

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

O. Murat ÖZKENDİR

**Lazer-Plazma Etkileşme
Mekanizmalarının İncelenmesi**

FİZİK ANABİLİM DALI

**TC. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

**ADANA
TEMMUZ, 2000**

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LAZER-PLAZMA ETKİLEŞME
MEKANİZMALARININ
İNCELENMESİ**

O. Murat ÖZKENDİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

**Bu Tez 07/03/2000 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oybirliği/Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.**

İmza:.....

Prof. Dr. Yüksel Ufuktepe

DANIŞMAN

İmza:.....

Doç. Dr. Metin Özdemir

ÜYE

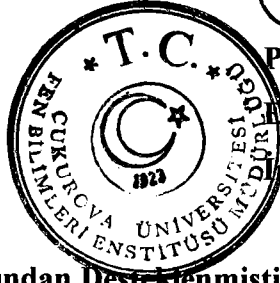
İmza:.....

Y.Doç.Dr. Zerrin Esmerligil

ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No: 1739



Prof. Dr. Melih Boral

Enstitü Müdürü

İmza ve Mühür

Bu Çalışma Ç.Ü. Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: FBE.98.YL.99

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanundaki hükümlere tabidir.

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

ÖZ
YÜKSEK LİSANS TEZİ

**LAZER-PLAZMA ETKİLEŞME
MEKANİZMALARININ
İNCELENMESİ**

O. Murat ÖZKENDİR

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

Danışman: Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE

Yıl: 2000, Sayfa: 91

Jüri: Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE

: Doç. Dr. Metin ÖZDEMİR

: Y. Doç. Dr. Zerrin ESMERLİGİL

Gelecekteki hızlandırıcı teknolojisinde, plazmaların önemli uygulamaları olacaktır. Bunun bir uygulaması olarak lazer sürücülü füzyon, büyük bir bilimsel ilgiye sahiptir. Plazmanın elektron demetleriyle uyarılması uzun yıllardan beri plazma fizikçilerinin çalıştığı bir konudur. Lazer-plazma etkileşmeleri ile ilgili olarak geçtiğimiz yıllarda çok sayıda teorik ve deneysel çalışma yapılmıştır. İvmelendirme mekanizması bilgisayar simülasyonları ile kolayca gözlenebilmektedir.

Bu çalışmada, soğuk demet ile soğuk plazma etkileşmesi bir boyutlu elektrostatik süreç içinde çalışılmıştır. İvmelendirme mekanizması, bilgisayar simülasyonu ile belirlenmiş, ayrıca ivmelendirme parametreleri hesaplanmıştır. Hesaplanan sonuçlar, bilgisayar simülasyonu ile uyum içindedir.

Anahtar Kelimeler: Plazma, Parçacık Hızlandırması, Uyanma Alanı, Bilgisayar Simülasyonu

ABSTRACT
MSc THESIS

**A STUDY OF LASER-PLASMA
INTERACTION MECHANISMS**

O. Murat OZKENDIR

**DEPARTMENT OF PHYSICS
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF CUKUROVA**

Supervizor: Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE

Year: 2000, Pages: 91

Jury: Prof. Yüksel UFUKTEPE

: Assoc. Prof. Metin ÖZDEMİR

: Assist. Prof. Zerrin ESMERLİGİL

Plasmas may have useful applications in future accelerator technology. Laser-driven fusion is one of the great scientific challenges of our times. The excitation of plasma by electron beams has been of interest to plasma physicists for many years.

During the past few years there has been a great deal of theoretical and experimental works on laser-plasma interactions. The acceleration mechanism of this process can be easily observed by computer simulations.

In this study, cold beam and plasma interactions were studied by using one dimensional electrostatic process. The mechanism of acceleration process has been determined by computer simulation. The acceleration parameters were calculated. The calculated results are in good agreement with the computer simulations.

Key Words: Plasma, Particle Acceleration, Wake Field, Computer Simulation

TEŞEKKÜR

Bu çalışma sırasında benden, maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Yüksel UFUKTEPE'ye teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca tez çalışmalarım sırasında yardımlarını gördüğüm A. Türker TÜZEMEN'e ve her zaman bana destek veren bölüm hocalarıma, gerekli kolaylıkları gösteren mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Tezimi, beni bugünlere getiren anneme, Zekiye ÖZKENDİR'e adıyorum!



İÇİNDEKİLER

ÖZ	I
ABSTRACT	II
TEŞEKKÜR	III
İÇİNDEKİLER	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ	V
ŞEKİLLER DİZİNİ	VI
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
3. TEORİK ALT YAPI	7
3.1. Plazma Nedir?	7
3.2. Plazma Frekansı	11
3.3. Plazmada Yük Nötralliği ve Debye Uzunluğu	13
3.4. Boşlukta ve Plazmada Dalga Yayılması	16
3.5. Plazmalarda Dalga-Parçacık Etkileşmeleri	19
3.6. Plazmada Parçacık Hızlandırma Mekanizmaları	22
3.6.1. Uyanma Alanı Hızlandırıcıları (PWFA)	23
3.6.2. Plazma Vuruç-Dalgası Hızlandırıcıları (PBWA)	26
3.6.3. Lazer Uyanma Alanı Hızlandırıcıları	32
3.7. Plazma Etkileşmelerinin Bilgisayar Simulasyonu	37
3.8. Bilgisayar Simulasyon Programının Genel Yapısı	46
3.9. Sürücü Demet ile Plazma Etkileşmesi	46
4. BULGULAR ve TARTIŞMA	50
4.1 Simulasyon Bulguları	54
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	86
KAYNAKLAR	87
ÖZGEÇMİŞ	91

ÇİZELGELER DİZİN

SAYFA

Çizelge 3.1. Doğal ve Laboratuvar ortamında oluşturulan plazmalara ait tipik parametreler	10
Çizelge 3.2. Maximum Enerjiler ve İvmelenme Uzunlukları.....	32



ŞEKİLLER DİZİN

SAYFA

Şekil 3.1. Plazma halindeki maddenin enerji-yoğunluk değişimi.....	9
Şekil 3.2. Elektronlara F kuvvetinin etkisi.....	11
Şekil 3.3. Hareketli dalga	20
Şekil 3.4. Sürücü demet şekli.....	24
Şekil 3.5. Lazer ışınlarının girişi.....	26
Şekil 3.6. Elektronun tuzaklanma-hızlanma süreci.....	30
Şekil 3.7. Lazer uyanma alanı mekanizması.....	31
Şekil 3.8. Lazer ışının salınım basıncı	33
Şekil 3.9. Ponderomotif kuvvetin etkisi	35
Şekil 3.10. Bilgisayar hesap döngüsü	40
Şekil 3.11. Parçacıkların x eksenindeki tedirgenmeleri	41
Şekil 3.12. Tedirgenmelerle değişen yoğunluk, elektrik alan ve potansiyel.....	45
Şekil 3.13. Demet parçacıklarının faz uzayı yörüngeleri	49
Şekil 4.1. $t=0$ anındaki plazma ve demetin durumu.....	59
Şekil 4.2. $t=46,8$ zaman adımında tuzaklama belirtileri.....	61
Şekil 4.3. $t=53,6$ zaman adımında parçacıklara ait değer grafikleri.....	63
Şekil 4.4. $t=70$ zaman adımında parçacıklara ait değer grafikleri.....	65
Şekil 4.5. $t=109,2$ zaman adımında tuzaklama görünümü	67
Şekil 4.6. $t=119,8$ zaman adımındaki aktif tuzaklama	69
Şekil 4.7. $t=127$ zaman adımındaki tuzaklanma ve parçacık değerlerinin değişimi ...	71
Şekil 4.8. $t=137,4$ zaman adımında potansiyel kuyusu oluşumu.....	73
Şekil 4.9. $t=148$ zaman adımında sistem dengesinin kurulması.....	74
Şekil 4.10. $t=180,6$ zaman adımında parçacıkların potansiyel kuyusunda davranışları.....	76
Şekil 4.11. $t=299,4$ zaman adımındaki plazmanın görünümü.....	78
Şekil 4.12. $t=537,8$ zaman adımındaki ivmeleme süreci.....	80
Şekil 4.13 $t=756,6$ zaman adımındaki uyanmanın etkisi.....	82
Şekil 4.14 $t=911$ zaman adımında ters yönde ivmelenme.....	84

Şekil 4.15. $t=1015$ zaman adımındaki sistemin kararlı yapısı.....85



1. GİRİŞ

Çizgisel ve çizgisel olmayan plazma dalgaları, bunların temel özellikleri ve plazma dalgası içinde elektronların tuzaklanarak hızlandırma çalışmaları, son yıllarda özellikle yüksek enerjili parçacık hızlandırılmasında büyük önem kazanmıştır (Esarey ve ark., 1996). Plazma temeline dayanan yeni yüksek enerjili hızlandırıcıların geliştirilmesi ve bunlar ile ilgili teorik çalışmalar, güncel problem olma özelliğini korumaktadır (Chen, 1990), (Dawson, 1989). Rölativistik plazma dalgası, parçacık hızlandırmasında iki nedenden dolayı önemlidir. Birincisi, bu dalga alanının elektrik alanı çok büyüktür. İkincisi, bu dalgalar yüksek rölativistik hızlara hızlandırılan parçacıklarla aynı hızda ilerledikleri için daha uzun süre etkileşebilme özelliğine sahiptir. Ayrıca plazma içinde lazer dalgası kullanılarak elektronların hızlandırılması kavramı yeni jenerasyon hızlandırıcıların geliştirilmesinde esas mekanizma olacaktır. Bu kavram, plazmanın yüksek genlikli plazma dalgalarına ve yüksek değerlerde hızlanmalarına olanak tanımaktadır. Bu olasılık elektron hızlandırmasını arttırmakta ve bu etki altında çeşitli fiziksel olayların incelenmesi mümkün hale gelmektedir.

Güçlü lazerlerin ve diğer ışınım kaynaklarının gelişmesine paralel olarak, elektromanyetik dalga ile plazma etkileşmesi, son yıllarda pek çok araştırmaya konu olmuştur (Rubenchik, 1994). Maddenin dördüncü hali olan “Plazma” maddenin üç halinden farklı olup, aynı zamanda üç halin özelliklerini de göstermesi nedeniyle çok ilgi çekici bir araştırma konusudur. Plazma ortamı “nükleer fizikçilerin”, özellikle “füzyon” reaksiyonları üzerine çalışan bilim adamlarının ilgi alanına da girmektedir. Bunun nedeni, plazmanın geleceğin enerji kaynağı olarak tanımlanan “Kontrollü Füzyon” olayında kilit rol oynamasıdır. Ayrıca plazma konusu, Yüksek Enerji ve Plazma fiziğinin kapsamında olması ile birlikte; evrende sistemlerin büyük bir kısmının plazmadan oluşması nedeniyle, bu konu Astrofizik, Uzay Fiziği ve İyonosferik Fizikçilerin de ilgisini çekmektedir.

“Parçacık Fiziği” ile ilgilenen bilim insanlarının büyük klasik sistemler yerine, aynı süreci daha küçük ortamlarda, plazmanın ilgi çekici özelliklerinden

faydalananak yürütme çalışmaları gün geçtikçe önem kazanmaktadır. Yüklü parçacıkların geleneksel yöntemler kullanılarak hızlandırılması çok büyük boyutlarda (km boyutunda) yapılabilmektedir. Laboratuvar koşullarında plazma içindeki yüklü parçacıkların hızlandırılması ise çok daha küçük (cm veya mm) boyutlarda mümkün olmaktadır.

Plazma içinde çok kısa mesafelerde hızlandırma yapılması ile, plazmanın yeni x ve gama ışını kaynaklarının bulunmasına öncülük edeceği düşünülmektedir. Örneğin, elektronları plazma-parçacık hızlandırma mekanizmasıyla küçük bir alanda hızlandırıp tungsten levha tabakasına yönlendirerek, x-ışınları elde edilebilir. Ayrıca elektronlar plazmadaki elektrik alana dik yönde sürülüp, hareket yönlerinin tersi yönünde ivmelendirilerek x-ışını ve gama ışınlarının elde edilmesi sağlanabilir. Böylece plazma-dalga teknolojileri elektromanyetik dalgaların plazmalarla etkileşimi ile ilgili yeni çalışma alanları sağlamaktadır.

Plazma deneylerinin çok zaman alması ve yüksek maliyetleri sebebiyle son yıllarda plazma simülasyonlarına olan ilgi artmıştır (Birdsall, 1995). Bilgisayar teknolojisindeki hızlı gelişmeler bu konuda etkili olmaktadır. Akışkanlar modeli ile çok parçacık modelleri kullanılarak plazmanın kinetik davranışları belirlenebilmektedir.

Bu çalışmada, plazma ortamındaki parçacık hızlandırma mekanizmaları incelenmiştir. Demet-plazma etkileşmesi bilgisayarda, bir boyutlu elektrostatik süreç içinde çalışılmıştır. İvmelendirme mekanizması, bilgisayar simülasyonu ile belirlenmiş, ayrıca ivmelendirme parametreleri hesaplanmıştır.

Bilgisayar kullanılarak yüklü parçacıkların izlenmesi 1960' lı yılların başlarında John Dawson ve Oscar Buneman tarafından başlatılmıştır (Dawson, 1960), (Buneman, 1962). Geçtiğimiz yirmi yılda plazma simülasyon çalışmaları hızla gelişmesini sürdürmüştür. Günümüzde sadece büyük laboratuvarlarda değil, aynı zamanda küçük araştırma grupları tarafından da plazma simülasyonları kullanılmaktadır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Kozmik ışın parçacıklarının manyetik veya elektromanyetik alanlarda hızlandırılabileceği fikri, ilk defa Fermi ve McMillan tarafından düşünüldü (Esarey ve ark., 1996). Elektron demetleri tarafından sürülen plazma dalgaları yardımıyla parçacıkların hızlandırılabileceği fikri ise Fainberg tarafından 1956'da ileri sürüldü, geçen zaman içinde bunun uygulamaları başladı (Fainberg, 1994). 1960'lı yıllarda bir fikir olarak ortaya konan ve 1970'li yılların ortalarında da bir fikir olmanın ötesinde uygulama şansı bulan, plazma içinde uyarılan alanlar yardımıyla elektronların hızlandırılması çalışmaları başlatıldı (Tajima ve Dawson, 1979). Böylece devasa boyutlardaki hızlandırma mekanizmalarına kıyasla, daha küçük boyutlarda ama daha yüksek alanlar ile çalışma olanağı doğdu. Bu konuda hem teorik hem de deneysel çalışmalarda çok büyük ilerlemeler kaydedildi. Bu ilerleme kısmen yüksek güçlü lazer sistemlerinin gelişmesine bağlıdır.

Günümüzde, laboratuvar teknolojisinin ilerlemesi ve dolayısıyla öne sürülen birçok teorelin deney ortamında gözlenme şansını sağlaması nedeniyle yüksek alanlar varlığında plazmada hızlandırma mekanizmalarıyla çalışılabilmektedir. Bu konuda ilk deneysel çalışmalar 1970'li yılların başlarında Berezin ve arkadaşları tarafından başlatıldı (Berezin, 1994). Daha sonraları ise Rosenwig ve arkadaşlarının yaptığı bir dizi deneylerle, Plazma Uyanım Alanı Hızlandırıcı (Plasma Wake Field Accelerator (PWFA)) mekanizması olarak tanımlanan olay bilim dünyasına açıklandı. Çok sonraları ise bu olay çizgisel koşullarda 1985 yılında Chen ve arkadaşlarınca ileri sürülüp incelendi (Chen, 1985). Ayrıca Ruth ve arkadaşları, plazma içerisinde sürücü demetten enerji kazanım oranının belirli limitlerle sınırlı olduğunu belirledi (Ruth, 1985). Chen ve arkadaşları yaptıkları deneylerde asimetric sürücü demet kullanılması durumunda alınan enerji oranının arttığını ortaya koydu (Chen, 1986). İstenmeyen bir kararsızlık durumu olan, 2 boyutlu çizgisel olmayan koşullarda, yüksek enerji girişi ile plazmada parçacıkların patlamayı andıran saçılma mekanizması açıklandı (Rosenwig, 1988, 1989, 1990). Japonya'da, yüksek enerjili elektron demet katarları (bu elektron demetlerinin parametreleri; 500 MeV, 10 ps

uzunluk, 10nC yük), $(2-8)10^{12} \text{ cm}^{-3}$ yoğunluklu ve 1 metre uzunluğundaki plazma içine gönderilerek deneysel çalışmalar sürdürüldü (Nakajima, 1990) (Ogata, 1993). Ukrayna'da yürütülen çalışmalarda ise, 20-100 cm uzunluğunda, 10^{11} cm^{-3} plazma içine 2 MeV enerjili, 60 ps sürekliliğe sahip ve toplam yükü 0.4 nC olan katlı demetler gönderildi (Berezin, 1994).

Plazma içinde parçacıkların hızlandırılması çalışmalarında kullanılan en etkili yöntemlerden birisi de plazma içine şiddetli lazer ışını göndermektir. Bu yöntem 1979 yılında Tajima ve Dawson tarafından elektron hızlandırmak için, plazma dalgalarının lazer ışığı kullanarak uyarımını öne sürmeleri ile gündeme gelmiştir (Tajima ve Dawson, 1979). Bu çalışma, Lazer Uyanma Alanı Hızlandırıcı (Laser Wake Field Accelerator (LWFA)) mekanizması olarak adlandırılmaktadır

1988'den önce çok şiddetli, kısa atmalı ($\tau_r \sim 2\pi/\omega_p \sim 1 \text{ ps}$) ve yüksek enerjili ($P \geq 10^{15} \text{ W}$) lazer ışığının oluşturulması için gereken teknoloji kullanılmaya başlanmadığı için, genellikle deneylerde, enerji kazanımı bakımından diğer yöntemlere göre daha avantajlı olan Plazma Vuruş-Dalgası yöntemi (Plasma Beat Wave Accelerator (PBWA)) kullanılmaktaydı. LWFA daha sonra Terrawatt lazer sistemlerinin geliştirilmesi ile yeniden, birbirlerinden bağımsız olarak Gorbunov ve Kirsanov (Gorbunov, 1987) ile Sprangle ve arkadaşları tarafından geliştirildi (Sprangle, 1988) (Esarey, 1989). LWFA mekanizması ile plazma dalgası oluşumuna ilk deneysel kanıt Hamster ve arkadaşlarınca elde edildi (Hamster, 1993).

Başlangıçtan bu yana ancak sayılı laboratuvarlarda plazma tabanlı hızlandırma sistemleri üzerine çalışmalar yürütüldü. Son yıllarda hem teorik hem de deneysel çalışmalarda oldukça büyük gelişmeler gözlemlendi. Bu gelişme, büyük ölçüde hızla büyüyen teknoloji plazma uyarımında kullanılan Terrawatt cam-lazeri sistemlerinin gelişmesine bağlıdır.

