynı termal yayılımlı, daha monokromatik, kirişe benzer bir kuyruk görmeyi hedeflerse, tutarlı bir elektrik alanla hızlanmaları gerekir. Bu durum göz önüne alındığında oldukça şaşırtıcıdır. Ancak, işaret edilen dalgalı alanlardaki parçacık ivmesinin rastgele, skolastik doğası, bir Maxwellian hız dağılımına yol açtığına işaret eder.



Şekil 2- 9. Bir Lazerle Çarpışmasız Isıtmadan Kaynaklanan Tipik Bi-Maxwellian Elektron Dağılımı

Saf(tek-sıcaklık) Maxwellian'dan elektron dağıtma fonksiyonunun bu radikal hareketi kolektif ısıtma mekanizmasının bir damgasını oluşturur. Bu, çarpışmanın ısınmasıyla sonuçlanır. Sıcak elektron sıcaklığı ve ilişkili sıcak elektron fonksiyonu, kısa nabızda en önemli fizik sorunlarından birini oluşturur.

Absorbe edilen lazer akışının T_h sıcaklığında elektronların oluşturduğu bir enerji dengesi denklemi elde edilebilir:

$$\acute{\eta}_{\alpha} I_0 = \beta n_h v_h \frac{m v_h^2}{2}$$

Sırasıyla, η_α olağan emilim bölünmesinde olduğunda, $Vh = (k_B T_h/m)^{1/2}$ olduğunda ve n_h ortalama sıcak elektron hızı ve sayı yoğunluğunda olduğunda. $B = \sqrt{2/\pi}$ sabiti sıcak elektronların 1- boyutlu bir Maxwellian dağılıma sahip olduğu varsayımından kaynaklanır. Bundan dolayı, bu standart resimde sıcak elektronlar enerji dengesini belirler, oysa soğuk kütle elektronları momentum veya basınç dengesinden sorumludur. Bu durum $n_h < n_c << n_e$ olduğu sürece geçerlidir.

Başlangıçtan itibaren basınç dengesini sağlamak amacıyla parçacık-içi hücre-içi simülasyonlar dikkatli bir şekilde kurgulandığında, Forslundv.d. (1977) sıcak elektron sıcaklığının aşağıdaki şekilde olması gerektiğini savunmaktadırlar:

$$T_h^{FKL} \cong 14\,(I_{16}\lambda_\mu^2)^{1/3} T_e^{1/3} keV_1$$

I_{16} 10^{16} Wcm^{-2} biriminde lazer yoğunluğunu gösterir, μm ölçüsünde λμ lazer dalga boyudur, T_e soğukluk derecesidir ve toplu elektronlar keV değerindedir. Bu ölçeklendirme kanunu, fiziksel olarak tahmin yürütmeye dayanır ve bir plazma dalgasıyla rezonansa giren bir elektronun enerji kazanacağını belirtir:

$$T_h \sim e\,\Delta\,\Phi = eE_p L_1$$

E_p, yerel uzunlamasına elektrik alanıdır ve L yoğunluk sapmasının yarım genişliğidir (yoğunluk ölçek uzunluğu ile orantılıdır). Forslundv.d. (1977)'nin simülasyonlarında, L'nin üst katman bölgesindeki plazma derinliğinin geometrik ortalaması, kritik yoğunlukta Debye uzunluğu ve 2π'ye bölünen lazer dalga boyu olduğu ortaya çıkar. Diğer bir deyişle,

$$L \cong (\frac{c^2 v_{te}}{w^2 w_p})^{1/3}$$

Yükseltilmiş adım adım profilleme yaparak, E_p=E_0 alınabilir. Titreşim emiliminden kaynaklanan benzer bir sıcak elektron spektrum analizi, Estabrook ve Kruer (1978)tarafından bağımsız olarak yapılmıştır.

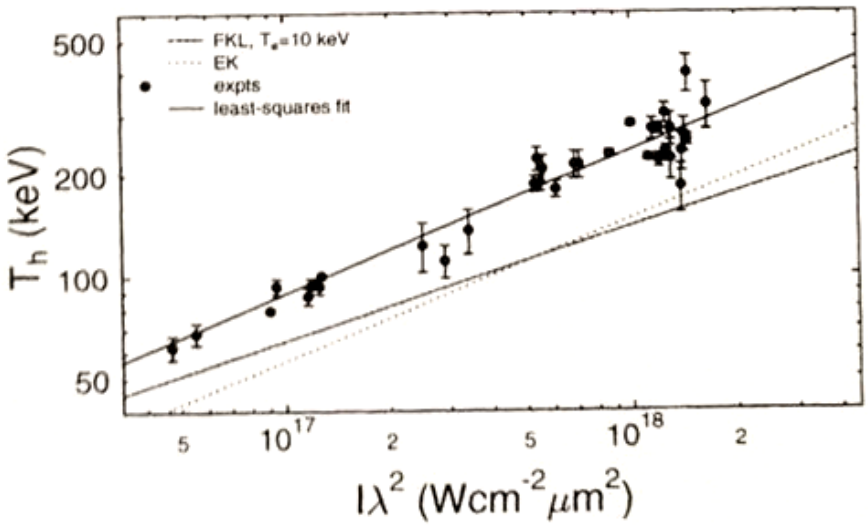
Yükseltilmiş yoğunluk ölçek uzunluğunun gerilim üzerine çok daha güçlü bir ters bağımlılığı olduğu buldular: L α I $^{-0.48}$ ve T_h için 2D PIC simülasyonlarında I ve T_e çeşitlendirilerek iki deneysel formül elde edilebilir:

$$T_h^{EK1} = 20\, T_e^{\frac{1}{4}} (I_{16} \lambda_\mu^2)^{0.39}$$

$$T_h^{EK2} = T_e + 21 T_e^{0,04} (I_{16} \lambda_\mu^2)^{0.42}$$

Birimler yukarıdaki denklemlerde olduğu gibidir. Yine, Estabrook ve Kruer (1978) lazer yoğunluğu üzerindeki zayıf ölçeklendirmeyi açıklamak için kondansatör modeline başvurmaktadırlar. Artan yoğunlukta, daha yüksek plazma elektrik alanları üretilir fakat rezonans genişliği azalır, böylece bir elektron tarafından net enerji kazanımı sağlanır.

ΔU~e$E_p L$, ifadesi $E_p \sim I^{1/2}$ifadesinden daha zayıf şekilde ölçeklendirecektir. Grafik 3'de gösterilen bu iki model eğrisi, çok çeşitli parametreler üzerinde nanosaniye lazer-plazma deneylerinden elde edilen verilere % 50 daha düşük sıcaklıkları, ama çok benzer ölçeklendirmeyi öngörmektedir.



Şekil 2- 10. Los Alamos nanosaniye CO_2 lazeri ile yapılan kararlı durum teorilerine ve deneysel x-ray ölçümlerine göre sıcak elektron sıcaklığının yoğunluğu ile ölçeklendirilmesi (Priedhorsky vd., 1981)

Tekrar enerji dengesini dahil edersek, aşağıdaki ifadeye sahip oluruz.

$$T_h \sim 7(I\lambda^2)^{\frac{2}{9}}(\frac{n^h}{n^c})^{-2/3}$$

Bu ifadeyi daha önceki T_h^{GB} ifadesi ile kıyaslamamız bize şu sonucu önerir: sıcak elektron bölünmesinin de, bu şartlar altında lazer yoğunluğu (~ $I^{1/6}$) ile birlikte zayıf bir şekilde azalması gerekmektedir. Biraz daha uzun vuruş uzunluklarına ve hareketli iyonlara (Gibbon, 1994) sahip benzer simülasyonlar, T_h^{FKL} ile daha fazla sıcaklıklara neden olur. Bu durumda hala basınç dengesi olmamasına rağmen, toplu iyonların aşırı akım bölgesinde bir şok oluşturduğu hızlı durağan duruma ulaşılır; ancak küçük bir parça da çekilerek yoğunluğu az bir kademe oluşturulur. Bu şartlar altında, emilme %80'lere ulaşan bir değerde çarpıcı şekilde artar, daha fazla elektron lazer alanını doldurur ve bu da daha yüksek sıcaklıklara neden olur.

Sıcak elektron üretme konusunda diğer bir düşünce ekolü de (Wilks v.d., 1992), "göreceli" yoğunluklarda, ϕ_p durağan dalga alanı nedeniyle lineer olamayan potansiyele sahip olduğunda ve lazer hedef yüzeye yansıtılınca $T_h \alpha\ e\ \phi_p$ oluştuğunu savunmaktadır. Bu çok basit ifade göreceli yoğunluğa göre genelleme yapıldığında ***j X B*** mekanizmasından doğal olarak ortaya çıkar ve aşağıdakini tahmin eder:

$$
\begin{aligned}
T_h^{\mathrm{W}} &\simeq mc^2(\gamma - 1) \\
&= mc^2 \left[\left(1 + \frac{p_{os}^2}{m^2c^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \\
&\simeq 511 \left[\left(1 + 0.73 I_{18} \lambda_\mu^2 \right)^{1/2} - 1 \right] \ \mathrm{keV}.
\end{aligned}
$$

Temel olarak, bu denklemin ***j X B*** mekanizmasının önem kazandığı ve diğer mekanizmaların lazer nedeniyle bastırıldığı 10^{18} Wcm^{-2} üzerindeki yoğunluklar için normal vakalarda uygulanması beklenir. Tabii ki, bu, kademeli yoğunluk profilleri (Wilks v.d., 1992;Wilks, 1993)veya genişletilmiş yoğunluk rampaları (Pukhov ve Meyer-ter-Vehn, 1997) ile lazer etkileşimlerinin 2D PIC simülasyonlarında bulunan sonuç ile aşağı yukarı aynıdır. Ancak, bu simülasyonların hepsi, hareketli iyonlar ile gerçekleştirilmiştir ki bu, emilme ve sıcak elektronların oluşumunun, delik genişletme ile eşzamanlı hale geldiği ve etkileşim fiziğine ilave farklılıklar eklendiği anlamına gelir.

2.4.1. Ponderomotive Kuvvet

Ponderomotive kuvvet, homojen olmayan ve titreşim yapan bir elektromanyetik alan içerisindeki yüklü parçacığın üzerindeki lineer olmayan kuvvettir(Grebogi & Littlejohn, 1984). Ponteromotive kuvvet şu şekilde ifade edilir:

$$\mathbf{F}_{\mathrm{p}} = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla (E^2)$$

SI birimlerine uyumlu bu ifadede: e = parçacığın elektrik yükü

m = parçacığın kütlesi

ω = titreşimin açısal frekansı

E = elektrik alanın büyüklüğü

şeklindedir.

Bu denklem, yüklü parçacığın homojen olmayan, titreşim yapan alan içerisinde hem ω frekansıyla titreşim yaptığını hem de F_p kuvveti ile zayıf alana doğru ivmelendiğini gösterir. Bu durum, parçacığın elektrik yükünün pozitif veya negatif olmasının, parçacığa etkiyen kuvveti değiştirmediği nadir durumlardan biridir(Cary & Kaufman, 1981).

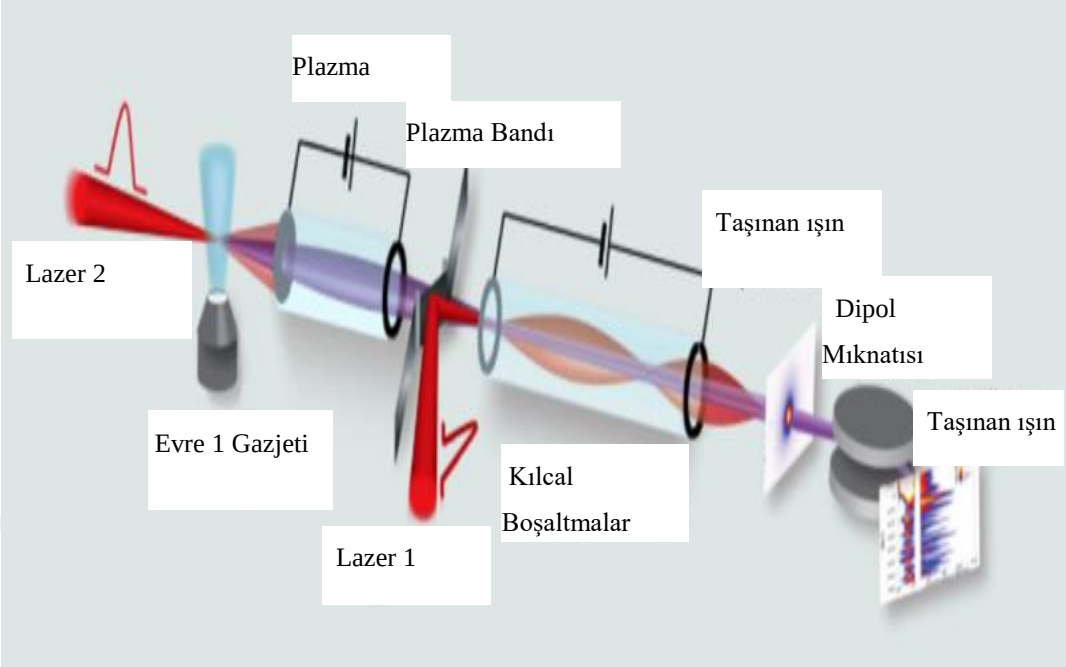
$$(-e)^2=(+e)^2$$

Zamanla değişten alanlar altındaki parçacıklar üzerinde oluşan ponderomotive kuvveti kavramının çeşitli uygulama alanları vardır. Bunlardan bazıları:

- Kuadrapol iyon hapsi
- Yüksek harmonik üretimi
- Plazma parçacık ivmelendirme
- Plazma itme motorları
- Terahertz zaman alanlı analiz spektroskopisi
- Kombine radyo frekans haps

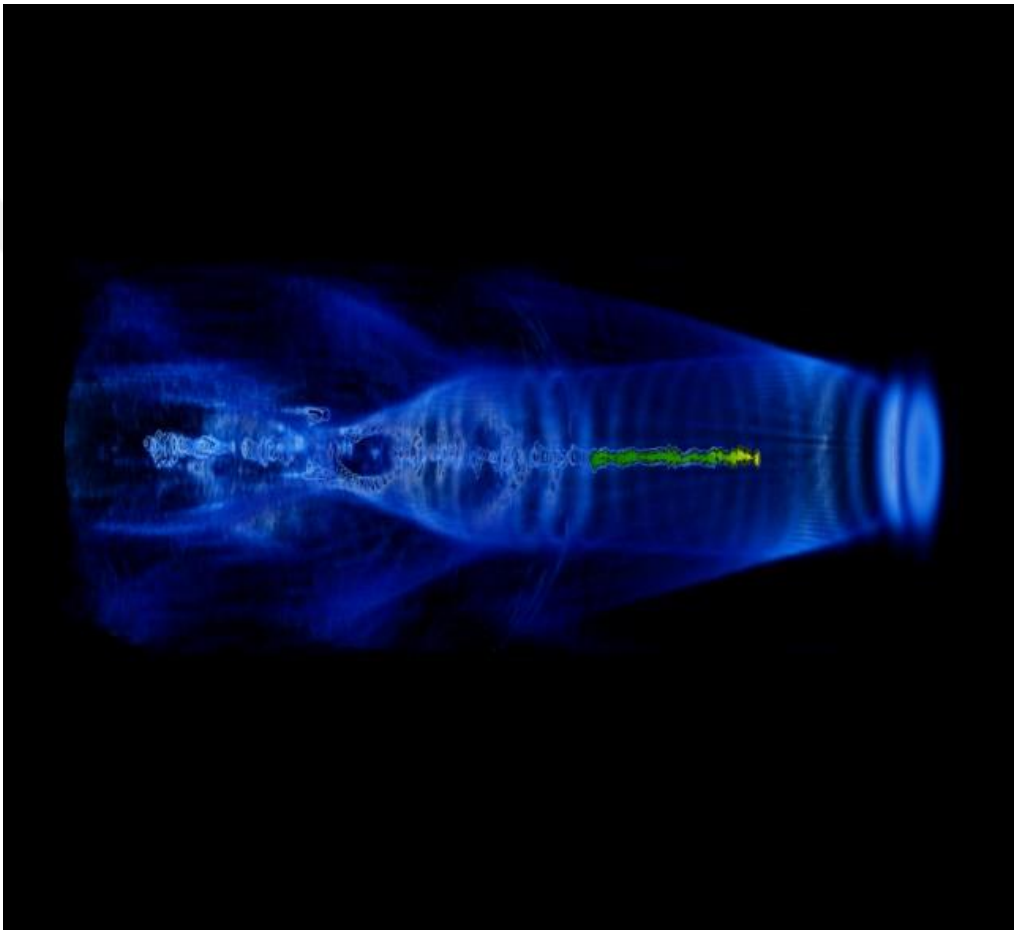
2.4.2. Lazer ile Parçacık Hızlandırma Yöntemleri

Yüklü parçacık hızlandırıcıların televizyondan kanser tedavisine bir çok kullanım alanı vardır. Bu hızlandırıcıların ortak yönü; yüklü parçacıkların elektrik veya manyetik alan tarafından ivmelendirilmeleridir. Sıradan hızlandırıcılar radyo-frekans dalgalarını devamlı olarak yönlendirebilmek için metal oyuklara ihtiyaç duyarlar ve parçacıkları çarpışma enerjisine çıkartmak için en az 3 km uzunluğunda olmaları gerekmektedir. Hızlandırma için kullanılan alan daha kısa dalga boylu radyo-frekans dalgaları kullanılarak artırılabilir, fakat metal oyuk dalga boyunu sınırlar ve daha yüksek şiddetlerde elektronik bozulmalar meydana gelir(Fortin, v.d. 2009).



Şekil 2- 11. Lazer parçacık hızlandırıcı sistemi *(*Culfa, 2017*)*

Lazer-plazma parçacık ivmelendiriciler, oyuk yerine plazma kullanarak bu probleme çözüm olarak kullanılırlar. En yüksek şiddette atmalar kullanılarak parçacıklar doğrudan ivmelendirilebilirler. Son birkaç yıl içerisinde kullanılan lazer parçacık hızlandırıcıları 50 MeV üzerinde değerlerde enerjiye sahip ışınlar oluşturmuştur ve bu sayede alan ivmelendirmeli sistemlerle karşılaştırıldığında aynı enerjiye bir milimetrede ulaşmıştır. Ultra yoğun lazerli sistem, eski sistemden çok daha küçük, ucuz ve kompakt bir çözüm sunar(Marceau v.d., 2012).



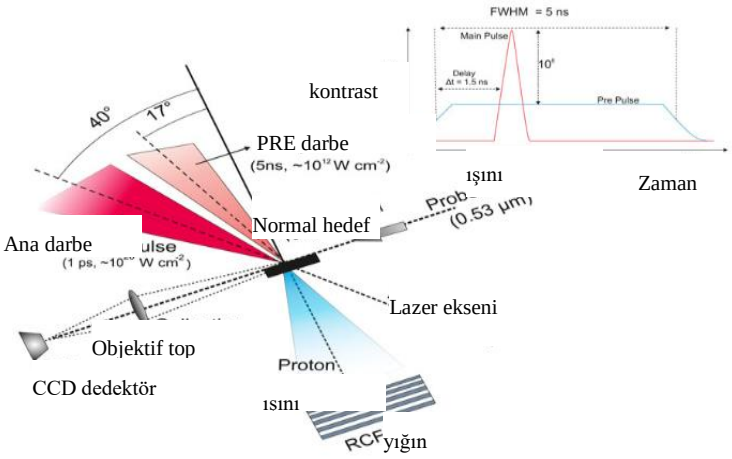
Şekil 2-12. Lazer-Plazma Ve Etkileşimde Bulunduğu Parçacık

2.4.3. İyon Hızlandırma Yöntemleri

Elektron yoğunluğunun düşük olduğu durumlarda yoğunluğun değişmediğini, dolayısıyla iyonların sabit olduğunu kabul etmek yanlış olmayacaktır. Lazer alanlarında olan da genelde budur. Ama kayda değer ölçüde yüksek yoğunluklarda benzer bir kabullenmeyi yapmak mümkün olmayacaktır. Çünkü yüksek elektron yoğunluklarında yüksek ölçekli elektrik alanlar oluşur. Bu durumda azımsanamayacak oranda iyon çok yüksek enerji mertebelerinde (multi-MeV) hızlandırılmış olur. Lazer alanlarında iyonların titreşim hareketleri elektronlara göre ihmal edilir.

$$\frac{v_s}{c} = \frac{ZeE}{M\omega c} = \frac{Zm}{M} a_0$$

Bu denklemdeki $a_0 = v_{os}/c$ şeklinde tanımlıdır. Dolayısıyla, direkt olarak lazer alanında iyonları rölativistik hızlara ulaştırabilmek için $a_0 \sim 2000$ mertebesinde olması, veya yoğunluğun$I\lambda^2 > 10^{24}\ Wcm^{-2}\mu m^2$mertebesinde olması gerekir ki bu da halihazırdaki CPA teknolojisinin çok ötesindedir. Diğer taraftan, plazmada ise elektronlar yük farklılıkları vasıtasıyla, lazer alanı ile iyonlar arasında aracılık ederler. Başka bir deyişle, lazer elektronları iter, yer değiştiren elektronlar ise iyonları çeker. Elektronlara göre çok büyük kütleli olan iyonların eylemsizlik kuvvetlerinden dolayı iyonların hareketi elektronlara göre gecikmeli olur.

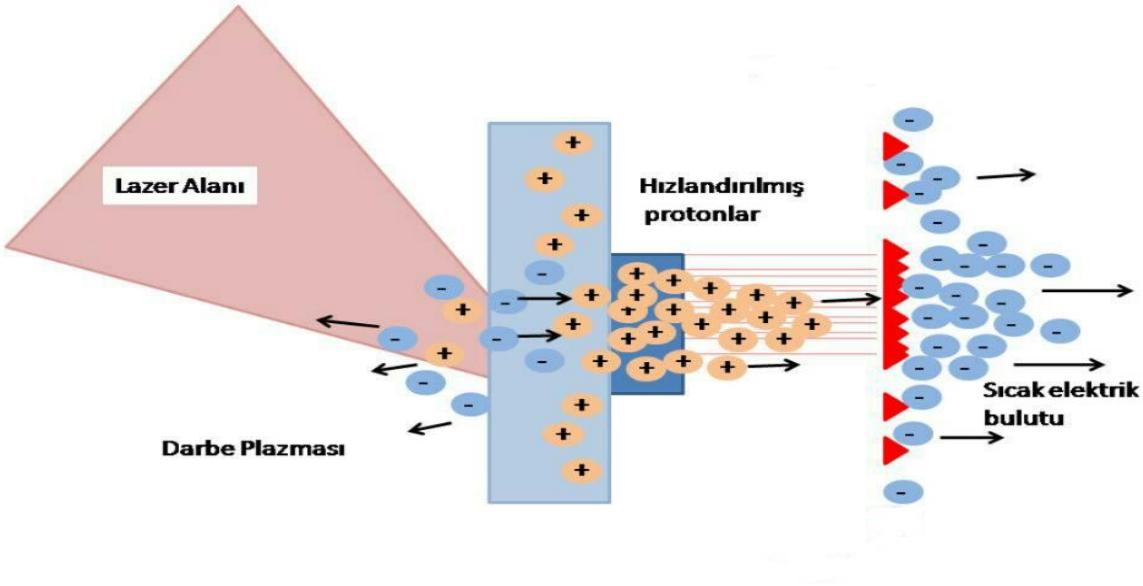


Şekil 2- 13. Lazer tesisinde proton enerjisi ölçümü deney düzeneği (Culfa, 2017)

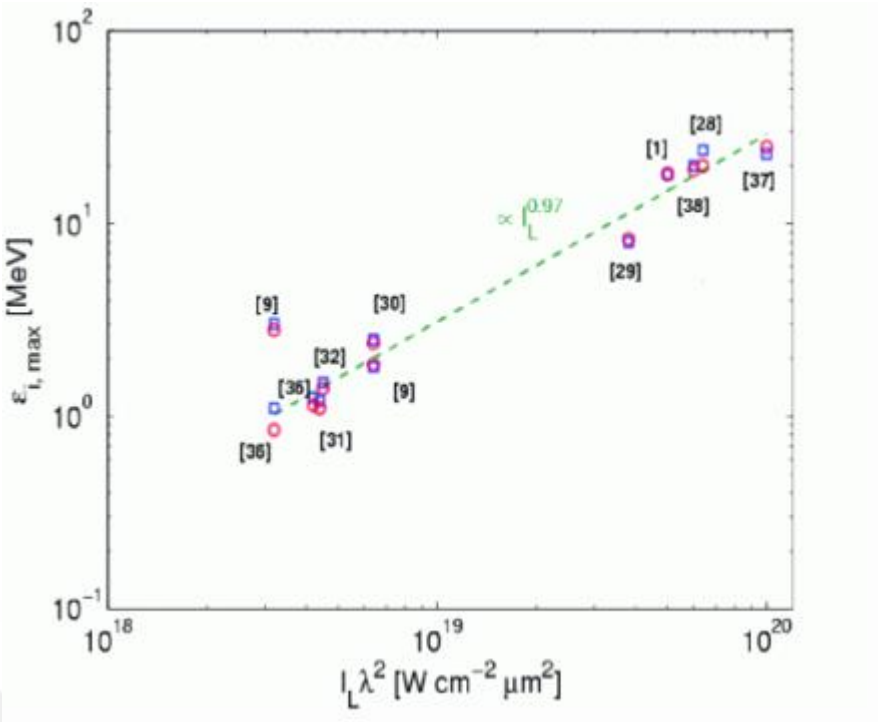
En güçlü lazerler 10 PW seviyesindedir. Daha önce oluşturulan plazmalara göre 10 PW değerindeki plazmaların proton ve elektron hızları ve enerjileri farklıdır. İngiltere'de 1 yılda tüketilen enerji miktarı 2.2 TW, Türkiye'de 1.4TW iken tüm dünyada 142 TW=0.142 PW değerindedir. Bizim kullandığımız lazer ise 10 PW değerindedir.

Düzenek lazer tarafından hızlandırılan protonların enerjisini ve hedefin yüzeyinde oluşturulan plazmanın boyutunu ölçmek için tasarlanmıştır. Protonlar, lazer plazma etkileşimi ile hızlanırken Genel Olarak Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) normal ivmeli hızlanma mekanizması ile hızlanır.

Protonlar, hedefe normal ivme ile TNSA mekanizması aracılığıyla ince bir katı hedefi ışınlayan ultra-yoğun lazer bir ultra-kısa lazer darbesinin etkileşimi sırasında etkili bir şekilde hızlandırılabilir. Araştırmanın bu aşamasındaki temel sorulardan biri, hem temel bir bakış açısıyla hem de öngörülen uygulamalar ışığında hızlandırılmış iyonların özelliklerini nasıl öngöreceğidir. Son 10 yıllık araştırma süresince, katı bir hedef ile aşırı yoğun lazer darbe etkileşiminin bir sonucu olarak, iyonların onlarca MeV enerjisine kadar hızlandırabileceği deneysel olarak gösterildi. Bu işlemin Hedef Normal Kılıf Hızlandırma (TNSA) mekanizması yoluyla gerçekleştirildiği gösterilmiştir. Bunun araştırılmasında temel bir zorluk, iyon demeti özelliklerinin lazer ve hedef özelliklerine bağımlılıklarını anlamaktır. Bu amaca ulaşmak için birkaç TNSA teorik model önerilmiştir.