Lazer ışını kullanarak, plazmada uyarılmış alanlarda elektron hızlandırılması çalışmalarına en büyük katkı, Plazma Vuruş-Dalgası (PBWA) yöntemi ile gerçekleştirilmiştir. Vuruş-Dalgası yönteminde; plazma içine eş zamanlı olarak frekansları ω_1 ve ω_2 olan iki ayrı lazer ışını gönderilir. Bu ışınlar paralel veya anti-paralel olabilir. Işınların frekanslarının farkı $(\omega_1 - \omega_2)$ plazma salınım frekansı (ω_p)

ye eşit olacak şekilde seçilir. Plazma dalgasının, iki lazer demeti kullanılarak rezonans uyarımı Rosenbluth ve Liu tarafından gözlemlendi (Rosenbluth, 1972). PBWA, Tajima ve Dawson tarafından, henüz yüksek güçlü, kısa atmalı lazer sistemleri yok iken, tek lazer ışığının kullanıldığı Lazer Uyanım alanı Hızlandırıcılarına (LWFA) alternatif olarak görülmüş ve öne sürülmüştür (Tajima, 1979, 1981). Konu ile ilgili ilk deneyler Chandrashekar ve Ottawa'daki Kanada ulusal araştırma konseyinden laboratuvar arkadaşlarınca başlatıldı. Daha sonra deneylerde ortaya çıkan ve çalışmaları engelleyen, hızlanan elektronlar ile plazma dalgasının faz dışı kalarak plazma dalgalarının rezonans uyarım sürecini bozan durumu, ters manyetik alanlar uygulayarak çözümlenmeyi ileri sürenler Katsouleas ve Dawson oldu (Katsouleas, 1983). Tang ve arkadaşları iki lazer demetinin girişimi ile elde edilen yeni frekanslı demetin, plazma frekansı ile rezonans durumu sayesinde dalga genliğinin nasıl büyüdüğünü açıkladı (Tang, 1985).

PBWA'da plazma dalgasının oluşumu ilk olarak Clayton ve arkadaşlarınca (Clayton, 1985), geri plandaki elektronların vuruş-dalgası yöntemindeki uyarımı ise ilk olarak Kitagawa ve arkadaşları tarafından gözlemlendi (Kitagawa, 1992). Ayrıca Ebrahim'in, iki CO₂ lazer ışığını 10¹⁶ cm⁻³ yoğunluğundaki plazmaya göndererek yaptığı PBWA deneylerinde elektronların hızlandığı görüldü (Ebrahim, 1994).

Yüklü parçacıkların hareketini, bilgisayar programlarını kullanarak sanal ortamlarda incelenmesi, dolayısıyla plazma fiziği hakkında az yada çok güvenilir bilgi edinme fikri, 1950'nin sonlarında ve 1960'lı yılların başlarında Princeton Üniversitesinden John Dawson ve Cambridge Üniversitesinden Oscar Buneman tarafından oluşturuldu (Birdsall, 1991). 1950 yıllarında vakum tüplerinde elektron yüklerinin bilgisayar ortamında incelenmesi mümkün iken, aynı olayın plazmaya uyarlanabileceği düşünüldü. Mekanizmadaki olayların daha kolay incelenmesi ve anlaşılmasını sağlayan, hatta deneyler sırasında karşılaşılabilecek sorunlara önceden tedbir almayı sağlayacak bilgisayar simülasyonları (bir boyutta hücre içindeki parçacık programı) ilk olarak Sullivan, Godfrey (Sullivan, 1982) ve Mori tarafından geliştirildi (Mori, 1984).

Aslında plazma içindeki parçacıkların davranışlarının bilgisayar ortamında simülasyonu bir bilim sanatının sonucudur. Parçacık simülasyonları şu an sadece laboratuvarlarda değil, birçok üniversitede değişik gruplar tarafından da kullanılmaktadır. Parçacık simülasyonları birçok kişi tarafından plazma davranışının masrafsız ve eğlenceli bir biçimde incelenmesini sağlamaktadır. Bu ise plazma fiziği için daha parlak bir geleceği ve daha gelişmiş bir anlayışı ortaya koyacaktır.

Bir elektron demetinin simülasyonunda parçacıkları, birim dalga boyunda 16 veya 32 gibi küçük sayılarda almanın, hesaplamaların güvenilirliği bakımından önemli olduğunu düşünmek oldukça uygundur. Bu parçacık grubu genellikle ışının çapında diskler şeklindedir ve bir ipteki düğmeler gibi sırayla ortamla etkileşip ortamı terk etmektedirler. Bu programların sadece birkaç parçacıkla başarılı olmalarının başlıca sebebi, parçacıkların her birinin plazmada, kendi etrafında oluşturduğu elektrik alan olup, bu elektrik alanların diğer parçacıkların büyük bir kesri üzerinde etkili olmasıdır.

Bilgisayar simülasyonları, plazma içinde parçacıkların sergilediği karmaşık davranışlardan ziyade, plazma içinde ortaya çıkan önemli ve baskın davranışlar hakkında bilgi sunar. Bir boyutlu simülasyonlarda hesaba katılmayan çarpışmaların hesaba katılması ve parçacıkların plazma içindeki hareketleri sonucu oluşan veya, dış ortamdan plazmanın sınırlandırılmasına yönelik amaçla uygulanan manyetik alanların da hesaba katılması ile, olayların 2 ve 3 boyutta incelenmesi mümkündür.

Şu an, dünyanın gelişmiş ülkelerinde, özellikle Terrawatt lazeri teknolojisine sahip olan ülkelerde (A.B.D., Kanada, Fransa, Ukrayna, Japonya, İngiltere,...) aktif olarak yürütülen PBWA ve LWFA deneylerinde en büyük yardımcıları yine bilgisayar simülasyonlarıdır. Deneylerin yüksek maliyeti sebebiyle, deney sırasında gözlenmek istenen koşullar önce sanal ortamda sınanmakta, eğer olumlu sonuçlar alınırsa deney ortamında izlenmektedir. Bu yöntem sayesinde çalışmalarda ki yanılma riski en aza inmektedir. Diğer bazı ülkelerde ise artık gözlem amaçlı elektron demetlerinin kullanıldığı PWFA sistemleri kullanılmakta ve ileri teknoloji içeren deneylerin gözlemi bilgisayar ortamında yürütülmektedir.

3. TEORİK ALTYAPI

3.1. Plazma Nedir?

Plazma için söylenecek ilk ve en önemli söz; iyonize gaz olduğudur. Plazma serbest gaz gibi düşünülebilir. Ancak yüklü parçacıklardan oluştuğu ve parçacıklar arasındaki Coulomb kuvveti nedeniyle aynı zamanda bir akışkan özelliği gösterir. Bir katı, atomlarının ısısal hareketleri kristal kafes yapılarını kırarak dereceye kadar ısıtılırsa genellikle bir sıvı elde edilir. Bir sıvı yeterince ısıtılıp, atomlar buharlaşırsa gaz oluşur. Eğer bir gaz yeterince ısıtılırsa, atomların çarpışmasıyla birlikte atomlar elektronlarından sıyrılır ve plazma oluşur. İşte bu hal maddenin dördüncü halidir. Bu olay, sıcaklığın çok yüksek olduğu, binlerce hatta milyonlarca derecede bulunduğu, örneğin yıldızların doğal ortamında meydana gelir. Bu nedenle T. H. Stix, plazmayı maddenin dördüncü hali olarak tanımlar. Plazma adını, iyonize gazlar üzerine yapılan çalışmaların öncüsü olan Nobel ödüllü bilim adamı, Irving Langmuir vermiştir.

Atom veya molekül topluluğundan oluşan bir gaz elektrik yükü bakımından nötr olan parçacıklardan oluşur. Bu topluluğun davranışını nötr parçacıklara özgü etkileşimler belirler. Birbirine uzak olan gaz molekülleri, çekici özelliğe sahip olan Van der Waals kuvvetlerince etkileşime girerler. Moleküllerden birinde ortaya çıkan çift kutup, diğer moleküllerde de çift kutup momentini uyartır. Moleküllerin etkileşimi ortaya çıkan çift kutuplarca gerçekleşir. Van der Waals kuvvetinin potansiyeli, moleküller arasındaki uzaklığın altıncı kuvvetiyle ters orantılıdır. Eğer parçacıkların ortalama kinetik enerjisi iyonlaşma potansiyelinden büyükse, gaz iyonlaşacaktır. İyonlaşmış gaz, eksi yüklü elektronlar ve artı yüklü iyonlarla, elektrik yükü bakımından nötr olan parçacıklardan oluşur. Böylesi bir topluluktaki eksi ve artı yükler eşitse ortama “Plazma” denir

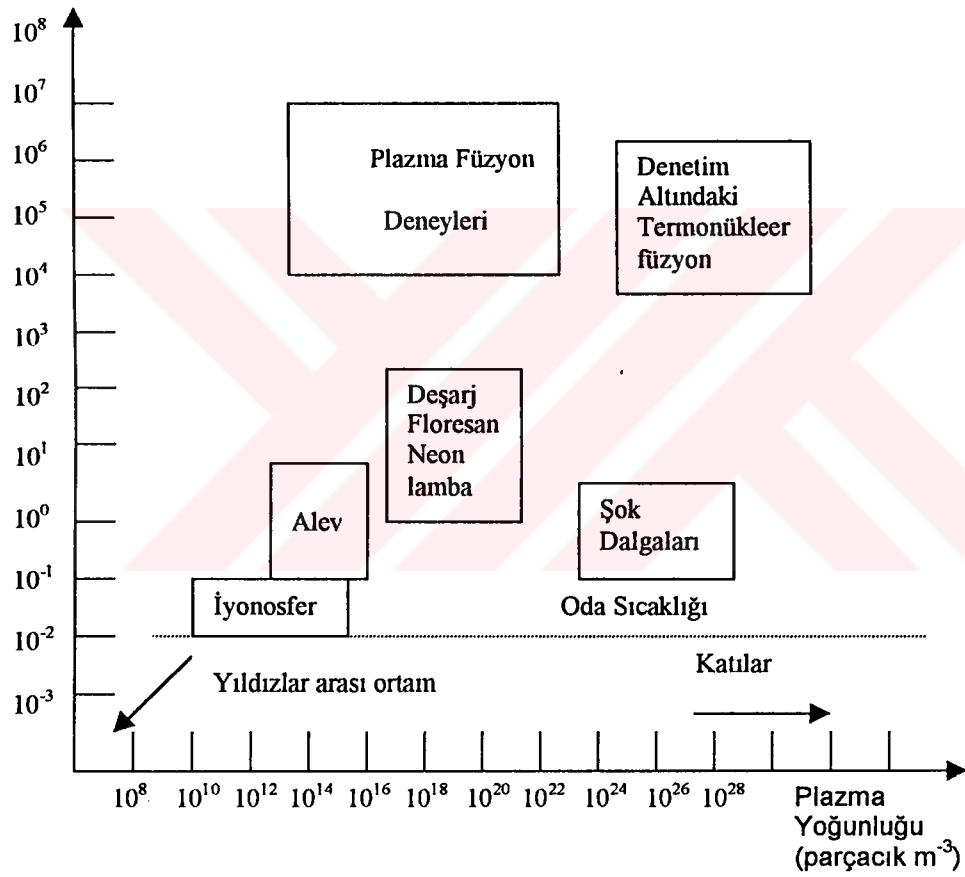
Öte yandan, plazma, anizotropik, ısı ve yoğunluk açısından homojen olmayan çeşitli yük dağılımına sahip olabilir. Bu nedenle plazma problemleri genellikle çizgisel değildir. Manyetik ortamda plazmayı 3 şekilde sınıflandırabiliriz.

- a) Soğuk Plazma, düşük yoğunluklu ve parçacıkların ısısal hızları oldukça düşüktür, bu nedenle hesaplarda ihmal edilir.
- b) Ilık plazma, sonlu bir sıcaklık söz konusudur.
- c) Sıcak Plazma, parçacıklarının, "c" ışık hızına yakın hızlarla hareket etmesi nedeniyle rölativistik plazma olarak da bilinir.

Nötr atom veya moleküllerde iyonlaşma koşulları sağlanınca tipik laboratuvar plazması meydana gelir. Bu tür plazmalar vakumda, 10^{-6} -10 Torr basınç aralığında ve 10^7 - 10^{18} cm⁻³ parçacık yoğunluğu aralığında oluşur. Diğer yandan 1 atm ya da daha büyük, (veya 10^{-6} Torr'dan daha küçük) basınç altında da plazma üretilebilir. Plazma ortamındaki ortalama elektronların enerjisi 1 eV ile 1 MeV aralığında değişebilir. Plazmalar, atom topluluklarını çok yüksek sıcaklıklara, 10^4 Kelvin derece sıcaklık üzerine kadar ısıtmakla oluşturulur. Oluşturulan plazma, ya sıcaklık çok yüksek tutularak, ya da eğer sıcaklık düşerse, tekrar atomları oluşturmamaları için iyon ve elektron yoğunlukları azaltılarak korunabilir.

Plazmalar bir çok doğal ve doğal olmayan ortamlarda bulunabilir. Kontrollü füzyon ve neon ışıkları doğal olmayan plazmaya bir örnektir. Bir yıldırım etrafındaki havanın iyonizasyonu, günlük hayatta rastlayabildiğimiz doğal örneklerdendir. Plazmalar ayrıca uzayın her tarafında, güneş rüzgarlarında, gezegensel küre manyetizmasında (Auroralar) ve kuyruklu yıldızlarda bulunur. Uzay fiziği de bu plazmalar ile ilgilenir. Şekil 3.1'de doğal olarak oluşan ve laboratuvar koşullarında meydana getirilen çeşitli plazma durumlarının birim hacimdeki parçacık sayısının sıcaklığa bağlı değişimi gösterilmiştir. Ayrıca şekilde verilen plazma örneklerinin çeşitli parametreleri Tablo 3.1'de verilmiştir. Burada dikkat edilirse, hem plazma parçacık yoğunluğu, hem de elektron sıcaklığı çok geniş bir aralıkta değişmektedir.

Enerji (eV)



Şekil 3.1. Plazma halindeki maddenin enerji-yoğunluk değişimi
(Pekünlü, 1994)

Çizelge 3.1. Doğal ve Laboratuvar ortamında oluşturulan plazmalara ait tipik parametreler

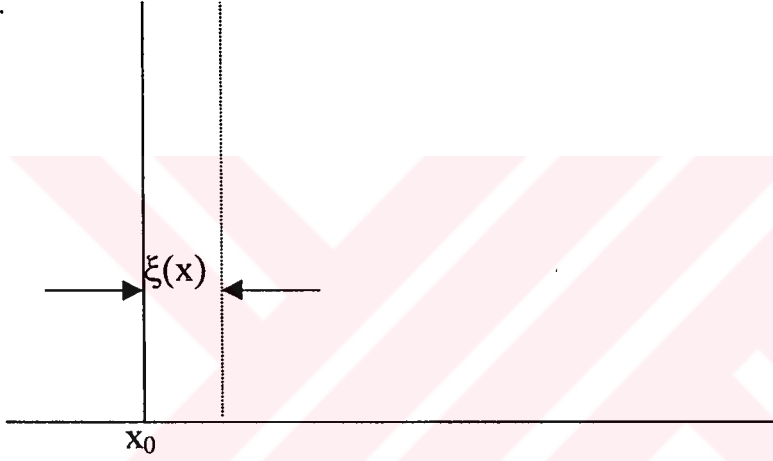
Plazma ortamı	Uzunluk (m)	Parçacık Yoğunluğu (m^{-3})	Elektron Sıcaklığı (eV)	Manyetik Alan (T)
Yıldızlar arası Gaz	10^{16}	10^6	1	10^{-10}
Güneş Rüzgarı	10^{10}	10^7	10	10^{-8}
Van Allen Kuşağı	10^6	10^9	10^2	10^{-6}
İyonosfer	10^5	10^{11}	10^{-1}	$3 \cdot 10^{-5}$
Güneş Tacı	10^8	10^{13}	10^2	10^{-9}
Gaz Boşalımı	10^{-2}	10^{18}	2	-----
Laboratuvardaki Plazma	10^{-1}	10^{18}	10^2	10^{-1}
Füzyon Deneyi	1	10^{19} - 10^{20}	10^3 - 10^4	5
Füzyon Reaktörü	2	10^{20}	10^4	5

Maddenin plazma hali, geleceğin enerji kaynağı olarak görülen kontrollü nükleer füzyon olayında çok önemlidir. Ayrıca plazmayı yönlendiren fiziksel oluşumlar, hem astrofizik hem de nükleer enerjinin füzyon sürecinin oluşumunda önemli rol oynar. Burada kısaca kontrollü füzyon olayını açıklamak faydalı olacaktır. Plazma fiziğinin temel amaçlarından birisi de nükleer füzyonu, yani çekirdek kaynaşmasını kontrol etmektir. Füzyon olayında; H_1^2 ve H_1^3 (döteryum ve tritidyum) ve He_2^3 (helyum izotopu) çekirdeklerinin birbirlerine yaklaşıp kaynaşmalarını Coulomb kuvvetleri engeller. Bu engeli aşmaları için çekirdeklerin çok yüksek hızda seyretmeleri gerekir. Bu ise, çekirdeklerin çok yüksek sıcaklıkta olmalarını gerektirir. Bu sıcaklık tanımı ise sadece plazma için geçerlidir.

Akla şu soru gelebilir; "Bu kadar sıcak bir plazmayı hangi ortamda tutabiliriz?". Bu sıcaklıktaki bir nesneyi tutacak hiçbir kap olmadığı için, plazmayı korumak ve tutmak için manyetik alanlardan faydalanılır. Böyle bir düzenekte manyetik alan, her iki ucta orta kısma göre daha kuvvetlidir. Böylece her iki uç ayna rolü oynar ve parçacıkları yansıtır. Yansıma koşulunu gerçekleştiremeyen parçacıklar belli bir bölge içinde (buna "Pert konisi" denmektedir) dışarıya kaçarlar. Bu düzenekte "Hilal" şeklindeki manyetik alanlar kullanılarak ilerleme kaydedilebilir. Böylece alan şiddeti merkezden başlayarak her yöne doğru artar, merkezdeki alan ise sıfırdır. Burada parçacık, kuvvet çizgisi etrafında helisel bir hareket yapar.

3.2. Plazma Frekansı

Plazmanın en önemli ortak davranışı plazma titreşimleridir. Plazmayı tamamen iyonize olmuş, düzgün sonsuza uzanan genişlikte, elektronların ve iyonların ısısal hareketlerini ihmal ederek düşünelim. Ayrıca ortamda manyetik alanın olmadığını varsayalım. İyonların kütlesi elektronların kütlesi ile kıyaslandığında çok büyüktür. Bu nedenle iyonların hareketlerini de ihmal edelim. Elektronları bir levha şeklinde düşünerek hareketini x -ekseni boyunca bir boyutta inceleyelim. Başlangıçta bir F kuvveti etkisiyle, x konumunda olan elektronlar yer değiştirerek $x+\xi$ konumuna gelsin.



Şekil 3.2: Levha şeklindeki elektronlar bir F kuvvetinin etkisi ile ξ kadar x eksenini boyunca ötelenmektedir

Başlangıçtaki elektron yoğunluğu n ise, bu yer değiştirmeden meydana gelen elektrik alanını bulabiliriz. Şekil 3.2’de görülen, $x+\xi$ yer değiştirmesi, $x=+\infty$ ve $x=-\infty$ daki elektronların düzenini bozmaz. Yoğunlukta,

$$\delta n = -n \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (3.1)$$

kadar bir artma olur. Yoğunlukta bu değişme başlangıçta sıfır olan net yük yoğunluğunu artırır ve bu artma

$$\delta \rho = -e \delta n = ne \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (3.2)$$

şeklinde verilir. Diğer taraftan yer değiştiren bu elektronlar bir elektrik alan oluşturur. Gauss yasasına göre;

$$\begin{aligned}\frac{\partial E}{\partial x} &= ne \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ E &= 4\pi ne\xi\end{aligned}\quad (3.3)$$

olur. Elektronların bu kuvvet alanı içerisindeki, yani levha içindeki bir elektronun hareket denklemi,

$$m_e \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -eE \quad (3.4)$$

şeklinde yazılır. Buradan elektronlar denge durumu etrafında basit harmonik hareket yapacakları görülür. Böylece $\xi(t)$ için aşağıdaki diferansiyel denklemi yazarız.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \omega_p^2 \xi = 0 \quad (3.5)$$

Burada ;

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi ne^2}{m_e} \quad (3.6)$$

olup, elektron plazma frekansı olarak tanımlanır. Plazmanın titreşim frekansı dalganın uzaysal biçiminden bağımsızdır. Yani sinüzoidal dalganın k-dalga sayısına bağlı değildir. Eğer ν_p 'yi Hertz cinsinden plazma frekansı olarak tanımlarsak;

$$\omega = 2\pi\nu_p \quad (3.7)$$

olacağından, plazma frekansı için,

$$\nu_p \cong 10^4 ne^{\frac{1}{2}} \quad (3.8a)$$

değeri elde edilir. Plazma frekansının sayısal değeri,

$$\nu_p = 9 \times 10^3 n^{\frac{1}{2}} \quad (3.8b)$$

olarak verilir.