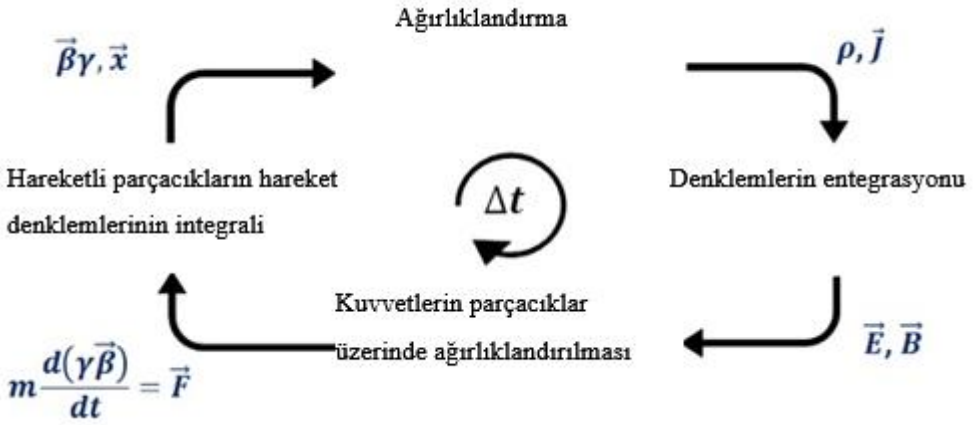
Şekil 2- 14. TNSA mekanizmasının şematik gösterimi



Şekil 2- 15. Farklı lazer sistemleri üzerinde yapılan deneyler için lazerle ışınlanmış hedeflerin maksimum proton enerjisi (referanslar kağıtta verilmektedir) lazer darbe ışınımının bir fonksiyonudur. Deneysel değerler, mavi kareler ile gösterilir; kırmızı döngülerle karşılık gelen teorik beklentiler. Ayrıca, deneysel proton enerjilerinin ışınım üzerindeki takılı etkili bağımlılığı çizilmiştir (kesikli yeşil eğri) (Wilks v.d., 1992)

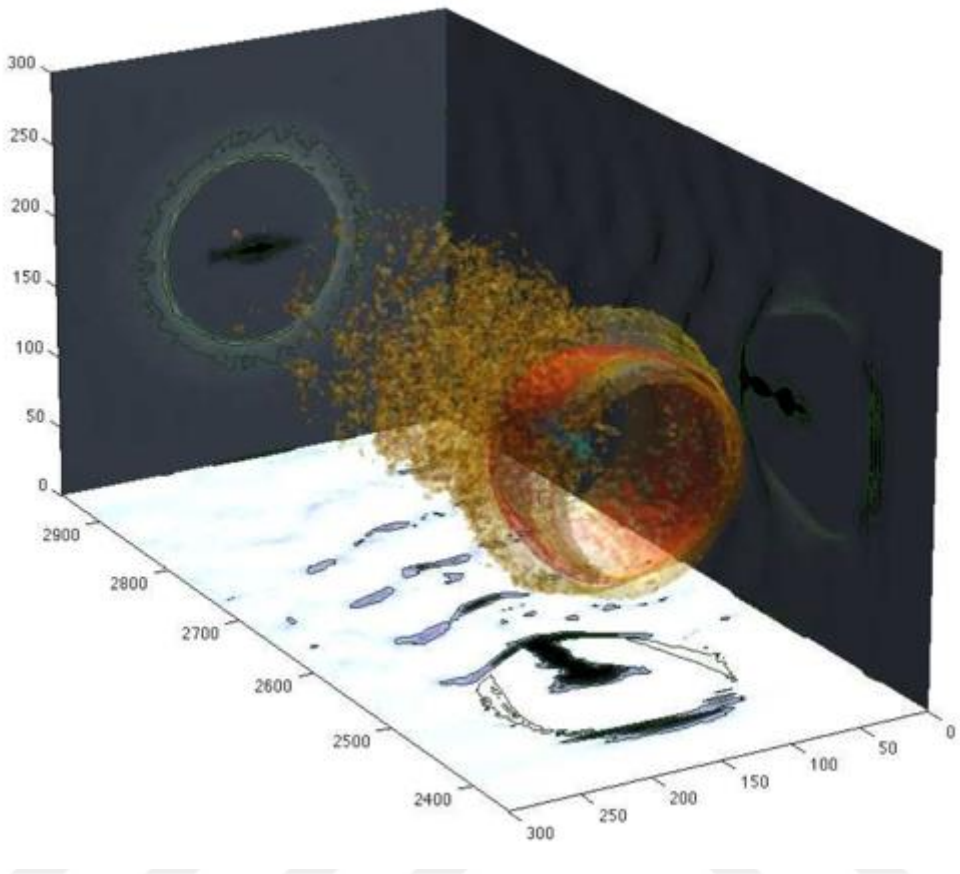
2.4.4. PIC Kodları Tarihçesi ve Çalışma Prensibi

Hücre içi parçacık (PIC Particle-in-Cell) kodları, plazmayı, kendi oluşturdukları elektromanyetik alanlarla kendi içinde tutarlı şekilde etkileşen parçacıklar olarak modeller. Bu modeller en temel mikroskobik seviyede çalışırlar. Bu nedenle, plazma fiziğindeki en yüksek bilgisayar gücü gerektiren modellerdir(Liu, v.d., 2012).



Şekil 2- 16. PIC kodlarındaki zaman döngüsü (Extendable PIC Open Collaboration project, 2013)

Kimya biliminde kullanılan, parçacıkların ikili çiftleri olarak etkileştiği moleküler dinamik kodlarından farklı olarak hücre içi parçacık kodlarındaki parçacıklar bir şebeke sistemi üzerinde hesaplanmış alanlarla etkileşirler. PIC kodları, parçacık kaynaklarını tanımlayabilen herhangi bir diferansiyel denklem olduğu her durumda kullanılabilir. Modelde muhafaza edilen kuvvetlere göre ayırt edilen birçok PIC kod çeşidi vardır. Bunlardan en basiti Poisson denklemleri ile tanımlanan elektrostatik kuvvet modelidir. Bunlardan kompleks olanları ise Darwin (ışınımsal olmayan elektromanyetikler) ve tam elektromanyetik modellerdir. Ayrıca jirokinetik, kuasi-statik ve kuantum modelleri de mevcuttur(Grismayer, v.d. 2011).



Şekil 2- 17. PIC Modelleme İle Elde Edilmiş, Petawatt Lazer Atmasının Uyandırdığı Baloncuk Simülasyonu (Extendable PIC Open Collaboration project, 2013)

Simülasyonlun yineleme döngüsünde PIC kodlarının 3 adet temel prosedürü vardır. İlki, biriktirmedir. Bu prosedür parçacığın yükü veya yoğunluğu gibi bir parçacık özelliğini, kaynak yoğunluğu oluşturmak için interpolasyon ile şebekede biriktirmedir. İkinci prosedür ise alan çözmedir. Maxwell'in denklemlerini veya bir alt kümeyi elektrik ve/veya manyetik alanları kaynak yoğunluklarından elde etmek için çözer. Alanlar elde edildikten sonra, parçacık kuvvetleri interpolasyonlarla şebekeden elde edilir ve parçacık koordinatları Newton'un ikinci yasası ve Lorentz kuvveti kullanılarak güncellenir(Tzoufras, v.d., 2012).

3. YÜKSEK YOĞUNLUKLU LAZERLERİN UYGULAMA ALANLARI

3.1. Füzyon Enerjisi

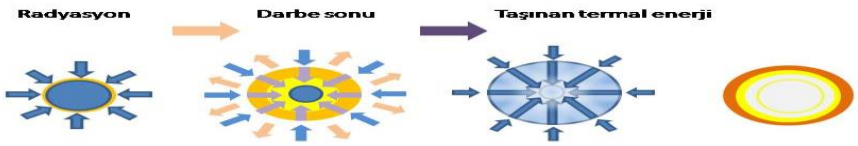
Manyetik Sınırlamalı Füzyon:

Manyetik sınırlamalı füzyon yönteminde hafif elementlerin Coulomb gücünü aşarak ağır elementlerle bir araya gelmesi başka bir atom çekirdeği oluşturur ve enerji açığa çıkmasına neden olur. Tokamak sistemi oluşumu Füzyon reaksiyonu sonucu meydana gelir.

Durgun Sınırlamalı Füzyon:

Füzyon için kullanılan yakıt (DT) lazerler yada diğer parçacıklar (x-rays vs.) kullanılarak bir kapsülün içinde sıkıştırılır ve yoğunluğu katı yoğunluğunun 1000 katına kadar çıkarılır daha sonra momentumun korunumundan kaynaklı içerden dışarıya doğru patlama gerçekleşir. Bu yöntemde en çok tercih edilen metot hızlı ateşleme tekniğidir.

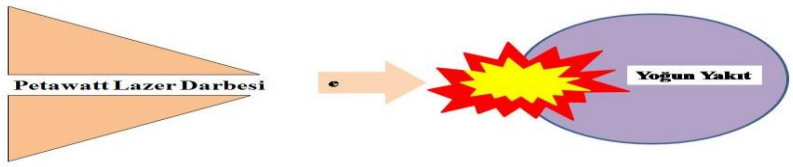
Yoğunluğu >1020 Wcm-2 seviyesinde olan yüksek yoğunlukta bulunan lazerler yüksek enerjili x ışınları, γ-ışınları ve nötronlar üretebilmektedir. Ayrıca yüklü parçacıkları yüksek enerjilere hızlandırabilirler ve çoğu nükleer reaksiyonları tetikleyebilmektedirler. Füzyon-Fisyon reaksiyonunun temeli, lazer ile hızlandırılmış parçacıkların yoğunluğuna dayanır.(Culfa,2017)



Şekil 3- 1. DTF patlaması

3.2. Hızlı Ateşleme Tekniği

Bir döteryum-trityum hedefi ilk önce lazerlerle yüksek yoğunluğa sıkıştırılır ve daha sonra kısa darbe lazer ışını, içten yanmalı bir motorda bir kıvılcım tırnağına benzeyen sıkıştırılmış çekirdeği tutuşturmak için enerji sağlar.

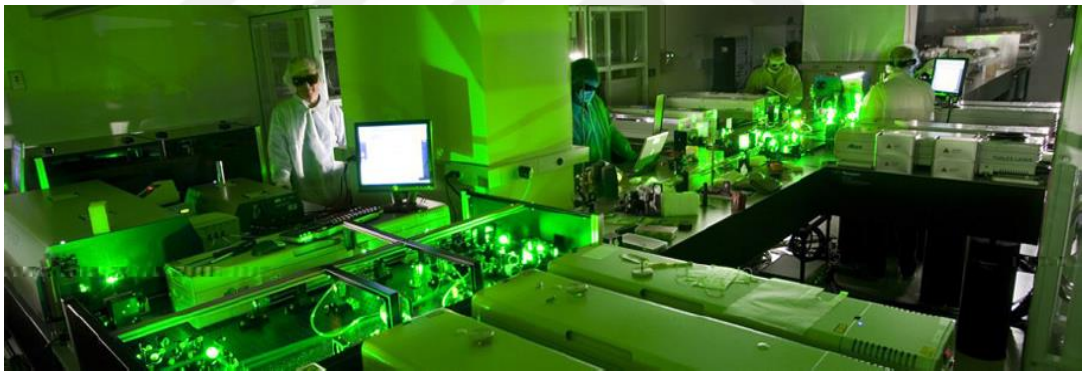


Şekil 3- 2. İzokorik hızlı tutuşturma

Hızlı ateşlemede, sıcak nokta yaklaşımı ile aynı donanım kullanılır ancak ateşleme başlatan "kıvılcımı" sağlamak için yüksek yoğunluklu, ultra-kısa lazerler eklenir. Burada sıcak nokta Küresel bir yakıt kapsülünün ateşlenmesidir. Bu yaklaşımının bir avantajı, yoğunluk ve basınç gereksinimlerinin merkezi sıcak nokta ateşlemesinden daha az olmasıdır, bu nedenle prensip olarak hızlı ateşleme, patlayan yakıt kapsülünün hassas, küresel simetri muhafaza etme ihtiyacının bir miktar rahatlamasına imkân verecektir. Hızlı ateşleyicilerle lazer füzyonunda hızlı elektronlar kullanarak bu yaklaşım uygulanabilir. Yüksek radyasyon, sıkıştırılmış döteryum-trityum yakıtında füzyon reaksiyonları tutuşturabilir(Culfa, 2017).

Nükleer enerji alanında En önemli olay başlatılması zor olan termonükleer-füzyon olayının (hidrojen bombası ve güneşte her an meydana gelen reaksiyon) lazer ile tetiklenmesidir. Böylece dünyada enerji problemi büyük bir oranda ortadan kalkacaktır.

Lazer ışınında depol edilen toplam enerji dünyada bir çok ülkede askeri alana da katkı sağlayacaktır (ağır silah yapımında nükleer silah yapımında…)



Şekil 3- 3. Lazer sistem merkezi

Ayrıca araştırma konumuz olan 10 PW seviyesindeki lazer ışınları sayesinde katı maddeleri, yüzey kusurlarını, proteinlerin ve başka organik moleküllerin yapılarını incelemek mümkün hale gelebilir.

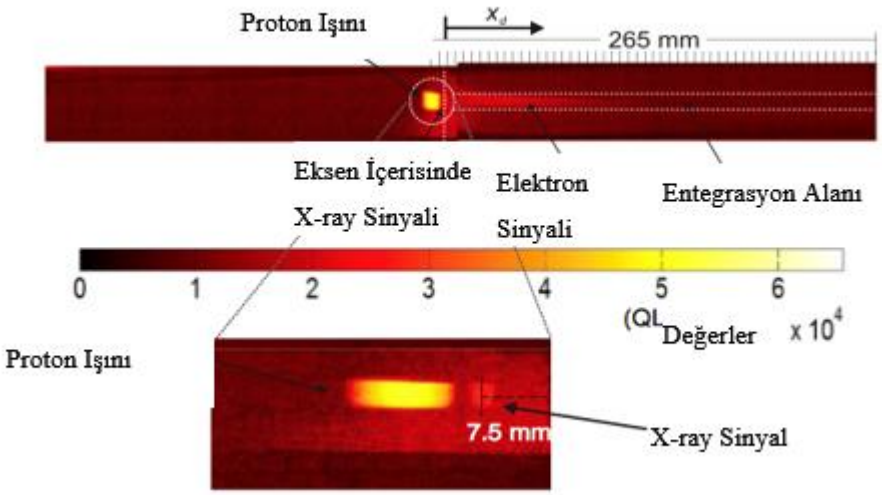
3.3. Hadron Terapisi

Hadron terapiyi daha iyi kavramak için öncelikle hadronun ne demek olduğundan bahsedelim. Böylece fizik ve sağlık alanlarının nasıl bir araya geldiğini de anlamış olacağız. Kaba tabirle hadron atomun çekirdeğinde bulunan daha küçük yapı taşlarıdır diyebiliriz. Çekirdek içinde bulunan proton ve nötron birer hadrondur. Çalışma sistemi ışın tedavisiyle aynı sadece X-ışını hızlandırılmış parçacıklar kullanılarak kanser hücrelerini yok etmek amaçlanıyor. Proton ya da nötronlar büyük hızlara ulaştırıldığı takdirde X-ışını görevini karşılayabilir ve tehlike ortadan kalkmış olur.