3.3. Plazmada Yük Nötralliği ve Debye Uzunluğu

Başlangıçta proton ve elektronlardan meydana gelen n_0 düzgün yük yoğunluğuna sahip nötr bir plazma düşünelim. Net yük yoğunluğu olmadığı için başlangıçta elektrik alanının olmadığını varsayabiliriz.

Eğer yük yoğunluğu değişirse davranışı nasıl olur? Basit bir örnek olarak proton yoğunluğunu $-L < x < +L$ bölgesi içinde, n_0 'dan $(1-\delta)n_0$ değerine değiştiğini düşünelim. Eğer L yeterince küçük ise bu yük dağılımının yaratacağı elektrik alan çok küçük olur ve elektronlar bu alandan etkilenmez. Öte yandan L yeterince büyük ise, elektron dağılımı üzerindeki etki çok büyük olacaktır. Tam geçişin olduğu kritik L değerini belirlemek istiyoruz. Eğer elektron yoğunluğunda değişim yoksa;

$$\nabla E = 4\pi\rho \quad (3.9)$$

ifadesinden ;

$$\nabla^2\phi = 4\pi\delta n_0 e \quad (3.10)$$

elektrik potansiyeli yazabiliriz. Plazmayı, $\phi = 0$ potansiyelde varsayalım. (3.10) denkleminin çözümü;

$$\begin{aligned} \phi &= 2\pi\delta n_0 e(x^2 - L^2) & x < L \\ \phi &= 0 & x > L \end{aligned} \quad (3.11)$$

olur. Özel olarak $x=0$ 'da,

$$\phi(0) = -2\pi\delta n_0 e L^2 \quad (3.12)$$

bulunur. Plazmanın sıcaklığı T ise, plazmadaki her parçacık, her serbestlik derecesinde $(kT/2)$ 'lik ortalama kinetik enerjiye sahip olur. Eğer $\phi(0)$ çok küçük ise, elektron ısısal enerjiye $x=0$ 'da kolayca erişir ve plazma durumundaki değişim çok azdır. Eğer $\phi(0)$ çok büyükse, çok az sayıda elektron $x=0$ 'a ulaşır. Bu durumda plazmadaki değişiklik büyük olur. Plazmanın yaklaşık nötr kalması için gerekli koşul;

$$\frac{1}{2} kT > 2\pi\delta n_0 e^2 L^2 \quad (3.13)$$

şeklindedir. Bu formül;

$$\delta < \left(\frac{\lambda_d}{L} \right)^2 \quad (3.14)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Buradaki λ_d değerine “*Debye Uzunluğu*” denir ve,

$$\lambda_d^2 = \frac{kT}{4\pi n e^2} \quad (3.15)$$

ifadesiyle tanımlanır. Sayısal olarak;

$$\lambda_d = 6,9 n^{-\frac{1}{2}} T^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

biçimindedir. Örneğin, $\delta=1$ olduğu durumda, protonlar tamamen $L > x > -L$ bölgesinden ayrılırlar. Böylece, eğer $L \ll \lambda_d$ ise plazmanın yarı nötr kaldığını görürüz. Eğer $L \gg \lambda_d$ ise, gösterilen bölge boşluk gibi davranır. (3.14) denklemi, ayrıca belirli koşullar altında plazmaların nötrallik derecesinin tahmini için kullanılabilir.

Yukarıdaki hesaplamada, olası yük eşitsizliklerine elektronların gösterdiği tepkiyi düşündük. Ancak iyonların tepkisini ihmal ettik. Burada hem iyonların hem de elektronların elektrik alana tepki göstermesini bekleriz. Bir nokta yükün bir ısısal düzgün plazma içine girdiğini düşünelim. Yük plazmaya girdikten sonra kararlı durumun oluştuğunu ve bu kararlı durumu inceleyelim. Burada küresel simetride bir $\phi = \phi(r)$ potansiyeli oluşur. Buradaki r , test yükünden itibaren ölçülen yarıçaptır. Elektron (n_e) ve iyon (n_i) yoğunlukları Maxwell-Boltzman dağılımıyla belirlenirse

$$\begin{aligned} n_e &= n_{e,0} \exp \left[\frac{e\phi}{kT_e} \right] \\ n_i &= n_{i,0} \exp \left[\frac{-Z_i e\phi}{kT_i} \right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

elde edilir. Burada her birinin sıcaklığı T_s ve yükü $Z_s e$ olan değişik tipte iyonlar olduğunu düşünelim. Tedirginmemiş durumda yük yoğunluğu sıfır olur ve;

$$n_{e,0} = \sum Z_i n_{i,0} \quad (3.18)$$

ile verilir. Böylece Poisson denklemi;

$$\nabla^2 \phi = -4\pi \left[- (n_e - n_{e,0})e + \sum Z_i (n_i - n_{i,0})e \right] \quad (3.19)$$

şekline gelir. (3.17) denklemindeki üstel terimleri seriye açar ve çizgisel terimlerini alırsak Poisson denklemi;

$$\nabla^2 \phi = \lambda_d^{-2} \phi \quad (3.20)$$

biçiminde yazılır. Burada;

$$\lambda_d^{-2} = \lambda_{d,e}^{-2} + \sum \lambda_{d,i}^{-2} \quad (3.21)$$

şeklindedir. Bu denklemlerdeki $\lambda_{d,e}$ elektronlar için Debye uzunluğudur. $\lambda_{d,i}$ ise her iyon örneğinin Debye uzunluğu olup;

$$\lambda_{d,i}^2 = \frac{kT_i}{4\pi Z_i^2 n_i e^2} \quad (3.22)$$

ile verilir. Eğer bir çeşit iyon varsa ve $Z>1$ ise, ayrıca elektronlar ve iyonlar aynı sıcaklıkta ise, iyonların Debye kafeslemesi elektronlardan daha büyük olur.

(3.20) denklemini küresel koordinatlarda radyal terimi ile yazarsak;

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\phi) = \lambda_d^{-2} \phi \quad (3.23)$$

olur. $r=0$ daki süreksizliği kapsamayacak şekilde, uygun çözüm;

$$\phi = qr^{-1} e^{-\frac{r}{\lambda_d}} \quad (3.24)$$

olarak elde edilir. Buradaki ϕ , $r>0$ için (3.23) denkleminin çözümüdür. Buradan görülür ki, $r \ll \lambda_d$ için test yükün elektrik alanı plazmanın varlığından etkilenmez. Bununla beraber $r > \lambda_d$ için elektrik alan üstel terimle azalır. Test yükü plazma tarafından korunmuştur denir ve koruma uzunluğu λ_d ile ölçülür. Dikkat edilmesi gereken bir nokta, hesaplamaların kararlı durum için yapılmış olmasıdır. Eğer test yükü hareketli ise, bulacağımız sonuç bundan farklı olacaktır. Test yükü elektronların ısısal hızından daha yavaş hareket ediyorsa, yukarıda hesaplandığı şekilde bir kafesleme beklenir.

3.4. Boşlukta ve Plazmada Dalga Yayılması

Çizgisel, izotropik bir ortamdaki elektromanyetik özellikleri tanımlayan denklemler, Maxwell denklemleri ile süreklilik denklemdir. Bunları aşağıdaki şekilde özetleyebiliriz;

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{3.25}$$

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{J} &= -\frac{\partial \rho}{\partial t} \\ \vec{J} &= \sigma \vec{E}\end{aligned}\tag{3.26}$$

burada ϵ ve μ sırasıyla ortamın dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenliği, ϵ_0 ve μ_0 bunların boşluğa ait değerleridir. ϵ ve μ kutuplanma ve manyetizasyon gibi ortamda enerji birikmesini, yani ortamın reaktif özelliklerini belirler. σ ise çarpışma veya diğer şekillerde kaybolan enerjiyi, yani ortamın elektriksel iletkenliğinin bir ölçüsüdür. Eğer ϵ , μ ve σ frekansın fonksiyonu ise, ortam dağıtıcı olarak tanımlanır. Yukarıda verdiğimiz (3.25) ve (3.26) denklemlerindeki alan büyüklükleri zamana bağlı olarak ($e^{-i\omega t}$) şeklinde değişirse, Maxwell denklemlerinde yer alan Faraday ve Amper yasalarını

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -i\mu\mu_0\vec{H} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \left(\sigma + i\omega\epsilon_0\epsilon\vec{H}\right)\end{aligned}\tag{3.27}$$

şeklinde yazarız. Eğer bir kompleks $\tilde{\epsilon}$ değerini

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}\tag{3.28a}$$

şeklinde tanımlarsak. Maxwell denklemlerindeki yük ve akı yoğunluklarını elemiş oluruz. Yukarıdaki (3.28a) eşitliğini (3.25) ve (3.26) denklemlerinde kullanırsak,

$$\nabla \sigma \tilde{E} = -i\omega \epsilon \epsilon_0 \nabla \tilde{E} \quad (3.28b)$$

bulunur. Bunu yeniden düzenlersek,

$$\begin{aligned} \nabla(\sigma + i\omega \epsilon \epsilon_0) \tilde{E} &= 0 \\ (\sigma + i\omega \epsilon \epsilon_0) &\rightarrow i\omega \epsilon_0 \tilde{\epsilon} \\ \tilde{\epsilon} &= \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \end{aligned} \quad (3.29)$$

biçimine gelir. Bu kompleks dielektrik katsayı ile Maxwell denklemleri

$$\begin{aligned} \nabla \tilde{\epsilon} \epsilon_0 \tilde{E} &= 0 \\ \nabla \mu \mu_0 \tilde{H} &= 0 \\ \nabla \times \tilde{H} &= \tilde{\epsilon} \epsilon_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \tilde{E} &= -\mu \mu_0 \frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.30)$$

şeklinde yazılır. Buradaki son denklemin rotasyonelini alırsak,

$$\nabla \times (\nabla \times \tilde{E}) = \nabla(\nabla \cdot \tilde{E}) - \nabla^2 \tilde{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \tilde{H}) \quad (3.31)$$

olur. (3.30) denklemindeki $(\nabla \tilde{E})$ ve $(\nabla \times \tilde{H})$ değerlerini (3.31) eşitliğinde yerine yazarsak,

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{E} &= \frac{\mu \tilde{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} \\ c &= \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \end{aligned} \quad (3.32)$$

sonucunu buluruz. Bu eşitlik, bilinen dalga denklemdir. İzotropik ortamın elektromanyetik özelliklerini burada bırakıp anizotropik plazmaya geçelim. Çünkü, manyetik alan içindeki plazma elektromanyetik bakımından anizotropiktir. Anizotropik ortamların elektromanyetik özellikleri alanların ortama göre yönlerine bağlıdır. Burada, izotropik ortamda tarif ettiğimiz bu büyüklükler (yani $\vec{J}, \vec{D}, \vec{E}, \vec{B}, \vec{H};$) birbirine skaler büyüklüklerle değil fakat tensörlerle bağlıdır. Tensör bir operatördür ve bizim konumuzda bir vektöre uygulandığı zaman (örneğin,

elektrik ve manyetik alanlar, akı yoğunluğu, manyetizasyon, polarizasyon gibi) yeni bir vektör büyüklük elde edilir. Fakat bu yeni vektör, büyüklüğü bakımından birincisinden farklı olduğu gibi, yönü de farklıdır. Şimdi tensör operatör yardımıyla akım yoğunluğu ve alanları yazarsak,

$$\begin{aligned}\vec{J} &= \hat{\sigma} \vec{E} \\ \vec{D} &= \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0 \hat{\mu} \vec{H}\end{aligned}\quad (3.33)$$

olur. Bunları tensör notasyonu ile ifade edersek,

$$\begin{bmatrix} \vec{D} \\ \vec{B} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} & 0 \\ 0 & \mu_0 \hat{\mu} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix}\quad (3.34)$$

buluruz. İzotropik ortamda kullandığımız aynı yöntemi kullanarak anizotropik ortamlar için dalga denklemini buluruz. Alanların yere ve zamana göre, $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ şeklinde değiştiğini kabul edersek ve plazma için, $\hat{\mu} = \hat{I}$ alarak dalga denklemini,

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon} \vec{E} = 0 \quad (3.35)$$

biçiminde ifade edebiliriz. Burada $\vec{k}$ dalga vektörü ve $\hat{\varepsilon}$ bir (3×3) matristir ve elemanları genellikle kompleksdir. Bunun iletkenlik tensörüne bağlılığı,

$$\hat{\varepsilon} = \hat{I} - i \frac{\hat{\sigma}}{\varepsilon_0 \omega} \quad (3.36)$$

şeklindedir. $\hat{I}$ birim matristir. Diğer taraftan $\hat{k}$ dalga vektörü ile $\hat{n}$ kırılma indisi arasındaki bağıntıyı,

$$\vec{n} = -i \vec{k} \frac{c}{\omega} \quad (3.37)$$

kullanarak dalga denklemini,

$$\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{E}) + \hat{\varepsilon} \vec{E} = 0 \quad (3.38)$$

olarak yazabiliriz. Ortama ait bütün bilgi $\hat{\epsilon}$ matrisi, dielektrik tensörü içindedir. Yayılan bir dalgayı tanımlarken önemli büyüklükler kırılma ve soğurma indisleridir. Genel olarak düzlem dalga,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (3.39)$$

şeklindedir. $\vec{k}$ kompleks olabilir. Eğer $\vec{k} = \vec{k}_r + i\vec{k}_i$ alırsak $\vec{k}_r$ ve $\vec{k}_i$ vektörleri arasındaki açı eşit faz düzlemleri ile genlik arasındaki açıyı tanımlar. Eğer eşit faz düzlemleri ile genlik çakışıyorsa dalgaların $\vec{k}$ vektörü,

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c} \frac{(\alpha - i\beta)}{n} \frac{\vec{k}}{k} \quad (3.40)$$

biçiminde verilir. Eğer $\vec{k}/k$ yönü örneğin x eksenini olarak alınırsa, veya $\vec{x}$ dalga vektörü boyunca ölçülürse dalgaya ait bütün büyüklüklerin konuma bağıllığı,

$$E = E_0 e^{-ik_n x} \quad (3.41)$$

şeklindedir. Buradaki n yerine (3.40) denklemindeki değeri yazılırsa,

$$E = E_0 e^{-ik_n x} e^{-k_i x} \quad (3.42)$$

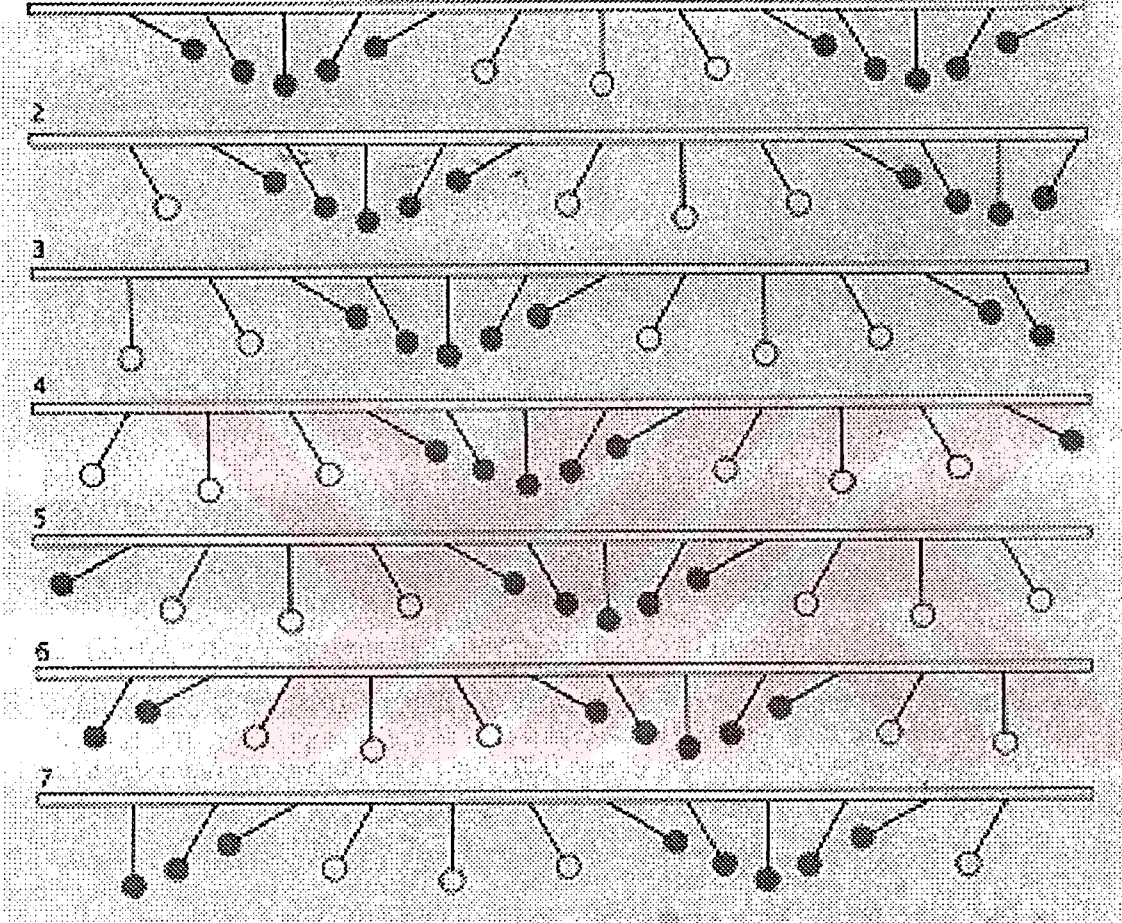
olur. Bulunan (3.42) eşitliği c/α hızı ile yayılan ve β ile orantılı olarak küçülen bir dalgayı gösterir. Burada dalga enerji kaybediyor. Eğer β negatif ise dalga yayılırken büyüyor demektir.

3.5. Plazmalarda Dalga-Parçacık Etkileşmeleri

Plazma parçacık hızlandırıcıları; diğer hızlandırıcılardan farklı olarak; parçacıkların plazma içinde oluşturulan elektrik alanlar tarafından hızlandırması esasına dayanır. Plazmanın iyonize olması nedeniyle, elektronların ayrıştırılmaya gereksinimi kalmaz ve teoride, klasik teknolojilerden binlerce kat daha güçlü hızlandırma alanlarını desteklerler. Parçacıkları hızlandıran elektrik alanlar, plazma ortamının temel özellikleri nedeniyle plazma içinde oluşturulabilir.

Plazma, bütünüyle elektrik yönünden nötraldir, fakat elektronların ve pozitif yüklü iyonların plazma içine dağılmış olmaları nedeniyle, uygulanacak herhangi bir uyarıcı durum plazmayı pozitif yüklü bölgeler ile negatif yüklü bölgelere ayırabilir. Bu şekilde pozitiften negatif bölgeye doğru yönelen bir elektrik alan oluşturabilir.

Sırasıyla pozitif ve negatif alanlar, plazma dalgası boyunca ilerleyen elektrik alanı kurarlar. Bir plazma dalgasının salınım hareketli grafiği Şekil 3.3' te gösterilmiştir.



Şekil 3.3 : Hareketli dalga, sabit bir nokta etrafında sağa ve sola doğru yay şeklindeki bir yörüngede salınımlarla büyür. Yay boyunca meydana gelen bu salınımların herbiri farklı fazlarda olup aynı frekans ve genliktedir. Yayın zamanla gelişmesine bağlı olarak koyu renkle gösterilmiş olan salınım gurubunun soldan sağa doğru ilerlediği görülmektedir. (Dawson, 1989)

Elektrik alan, elektronları ve iyonları eşit kuvvetlerle birbirlerine doğru çeker. Elektronların kütlesinin iyon kütlesine göre küçük olması nedeniyle, elektronlar iyonlara doğru hareket eder; iyonlar ise büyük kütleleri nedeniyle elektronlara göre çok yavaş hareket ederler. Bu yavaş hareketleri, çoğu kez dikkate alınmaz ve

hareketsiz kabul edilirler. Elektronlar negatif bölgeden pozitif bölgeye çekilişleri sırasında düzgün bir şekilde hız kazanırlar. Kazandıkları momentum, elektronları pozitif bölgeye taşımaktan daha büyük olduğu için, elektronların elektrik alan bölgesinden dışarı çıkmasına neden olur, böylece elektrik alanın yönü değişir. Değişen elektrik alan elektronun hareketini etkiler. Bu etki ile elektron önce yavaşlar sonra da geri çekilir.

Plazmada oluşan uyarım, parçacıkları hızlandıran elektrik alanları kurar. Bu şekilde, elektron salınımlarının birleşmesiyle plazma içinde yolculuk eder gibi bir görüntü veren, pozitif ve negatif bölgelerin boylamsal dalgaları şekillenir. Bu bir *plazma dalgası* dır. Eğer yüklü bir parçacık plazma dalgasıyla yaklaşık aynı hızda plazmaya gönderilir ve plazmadaki elektrik alan ile aynı fazda kalırsa, alandan enerji soğurarak düzgün bir şekilde hızlanır. Bu olay, plazmalarda parçacık hızlandırmasının temelini oluşturur. Yüklü parçacıklar, günümüzde yüksek enerji hızlandırıcıları ile ışık hızına yakın hızlarla hareket edebilmektedir (Dawson, 1989).

Bir plazma dalgasının hızı:

$$v = \lambda \nu \quad (3.42)$$

ile verilir. Burada; λ , dalga boyu; ν , elektron salınımlarının titreşim frekansıdır. Verilen bir plazmada, plazma dalgasının frekansı sabittir. Buna karşın dalga boyu değişkendir. Bu durumda, uygun bir dalga boyunda plazma dalgasının hızı, ışık hızına eşit yapılabilir.

Plazmadaki elektrik alanın büyüklüğü, plazmayı oluşturan yüklerin titreşim genliğine bağlıdır. Bu ise dalga kırılması dediğimiz, plazma dalgalarının şekillenimini bozup kararsız bir görüntü oluşturmalarına neden olan durumlar tarafından belirlenir. Plazma dalgası, salınan elektronların bir grubunu boşaltılmış bir bölgeye göndermeden, başka bölgedeki elektronlar aynı bölgeye salınırsa, salınımda kırılma meydana gelir. Bu olay, bir dalga kırılmasıdır.

Dalga kırıcı özelliklerin plazma dalgalarının şekillenimine neden olduğu gibi, plazmanın kendi yapısı da plazmada farklı süreçlerin gelişmesine neden olur. Bir plazma, çarpışmalı olabildiği gibi çarpışmasız da olabilir. Çarpışmasız plazmada,

elektronların ve iyonların hareketi Lorentz kuvvet denklemlerinde olduğu gibi elektromanyetik kuvvetlerce düzenlenir.

Genel olarak parçacıkların uzay içinde zamanın bir fonksiyonu olarak nasıl hareket ettiğini bulmak için iki yaklaşım kullanılabilir. İlk yaklaşımda, elektromanyetik alanların zaman içinde sabit kaldığı düşünülebilir (fakat uzayda sabit değil). Bu yaklaşım, parçacık görünümü olarak bilinir. Diğer yaklaşımda ise, elektrik ve manyetik alanlar plazmada zaman içinde yeterince sabit değildir. Plazma içinde elektron ve iyonların sürekli hareketine bağlı olarak, akım ve yük yoğunluklarının zamanla değişimi mümkündür. Bu sırasıyla Maxwell denklemlerinde tanımlandığı gibi elektrik ve manyetik alanların zaman içinde değişimine yol açar. Genel olarak, Lorentz-Maxwell denklemlerinin çözümü bulunarak plazmanın zaman içindeki gelişimi belirlenir.

Plazmanın kararlı olup olmadığının belirlenmesinin bir yolu, hız dağılım fonksiyonunu kullanmaktır. Plazma kararsız hız dağılım fonksiyonuna sahip olduğunda, sistemden oluşan bazı farklılıklar genlik olarak büyümeye başlar. Dalga büyümesinin ilk basamaklarında kararsız plazmada, titreşen elektromanyetik alanların parçacıklar üzerine olan etkileri ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Dalgalar büyüdükçe, parçacık hareketi üzerine olan etkiler artar. Genel olarak, parçacıklarla öyle şekilde etkileşirler ki hız dağılım fonksiyonu kararlı bir düzenlenmeye gider. Bu sırasıyla dalgaların büyümesini sınırlar ve sonuç olarak plazma yeni bir denge durumuna yönelir. Artık hız dağılım fonksiyonu kararlıdır. Günümüzde, plazmada uyanma alanı oluşturarak parçacık hızlandırılması esasına dayalı mekanizmalar, deneysel olarak uygulanmaktadır.

3.6. Plazmada Parçacık Hızlandırma Mekanizmaları

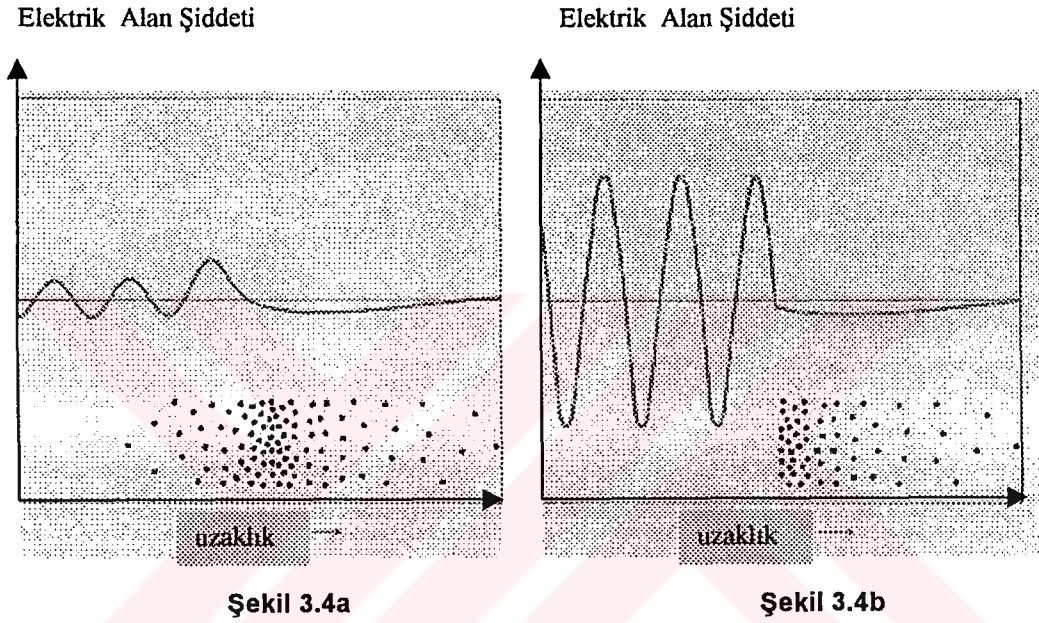
Plazma-parçacık etkileşmesi temelinde kullanılan hızlandırma mekanizmaları ile ilgili üç değişik yöntem:

- a) Plazma Uyanma Alanı Hızlandırıcıları (Plasma Wake Field Accelerator-PWFA)
 - b) Plazma Vuruş Dalgası Hızlandırıcıları (Plasma Beat Wave Accelerator-PBWA)
 - c) Lazer Uyanma Alanı Hızlandırıcıları (Laser Wake Field Accelerator-LWFA)
- olarak bilinir. Bu yöntemleri kısaca inceleyelim:

3. 6.1. Uyanma Alanı Hızlandırıcıları(PWFA)

Plazma uyanma alanı yöntemi olarak bilinen hızlandırma mekanizması (Plasma Wake Field Accelerator (PWFA)), diğer hızlandırma mekanizmalarına göre daha zayıf alanlar varlığında gerçekleşmektedir. Plazma içine gönderilen demet, birçok elektronun plazmada dalgalar oluşturmalarını sağlar. Bu yolla bir grup elektron yüksek enerjilere hızlandırılır. Bu tıpkı su yüzeyinde giden bir sandalın bir kısım suyu iki tarafa itmesi, bir uyanma meydana getirmesine benzer. Bir demet elektronun plazma boyunca uyanma meydana getirerek gitmesidir. Bir elektron demeti plazma içinde bir bölgeye girince, plazma elektronları yol üzerinden ayrılırlar, böylece plazma ve demetin birleşimi nötr kalır. Elektron demeti, bölgede elektronların çok az bir kısmını bırakıp çıkınca plazma elektronları geriye doğru dengeyi yeniden kurmak için yoğunlaşırlar. Bu ise plazma içinde oluşan bir türbülansdır. Plazma elektronlarının bu hareketi elektron salınımlarını başlatır. Salınımların sonucunda, elektron demetinin hızına yakın hızla hareket eden bir plazma dalgası oluşur. Plazma dalgası bir elektrik alan oluşturur. Biz buna uyanma alanı (wake field) diyoruz. Bir grup elektron, uyanma alanına uygun bir şekilde sürülürse, bu alan etkisi ile sürücü demetten daha yüksek enerjilere ivmelendirilir. Olayı biraz genişletirsek; bir kısım elektronlar sürücü demet tarafından bir tarafa itilmeye direnirler ve plazma dalgalarını oluşturacak uygun enerjiyi azaltırlar. Bu direnç, elektron demetine özel

bir şekil vererek en aza indirilir. Bu şekilde elektron yoğunlukları önce yavaşça artar, sonra aniden kesilir. Böylece plazma elektronları gelen demetle kolayca etkileşir ve daha sonra yüksek titreşimlere sürüklenirler. Bu mekanizma şematik olarak Şekil 3.4a ve 3.4b’de gösterilmiştir.



Şekil 3.4a) Uyanma alanının kuvveti, demetinin şekline bağlıdır. Yoğunluğu, önce artan ve sonra yavaşça azalan bir demet zayıf uyanma alanı oluşturur.
b) Yoğunluğu, yavaşça artan ve keskin bir düşüşle sıfır olan sürücü elektron demeti ise güçlü uyanma alanı oluşturur (Dawson, 1989)

Bu mekanizmaya uygun olarak geliştirilen bir bilgisayar modeli, yaklaşık bu tipteki bir atma sürecinde 75-MeV 'luk demetin plazma elektronlarını 1000 MeV 'a kadar hızlandırabileceği gösterilmiştir. Elektron demetinin plazmada oluşturacağı türbülans, plazma dalgasını kırabilmekte, ayrıca hem sürücü demette hem de hızlanmış elektron grubunda kararsızlık oluşturarak, önemli enerji kayıplarına neden olmaktadır. Sürücü demet kararsızlığa daha duyarlıdır, çünkü daha fazla elektronu olup hızlanan gruptan, daha az elektron içerir. Sürücü demette iki kritik tipte kararsızlık vardır: Birisi iki akıntı kararsızlığı, diğeri de Weibel kararsızlığıdır.

İki akıntı kararsızlığı, demetteki bazı elektronların diğerinden daha hızlı gittiği zaman oluşur. Demet plazma boyunca ilerledikçe hızdaki bu fark daha da belirginleşir. Bilim adamları tarafından yapılan bilgisayar simülasyonları göstermiştir ki, iki akıntı kararsızlığı yerine plazma dalgası kırılmadan önce sürücü dalganın enerjisinin yaklaşık % 80 'ini soğurur.

Weibel kararsızlığında, sürücü demet plazmada ilerlerken alt atma bölümlerine ayrılır ve atma lifleri daralır. Sürücü demetin her elektronu diğerine yoğunlaşp paralel gider ve bağımsız elektrik akımı oluşturulur, çünkü paralel akımlarda biri diğerini çeker. Elektron demetleri beraber gitme eğilimi gösterirler. Weibel kararsızlığı, sürücü demet elektronlarına demetin ilerleme yönüne dik, küçük bir hareket verilerek kontrol edilebilir.

Uyanma alan hızlandırıcısı ile ilgili ilk deneysel çalışmalarda bu sonuçlar kısmen gözlenmiştir. Deney U.C.L.A. ve Madison'daki Winsconsin Üniversitesi ile Argonne ulusal laboratuvarında başlatıldı (Dawson, 1989). Winsconsin'de David B. Rosenweig plazma kaynağını kurdu. Argonne'dan James D. Simpson, 20-MeV çizgisel hızlandırıcılarının uyanma alanı oluşturmak için elektron demet kaynağının plazma içine naklini yönetti. Çizgisel hızlandırıcıda oluşturulan elektronların küçük bir kesri, uyanma alanında elektronların hızlanmasını sağladı. Bu elektronlar, ince bir tabakadan geçerek diğer elektronları 15 MeV 'e kadar yavaşlattılar ve manyetik olarak asıl demetin dışında kaldılar. 15 MeV grubu daha sonra plazmaya sürücü demetin arkasında girerek bir test atması gibi davrandı. Bu deneyin bilgisayar modelinde, tam zirvedeki performansında uyanmanın, elektronları 300.000 V/cm 'lik elektrik alanı ile hızlandırdığı görüldü. Ne var ki, asıl deneyde 50.000 V/cm'ye ulaşılmıştı. Çünkü beklenenin aksine sürücü demette biraz daha az elektron vardı. Buna karşın deney uyanma alanı ile hızlanmayı gösterdi.

Plazma içindeki hızlandırma sürecinde, plazmaya giren sürücü demetin uyarmasının bir sonucu olarak ortaya çıkan İleri Raman Saçılması ve Geri Raman Saçılmaları da hızlandırma sürecinde etkilidir. İleri Raman saçılması, parçacıkların istenen hızlandırma sürecine yardımcı olurken; Geri Raman saçılmasının ise kimi zaman ters yönde yaptığı hızlandırma sonucu, hızlandırma sürecinde enerji kayıplarına ve plazmada kararsızlıklara neden olduğu görülmüştür.

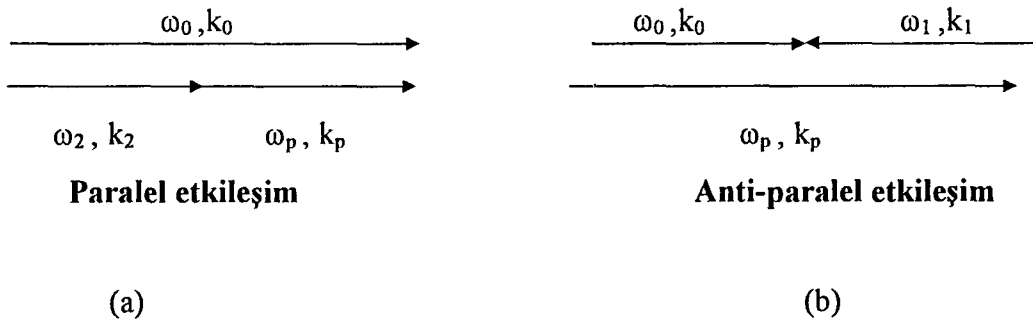
3.6.2. Plazma Vuruş-Dalgası Hızlandırıcıları (PBWA)

Bu yöntemde frekansları birbirinden biraz farklı olan iki yoğun lazer demeti kullanılır (Şekil 3.5). Lazer demetleri, plazma içine gönderilerek uyarıcı zarflar oluşturulur. Böylece oluşan ponderomotiv kuvvet elektronları bir araya toplayarak plazma dalgasını hızlandırır. Ponderomotiv kuvvet; büyük genlikli bir elektromanyetik dalga olan lazer demetinden kaynaklanır. Elektromanyetik dalganın taşıdığı momentumun doğrudan plazmaya aktarılmasıyla oluşan bu kuvvet, (veya ışınım kuvveti) ponderomotiv kuvvet olarak adlandırılır.

Eğer lazerlerin frekansları farkı plazma dalgasının frekansları farkıyla aynı olursa, elektron-ponderomotif kuvvet çiftlenimi daha güçlü olur. Buna faz uyumu veya rezonans çiftlenimi denir. Bu durumda frekanslar ve dalga sayıları,

$$\begin{aligned}\omega_p &= \omega_0 - \omega_2 \equiv \Delta\omega \\ \vec{k}_p &= \vec{k}_0 - \vec{k}_2 \equiv \Delta k\end{aligned}\quad (3.43)$$

şeklinde olur. Burada ω_p , plazma frekansını, ω_0 ve ω_2 lazer demetlerinin frekanslarını göstermektedir. İki lazer demetinin doğrultusu paralel, anti-paralel veya herhangi bir açıda olabilir. Lazer demetlerinin paralel olduğu durumda dalga sayısı uyum koşulu, küçük k_p değerleri ile, hızlı plazma dalgası verir. Bu durum Şekil3.5a'da gösterilmiştir. Bu, faz hızının ışık hızına yakın olduğu duruma karşılık gelir.



Şekil 3.5: PBWA mekanizmasında lazer ışınlarının girişimi
a) Paralel etkileşim b) Anti-paralel etkileşim

Plazma frekansının ışık hızına oranı ω_p/c , tipik CO₂ lazeri için 100 μ m civarındadır. Şekil 3.5b’de gösterilen lazer demetlerinin anti-paralel olduğu durumda, büyük k_p dalga sayısı ile, yavaş plazma dalgası oluşturulur. Düşük yoğunluklu plazmalarda plazma dalga boyu, lazer dalga boyunun yarısı kadardır. CO₂ lazeri için bu değer 5 μ m civarındadır. Lazer hızlandırıcılarında plazma dalgasının faz hızı ile, lazer atmasının grup hızı arasında bir uyum vardır. Bu uyum ile parçacıklar tuzaklanır (yakalanır). Denklem (3.43) ’deki tanımları kullanarak faz ve grup hızını,

$$v_\phi = \frac{\omega_p}{k_p} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \equiv v_{grp} \quad (3.44)$$

yazarız. Ayrıca grup hızı,

$$v_g = \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)^{\frac{1}{2}} c \quad (3.45)$$

şeklinde verilir. Burada $\frac{n}{n_c} = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}$ ve $v_\phi = v_g$ dir. v_ϕ faz hızıyla ilgili γ faktörü,

$$\gamma_\phi = \left(1 - \frac{v_\phi^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \left[1 - \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)\right]^{-\frac{1}{2}} = \left(\frac{n_c}{n}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\omega_0}{\omega_p} \quad (3.46)$$

olarak ifade edilir. Burada γ_ϕ , plazma yoğunluğu ile ilgili olup basitçe, $\gamma_\phi = \frac{\omega_0}{\omega_p}$ ’dır.