Şekil 3- 4. Hadron terapisi düzeneği

Yani tümörün yeri tespit edilerek protona ona göre bir enerji verilebilir. Enerjinin bırakıldığı noktaya da Bragg tepesi diyoruz.. Foton, kullanıldığında daha ilk andan enerjisini dokulara aktarıyor. İşte hadron terapinin X-ışınından farkı tam da burada ortaya çıkıyor.

X-ışınları elektromanyetik dalga, yani fotonlar madde ile etkileşirken tümörün bulunduğu bölgeye kadar olan tüm dokularla aynı şiddette etkileşebiliyorlar. Yani düzgün ayarlama yapıldığında, diyelim beyindeki tümöre doğru giderken proton demeti enerjisinin az kısmını yolundaki sağlıklı dokulara bırakırken (ve dolayısıyla X-ışınlarının tersine sağlıklı dokulara az zarar verirken), enerjisinin büyük bir kısmını tam tümörün üstüne bırakıyor.



Şekil 3- 5. Elektron sinyallerini gösteren bir görüntü plakası. Parlak noktanın merkezi, x-ışınlarına bağlı olarak biriken enerjiyi gösterir.(Culfa ve ark.,2014)

Ultra Yoğun lazerler ultrasonik sinyalleri yüksek frekans genişbant aralığında (geniş frekans aralığı) üretirler. Tam frekans içeriği lazer ve malzeme özelliklerine bağlıdır. Yüzlerce nanosaniyeden yükselme sürelerine sahip lazerler, ultrason oluşturmak için kullanılmıştır. Lazer çok güçlü bir ultrasonik kaynaktır ve ultrasonik sinyal üretebilir. Yüksek güçlü lazerler, 10^{21} W cm^{-2}yi aşan ışıma değerlerine odaklanılabilir ve bu sayede yeni ve daha düşük ışınımlarda daha önce mümkün olmayan yeni uygulamalar ortaya çıkar.

4. MATERYAL VE METOT

Dünyada son yıllarda hızla gelişen lazer teknolojisi bilim insanlarını lazerlerin uygulama alanlarına çalışmaya itmiştir, ayrıca yapılan bu çalışmanın daha önce literatürde araştırılmamış olması yeni kurulan 10 PW sistemli lazerlerde kurulacak deneysel düzeneklere ve elde edilebilecek potansiyel sonuçlara yol göstericidir. Bu çalışma ile çok yüksek yoğunluktaki lazer sistemlerinin ($>10^{22}$W/cm^2)üretecekleri plazmalar ve plazmada hızlandırılan parçacıklar araştırılmıştır. Günümüzdeki lazer sistemlerinin çıkabileceği en yüksek değer ~10^{21}W/cm^2 seviyesindedir. Bu alanda birçok çalışmalara göre plazma içindeki elektronlar MeV hatta GeV seviyesine kadar ulaşabilmektedirler. Yine bu çalışmalar plazma içinde hızlandırılan elektronların plazma içindeki protonları da çeşitli yollarla etkilediği ve hızlandırdığı kanıtlanmıştır. Ancak bu çalışmalarda üretilen protonlar genelde 50 MeV civarında kalmıştır ki bu durum umut verici olsa da uygulama kısmında yetersiz kalmıştır. Çeşitli uluslararası laboratuvarların lazer sistemlerini iyileştirmeleri bu alanda çalışmaya yönlendirmesine son derece etkili olmuştur. Çünkü önümüzdeki bir kaç yıl içinde çalışacak bu lazer sistemine ulaşılmayı hedeflemektedirler. Burada dikkat edilmesi gereken konu plazmanın artık klasik plazma özelliğini yitirip QED plazma şekline dönüşmesidir. QED etkisinin plazma ve parçacıklar üzerindeki etkisi son bir kaç yıldır teorik olarak araştırılmaktadır. Bizim sunduğumuz çalışmada elde edilen QED etkisi kullanılarak parçacıklar üzerindeki etkisi bilgisayar ortamında araştırılmıştır. Daha önceki bilgisayar ortamında yapılan çalışmaların bazıları QED etkisini dikkate almamışken bazıları ise plazma yerine katı hedefler araştırılmıştır. Bu çalışmalarda da plazmada hızlandırılan parçacıkları etkileyen etmenleri araştırılmıştır. .

Bu çalışmada literatüre yapacağımız en büyük katkı gelecekteki deneysel çalışmalara yol gösterici olacağına ve gelecekte yapılacak çalışmaların şekillenmesine yardımcı olma özelliği taşımasıdır. Burada üretilecek parçacıklar ile günümüzde kullanılan klasik hızlandırıcılardan vazgeçilebilip özellikle karbon iyonlarının uygulama alanlarına yoğunlaşmasına sevk edebilir.

Temel olarak araştırma yönteminde üniversitemiz fizik bölümünde bu simülasyonların çalıştırılabilmesi için gerekli olan süper bilgisayar (server) sistemini kurup, simülasyonun çalışması ve görüntüleme tekniklerinin yapılabilmesi için çeşitli programlar kullanılmıştır (MATLAB,ROOT vb). 10 PW lazerlerin katı ile etkileşimi sonucu hızlandırılan parçacıklar QED etkisi altında daha önce gözlemlenmiştir. Ancak lazer atmalarının her zaman düşük seviyede bir ikincil atmaya sahip olduğunu düşünülürse, lazerler katı bir hedefle etkileşime girmekten ziyade plazmalarla etkileşime girecektir. Bu oluşan plazma lazerdeki temel atmadan ziyade ikincil atmanın büyüklüğüne ve şiddetine göre değişmektedir. Hedef yüzey üzerinde oluşan plazmanın miktarı ve ikincil bir lazerden üretilen plazmanın parçacık üzerindeki etkisi araştırılmıştır.

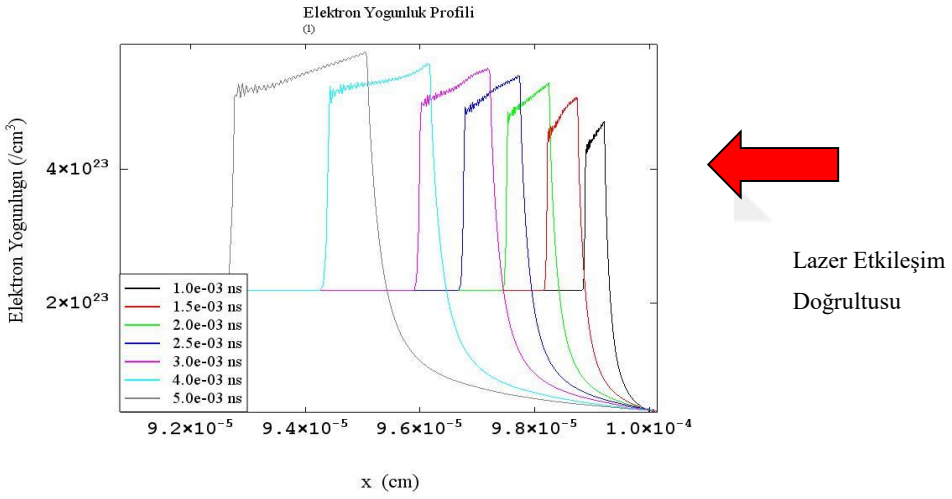
İlk aşamada düşük seviyedeki lazerlerin katılarla etkileşime girmeleri sonucu ürettikleri plazma miktarlarının farklı boyutlarda olduğu farz edilmiştir. Plazmanın eksponansiyel olarak azaldığı ve ilk başlama noktasının katı hedef olduğu düşünülürse hedef önünde oluşacak plazma formu ne=ns.exp(-x/L) formülü ile verilebilir. Burada ne elektron yoğunluğu, ns katı hedef yoğunluğu, x plazma boyutu ve L plazma ölçek uzunluğudur. Bu formüle göre L değerleri 0 ile 10μm aralığında değiştirilmiştir.

Bu değerler 2D EPOCH programının input dosyasını oluşturmuştur. Sonuçların analizi ve görüntülenmesi için MATLAB ve ROOT programları kullanılmıştır.

Yukarıda bahsedildiği gibi bu çalışmada 2D EPOCH simülasyonları bu çalışmanın temelini oluşturmuştur. Lazer yoğunlukları arttıkça QED'nin etkin olması dolayısıyla QED plazma hesaplamalarda dikkate alınmıştır. EPOCH PIC kodlarının çalışması için süper bilgisayarlar ve görüntülemek için çeşitli programlar kullanılmak zorundadır. Bu kapsamda TUBITAK ve BAP projelerinin destekleriyle üniversitemiz fizik bölümüne 2 adet DELL 2690 ve 2650 sunucu sistemi kurulup bellek kapasiteleri 226 ve 128 GB RAM ile desteklenmiştir. Çalışmalarımızı bu sunucu sistemlerinde gerçekleştirdik.

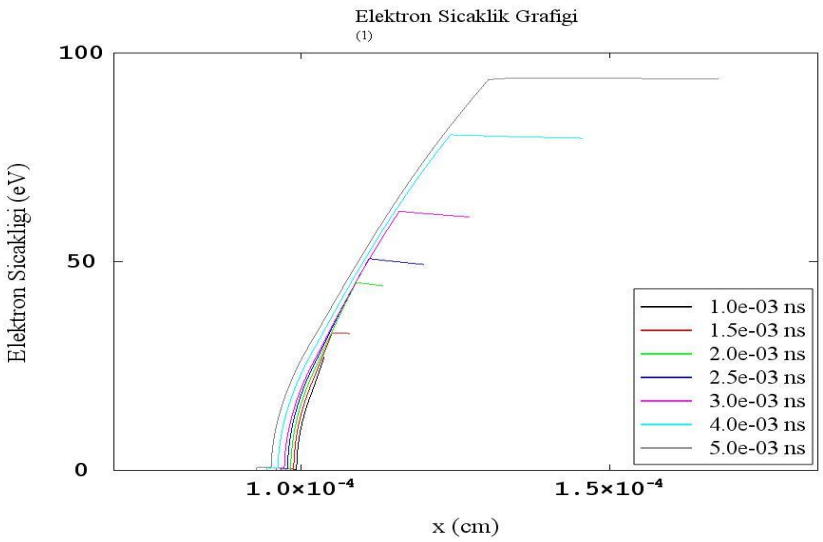
4.1 HELIOS Hidrodinamik Simülasyonları

TUBITAK projesi kapsamında yürütülen çalışmamızda EPOCH PIC kodları çalıştırılmadan önce HELIOS simülasyon kodları ile ikincil atmanın oluşturduğu plazmanın miktarı, elektron ve iyon yoğunluğu, plazma sıcaklığı vb gibi parametrelerin hesaplanması ve sonuçların analizlerinin yapılması hedeflenmiştir. Buna paralel olarak 1.5 boyutlu hidrodinamik simülasyon kodu olan HELIOS çalıştırılmış ve ana lazerin 10^8 konsantrasyona sahip olduğu kabul edilerek 10 PW lik lazer sisteminde atmanın tamamen temizlenmediği durumlarda ikincil lazer 100 TW olabilmektedir ki ciddi büyük bir önem teşkil etmektedir. İkincil lazerin toplam etkisinin 150 fs olması halinde bile geçen zamanla (5 ps ye ye kadar) katı hedef önünde ciddi bir plazma artısı olduğu yapılan simülasyonlarda gözlemlenmiştir.



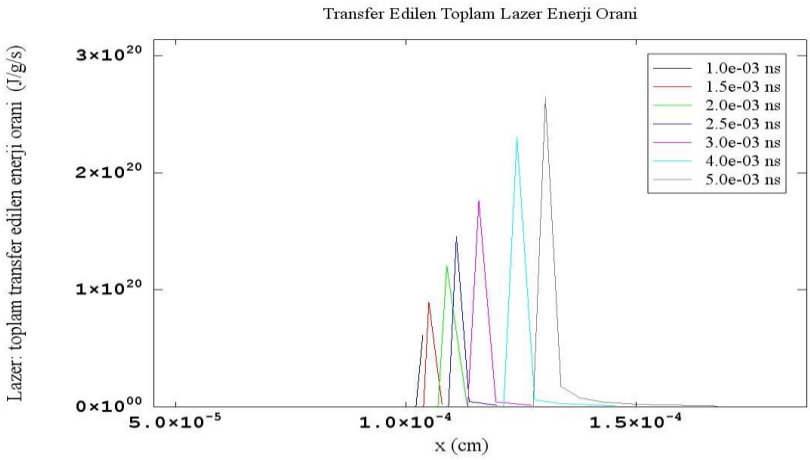
Şekil 4-1.100 TW`lık ikincil atmanın katı karbon hedef önünde oluşturduğu plazmanın zamanla değişimi.

Sekil 4.1 de göstermiştir ki lazerin hedefle etkileşiminden 1 ps sonra oluşturulan plazma ciddi anlamda küçük bir plazma boyutuna sahiptir (< 1 µm) fakat gecen 5 ps lik kısımda plazma boyutunda ciddi bir artış göstermiştir (> 10 µm). Bu sebepten ötürü EPOCH simülasyonlarını 0-10 µm aralığında sınırlandırdık.



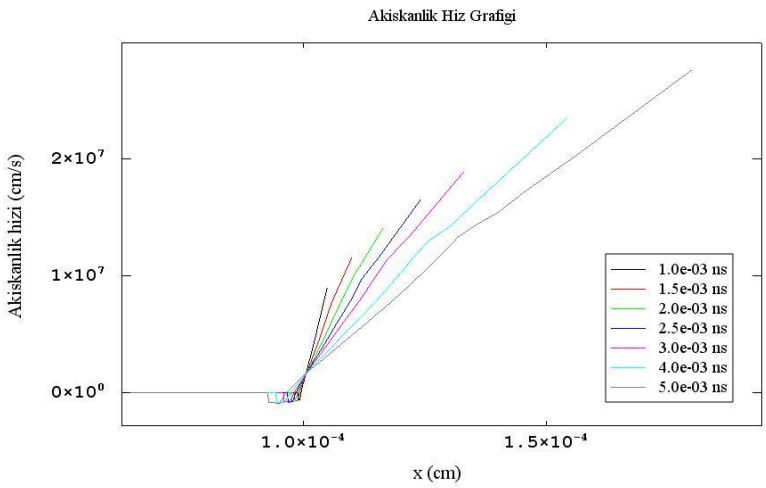
Şekil 4-2. 100 TW lazer sisteminin ısıttığı plazma içinde elektron sıcaklık ve zaman grafiği.

Şekil 4.2 de 100 TW lazer sisteminin ısıttığı plazma için de elektronların sıcaklıklarının zamanla nasıl değiştiğini göstermektedir. Lazerin ısıttığı bölge (sağ taraf) ilk etapta sıcak ve hedefin arka kısmına doğru soğuk elektronların olduğu görülmüştür.



Şekil 4-3. Lazer tarafından plazmaya transfer edilen toplam enerji oranı gösterilmektedir.

Şekil 4.3 te Lazer tarafından plazmaya transfer edilen toplam enerji oranının zamanla büyüyen plazma miktarı ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Şekil 4.3 te de görüldüğü üzere ilk etapta plazma miktarı çok az iken lazer enerjisinin transfer miktarı çok düşüktür fakat artan plazma miktarı ile beraber plazma içinde lazer emilimi artmaktadır.

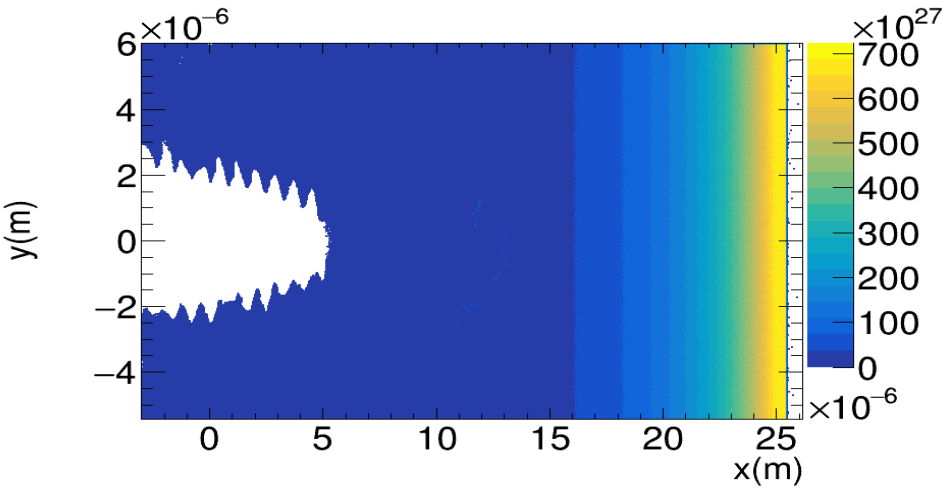


Şekil 4-4. Oluşturulan plazmanın akışkanlık hız grafiği.

Şekil 4.4 te oluşturulan plazmanın akışkanlık hız grafiğini göstermektedir ki lazerin ısıttığı bölgede plazmanın $2x10^5$m/s hızla gittiği görülmüştür. Bu demek oluyor ki ısıtılan plazma ~50 ps de 10 µm boyutuna çok rahat ulaşabilmektedir. Bu sonuçlar gösteriyor ki üretilen plazmanın boyutunu bekleme zamanı ile kontrol edebilmekteyiz. Bu simülasyonlardan elde edilen sonuçlar EPOCH PIC simülasyonlarının girdisini oluşturmaktadır ve EPOCH in hazırlamada daha gerçekçi verileri kullanmamızda bize yardımcı olmaktadır. Özellikle elektronların ve iyonların ilk sıcaklığının belirlenmesi ve hedefin yoğunluk profilinin tanımlanmasında büyük önem arz etmektedir.

4.2. EPOCH 2D PIC Simülasyonları

EPOCH (Uzatılabilir PIC Açık İşbirliği) bir plazma fiziği simülasyonudur. Parçacık hücre (PIC) yönteminde kullanır. Hartmut Ruhl tarafından yazılmış eski bir kod olan PSC dayanmaktadır. FORTRAN90'da yazılmıştır. PIC yönteminde Fiziksel parçacıkları temsil etmek için daha az sayıda psödopartikül kullanılır. Elektrik ve manyetik alanlar bu parçacıkların hareketi ile üretilir ve sabit mekansal çözünürlüğün altında yatan bir sistem üzerinde sonlu farklı bir zaman alanı tekniği kullanılarak hesaplanmıştır. Bu hesaplanmış alanlar psödopartiküller üzerinde kuvvet uygular ve psödopartikül hızlarını güncellemek için, bu hızlarda psödopartikül pozisyonlarını değiştirmek için kullanılır. EPOCH birçok farklı kullanıcı tarafından kullanılır ve SI birim sistemini kullanır.

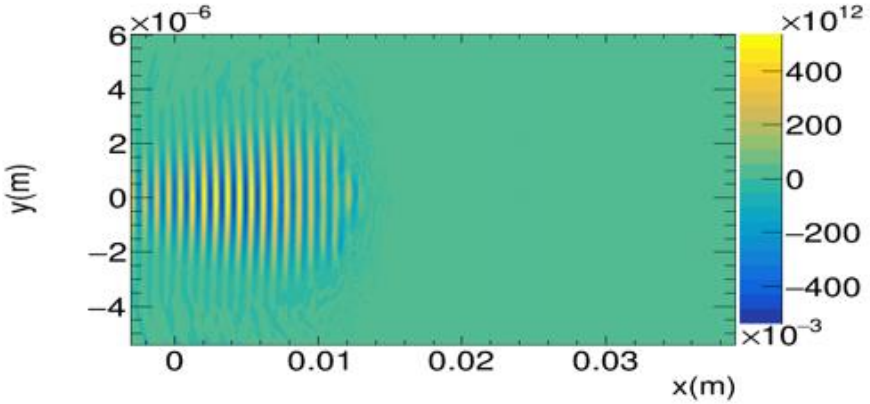


Şekil 4- 5. 3 µm'lik Bir Ölçek Uzunluğuna Sahip Bir Üstel Yoğunluk Profilinin Bir Örneği.

PIC kod simülasyonunda başlangıç koşulu olarak ayarlanmıştır.

3 µm plazma ölçek uzunluğuna sahip olan bir hedef için başlangıçtan 75 fs sonra yoğunluk profilinin bir örneği şekil 4.5'de gösterilmiştir. EPOCH simülasyonunda kullanılan lazer 25 fs atmaya, yoğunluğu 5×10^{22} W cm $^{-2}$, 0.82 µm dalga boyu ve 3 µm odak noktasına sahiptir.

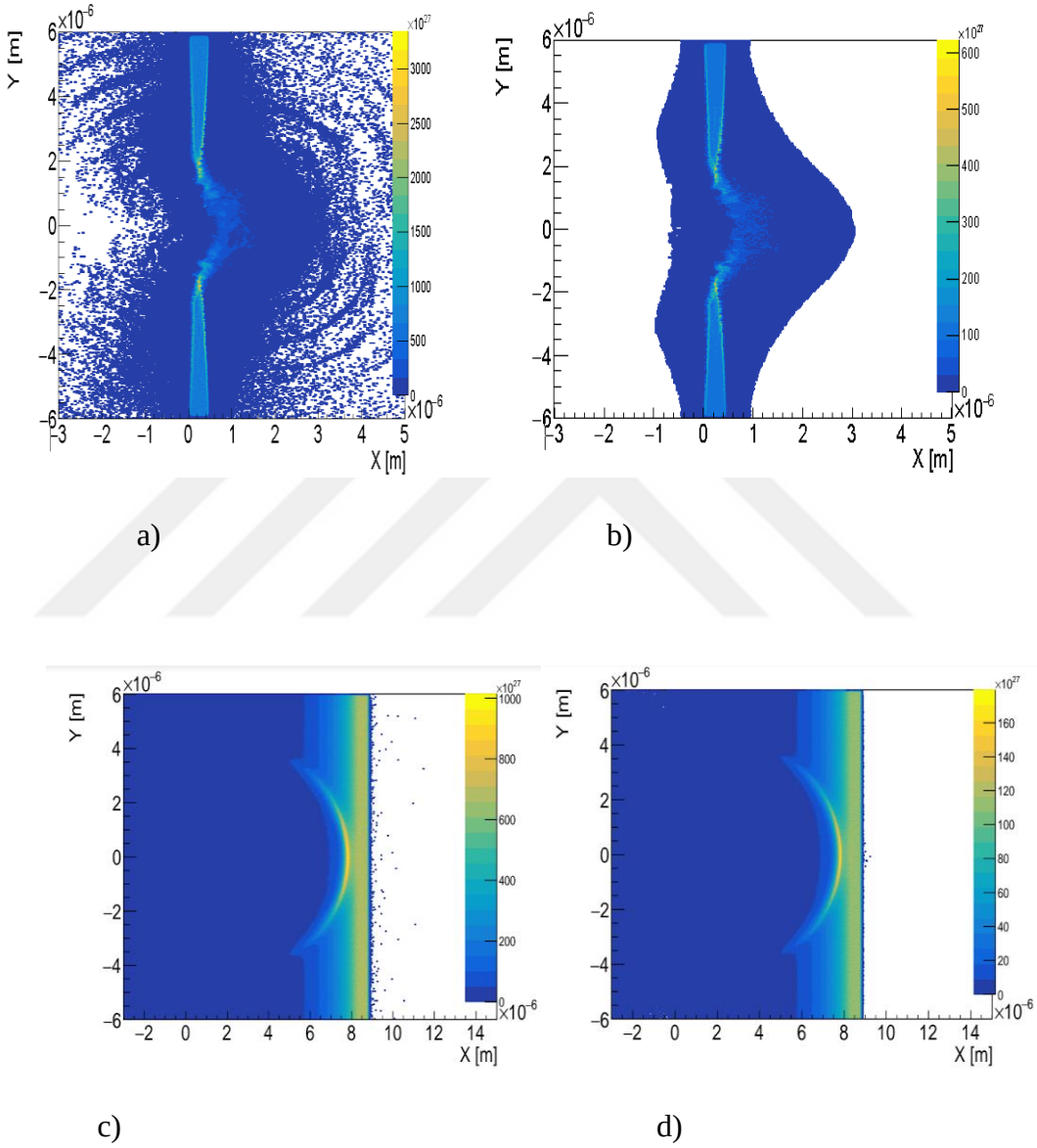
Simülasyonlarda ve araştırmalarımızda kullandığımız lazer elektrik alanın bir örneği şekil 4.6'de gösterilmiştir.



Şekil 4- 6. 3 µm Ölçekli Uzunluk ve 75 fs Sonra Yukarıda Verilen Değerler İçin Lazer Elektrik Alanı Profili.

4.3.EPOCH 2D PIC Simülasyon Sonuçları

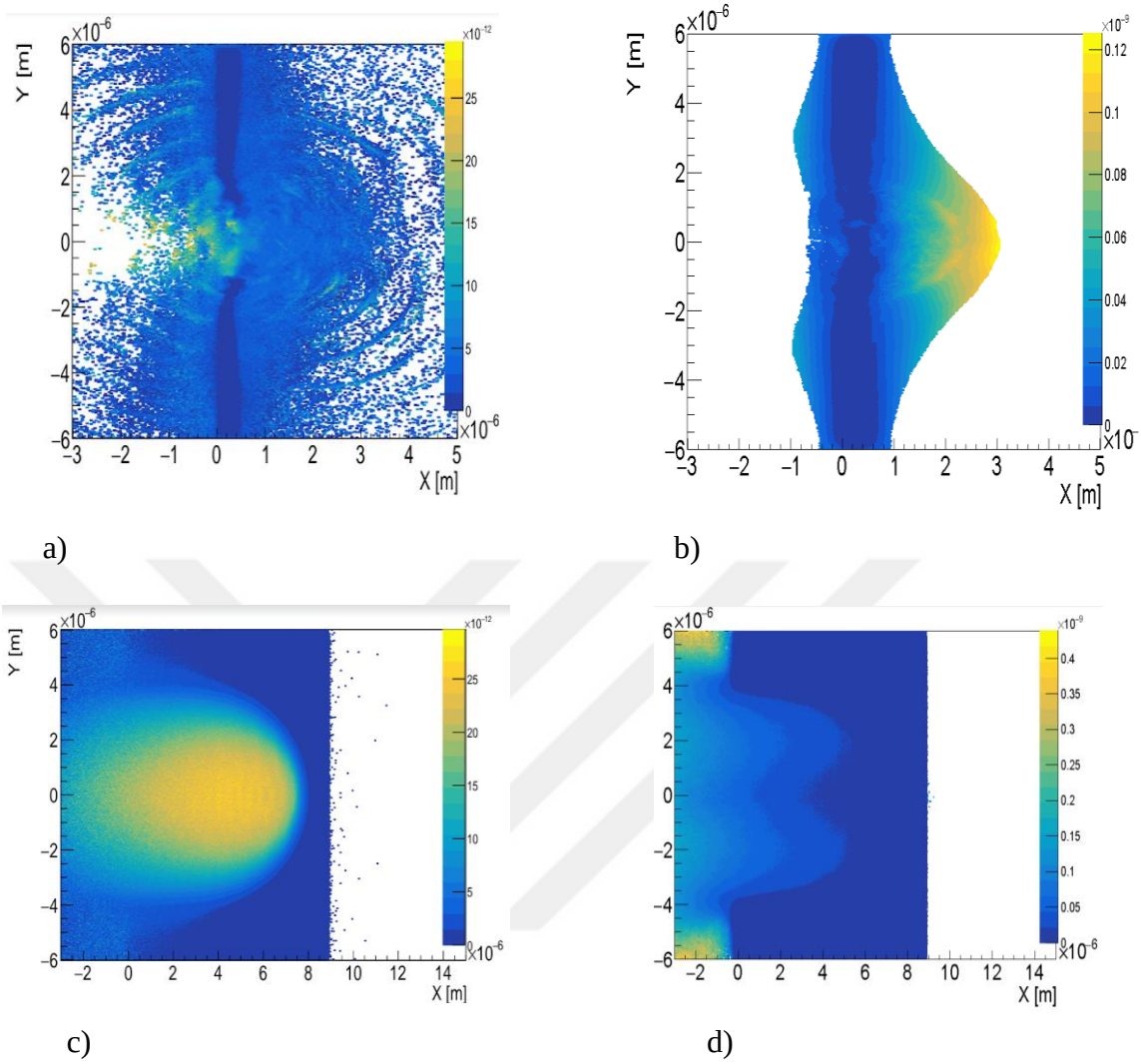
Yaptığımız bu çalışmada plazma ölçek uzunluğunu (L) 0 ile 10 µm aralığında değiştirip parçacık hızlandırma üzerindeki etkisini araştırdık. Simülasyonlarda lazer yoğunluğunu $5x10^{22}$ Wcm^{-2} olarak sabit tuttuk.