Lazer şiddetleri arttıkça plazma dalgası hızlanır ve dalga kırılması noktasına kadar büyür. Bu ilişki Rosenbluth ve Liu tarafından ortaya konmuştur (Rosenbluth ve Liu, 1972). Plazmanın her cm³’ü üzerindeki kuvvet Chen tarafından,

$$\vec{F}_{NL} = -\frac{\omega_p^2}{\omega_0\omega_2} \vec{\nabla} \frac{\langle |\vec{E}_0 + \vec{E}_2|^2 \rangle}{8\pi} \quad (3.47)$$

şeklinde ifade edilmiştir (Chen, 1984). Elektrik alanların zamanla değiştiği durum için Ponderomotiv kuvvetin büyüklüğü,

$$|\vec{F}_{NL}| = \frac{k_p}{2} \frac{n_0 e^2}{m} \frac{\vec{E}_0 \vec{E}_2}{\omega_0 \omega_2} \quad (3.48)$$

olur. Lazer alan şiddeti için α parametresini $\alpha = v_{osc}/c = eE/m\omega c$, olarak tanımlarsak, her elektron üzerindeki ponderomotiv kuvveti,

$$f_{NL} = \frac{1}{2} k_p m c^2 \alpha_0 \alpha_2 \quad (3.49)$$

biçimindedir. Bu denklemlerle birlikte hareket denklemini,

$$m\dot{v} = -eE + f_{NL} \quad (3.50)$$

şeklinde yazarız. Süreklilik denklemini (3.50) eşitliğindeki $\dot{v}$ cinsinden yeniden yazarsak,

$$\ddot{n}_1 = -n_0 \bar{\nabla} \dot{v} = -ik_p \frac{n_0}{m} (-eE + f_{NL}) \quad (3.51)$$

olduğu açıkça görülür. Bu denklemleri birleştirerek,

$$\ddot{n}_1 = -\omega_p^2 n_1 - \frac{1}{2} ik_p^2 c^2 n_0 \alpha_0 \alpha_2 \quad (3.52)$$

eşitliğini elde ederiz. Eğer $n_1 = n_1(t) \exp(ik_p x - i\omega_p t)$ ise bu durumda,

$$\ddot{n}_1 \approx -2i\omega_p \dot{n}_1 - \omega_p^2 n_1 \quad (3.53)$$

olur. Bunu (3.52) eşitliğinde yerine yazarsak,

$$-2i\omega_p \dot{n}_1 = -\frac{1}{2} ik_p^2 c^2 n_0 \alpha_0 \alpha_2 \quad (3.54)$$

elde edilir. $k_p^2 c^2 \approx \omega_p^2$ olarak alınırsa,

$$\frac{\dot{n}_1}{n_0} = \frac{1}{4} \omega_p \alpha_0 \alpha_2 \quad (3.55)$$

oranı bulunur. Böylece, genlik ε zamana bağlı olarak,

$$\varepsilon(t) = \frac{n_1}{n_0} = \frac{1}{4} \alpha_0 \alpha_2 \omega_p t \quad (3.56)$$

şeklinde büyür.

Doyum; dalga büyüdüğü, elektronlar daha yoğun hale gelir ve ω_p daha fazla sürücünün frekans farkı $\Delta\omega$ ile eşitlenmez. Bu faz dışı olma durumu büyümeyi yavaşlatır, durdurur ve daha sonra geri çevirmesine neden olur. Maksimum genliği hesaplamak için öncelikle $\delta\omega$ frekans kaymasını hesaplırsak,

$$(\omega_p + \delta\omega)^2 = \frac{\omega_p^2}{\gamma}, \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.57)$$

şeklinde buluruz. Süreklilik denkleminde,

$$\varepsilon = \frac{n_1}{n_0} = \frac{k_p v}{\omega_p} = \frac{v}{v_\phi}, \quad \frac{v^2}{c^2} = \frac{v_\phi^2}{c^2} \varepsilon^2 \quad (3.58)$$

elde edilir. Böylece,

$$\begin{aligned} \omega_p^2 + 2\omega_p \delta\omega &\approx \omega_p^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_\phi^2}{c^2} \varepsilon^2 \right) \\ \omega &\approx \frac{1}{4} \omega_p \frac{v_\phi^2}{c^2} \varepsilon^2 \approx -\frac{1}{4} \omega_p \varepsilon^2(t) \end{aligned} \quad (3.59)$$

olarak bulunur. Büyüme, fazın $\pi/2$ kadar değişiminden T zamanı sonra durur.

$$\omega_p \int_0^T \frac{1}{4} \varepsilon^2(t) dt = \frac{\pi}{2} \quad (3.60)$$

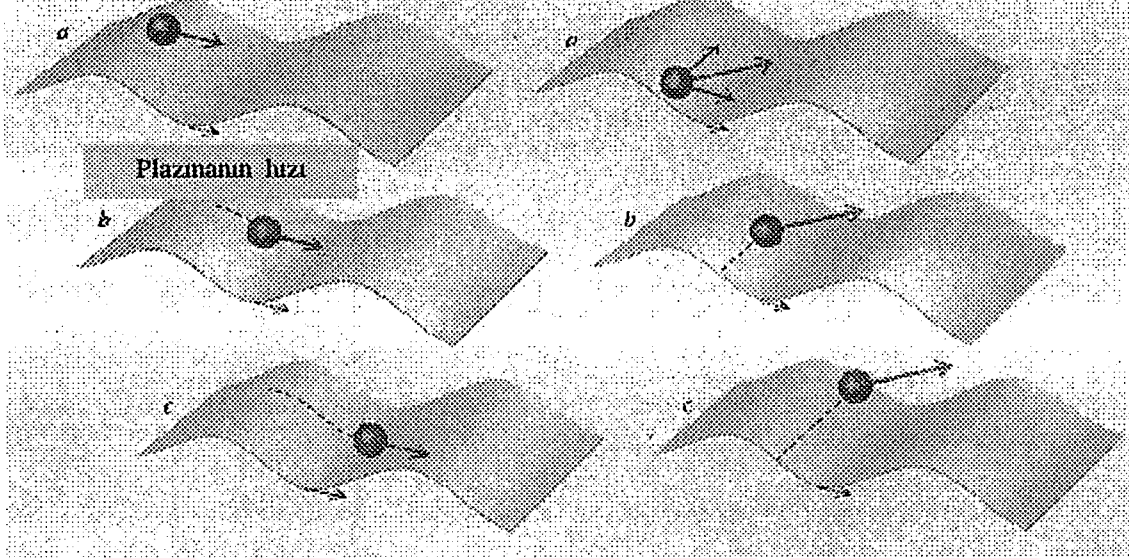
Bu eşitlikteki $\varepsilon(t)$ yerine (3.56) denklemindeki değerini yazar ve T'ye göre çözersek,

$$\omega_p T = \left(\frac{96\pi}{\alpha_0^2 \alpha_2^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.61)$$

elde edilir. Genlikteki büyüme $t=T$ olduğunda en büyük doyum değerindedir. (3.56) denklemini (3.61) eşitliğinde kullanırsak doyum genliği,

$$\varepsilon_{doyum} = \left(\frac{3\pi}{2} \alpha_2 \alpha_0 \right)^{\frac{1}{3}} \propto I_0^{\frac{1}{3}} \quad (3.62)$$

olarak bulunur. Buradan dalga genliğinin lazer şiddetinin küp kökü ile orantılı olduğu görülür. Lazer şiddeti en yüksek değere ayarlanarak genlikte maksimum büyüme elde edilebilir. Burada frekans uyumu, başlangıçta olmasa da dalganın büyüme aşamasında meydana gelir.



Şekil 3.6: Solda görülen ivmelenme sürecinde; elektron eğer, elektrik alanla aynı fazda kalmaz ve plazma dalgasından biraz daha hızlı hareket ederse, elektron, faz dışı kalarak daha fazla hızlandırılmaz ve girdiği faz dışı bölgede enerji kaybederek yavaşlar. Sağdaki şekilde ise, eğer elektron dalgadan çok az hızlı gider, aynı zamanda dışardan uygulanan bir manyetik alan tarafından da dalgaya göre bir açı altında harekete zorlanırsa, elektron dalgadan daha büyük bir hıza sahip olur ve fazda kaldığı için dalgadan enerji soğurarak daha büyük enerjilere ivmelenir. (Dawson, 1989)

Elektron ve Pozitron demetleri yüksek genlikli plazma dalgaları içine gönderilerek hızlandırılabilir. Eğer, demet hızı plazma faz hızına yeterince yakın ise, demetler plazma dalgası tarafından tuzaklanarak hızlanırlar. Bu mekanizmanın oluşumu Şekil 3.6’te gösterilmiştir. Plazma dalgaları demetler etrafında, demetleri tuzaklayarak büyür. Tuzaklama koşulu yaklaşık olarak,

$$\gamma > \frac{i + \varepsilon^2}{2\varepsilon} \quad (3.63)$$

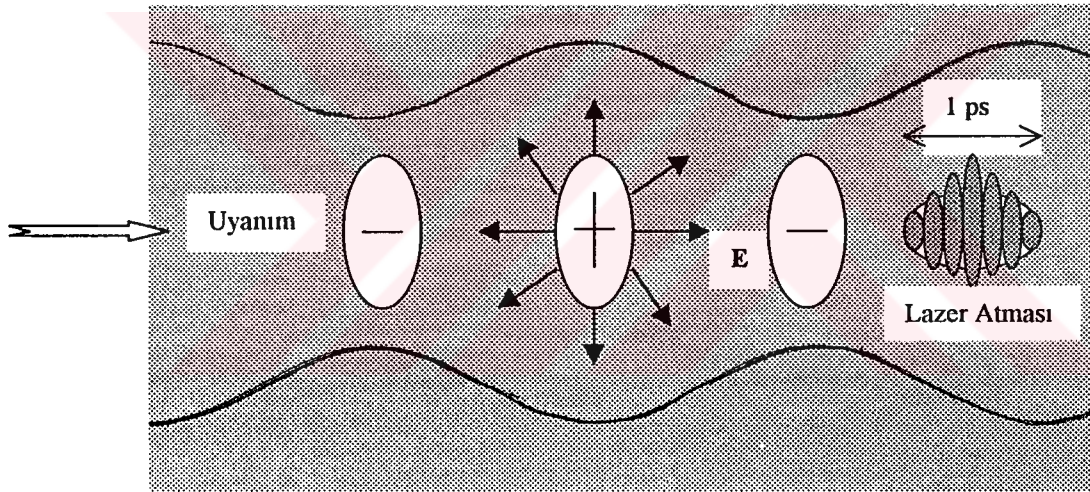
biçiminde tanımlanır. Bu denklemde, γ sürülme enerjisi, ε ise dalga genliğidir. Burada, plazma dalga boyu içinde iki frekanslı lazer atması elektron demeti ile beslenmiştir. Elektrostatik alan elektronları dalga dışına kaçıncaya kadar

ivmelendirir. Ancak bu anda elektronlar dışarı çıkmasın diye geciktirici alan içine girmelidir. Bu uzaysal faz dışı durumu enerji kazancını,

$$\Delta\omega \approx 4\varepsilon\gamma_{\phi}^2 mc^2 \quad (3.64)$$

faktörü ile sınırlar. Böylece her geçişteki enerji kazancı sınırlanmıştır. İvmelendirmenin bir aşaması Şekil 3.6'te gösterilmiştir. Her aşama bir önceki aşamadan enerji alarak gelişir.

Eğer plazma dalgasının sonlu genişliği varsa, elektron demetleri ivmelendirildiği gibi, Şekil 3.7'da gösterildiği gibi, aynı zamanda odaklanabilir. İki boyutlu dalganın radyal alanı, (pozitif) elektronları demetler yarı devrimin yarısı ile sürülürse eksen boyunca iter.



Şekil 3.7: Lazer Uyanma Alanı Hızlandırıcılarının plazmadaki uyanma alanı Mekanizması (Chen,1990)

Plazma vuruş dalgası yöntemi, özellikle plazma dalgasının yüklü parçacıkları çok yüksek enerjilere hızlandırılması ($\geq \text{GeV}$) konusunda ilgi alanı olmuştur. Bu yöntem, yoğun biçimde araştırmalara konu olmaktadır (Rosenbluth,, 1972) (Tajima, 1979) (Dawson, 1983) (Sprangle, 1988)(Amini, 1984).

3.6.3. Lazer Uyanma Alanı Hızlandırıcıları

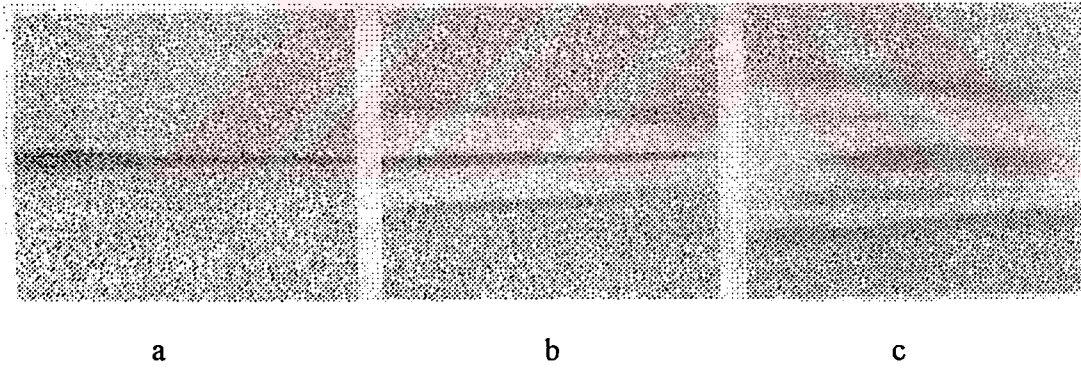
Çok kısa atmalı ve oldukça yüksek güce sahip lazer sistemlerinin geliştirilmesi, plazma içinde parçacıkların hızlandırılmasına yönelik çalışmalara yeni bir soluk getirmiştir (Sprangle, 1988). Lazer Uyanma Alanı Hızlandırıcısı (Laser Wake Field Accelerator-LWFA), lazer atması boyu $\tau \sim 2\pi/\omega_p \sim 1$ ps mertebesinde olan, bir kısa atmalı yüksek enerjili ($P \geq 10^{15}$ W/cm²) lazer ışınları kullanılır. Plazma içinde, sürücü ışınının en az enerji kaybı ile olabildiğince yüksek enerjiyi plazma ortamına aktarabildiği bir mekanizmadır. LWFA, konuyla ilgilenen bilim adamlarına yeni ufuklar açmıştır ve mekanizmanın gelişimi ile çok yüksek enerjilerde ve hızlarda parçacık ivmelenmesi sağlanabilmektedir (Rosenwig ve ark., 1985). Plazma içinde Lazer Işığı kullanılarak yapılan hızlandırma mekanizmalarında elde edilen bazı sonuçlar Tablo 2’de sunulmuştur.

Çizelge 3.2: Maximum Enerjiler ve İvmelenme Uzunlukları (Bobin, 1992)

Lazer Dalgaboyu(μm)	10	1	0.25
Lazer Şiddeti(Wcm ⁻²)	1.3×10^{13}	1.3×10^{17}	2×10^{18}
Elektron yoğunluğu(cm ⁻³)			
10^{15}	10 GeV 4 m	1 TeV 400 m	16 TeV 6.4 km
10^{16}	1 GeV 13 cm	100 GeV 1.3 m	1.6 TeV 210 m
10^{17}	100 MeV 4 mm	10 GeV 40 cm	160 GeV 6.4 m
10^{18}	10 MeV 0.13 mm	1 GeV 1.3 cm	16 GeV 21 cm
10^{19}		100 MeV 0.4 mm	1.6 GeV 6.4 mm

Bu hızlandırma mekanizması, aynı PWFA'da olduğu gibi hızlandırma işlemi, plazmanın içinde uyarım sonucu oluşan alanlarla, yani parçacıkların kendi oluşturdukları alanlar ile sağlar. Buna karşın PBWA mekanizmasındaki rezonans durumu LWFA için geçerli değildir. LWFA mekanizmasında; plazma boyunca kısa, yoğun bir lazer atmasının rölativistik optik kılavuz olarak kullanılıp, PWFA'daki hızlandırma tekniğindeki süreç izlenir. Lazer atmasının boyu τ_1 , plazma dalgalarının yarı periyoduna eşitlenmiştir.

Plazma içinde ilerleyen lazer atması, plazma parçacıklarına ponderomotif kuvvet yönünde bir itme sağlar. Bu itme salınım basıncından ileri gelir. Bu etki Şekil 3.8' de gösterilmiştir. Plazma parçacıkları, τ_1 zamanı kadar sonra yani atma o bölgeyi terk ederken, lazer atmasının son kısmının etkisi ile, yine aynı fakat ters yönde bir kuvvetle lazer atmasının boşalttığı bölgeye doğru çekilir. Bu şekildeki bir yer değiştirme etkisiyle plazma içindeki elektronlar plazma dalgasının yarı periyoduna eş periyot ile titreşime başlarlar.



Şekil 3.8 :Lazer atmasının salınım basıncı ile iyonları lazer kanalının dışına itmesi. Lazer salınım basıncının, plazma ortamında bulunma süresinin, plazma parçacıkları üzerine aktardığı enerji ile doğru orantılıdır. Lazer ışınının aktardığı enerjinin zamana bağlı olarak, ortamdaki iyonlara "blow out" etkisi. a) 8 ps süresince b) 10 ps süresince c) 15 ps süresince (Dawson, 1989)

Plazma içindeki hızlandırma menzilineki sınırlamalar düşünüldüğünde, optik kılavuz yönteminin ne kadar önemli olduğu anlaşılmaktadır. Hızlandırma sürecine damgasını vuran bir sınırlama, difraksiyon uzunluğu L_d 'dir. Bu uzunluk lazer ışının plazma içindeki ters saçılma uzaklığını karakterize eder. Optik kılavuzluğun herhangi bir şekilde yapılmadığı sistemlerde, boşluk Rayleigh uzunluğu;

$$L_d = \frac{\pi r_L^2}{\lambda} \quad (3.65)$$

şeklinde verilir. Burada r_L lazer spot ölçüsü, λ ise dalga boyudur. Hızlandırma sürecindeki bir diğer sınırlamada faz ayarlama uzunluğudur. Bu uzunluk;

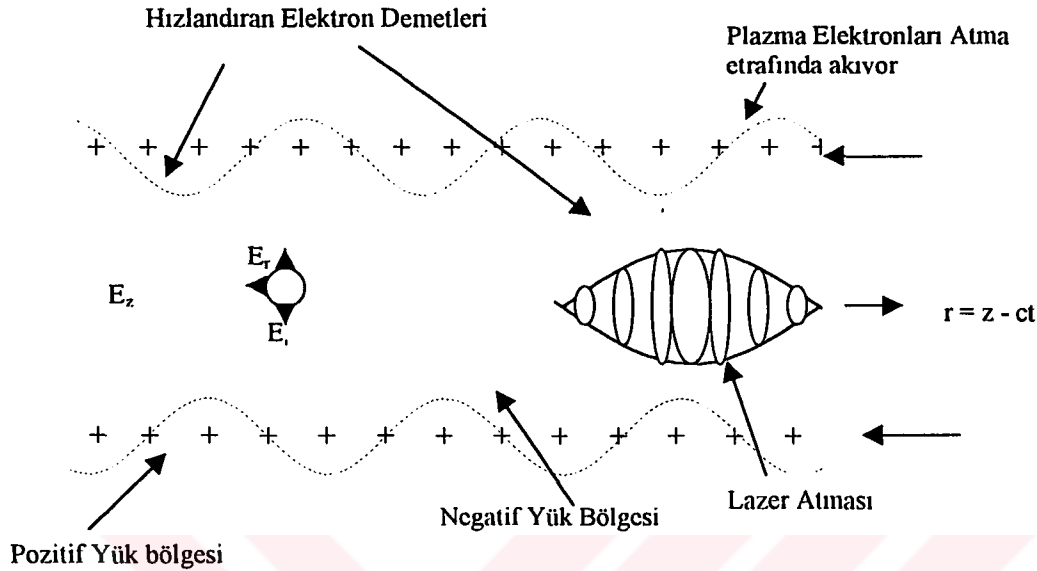
$$\begin{aligned} L_r &\equiv 2\gamma_L^2 \lambda_p \\ &\equiv 2 \left(\frac{1 + \lambda_p^2}{4r_L^2} \right)^{-1} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda} \right)^2 \lambda_p \end{aligned} \quad (3.66)$$

şeklinde verilir. Burada ;

$$\lambda_L^{-2} = \left(1 - \frac{v_g^2}{c^2} \right) \quad (3.67)$$

şeklindedir. v_g lazer atmasının grup hızıdır. λ_p ise plazma dalga boyudur. Faz eşzamanlılığının kaybolması olayı, hızlandırma olayındaki bir sınır durumudur. Bu olay için kullanılan terim faz dışı kalma uzunluğu olup, ultrarölativistik bir elektronun, lazer atmasının oluşturduğu uyanım alanında faz dışı kalarak alanlardan daha fazla enerji kazanamadığı uzunluklardır.