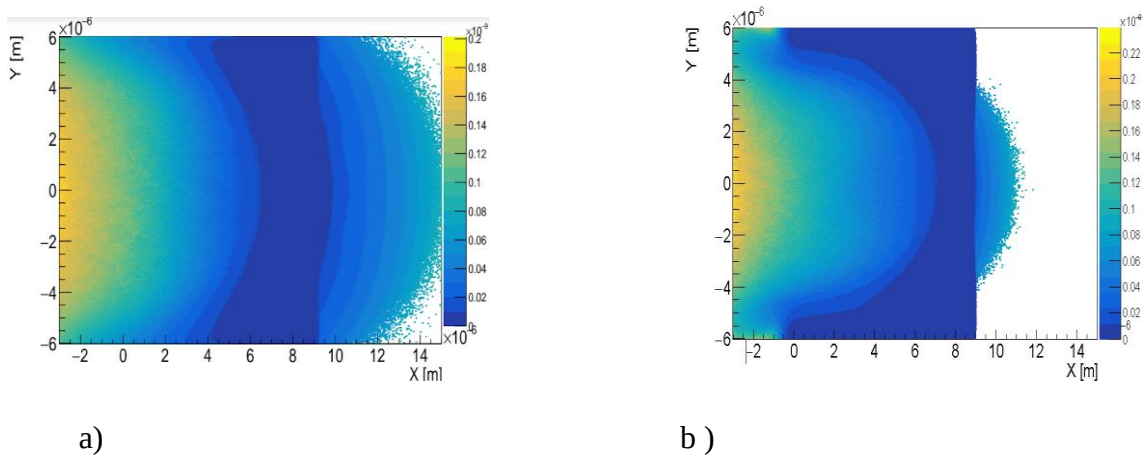
Şekil 4- 7. 0 µm plazma ölçek uzunluğuna ait a) elektron yoğunluğu, b) karbon yoğunluğu, 1µm plazma ölçek uzunluğuna ait c) elektron yoğunluğu ,d) karbon yoğunluğunun lazer etkileşiminden 75 fs sonraki durumu gösterilmiştir.

Şekil 4.7. de 0 µm (hedef önünde plazma yok) ve 1 µm plazma ölçek uzunluğuna sahip hedef için elektron ve karbon yoğunlukları lazerin hedefle etkileşime girmesinden 75 fs sonraki durumu gösterilmiştir. 10PW lazer sisteminin hedefi yüksek basınç yoğunluğundan dolayı hedef önünde plazma yok kabul edildiğinde hedefi ileri doğru ittiği gözlemlenmiştir fakat hedef önüne 1 µm uzunluğunda plazma konulduğu zaman lazerin plazmada bir delik açarak ilerlediği görülmüştür. 10PW lazer sistemlerinin sahip olduğu yüksek basınç yoğunluğundan dolayı bu tarz etkileşimler söz konusu olabilmektedir (RPA tekniği).Şekil 4.8 de 0 µm plazma boyutu için a) elektronun b) karbonun ortalama kinetik enerjisi, 1 µm plazma boyutu için c) elektronun ,d) karbonun ortalama kinetik enerjisini lazerin plazma ile etkileşiminden 75 fs sonraki durumu gösterilmiştir. 0 µm plazma uzunluğuma sahip hedef materyal için elektronların lazer ile katı hedefin etkileştiği bölgede lazer tarafından hızlandırıldığı (hedefin ön tarafında hızlanma gerçekleşmiştir), karbon iyonlarının ise hedefin arka tarafında hızlandığı görülmüştür. Bu durum bize hedef yüzey ivmelenmesinin (TNSA mekanizması) etkin olduğunu söylemektedir. Hedefin önüne 1 µm plazma eklendiğinde elektronların çok daha enerjik bir şekilde lazerin kendisi ve radyasyon basıncı ile beraber hızlandığı fakat artan kalınlık nedeniyle karbon iyonlarının hızlanmasında TNSA ilk etapta çok etkili olamıyor.

Karbon iyonlarında zamanın etkisini gözlemlemek için 100 fs deki karbon iyonlarının ortalama kinetik enerjilerine baktığımızda yüksek şiddete sahip 10 PW lazerin basıncı ve elektrik alanı karbon iyonlarını belli ölçüde hızlandırmak için etkilidir. Aynı zamanda plazma içinde hızlandırılan elektronlar TNSA elektrik alanını artan zamanla tekrar kurabilmektedirler ve iyonların bir kısmı 100 fs den sonra TNSA mekanizması ile hızlandırılmaya devam etmektedir.



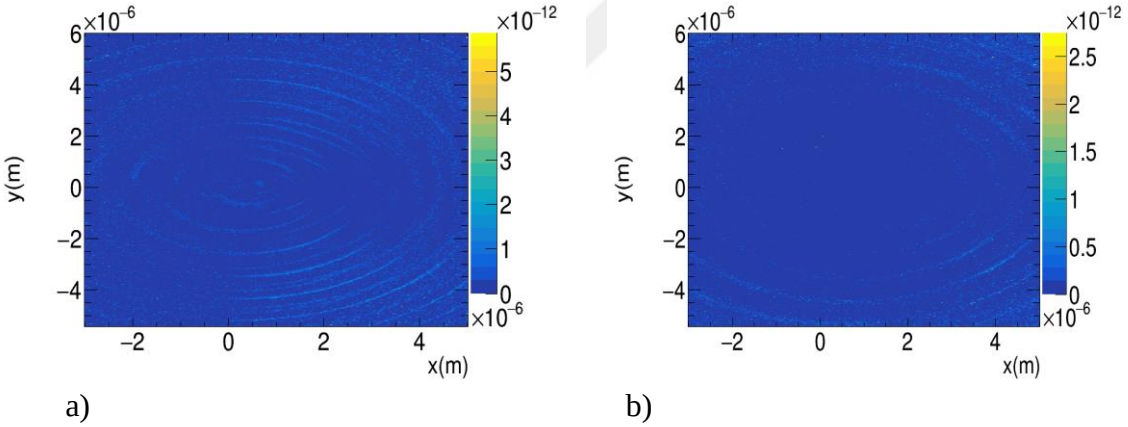
Şekil 4- 8. 0 µm plazma boyutu için a) elektronun b) karbonun ortalama kinetik enerjisi, 1 µm plazma boyutu için c) elektronun , d) karbonun ortalama kinetik enerjisini lazerin plazma ile etkileşiminden 75 fs sonraki durumu gösterilmiştir.



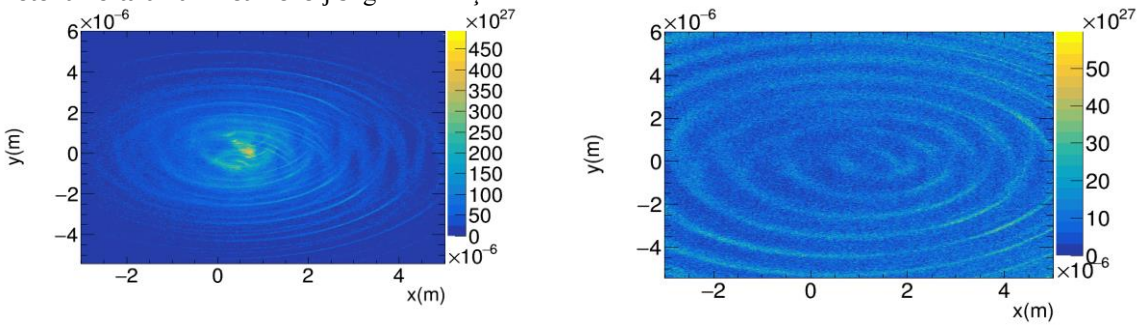
Şekil 4- 9. 1µm plazma boyutu için lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki karbonun ortalama kinetik enerjisi gösterilmiştir.

Şekil 4.9 da L=1 µm plazma boyutu durumunda hızlandırılan karbon iyonlarının 75 ve 100 fs deki sahip oldukları kinetik enerjileri göstermektedir. Şekil 4.9 da gösterildiği gibi hedefin ön yüzeyinde hızlandırılan karbon iyonların daha sonra hedefin arka yüzeyinde oluşturulan elektrik alanın varlığı ile beraber arka yüzeyde de bir hızlandırmaya neden olmaktadır. Fakat şekil 4.8 de herhangi bir plazma durumu oluşturulmadığında yapılan etkileşimlerde karbon iyonlarının ilk etapta arka yüzeyde hızlandırıldığı açıkça görülmektedir ki değişen hızlandırma mekanizmaları iyonları farklı hızlara ve farklı sıcaklıklara çıkarmaktadırlar.

Şekil 4.10 da hedef önünde plazma yok sayıldığında (L= 0µm) lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki fotonun ortalama kinetik enerjisini göstermektedir. Lazerin etkileşime girdiği merkezde Breit Wheeler QED çift oluşumun mekanizması ile oluşturulan fotonlar ilerleyen zamanda plazmanın dışına doğru hareket etmektedirler.



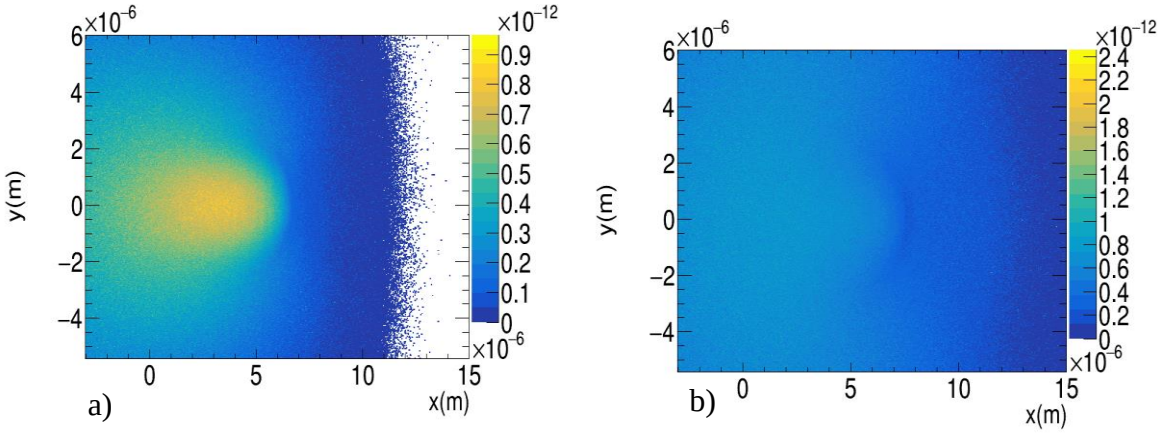
Şekil 4- 10. 0µm plazma boyutu için lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki fotonun ortalama kinetik enerjisi gösterilmiştir.



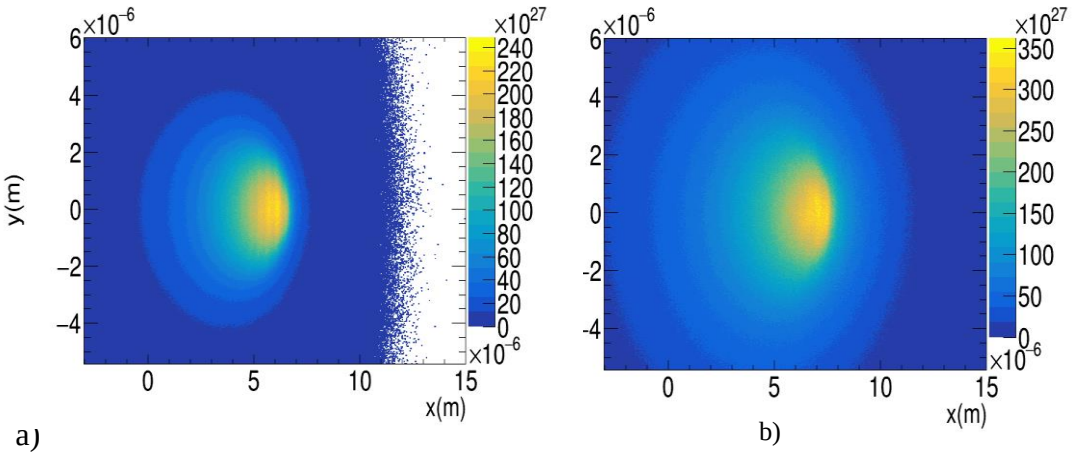
Şekil 4- 11. 0 µm plazma ölçek uzunluğuna ait foton yoğunluğu a) 75 fs b) 100 fs sonraki durumu

Şekil 4.12 te hedef önünde plazma yok sayıldığında (L= 0µm) lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki fotonun yoğunluğunu göstermektedir. Lazer atmasının ilerlemesinden 75 fs sonra QED etkisi ile üretilen fotonların yoğunluğu $4.5x10^{29}$ m^{-3} gibi ciddi bir yoğunluğa sahip olabilmektedir ki bu durumda 10 PW lazerin QED etkisinin incelenmesinde ciddi önemli bir rolü olacağını göstermektedir. İlerleyen zamanla oluşan fotonlar saçılmakta ve ilk etapta oluşan yoğunluk $5x10^{28}m^{-3`}$ e düşmektedir.

Şekil 4.12 e baktığımız zaman hedef önünde oluşturulan plazma üretilen fotonlar üzerinde ciddi bir etkiye sahiptir. Üretilen fotonların yoğunluklarında ve enerjilerinde (Sekil 4.13) daha bir homojen yapı gözlemlenmiştir. Fakat sekil 4.12 te ilerleyen zamanda oluşturulan fotonların plazma içinde enerjilerinin emildiğini göstermektedir. Şekil 4.13 te fotonların zamanla yoğunluklarının arttığını fakat enerjilerinin düştüğünü göstermektedir. Bu durum 0 µm durumunda daha farklıdır çünkü 0µm durumunda oluşturulan fotonların yoğunluklarında da bir azalma gözlenmektedir ve bu durum fotonların simülasyon kutusunu terk ettiğini söylemektedir fakat 1 µm durumunda üretilen fotonlar enerjilerini plazma içinde kaybetmektedirler.