Rölativistik olarak, optik kılavuz kullanılan LWFA sürecinde; yüksek güçlü, kısa atmalı lazer ışını, plazma elektronları üzerinde hem radyal hem de eksensel ponderomotif kuvvet oluşturur. Bu kuvvetler ile plazma elektronları ileri doğru hareket ederken aynı anda radyal yönde de salınımlar yaparak ek enerji kazanırlar. Plazma elektronları lazer atması etrafında akarken, büyük genlikli plazma dalgaları oluşur. Bu süreç Şekil 3.9'da gösterilmiştir.



Şekil 3.9: Şiddetli kısa bir lazer atmasının Ponderomotif kuvvetinin plazma boyunca ilerlerken meydana getirdiği uyanmanın LWFA mekanizmasındaki gösterimini (Sprangle, 1988)

Plazma içindeki uyarımın çok yüksek olmasının başlıca nedeni; lazer atması plazmaya ışık hızına yakın olan grup hızı ile girer. Plazma içinde ilerleyen bu lazer atması, elektromanyetik dalga paketi şeklinde;

$$v_g^{EM} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} < c \quad (3.68)$$

bağıntısı ile ifade edilen grup hızıyla ilerler. Burada ω_p plazma frekansı ω ise foton frekansıdır. Plazmonlar (uyarılmış plazma dalgası) grup hızından aldıkları enerji sayesinde faz hızı ile ilerler. Bu hız;

$$v_p = \frac{\omega_p}{k_p} = v_g^{EM} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} < c \quad (3.69)$$

şeklindedir. Burada kullandığımız k_p niceliği plazma dalgasının dalga sayısıdır. Uyarılmış plazmanın “c” ye yakın olan faz hızı ile hareket etmesi nedeniyle, ışık hızına yakın hızlardaki elektronları yakalayabilir. Yakalanan elektronlar eş zamanlı olarak titreşir ve ileriye doğru hızlanarak büyük miktarda enerji kazanabilirler. Bu uyarım elektromanyetik dalga paketinin boyu plazma dalgasının boyunun yarısına yani,

$$L = \frac{\lambda}{2} = \frac{\pi c}{\omega_p} \quad (3.70)$$

olduğu zaman en etkilidir. Dolayısıyla, lazer ışığının ponderometif kuvveti rölativistik faktör tarafından sınırlandırıldığı için, parçacıklarla etkileşmesi daha güçlü olur. Parçacıkların, bu kuvvet tarafından yukarıdaki mekanizmadaki gibi tuzaklandıkları ve bu sayede çok yüksek enerjilere kadar hızlandığı bilinmektedir. Sayısal bir örnek verirsek, 1-ps, 5×10^{18} W/cm² gücündeki lazer ışığının 1.5×10^{19} cm⁻³ yoğunluğundaki plazmaya gönderilmesiyle, elektronların 44 MeV 'den daha büyük enerjilere ulaştığı gözlenmiştir (Modena., 1995). LWFA yöntemi ile parçacıkların plazmada hızlandırılması çalışmaları; plazma parçacıkları üzerindeki kararsızlıkların ve enerji kazancını engelleyen sınırlamaların aşılmasına ve plazmadaki tepki davranışlarının anlaşılmasına yönelik çalışmalar şeklinde devam etmektedir (Fisher, 1993) (Elton, 1990) (Koga, 1994).

3.7. Plazma Etkileşmelerinin Bilgisayar Simulasyonu

Bilgisayar modelleri, plazmanın davranışı hakkında ayrıntılı bilgiler verir. Laboratuvar ortamında gözlenmesi zor olan koşullar ve sonuçları bilgisayar ortamında kolaylıkla denenebilmektedir. Simulasyonların tek olumsuzluğu belli sayıda parçacık içermesi ve belli bir uzunlukta olayların incelenmesidir. Ancak sınırsız sayıda değişken gözlenebilir. Bilgisayar yardımıyla, yüklü parçacıkları izleyerek “Plazma Fiziği” hakkında bilgi edinilmesi fikri 1950’lerin sonu ile 1960’ların başında, birkaç kişi tarafından başlatıldı. Bu kişilerin önde gelenlerinden ikisi Princeton’dan John Dawson ve Cambridge’den Oscar Buneman’dır. O zamanlar yapılan simulasyon çalışmaları vakum tüplerindeki elektron demetlerini gözlemeye yönelik olduğu halde aynı işin plazmaya uygulanabileceği fikri fizikçiler tarafından destek gördü. Plazma ile ilgili deneylerin çok zaman alması ve maliyetlerindeki yükseklik düşünülürse, bilgisayardaki simulasyon çalışmalarının önemi daha iyi anlaşılır. Plazmanın bilgisayar simulasyonu kinetik ve akışkanlar temeline dayanır. Akışkan simulasyon işlemi sayısal olarak Magnetohidrodinamik denklemlerin çözümünü gerektirir. Bu çalışmada; Simulasyon ayrıntıları, nelerin gözlemlendiği ve nelerin hesaplandığı gösterilmiştir. Bir elektron ışını benzeştirirken, bir dalga boyuna 16 veya 32 gibi az sayıda parçacık yerleştirilerek yapılacak hesapların daha güvenli olacağını düşünmek doğaldır.

Plazmanın bilgisayar simulasyonunda, işlemleri yaparken, plazmanın yoğunluğunun çok yüksek olması ve parçacıklarının toplu davranışından dolayı, birebir ilişkilerini incelerken “kafes” olarak tanımladığımız yöntem başvurulur. Bu yöntemin amacı; çok az parçacığı inceleyerek elde edilecek olan bilginin, tüm plazma parçacıklarının genel davranışları hakkında bilgi vereceği düşüncesinden yola çıkarak, bütün plazma ve parçacıklarının davranışlarını incelemektedir.

Doğal plazmaların bilgisayar simülasyonunu yapabilmek için öncelikle Debye Uzunluğunun göz önüne alınması gerekir. Bu uzunluk sayısal olarak, plazma frekansı ω_p ve plazma yoğunluğu ile ilgili olup,

$$\lambda_d = \frac{V_{thermal}}{\omega_p} \propto \left[\frac{\text{Sıcaklık}}{\text{yoğunluk}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.71)$$

bağıntısı ile verilir. Debye uzunluğu, parçacık-parçacık etkileşmesini tanımlayan minimum etkileşme uzunluğu olup, test bu uzaklık etrafında kafeslenmiştir. Doğru sonuçlar elde edebilmek için doğal plazma içinde mümkün olduğu kadar fazla sayıda parçacığın toplu hareketini incelemek durumundayız. Burada, bilgisayar hesaplamalarında matematiksel uzaysal kafes tanımı büyük kolaylık sağlar. Kafes genellikle Debye Uzunluğunda çözümleme yapmak için yeterli olmaktadır. Böylece yük yoğunluğu ve buradan da elektrik alan hesaplanır.

Kafes tanımlaması, iki boyutlu problemlerde yararlı olduğu halde, bir boyutlu problemlerde uzaysal kafese gerek olmadan çözümleme yapılabilir. Ayrıca, çözümlenemeyen uzaysal dalgalanmalar, kafes büyüklüğünde daha küçük olup kafes ile düzeltme etkisi (Smoothing Effect) sağlanmakta ve alan hesaplarındaki hatalar yok edilmektedir. Kullanılan kafesler fiziksel değil, matematiksel bir gereksinim sonucudur.

Çalıştığımız sistemde hem öz, hem de uygulanan elektrostatik ve elektromanyetik alanda yüklü parçacıklar vardır. Bir boyuttaki simülasyon sürecinde, parçacıklar alanlar etkisinde x-koordinatı boyunca hareket eder. y ve z koordinatında ise değişim yoktur. Bu programdaki süreç, kendilerine ait veya uygulanmış alanlara göre hareket eden yüklü parçacıkların hareketlerini kapsar. Fizik iki bölümden oluşur; parçacıklardan oluşan alanlar ve kuvvetlerden oluşan hareketler. Bu alanlar Maxwell denklemleri yardımıyla, parçacıkların hızlarını ve durumlarını bilerek; kuvvetler ise elektrik ve manyetik alanları kullanarak Newton-Lorentz denklemleriyle hesaplanır. Simülasyonların laboratuvar ortamındaki plazmadan farkı, olayların adım adım incelenmesidir. Diğer bir farkı ise alanların hesaplanacağı uzaysal kafes tekniğinin kullanılmasıdır. Bu süreçte parçacıkların çok sıkı ve yakın

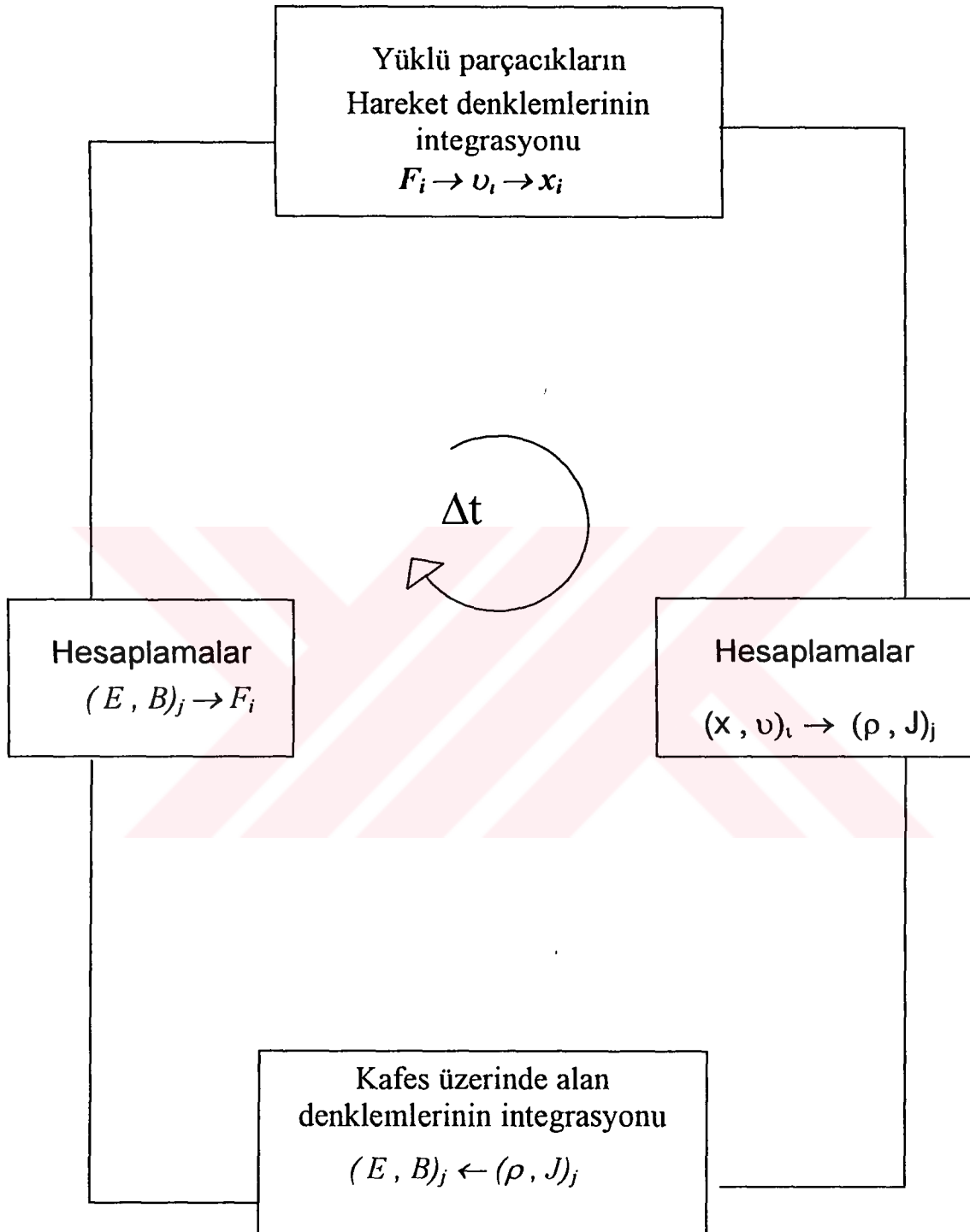
ilişkileri ile ilgileniyoruz. Bütün yüklerin oluşturduğu E elektrik alanı parçacıklarımızın hareketini doğrudan etkilediği için Coulomb yasasından önce hemen elektrik alanın hesabına geçiyoruz. Elektrik alanını incelemek için uzayda sürekli yük dağılımını incelemeliyiz.

Şekil 3.10 'da bir zaman adımı içinde parçacık simulasyon programının döngü şeması ile birlikte simulasyon ayrıntıları, nelerin gözlendiği ve nelerin hesaplandığı gösterilmiştir. Simulasyonda, her zaman adımında program parçacıklardan dolayı meydana gelen alanı çözer ve sonra alan parçacıkları hareket ettirir. Bir sonraki adım için hesaplamalara geçilir. Plazmanın karakteristik bir periyodu içinde onlarca adım olabilir. Her döngüde ise onlarca plazma periyodu bulunur ve böylece verilen bir döngü içinde, yüzlerce veya binlerce zaman adımı yer alabilir.

Parçacıkların belli konumları ve hızları ile bulundukları uygun başlangıç koşullarında döngü $t=0$ anında başlar. Böylece bilgisayar söylenilen zaman adımlarında çalışır. Döngünün sonunda çeşitli bilgiler elde edilir. Bunların bazıları belli anlardaki plazmanın durumu ile ilgilidir. Örneğin, bir anlık yoğunluğu, alanı, veya hız dağılımı gibi. Bazı bulgular ise bir zaman aralığındaki değişimi kapsar, enerjinin değişimi gibi.

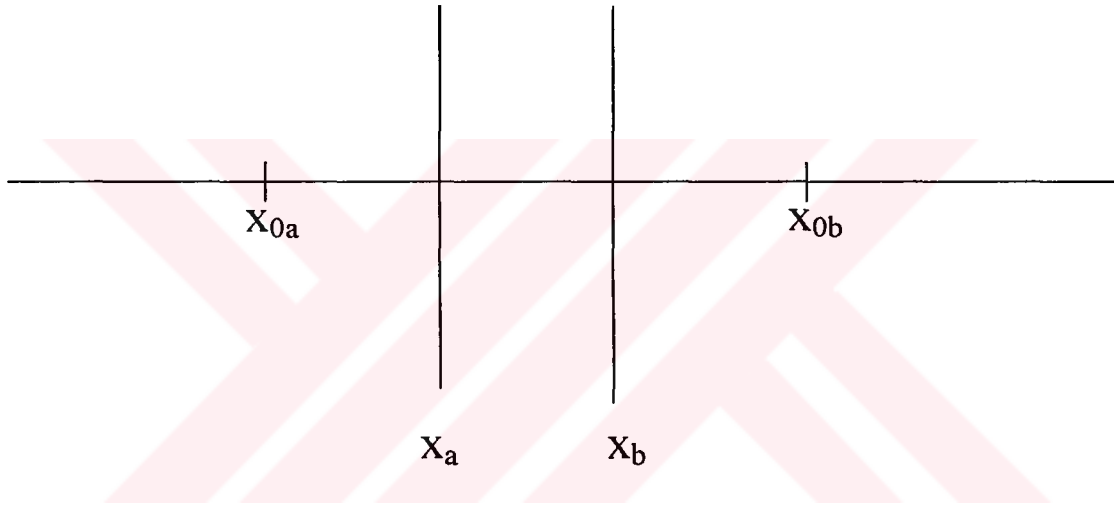
Bu grafikler simulasyonun fiziğinden elde edilir. Şekil 3.10 'de gösterilen adımları plazmanın yüzlerce veya binlerce parçacığı için, oluşturulan alanları ve kuvvetleri göz önüne alarak inceleyelim. İncelememize hızların ve konumların ilk değerleri ile başlayalım. Bir parçacığın konum ve hız gibi nicelikleri x ve v uzayı içinde bütün değerleri alabilir, buna "faz uzayı" denir. Burada parçacıkları v_i , x_i gibi "i" indisi ile göstereceğiz. Alan nicelikleri ise sadece uzaysal kafesler içinde elde edilebilir ve uzaydaki farklı noktalarda E_j gibi "j" indisi ile gösterilebilir.

Döngünün başlangıcındaki parçacık konum ve hızlarından alan nicelikleri elde edilir. İlk olarak kafes üzerinde yük ve yük yoğunluğu hesaplanır. Bu adımda parçacığın konumları ve hızlarından kafes yoğunluğunun nasıl oluştuğu bulunur. Bu işlem parçacık konumuna bağlı olarak kafes noktasında yük ve akımı tayin etmemizi sağlar. Bir kere kafesteki yoğunluklar elde edilirse, bundan sonra çeşitli yöntemlerle elektrik ve manyetik alanlar bulunur.



Şekil 3.10: Bilgisayar Hesap Döngü Şeması (Birdsall, 1995)

Bir boyutta soğuk plazmanın laboratuvardaki davranışını belirlemek için titreşimleri, dalgaları ve kararsızlıklar gibi ayrıntıları da dikkate alarak inceleyelim. Teoriler genellikle başlangıçtaki yük ve parçacık yoğunluğu hakkında bir fikir vermektedir. Böylece simulasyonun ilk adımı için, bütün parçacıkların konumunun ve hızının bilinmesi gerekir. Parçacık konumlarından parçacık yoğunlukları türetilir. Daha sonra $t=0$ anında küçük sinüsel uyarımlar için tüm parçacıkların uygun faz ve genlik bağıntıları yazılır.