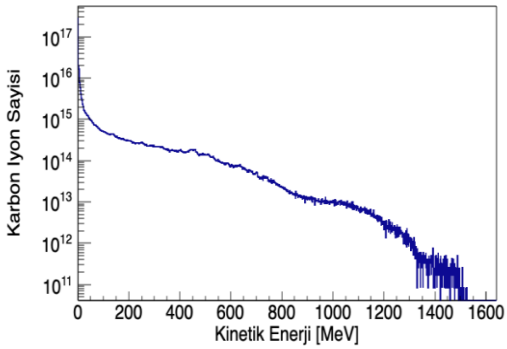


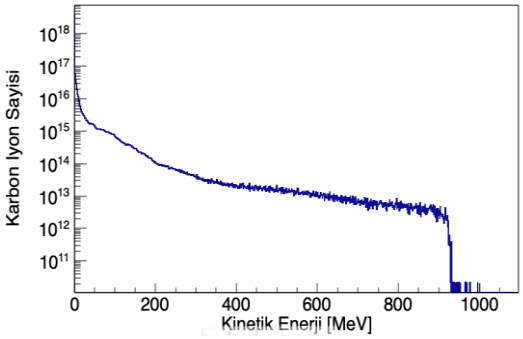
Şekil 4- 12. 1µm plazma boyutu için lazerin plazma ile etkileşiminden a) 75 fs ve b) 100 fs sonraki fotonun ortalama kinetik enerjisi gösterilmiştir.



Şekil 4- 13. 1 µm plazma ölçek uzunluğuna ait foton yoğunluğu a) 75 fs b) 100 fs sonraki durumu

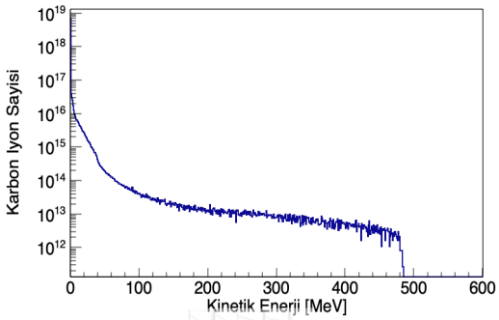
5. BULGULAR VE TARTIŞMA

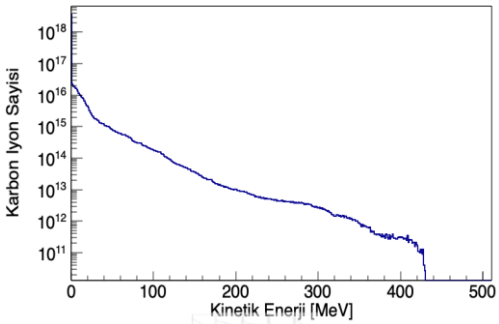




a) 3µm

b) 5µm

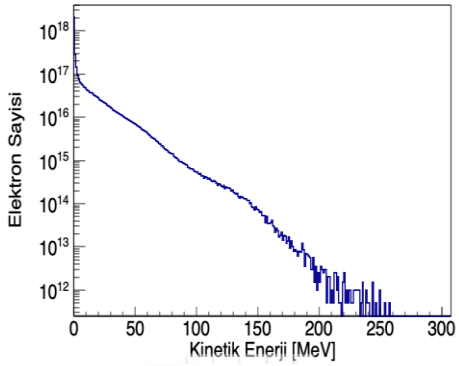




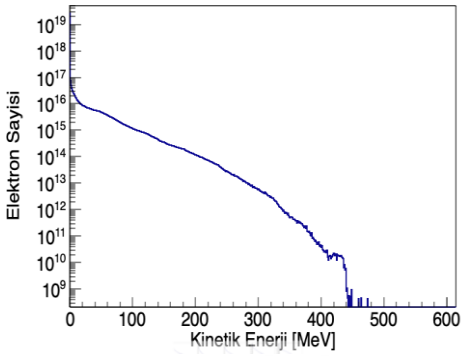
c) 10µm

d) 0µm

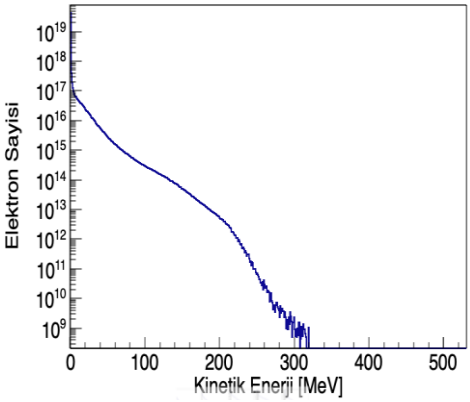
Şekil 5- 1. Karbon iyonunun plazma boyutuna göre (3µm, 5µm, 10µm, 0µm) kinetik enerji yoğunlukları gösterilmiştir.



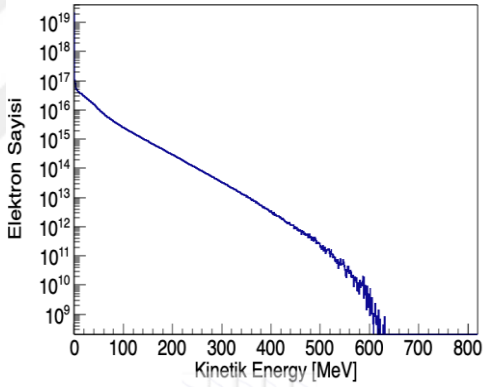
a) 3µm



b)5µm

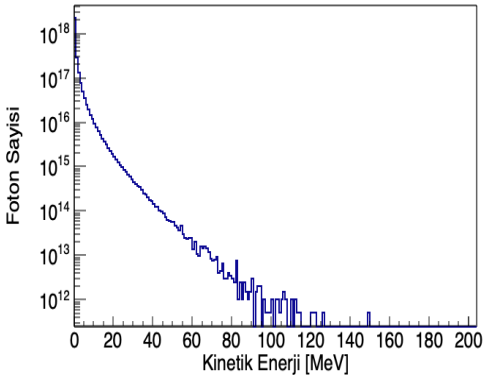


c) 10 µm

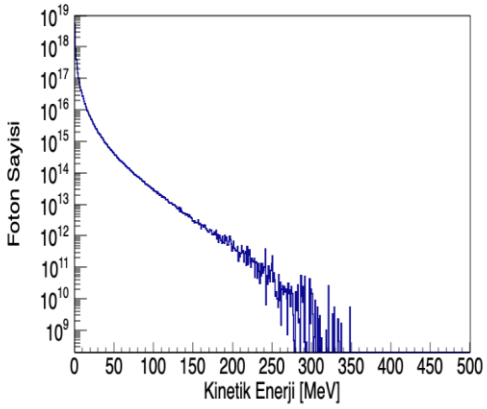


d) 0 µm

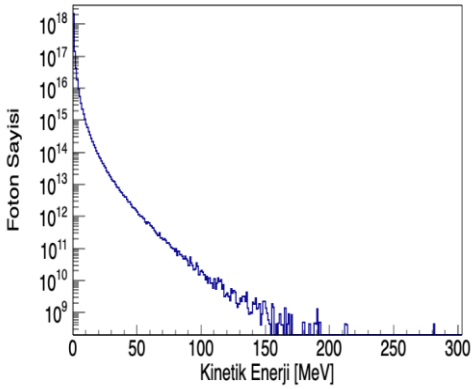
Şekil 5- 2. Elektron plazma boyutuna göre (3µm, 5µm, 10µm) kinetik enerji yoğunlukları gösterilmiştir.



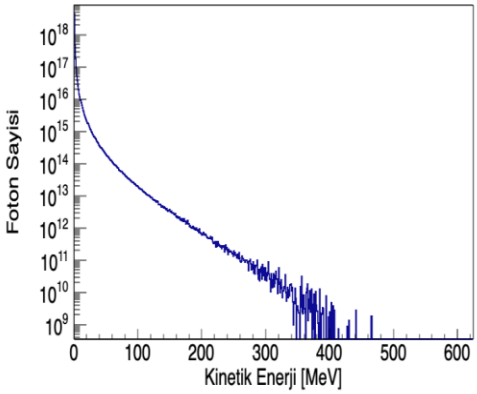
a) 0µm



b) 3µm



c) 5 µm

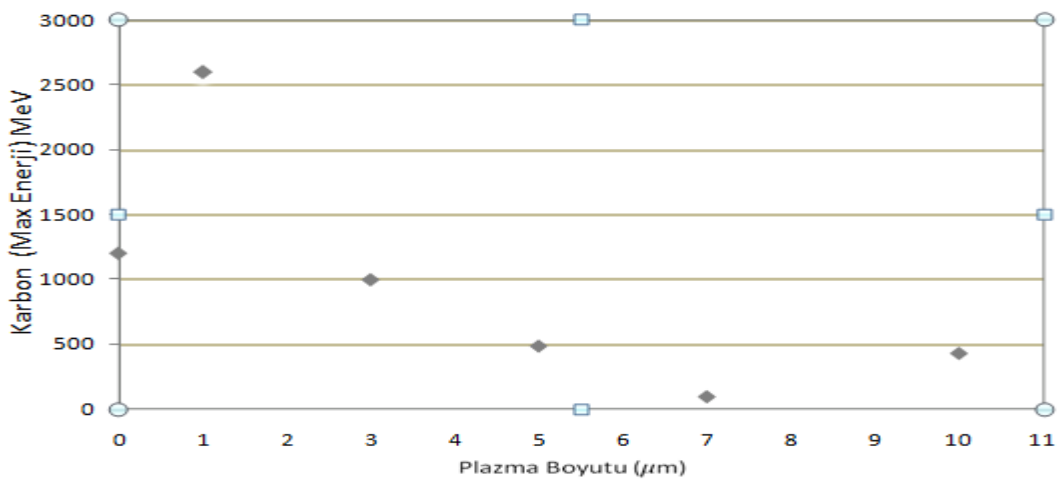


d) 10 µm

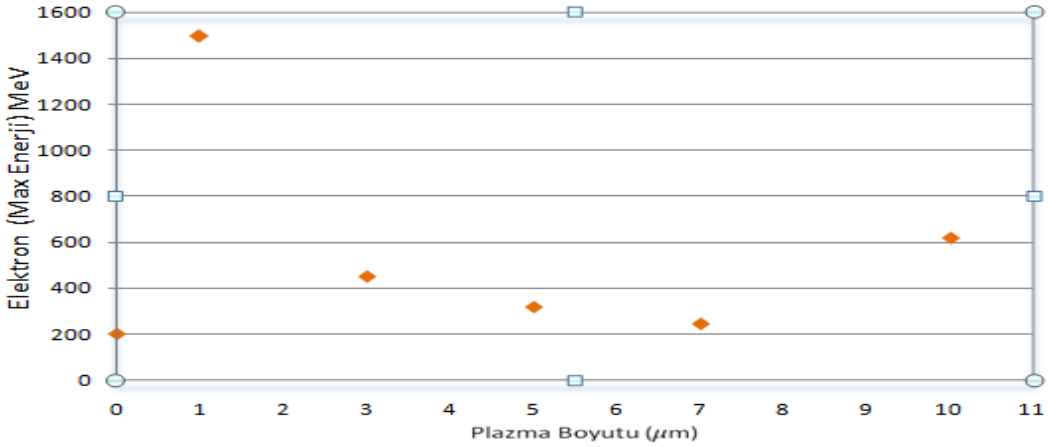
Şekil 5- 3. Foton plazma boyutuna göre (3µm, 5µm, 10µm, 0µm) kinetik enerji yoğunlukları gösterilmiştir.

Yaptığımız bu çalışmada 10 PW lazer – plazma etkileşimleri incelenerek, 1.5 D boyutlu HELIOS hidrodinamik kod kullanılmış ve tahmini plazma boyutu hesaplanarak 2D EPOCH PIC simülasyonlarında girdi olarak kullanılmıştır. Hedef olarak saf kati karbon kullanılmış ve çeşitli plazma boyutlarının parçacıkları nasıl hızlandırdığı QED etkisi altında incelenmiştir. QED etkisi çift oluşumu sebebiyle foton oluşturduğu için çıkan fotonlarında plazma boyutuna bağlı enerji grafikleri incelenmiştir. Şekil 5.1, şekil 5.2, şekil 5.3 te (3 µm , 5 µm, 10 µm) plazma varlığından elektron, karbon ve foton enerji grafiklerini göstermektedir.

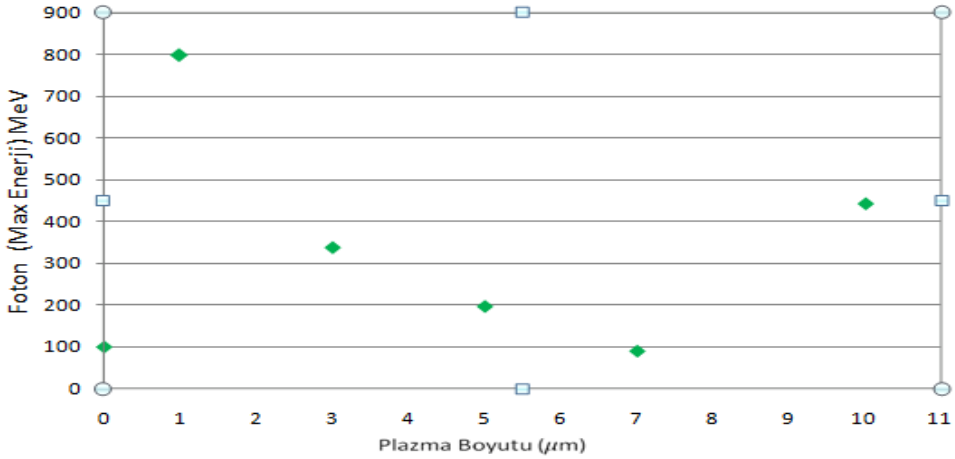
Elde edilen enerji spektrumları Maxwellian bir dağılım gösterdiği için $f(E) = N_o \exp(-E/kT_e)$ fonksiyonu uygulanarak dağılım fonksiyonlarının sıcaklıklarda elde edilebilir. Bunun için grafikler eksponansiyel fit edilerek sıcaklılar ölçülmüştür.



Şekil 5- 4. Karbon iyonunun plazma boyutuna göre max enerjisi gösterilmiştir.