Şekil 3.11 : Parçacıkların x ekseninde tedirginme durumları (Birdsall, 1995)

X_{0a}, X_{0b} ; Pertürbe olmamış parçacık konumu

X_a, X_b ; Pertürbe konum

Şekil 3.11 'de gösterildiği gibi, parçacık hareketlerini x-ekseni üzerinde alalım. Komşu iki parçacığın konumları x_a ve x_b olsun. Bu parçacıklar tedirginmemiş durumdaki düzgün yoğunluklu plazmanın x_{0a} ve x_{0b} konumundan uyarılmıştır. Sıfırıncı dereceden düzgün yoğunluk bir boyutta ,

$$n_o = \frac{1}{x_{0b} - x_{0a}} \quad (3.72)$$

şeklinde tanımlanır. Bundan sonra sıfırıncı dereceden konumları uyarırsak (pertürbe edersek),

$$\begin{aligned} x_a &= x_{0a} + \delta x_a \\ x_b &= x_{0b} + \delta x_b \end{aligned} \quad (3.73)$$

olur. Böylece x_a ile x_b arasında herhangi bir konumda ($x_a < x < x_b$), yeni yoğunluk

$$n(x) = n_0 + n_1(x) = \frac{1}{x_b - x_a} \quad (3.74)$$

şeklinde elde edilir. Burada x_a ve x_b tanımları kullanılırsa,

$$n(x) = n_0 \frac{1}{1 + \frac{\delta x_b - \delta x_a}{x_{0b} - x_{0a}}} \quad (3.75)$$

bulunur. Diğer bir bakış noktası ise x_{0b} ve x_{0a} arasında sıfırıncı mertebede akışkanların miktarı, yani sayısı, Δf 'dir. Böylece

$$n(x) = \frac{\Delta f}{(x_b - x_a)} \quad (3.76)$$

olarak bu aralıktaki toplam parçacıkların yoğunluğu tanımlanır. $(x_b - x_a)$ 'yı $|x_b - x_a|$ ile değiştirebiliriz. x konumunda bulunan akışkanın birden fazla elementini saymak için $\Delta f / |\Delta x|$ üzerinden toplam alınır. $\delta x(x_0)$ düzgün yer değiştirme için sürekli değişken olur ve akışkan elemanın yer değiştirmesi olarak

$$\delta x(x_0) \equiv x - x_0 \quad (3.77)$$

biçiminde yazılır. Buna göre yoğunluk ;

$$\begin{aligned} n(x) &= \frac{n_0}{\left(1 + \frac{\partial \delta x}{\partial x_0}\right)} \\ \frac{\partial \delta x}{\partial x_0} &= - \frac{n_1(x)}{(n_0 - n_1(x))} \end{aligned} \quad (3.78)$$

şeklinde ifade edilir. Parçacıkların birbirine değdiği an için minimum ölçülebilir uzaklığı tanımlayabiliriz. Bu durumda $x_a = x_b$ veya $\partial \delta x / \partial x_0 = -1$ şeklinde bir kabul durumunda ise $n(x)$ sonsuza gider, yani bir yoğunluk piki oluşur. Eğer küçük genlikli uyarımlarla ilgileniyorsak; $|n_1(x)| \ll n_0$ veya $|\partial \delta x / \partial x| \ll 1$ seçilir. Bu durumda,

$$\frac{\partial \delta x}{\partial x} \equiv - \frac{n_1(x)}{n_0} \quad (3.79)$$

ifadesi bulunur. Parçacık uyarımı x-doğrultusunda periyodik, yani sinüzoidal olsun. Böylece pertürbe yoğunluk

$$n_1(x) = A \sin kx \quad (3.80)$$

şeklinde değişir. Bu durumda pertürbe yük yoğunluğu ;

$$\rho_1(x) = qn_1(x) = qA \sin kx \quad (3.81)$$

olur. Burada k bilindiği gibi A veya qA da bilinmelidir. Böylece δx yer değiştirmesi;

$$\delta x(x) = x - x_0 = \frac{A}{n_0} \frac{1}{k} \cos kx \quad (3.82)$$

şeklinde bulunur. Uyarılmış elektrik alanının $\partial E / \partial x = \rho_1 / \epsilon_0$ olduğu hatırlanırsa, buradan;

$$E_1(x) = -\frac{qA}{\epsilon_0} \frac{1}{k} \cos kx \quad (3.83)$$

ifadesine varırız. Elektrik alandan potansiyeli,

$$\phi_1(x) = \frac{qA}{\epsilon_0} \frac{1}{k^2} \sin kx \quad (3.84)$$

şeklinde buluruz. Ayrıca uygun fazda yoğunluk dalgalanması (3.80) denkleminde $|n_1| = A$ olur. Buradan yoğunluğu, “A” nın açık haliyle yazalım.

$$|n_1| = A = (n_0 k) x_1 \quad (3.85)$$

Buradan hesaplamalarda ki maksimumları ;

Elektrik alan maksimumu:

$$E = \frac{qA}{\epsilon_0 k} = \frac{qn_0 x_1}{\epsilon_0} \quad (3.86)$$

İvme maksimumu:

$$\begin{aligned} F &= ma = qE_1 \\ a &= \frac{qE_1}{m} = \frac{q}{m} \frac{qn_0x_1}{\epsilon_0} = \omega_p^2 x_1 \end{aligned} \quad (3.87)$$

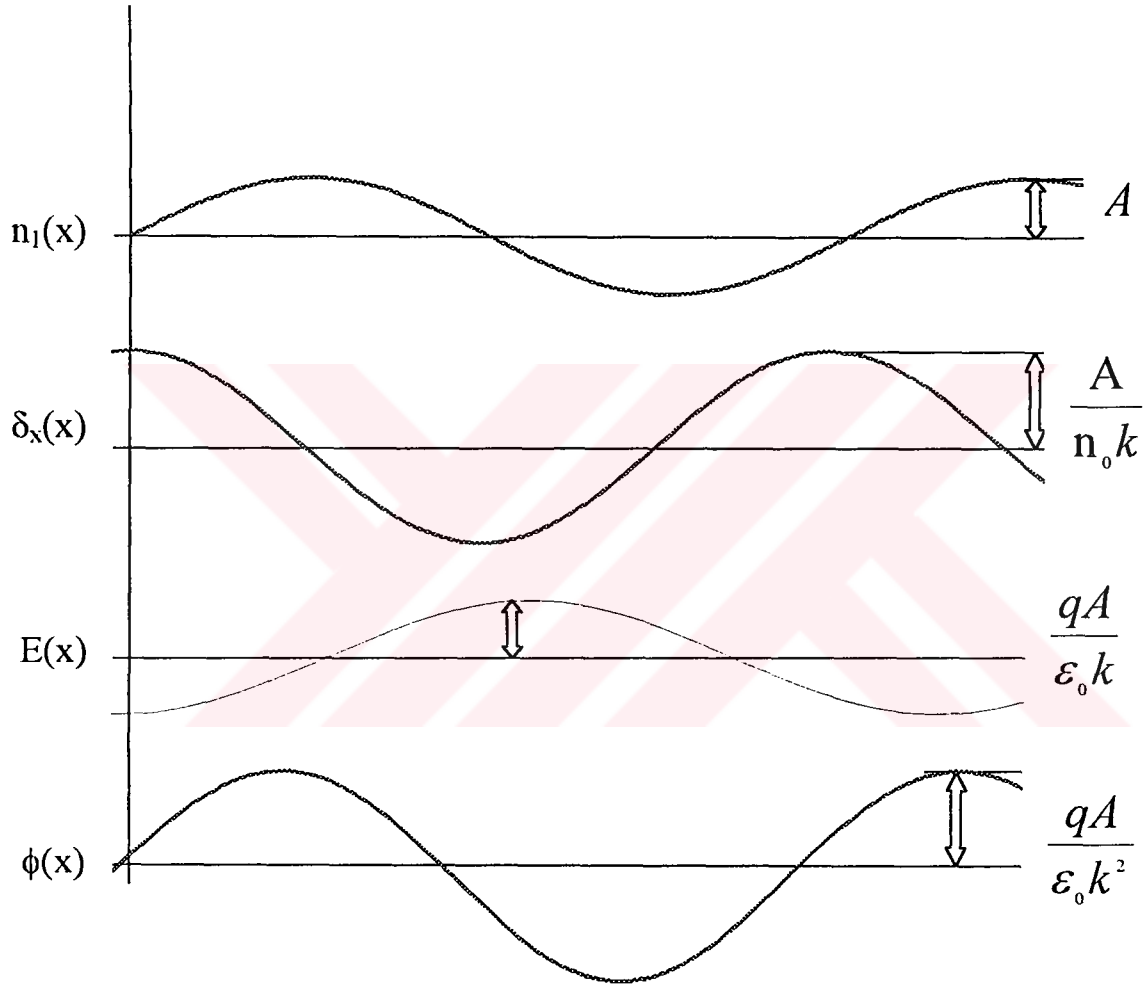
Potansiyel maksimumu:

$$\phi = \frac{qn_0x_1}{\epsilon_0 k} \quad (3.88)$$

Elektrostatik enerji yoğunluğunun maksimum değeri:

$$W_{E \max} = \frac{q^2 n_0^2 x_1^2}{2\epsilon_0} \quad (3.89)$$

olarak bulunuz. Bu bağıntılar A genliğine bağlı olarak Şekil 3.12 'de gösterilmiştir.



Şekil 3.12: $n_1(x)$ yoğunluğunda, A genliğine sahip küçük bir uyarımla başlayan, δ_x yer değiştirmesindeki tedirgenmelere bağlı olarak, E alanında ve ϕ potansiyelindeki değişim gösterilmiştir. (Birdsall, 1995)

3.8. Bilgisayar Simulasyon Programının Genel Yapısı

Plazma etkileşmelerinin mekanizmasını bilgisayar ortamında gerçekleştiren akış diyagramı Kesim 3.2.1 de incelenmişti. Bu kesimde ise bilgisayar döngüsüne uygun olarak hazırlanan simulasyon programının genel yapısı incelenecektir. MS-DOS ortamında çalışan program bir boyutta, Elektrostatik durumuna uygun olarak hazırlanmıştır. Program önce girilen verileri okur, daha sonra bulguları istenilen formatta grafiklerle ifade eder.

Programı başlatabilmek için öncelikle plazma ile ilgili bazı parametrelerin verilmesi gerekmektedir. Bunlar; sistemin boyu, tür sayısı, zaman adımı, çalıştırılacak toplam adım sayısı, kafes noktaları sayısı, ağırlık faktörü ve parçacık sayısıdır. Daha sonra program, giriş parametrelerine uygun olarak plazmayı tanımlayan parçacıkların belirgin özelliklerini hesaplar. Bunlardan bazıları plazma frekansı, büyüme oranı, ilk hıza bağlı olarak parçacığın belli bir andaki hızı ve konumu, sürüklenme hızı, hız dağılımları, yük yoğunluklarından alanların hesaplanması, fourier dönüşümü ve zaman adımlarına uygun olarak hesaplama sonuçlarının grafik çizimi elde edilir.

3.9. Sürücü Demet İle Plazma Etkileşmesi

Bilgisayar simulasyonu, incelenecek kararlı bir plazma içine gönderilen demetten oluşmaktadır. Burada plazma ile demetin etkileşmesinde çeşitli durumlar mümkün olmaktadır. Bunlar soğuk veya ılık demetin plazmaya gönderilmesi, zayıf ya da güçlü demet büyümesinin uzay ve zamana bağımlılığı, parçacıkların yakalanması ve geçiş etkileri, çizgisel, yarı-çizgisel veya çizgisel olmayan etkiler, sonsuz periyodik veya sınırlanmış modeller gibi değişik seçenekleri kapsamaktadır. Biz burada soğuk demetin plazmayla etkileşmesinin çizgisel olmayan modelini inceleyeceğiz.

Bir sürücü elektron demeti plazma ortamına girince, ortam parçacıkları ile etkileşir. Faz uzayında daha kolay anlaşılması için bir boyuta indirgenmiş elektron hareketi nedeniyle oluşturduğu elektrik alan, plazma parçacıklarını uyarır. Sürücü demet, ortamda kendisi ile eş frekansta titreşen bir salınım hareketi başlatır. Bu olay

plazma parçacıklarının sürücü demetten enerji kazanarak frekanslarının büyümesi ile ($\omega^2 = \omega_{\text{plazma}}^2 + \omega_{\text{demet}}^2$) olur. Sürücü demetin oluşturduğu elektrik alanın plazma içindeki seyri, parçacıkların frekanslarına bağlı olarak zamanla değişen ve parçacığın konumunu etkilediği bir sürecin oluşmasına neden olur. Elektrik alan

$$\vec{E} = E_0 e^{-i(\omega t - kx)} \quad (3.90)$$

şeklinde tanımlanır. Etkileşme sürecinde, plazma içinde kurulan elektrik alan ve potansiyel içindeki parçacıklar, enerji korunumunu sağlayan bir özelliğe sahiptir. Plazma parçacıklarının kurulan elektrik alan içinde sinüzoidal hareketler yaptığını ve sürekli olarak parçacıkların enerjilerinin kinetik ve potansiyel enerjiye dönüştüğünü düşünebiliriz. Etkileşmelerin en yoğun yaşandığı ve plazma yoğunluğunun en fazla olduğu yerde, bir potansiyel çukuru oluşur. Ortamdaki bir parçacığın sahip olduğu, zamanla periyodik olarak değişen potansiyel

$$\phi \cos(kx - \omega t) = \phi \cos \omega_{pp} \left[\left(\frac{x}{v_0} \right) - t(1 - \delta_r) \right] \quad (3.91)$$

şeklinde verilir. Burada v_0 plazma parçacıklarının etkileşme öncesi hızı, ω_{pp} plazma frekansı, t etkileşme zamanı, δ_r demet özelliğini belirten bir parametredir. Faz hızı ile hareket eden demet bu potansiyel içinde izlenerek tuzaklanır. Böylece “i.” parçacığının gördüğü kararlı potansiyel

$$\phi = \bar{\phi} \cos kx_i \quad (3.92)$$

biçimindedir. Burada $\bar{\phi}$, i parçacığının gördüğü ve zamanla değişmeyen sabit potansiyeldir, (yani $\delta\phi/\delta t=0$). Buradan enerjinin korunumu ile i. parçacığın toplam c_i enerjisi

$$\frac{mv_i^2}{2} + q\bar{\phi} \cos kx_i = c_i \quad (3.93)$$

olur. Parçacığın enerjisi plazma ortamı içinde sürekli olarak kinetikten potansiyele ve tersi biçiminde dönüşmektedir. Bu şekilde bir enerji toplamına sahip olan parçacık, $c_i < q\bar{\phi}$ durumunda girdiği potansiyel çukurundan kurtulamamış ve tuzaklanmış olur. Bu parçacıklar potansiyel enerjilerinin fazla ve kinetik enerjilerinin az olması nedeniyle, çok yavaş hareket edip plazmanın içinde bulunan yüksek potansiyel

alanının ortasına doğru yerleşir. Yüksek hızda seyreden yani; $c_i > q\bar{\phi}$ enerjili parçacıklar ise, potansiyel çukurunun dışından hızla geçer ve hızlanma sürecine devam eder .

Ayrıca $c_i = q\bar{\phi}$ şeklinde enerjiye sahip olan parçacıklar ise, potansiyel çukurunun dış kısmını oluştururlar ve hareketsizdirler ($v=0$). Potansiyel çukurunun etkisinde olan bir parçacığın potansiyel çukurundan kurtulabilmesi için kritik kaçış hızı;

$$v^2 = \frac{4q\bar{\phi}}{m} \quad (3.94)$$

şeklindedir. Bu durumda tuzaklama potansiyelini,

$$\phi_T = m(\Delta v)^2 / 4q \quad (3.95)$$

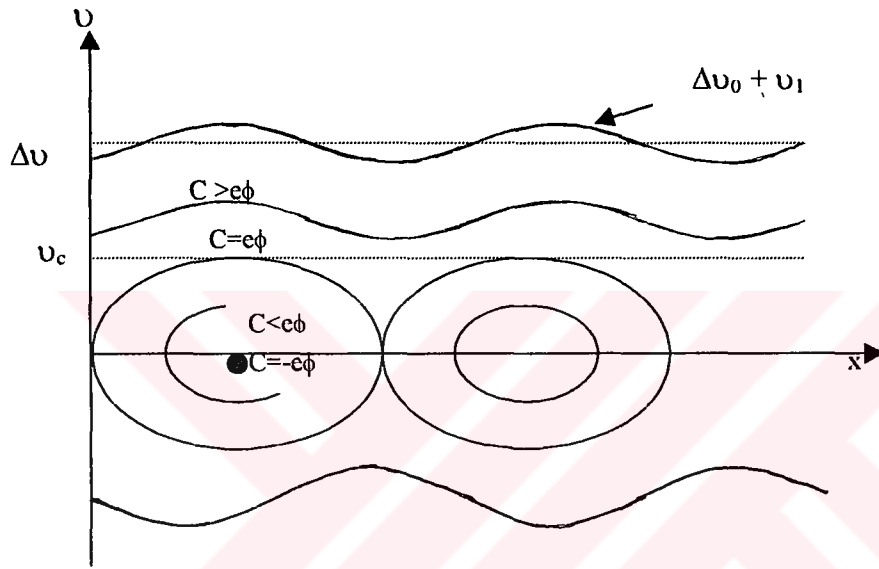
olarak tanımlanır. Tuzaklama anındaki frekansı;

$$\omega_T = k(q\phi_{\max}/m)^{1/2} \quad (3.96)$$

eşitliğiyle ifade edilir. Tuzaklama aşamasının görülmeye başlanacağı süre olan tuzaklama zamanı; $\omega_T = 2\pi/T'$ den

$$T = 2\pi / \omega_T \quad (3.97)$$

olarak elde edilir. Sürücü demet parçacıklarının tuzaklanma mekanizması ile ilgili süreç, Şekil 3.13'de gösterilmiştir. Demet parçacıklarının faz uzayındaki yörüngeleri, faz hızı ile ilerleyen dalganın gözlem çerçevesi içinde çizilmiştir.



Şekil 3.13: Dalganın faz hızında hareket eden çerçeve içinde izlenen demet parçacıklarının faz uzayı yörüngeleri (Birdsall, 1995)

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Simulasyon programı değişik plazma ve sürücü demet koşullarındaki etkileşmeleri incelemek üzere hazırlanmıştır. Plazma parçacıkların titreşim frekanslarının ve sürücü demet parçacıklarının hız ve frekanslarının değişimine bağlı olarak yeni koşullar ve farklı süreçler ile çeşitli başlıklar altında simulasyon çalışmaları yapılmaktadır. Bu çalışmada ise, sürülen elektron demeti ile plazmanın etkileşmesi incelenmektedir. Demet-plazma sistemi doğası gereği iki akıntı üzerinde çalışmayı gerektirir. Burada iki akıntı, sürücü demet ve plazma ile oluşturulur. Bu konuda ilk çalışmalar, teorik ve deneysel olarak Boyd ve arkadaşlarının 1958’de yaptığı yükselteç çalışmasıdır (Boyd ve ark, 1958). Sürücü demet-plazma etkileşmelerinde incelenen iki tip model seçilebilir. Bunlar zayıf ve kuvvetli demet modelleridir.

a) *Zayıf-Demet Modeli:* Bu modelde elektron demetinin frekansı, plazma frekansından çok küçük olup, $\omega_{pb}^2 \ll \omega_{pp}^2$ olarak alınır. Burada ω_{pb} sürücü demet frekansı, ω_{pp} ise plazma frekansdır. Zayıf elektron demeti, soğuk fakat hareketli plazma elektronları içine gönderilir. Temel etkileşme elektron-elektron etkileşmesidir.

b) *Kuvvetli-Demet Modeli:* Bu modelde elektron demetinin frekansı, plazma frekansından çok büyük olup $\omega_{pb}^2 \gg \omega_{pp}^2$ şeklinde alınır. Enerjisi yüksek olan elektron demeti, soğuk fakat hareketli plazma içine gönderilir. Sürücü demet elektronları ile plazma iyonları aynı yoğunlukta seçilerek aralarındaki etkileşme incelenir. Buradaki temel etkileşme elektron-iyon arasındadır.