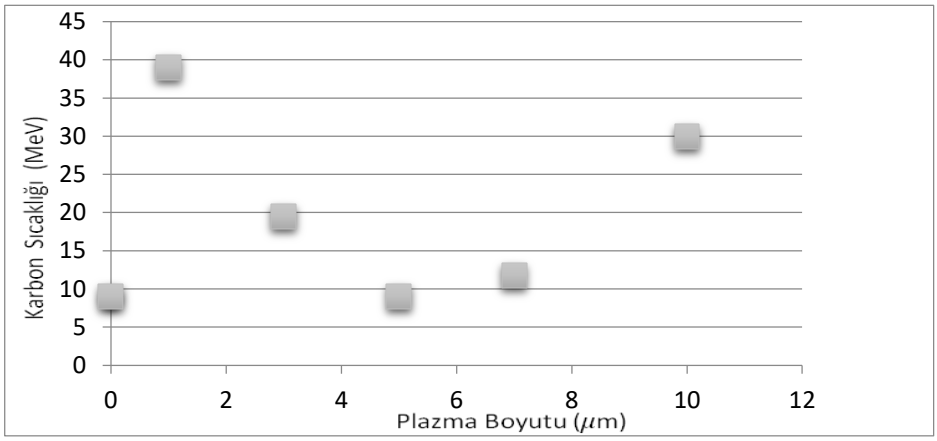
Şekil 5- 5. Elektron plazma boyutuna göre max enerjisi gösterilmiştir.



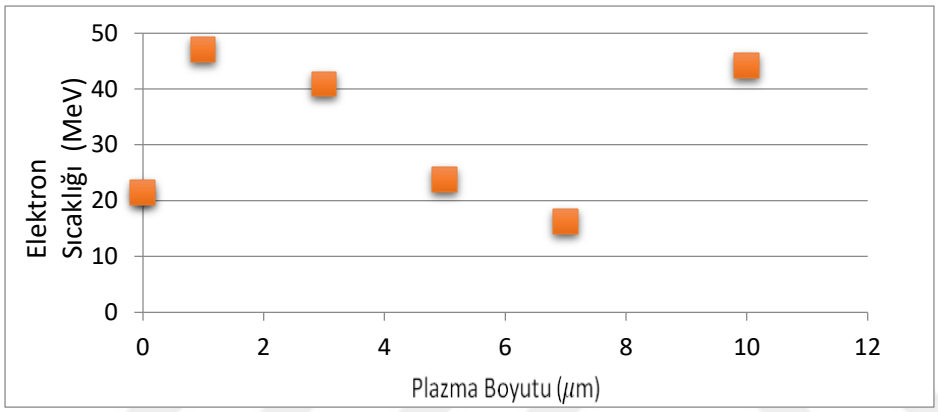
Şekil 5- 6.Foton plazma boyutuna göre max enerjisi gösterilmiştir.

Elde edilen parçacıkların enerji spektrumlarından parçacıkların çıkabilecekleri maksimum enerji miktarları gözlemlenmiştir (Şekil 5.4-5.6). Şekil 5.4 C^{+6} iyonlarının, şekil 5.5 elektron ve 5.6 fotonların ulaştığı maksimum enerjileri plazma boyutuna göre değişimini göstermektedir.

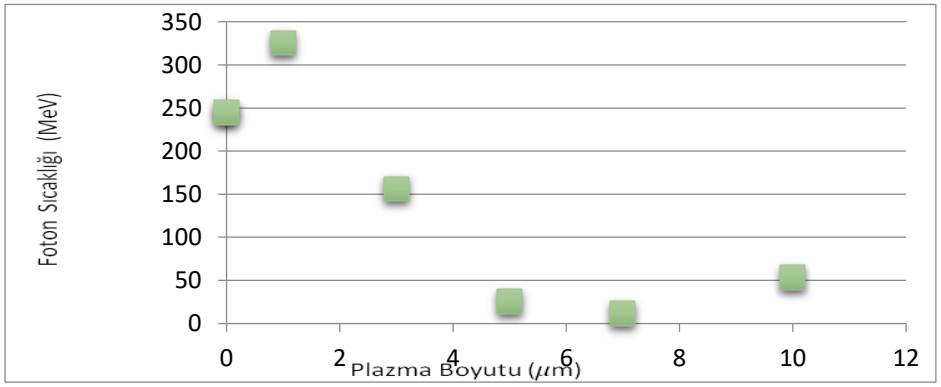
Sonuçlar göstermiştir ki 0 µm plazma durumunda yani hedef tamamen kati kabul edilirse elde edilen değerler çok düşüktür ve L=1µm durumunda hem sıcaklık hem enerji ölçümlerinde, tüm parçacıklar için optimum değerler gözlemlenmiştir. Fakat artan plazma miktarı, elde edilen enerji ve sıcaklık miktarında bir düşüşe neden olmuştur. Bu durum lazerin büyük bir kısmının plazma içinde filamente olarak dağılması ve geri kalan kısmının yansımasından dolayı ilk etapta elektronların hızlandırılmasında negatif rol oynamıştır. Fakat önemli bir nokta ise biz plazmayı artırmaya devam ettiğimizde sıcaklıklarda ve enerjilerde tekrar artış görülmektedir. Bu durum yüksek plazma boyutlarında lazerin plazma içinde tamamen emildiği ve tüm enerjisini plazma da bulunan elektronlara aktardığı şekli ile açıklayabiliriz. Hızlanan elektronlarda iyonların hızlanmasına yardımcı olacak elektrik alanı kurmuşlardır.



Şekil 5- 7.Karbon iyonunun plazma boyutuna göre sıcaklık değerleri



Şekil 5- 8.Elektron plazma boyutuna göre sıcaklık değerleri



Şekil 5- 9.Foton plazma boyutuna göre sıcaklık değerleri

Yukarıda çalışmamız sonucunda elde ettiğimiz grafiklerde plazmanın boyutu, karbon, elektron, fotonun sıcaklık değerleri gösterilmiştir. Yaptığımız çalışmada düşük seviyedeki lazerlerin katılarla etkileşime girmeleri sonucu ürettikleri plazma miktarlarının farklı boyutlarda olduğunu düşünerek plazmanın eksponansiyel olarak azaldığını ve ilk başlama noktasının katı hedef olduğunu göz önünde bulundurduk hedefin önünde oluşacak plazmanın eksponansiyel olarak azalacağını daha önce yapılan çalışmalarda gösterilmiştir. Bu durumda oluşturulan plazma formunu ne=ns.exp(-x/L) formülü ile gösterebiliriz. Burada ne elektron yoğunluğu, ns katı hedef yoğunluğu, x plazma boyutu ve L plazma ölçek uzunluğudur. Bu formüle göre L değerleri 0 ile 10µm aralığında değişmektedir.

Yukarıda bahsedildiği gibi bu çalışmada 2D EPOCH simülasyonları bu çalışmanın temelini oluşturmuştur. Bu çalışma ile çok yüksek yoğunluktaki lazer sistemlerinin ($>10^{22}W/cm^2$) üretecekleri plazmalar ve plazmada hızlandırılan parçacıklar araştırılmıştır. Yaptığımız çalışmada gösterilmiştir ki oluşturulan plazmanın ve plazma boyutunun lazer ile hızlandırılan parçacıklar üzerinde ciddi bir etkisi bulunmaktadır. Şekil 5.7 de hızlandırılan karbon iyonlarının oluşturulan plazma boyutu ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Şekil 5.7 de de gördüğümüz üzere eğer lazer atması çok temiz ise yani önünde hiç bir şekilde bir atma barındırmıyorsa (0µm) karbon sıcaklığı10 MeV seviyelerinde ölçülmüştür. Daha sonra hedef önünde oluşturduğumuz (L=1 µm) plazma hızlandırılan karbon iyonlarının sıcaklığını 40 MeV ye çıkarmıştır. Artan plazma boyutu ilk etapta hızlandırılan karbon iyonlarının sıcaklıklarında bir düşüş göstermiştir fakat daha sonra oluşturduğumuz plazma boyutunu (L=10 µm) iyice artırdığımız zaman tekrar karbon iyonlarının sıcaklıklarında bir artış gözlemlenmiştir. Karbon iyonları için gözlemlediğimiz bu trendi oluşturulan elektron ve fotonlar içinde gözlemledik.

Plazma boyutlarına göre parçacıkların sıcaklık değerlerinden bahsettiğimiz gibi aynı durum parçacıkların max enerjilerinde de benzerlik göstermektedir. Yukarıda Şekil 5.7, şekil 5.8, şekil 5.9 da görüldüğü üzere karbon, foton, elektron iyonlarının plazma boyutu ile değişkenlik gösterdiğini (0µm) - (3µm) arası plazma boyutundaki, max enerji seviyesinde bir artış olduğu daha sonra (L=10 µm) plazma boyutu arttıkça max enerji seviyesinde de bir artış olduğunu görmüş olduk.

KAYNAKLAR

Baltuska, A., Fuji, T. & Kobayashi, T., 2002. Visible pulse compress ionto 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control. *Optics Letters*, 27(5), 306–308.

Birdsall, C. K. & Langdon, A. B., 1985. *Plasma Simulation via Computer Simulation*. McGraw-Hill Book Company,479, NewYork

Brunel, F., 1988. Anomalous absorption of high intensity subpicosecond laser pulses. *The Physics of fluids,* 31(9), 2714-2719.

Buschmann, V. et al., 2013. Characterization of semiconductor devices and wafer materials via sub-nanosecond time-correlated single-photon counting. *Journal of Applied Spectroscopy,* 80(3), 449-457.

Beiser, A., 1997. *Modern Fizigin Kavramları.* Akademi yayın, 560, Türkiye

Cary, J. R. & Kaufman, A. N., 1981. Ponderomotive effects in collisionless plasma: A Lie transform approach. ,. *The Physics of Fluids*, 24(7), 1238-1250.

Culfa, Ö., 2017. Measurements of Proton Energy Spectra Generated by Ultra Intense Laser Solid Interecations . *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü,* 21(2), 338-344.

Culfa, Ö Ve ark.,2014. Hot electron production in laser solid interactions with a controlled pre-pulse. *Doktora Tezi,University of York,* İngiltere.

Denisov, N. G., 1957. On a singularity of the field of an electromagnetic wave propagated in an inhomogeneous plasma. *Soviet Physisc Jetph*, 4(4), 544-553.

Estabrook, K. & Kruer, W. L., 1978. Properties of resonantly heated electron distributions. *Physical Review Letters*, 40(1),. 42.

Extendable PIC Open Collaboration project, 2013. Extendable PIC Open Collaboration project UK.[Çevrimiçi] Available at:*http://ccpforge.cse.rl.ac.uk/gf/project/epoch* [%1 tarihinde erişilmiştir1 Nisan 2013].

Forslund, D. W., Kindel, J. M. & Lee, K., 1977. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity.. *Physical Review Letters*, 39(5), 284.

Fortin, P. L., Piché, M. & Varin, C., 2009. Direct-field electron acceleration with ultrafast radially polarized laser beams: scaling laws and optimization.. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, , 43(2), 025401.

Gibbon, P., 1994. Efficient production of fast electrons from femtosecond laser interaction with solid targets.. *Physical review letters*, 73(5), 664.

Gibbon, P. & Bell, A. R., 1992. Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Physical review letters*, Issue 68(10), 1535.

Ginzburg, V. L., 1964. On surface superconductivity. *Phys. Letters*, Issue 13.

Grebogi, C. & Littlejohn, R. G., 1984. Relativistic ponderomotive hamiltonian. *The Physics of fluids*,, 27(8), 1996-2004.

Grismayer, T., Fahlen, J. E., Decyk, V. K. & Mori, W. B., 2011. On the time-dependent resonant width for Landau damping: theory and PIC simulation. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53(7), 074011.

Köksal, F. & Köseoğlu, R., 2010. *Spektroskopi ve Lazerlere Giriş.* Nobel Yayın Dağıtım, 302, Niğde.

Kruer, W., 1988. *The Physics of Laser Plasma Interactions.* Addison -Wesley Publishing Company, 202, California.

Liu, J. L. et al., 2012. Two-stage acceleration of protons from relativistic laser-solid interaction. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams,* 15(10), 101301.

Maiman, T. H., 1960. *Stimulated optical radiation in ruby. Nature*, 187(4736), 493-494.

Marceau, V., April, A. & Piché, M., 2012. Electron acceleration driven by ultrashort and nonparaxial radially polarized laser pulses.. *Optics letters,* , 37(13), 2442-2444.

Pickwell, E. & Wallace, V., 2012. *Physics D.* Applied Physics, 39, 301-310.

Pukhov, A. & Meyer-ter-Vehn, J., 1997. Laser hole boring into overdense plasma and relativistic electron currents for fast ignition of ICF targets. *Physical review letters,* 79(14), 2686.

Sennaroğlu, A., 2010. 50. Yılında Lazer: Kısa bir Tarihçe ve Geleceğe Bakış. *Bilim Teknik, Mayıs*, 26-31.

Siegman, A. E., 1986. *Lasers university science books.* Mill Valley, 1283, CA.

Tzoufras, M. et al., 2012. Simulations of efficient laser wakefield accelerators from 1 to 100GeV. *Journal of Plasma Physics,* 78(4), 401-412.

Wilks, S. C., 1993. SC Wilks. Phys. *Fluids B,* 7(5), 2603.

Wilks, S. C., Kruer, W. L., Tabak, M. & Langdon, A. B., 1992. Absorption of ultra-intense laser pulses.. *Physical review letters,* 69(9), 1383.

Wilks, S. C. et al., 2001. Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions.. *Physics of plasmas*, 8(2), 542-549.

Witte, S. & Eikema, K. S. E., 2011. Ultrafast Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*,(Yayın aşamasında), 1-13.

ÖZGEÇMİŞ

Kimlik Bilgileri:
Adı Soyadı: Volkan Sert
E-posta: vlkn_-@hotmail.com-volkansert7090@gmail.com
Adresi: Sakabaşı Mah.860 SK. No : 24 Karaman
Eğitim:
Lise: Karaman Fatih Lisesi
Lisans: Çorum Hitit Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
Yüksek Lisans: Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi

Yabancı Dil ve Düzeyi:A2 seviyesi
İş Deneyimi: Özel kurumlarda öğretmenlik
Deneyim Alanları: Matematik, Fizik
Tezden Üretilmiş Projeler ve Bütçesi: TUBITAK 3001, 60 000TL
Tezden Üretilmiş Yayımlar:
Tezden Üretilmiş Tebliğ ve/veya Poster Sunumu ile Katıldığı Toplantılar: Tesnat 2018