Simulasyon programlarında kullanılan sürücü demetin kuvvetli veya zayıf demet olduğu, kritik değer olarak tanımlanan

$$R = [\omega_{pb} / \omega_{pp}]^2 = 0.032 \quad (4.1)$$

oranı ile belirlenmektedir. Buradaki 0.032 sabit değeri bir referans katsayı niteliğindedir. Sürücü demet elektronlarının titreşim frekansının, plazma elektronlarının frekanslarına oranı olan R ’nin değeri, “0.032” değerinden küçük ise demet “zayıf”, büyük ise “kuvvetli” olarak tanımlanır.

Çalışacağımız sistemimizi doğal olarak kafeslere ayırarak, gözlemlerimizin daha net olmasını sağlayacağız. Bu durumda bir kafesin uzunluğu,

$$x_{\text{kafes}} = L/ng \quad (4.2)$$

eşitliğiyle belirleyebiliriz. Burada, L , sistem uzunluğu, ng , sistem parametrelerimiz içinde yer alan, sistemimizdeki “kafes” sayısıdır. Ayrıca bir kafes içinde bulunan ortalama parçacık sayısı,

$$\Delta f = (n_p + n_b)/ng \quad (4.3)$$

olarak bulunur. Denkleminizde, n_p plazma parçacık sayısı, n_b ise demetteki parçacık sayısıdır. Kafes içindeki bir parçacığa verilebilecek öteleme ise,

$$x_I = x_{\text{kafes}} / \Delta f \quad (4.4)$$

şeklindedir. Bu aşamadan itibaren ilk olarak yapılması gereken, düşük titreşim frekansına sahip olan sürücü demet elektronlarının, yüksek frekanslı plazma elektronlarının ortamına girmesi ile yeni değere kavuşan sistem frekansı ve bu frekanstaki artışın hesaplanmasıdır. Sistemin ortalama frekansı;

$$\omega \equiv \omega_{pp}(1-\delta) \quad (4.5)$$

şeklindedir. Burada,

$$\delta = (-1)^{1/3} (R/2)^{1/3} \quad (4.6)$$

olarak tanımlanmaktadır. Bu eşitlik, ortamın dağıtkanlığına bağlı olarak frekanstaki büyümeyi tanımlayan faktördür. Frekanslardaki büyüme oranlarını bulmak için, δ değerini reel ve sanal kısımlar şeklinde

$$\omega_{\text{büyüme}} = \omega_{pp} [1 - (R/2)^{1/3}/2 + i(3/2)^{1/2} (R/2)^{1/3}] \quad (4.7)$$

açık biçimde elde edilir.

Bu çalışmada kullandığımız plazma ve sürücü demet parçacıkları ile ilgili değerler ve parametrelerin anlamı aşağıda verilmiştir:

Sistemin genel parametreleri:

```

nsp----- L -----dt-----nt---mmax-----l/a---accum
2      6.283185307 0.20    1000   3      1      1
ng---iw--ec--epsi-----a1-----a2-----E0----w0
64    2    0    1.00    0.00  0.00    0    0

```

Soğuk elektron demet parametreleri:

```

n----nv2---nlg---mode
256  0    1    0
wp----wc-----qm-----vt1----vt2---v0
0.1   0.00 -1.00  5e-4  0.0  1.00
x1----v1---thetax--thetav
0.0   0.00  0.00   0.00
nbins---vlower---vupper
50     -1.0     2.0

```

Soğuk elektron plazma parametreleri:

```

n----nv2---nlg---mode
128  0    1    0
wp----wc-----qm-----vt1----vt2---v0
0.8   0.00 -1.00   0.01  0.00  0.00
x1-----v1---thetax--thetav
0.098 0.00  0.00   0.00
nbins---vlower---vupper
50     -1.0     1.0

```

Yukarıda kullanılan parametrelerin anlamları kısaca aşağıda özetlenmiştir.

nsp=İncelenen tür sayısı(0= hiçbir tür mevcut değil; 1= bütün sistemde tek parçacık var, vs anlamındadır).

L =Sistemin uzunluğu

dt=Zaman adımı

nt=Çalıştırılan adım sayısı

mmax=Bu parametre hesaplara dahil edilmez, gözlenen max. elektrostatik enerji kip sayısı

l/a=Sistemin boyunun, yük diskleri çapına oranı.

accum=Hız parametresi

ng=Toplam kafes sayısı

iw=Ağırlık faktörü.

ec=Momentum veya enerji korunumu(=0,momentum korunumu;=1,enerji korunumu)

epsi= $1/\epsilon_0=1$

a1=Telafl faktörü(=0 telafl yok)

a2=Düzeltilme faktörü(=0 düzeltilme yok)

e0=Uygulanan elektrik alanın büyüklüğü

w0=Uygulanan elektrik alanın frekansı

n=Parçacık sayısı

nv2=Hareketsiz başlangıç dağılımının üssü

nlg=Aynı hız dağılımında verilmiş alt gurup sayısı

mode=Bir ilk tedirgenmede verilmesi gereken kip sayısı

wp=Plazma frekansı

wc=Sürücü demet frekansı

qm= q/m

vt1=Keyfl sayıda yol kullanarak merkezde ($V_x = V_0, V_y = 0$)

Isısal hız dağılımıyla oluşturulan Gaussian hız dağılımı

vt2=Başlangıçta durgun olan V_{t1}

v0=Sürüklenme hızı

x1=x doğrultusunda tedirgenme büyüklüğü

v1=Hızdaki tedirgenme büyüklüğü

teta x= θ_x

teta v= θ_v

nbins=Hız dağılımlarının üstüste gelme sayısı

vlower=Alt limit hızı

vupper=Üst limit hızı

4.1. Simulasyon Bulguları

Bilgisayar ortamında yapılan benzeştirmelerde akla gelen en önemli sorulardan birisi, bilgisayarın grafik çizimlerinde hesaplarını ne şekilde yaptığı olmuştur. Bu sorunun yanıtı bilgisayarın, parçacıkların hareketini program boyunca nasıl izlediğinde yatmaktadır.

İncelemek istediğimiz plazmanın özelliklerini yukarıdaki kesimde açıklanan parametreler ile tanımladık. Buna göre sistem uzunluğu 2π olarak tanımlandı. Bunun nedeni, bir tam periyoda denk gelmesidir. Etkileşme bölgesi ise 64 kafese ayrılarak incelendi. Kafesler, parçacıkların toplu davranışlarının incelenmesini kolaylaştırmak ve daha iyi analiz edebilmek içindir. Her kafes grubu, hücre içindeki bir bulut yükü olarak tanımlanır. Bu tanım, bilgisayar programlamasında CIC (Cloud in Cell) olarak bilinir. Aynı şekilde tüm sistemi taramak yerine, bir parçacığın hareketinin izlenmesi daha kolaydır. Plazma içindeki parçacıkların bireysel davranış özelliklerini tanımlama, bir kafes içindeki parçacığın o kafesle beraber davranışlarını izlemek daha açık bir fikir verebilmektedir.

Sistemin modelinin ne olduğuna, yani zayıf veya kuvvetli sürücü demet etkileşmesi olup olmadığına karar vermemiz, (4.1) denklemiyle tanımlanan “R” değerinin belirlenmesi ile olacaktır. Bulunan “R” değeri, “0.032” ile kıyaslandığında

demet özelliği belirlenir. Bunun için seçtiğimiz program parametre değerlerini kullanarak hesap yaparsak,

$$R = [\omega_{pb}/\omega_{pp}]^2 = [0.1/0.8]^2 = [1/64] = 0.0156 < 0.032 \quad (4.8)$$

sonucunu elde ederiz. Bu sonuç bize sistemde kullandığımız sürücü demetin “zayıf demet” olduğunu göstermektedir. Seçilen parametreler ile hesaplara geçmeden önce bilgisayar, kullanacağı ölçü kriterlerini çıkarır. Bilgisayar, ölçümlerinde sistemdeki her parçacığı tek tek inceler ve değerlerini aynı grafikte toplu olarak verir. Sistem içinde bulunan bir kafesin boyu, (4.2) eşitliğinden;

$$x_{kafes} = L / ng = 2\pi/64 = 0.098 \quad (4.9)$$

olarak bulunur. Her bir kafesteki Δf parçacık sayısı, seçilen parametre değerleri (4.3) denkleminde kullanılarak,

$$\Delta f = (n_p + n_b) / ng = (256 + 128) / 64 = 6 \quad (4.10)$$

bulunur. Kafes içindeki bir parçacığa verilebilecek öteleme ise;

$$x_1 = x_{kafes} / \Delta f = 0.098 / 6 = 0,016 \quad (4.11)$$

şeklindedir. Burada, x_1 öteleme miktarıdır. Şimdi sistemdeki bir kafes içinde bulunan parçacık yoğunluğunu, (3.76) eşitliği kullanılarak hesaplanırsa

$$\rho(x) = qn_1 = -\Delta f / L = -6 / 6.28 = -0,955 \quad (4.12)$$

sonucu elde edilir. Hesaplarımızda bir parçacığı inceleyeceğimiz için;

$$\rho_0(x) = qn_0 = 1 / L = -1 / 6.28 = -0,159 \quad (4.13)$$

sistemdeki bir parçacık için yoğunluk durumudur. Bu aşamadan sonra, programın çalışmasıyla birlikte sistem parçacıklarının belirlediği ve sistemin frekansına bağlı olarak δ büyüme faktörünü (4.6) denkleminde

$$\delta = (-1)(1/128)^{1/3} = -1/5.04 = -0.194 \quad (4.14)$$

bulunur. Bu sonucu kullanarak, (4.5) denklemi ile tanımlanan ortalama sistem frekansı için

$$\omega \equiv 0.8 [1 - (-0.198)] \equiv 0.958 \quad (4.15)$$

değeri elde edilir. Parametre değerlerini (4.7) denkleminde yerine yazarak, frekanstaki büyüme,

$$\omega_{büyüme} = 0.8[1 + 0.198/2 + i1.22.0.198] = 0.72 + i0.193 \quad (4.16)$$

şeklinde bulunur. Büyüme frekansındaki birinci kısım reel, ikinci kısım ise sanal büyümeyi göstermektedir. Frekansın büyüme miktarı, programda her parçacığa reel kısım kadar eklenmektedir. Büyüme oranının sanal kısmı ise, parçacığın konumuna göre frekansındaki artma veya azalmadır.

Demet parçacıkları $F = qE$ kuvveti etkisinde hareket ederler. Buradaki E elektrik alanı diğer yüklü parçacıklar tarafından oluşturulur. Bu kuvvet, plazma elektronlarınca sürücü demet parçacıkları üzerine uygulanır. Bu durumda sürücü demet elektronu, elektrik alanlarından yeterince enerji kazanabilir ve daha yüksek hızlara ulaşabilir. Bu olay, frekanslardaki büyümenin temel nedenidir. Plazma sistemi içindeki kafeslerde bulunan parçacıkların ilk durumlarında, yani normal uyarma durumundaki, (3.86) eşitliğine göre elektrik alanı;

$$E_1 = qn_0 x_{kafes}/\epsilon_0 = -0.159 \times 0.098 = -0.01558 \quad (4.17)$$

olarak bulunur. Aynı biçimde, başlangıçta normal uyarma durumundaki potansiyeli (3.88) denklemini kullanılarak,

$$\phi_1 = qn_0 x_{kafes}/\epsilon_0 k = -0.0159 \times (0.098)/0.958 = -0.01626 \quad (4.18)$$

elde edilir. Bulduğumuz bu değerler normal uyarma durumundaki en yüksek değerlerdir. Unutmamalıyız ki hem elektrik alan, hem de potansiyel, sinüsel yapısı nedeniyle salınım periyoduna bağlı olarak değişmektedir.

Plazma elektronları ile sürücü demet elektronlarının en önemli anı tuzaklamanın yani güçlü etkileşimlerin meydana geldiği süreçtir. Tuzaklama esnasında meydana gelen etkileşimler ve tuzaklamanın başlaması için gereken koşullar plazma parçacık sisteminin karakteristik yapısıyla ilgilidir. Bu ise hızlandırma sürecinde başlangıç aşamasını oluşturur. Tuzaklamanın başladığı bu zaman dilimi için yaptığımız hesaplar aşağıda verilmiştir;

Tuzaklamanın başlaması için parçacığın sahip olması gereken kritik hızı, (3.94) denklemine göre;

$$\begin{aligned} v_c^2 &= 4q\phi_1/m = 4(-1)(-0,01626) = 0,065 \\ v_c &= 0,254 \end{aligned} \quad (4.18)$$

olur. Bulduğumuz bu değer, kafes bölgelerindeki potansiyel kuyusu yakınında bu hız veya daha düşük hızlarda ilerleyen elektronların tuzaklanacağını göstermektedir. Bulunan v_c değeri, Şekil 4.8a'daki grafikte görülen tuzaklama hızına oldukça yakın görülmektedir. Tuzaklamanın başlamasına, potansiyel duvarlarından geçerken yavaşlayan elektronların, etkisinde kaldıkları ve en az, tuzaklama potansiyeline eşit veya bu değerden yüksek olan potansiyel neden olur. Tuzaklama potansiyelini, (3.95) denkleminde,

$$\phi_T = m(\Delta v)^2 / 4q = (-1)(v_0 - v_c)^2 / 4 = -(1 - 0,254)^2 / 4 = -0,139 \quad (4.19)$$

şeklinde hesaplarız. Bu değer, herhangi bir kafes noktasında bulunan plazma elektronlarının toplam potansiyelidir. Şimdi (3.96) denkleminde tanımlanan, tuzaklama anındaki frekans hesaplanırsa

$$\omega_T = k(q\phi_{\max}/m)^{1/2} = 0,958(+0,01626)^{1/2} = 0,122 \quad (4.14)$$

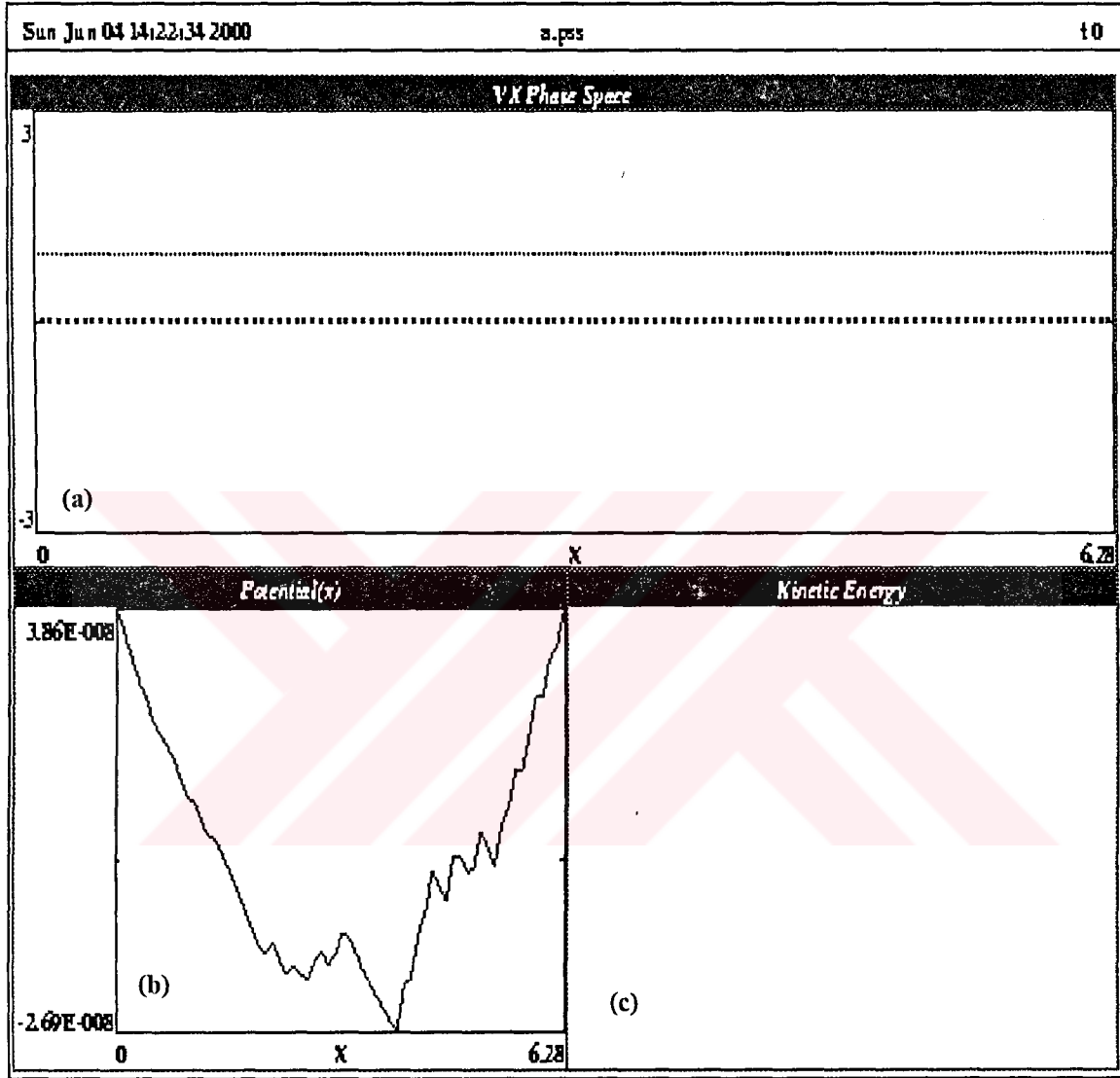
değeri bulunur. Buradan, plazma-sürücü demet sisteminde tuzaklama aşamasının başlama zamanını (3.97) denklemindeki ifadesinden;

$$T = 2\pi/\omega_T = 6,28/0,122 = 51,47 \quad (4.15)$$

bulunur.

Şekil 4.1a'da plazma ile sürücü demet elektronları v - x faz uzayında gösterilmiştir. Şekil 4.1b'de ise x konumuna bağlı olarak potansiyel değişimi verilmiştir. Şekil 4.1a'daki gösterimde küçük kareler plazma elektronlarını, küçük noktalar ise sürücü elektron demetini gösterir. v - x faz uzayında yatay x -ekseni, hareketin gözleneceği sistemin uzunluğunu gösterir ve 2π radyan yani 6,28 alınmıştır. Bu değer seçilmesinin nedeni bir tam titreşim içinde hareketi gözlemektir. Düşey eksen ise, ± 3 aralığında hız değişimini gösterir. Program çalışmaya başlayınca, t süresi zaman adımı olarak ilerler. Zamanın ilerlemesine bağlı olarak değişik zaman aralıklarında elde edilen sonuçlar ilerdeki kesimlerde diğer grafiklerle açıklanmıştır.

Şekil 4.1a'da $t = 0$ da plazma ve demet, $v_0 = 0$ hızına sahiptir, yani durgun haldedir. Bu nedenle Şekil 4.1c'deki kinetik enerji grafiği gösterilmemiştir. Şekil 4.1b'de gösterilen potansiyel grafiğinde ise potansiyel çok düşük değerdedir. Bu nedenle düzgün periyodik yapısı izlenememektedir.



Şekil 4.1: $t = 0$ başlangıcında plazma ve demetin, v - x faz uzayındaki durumu

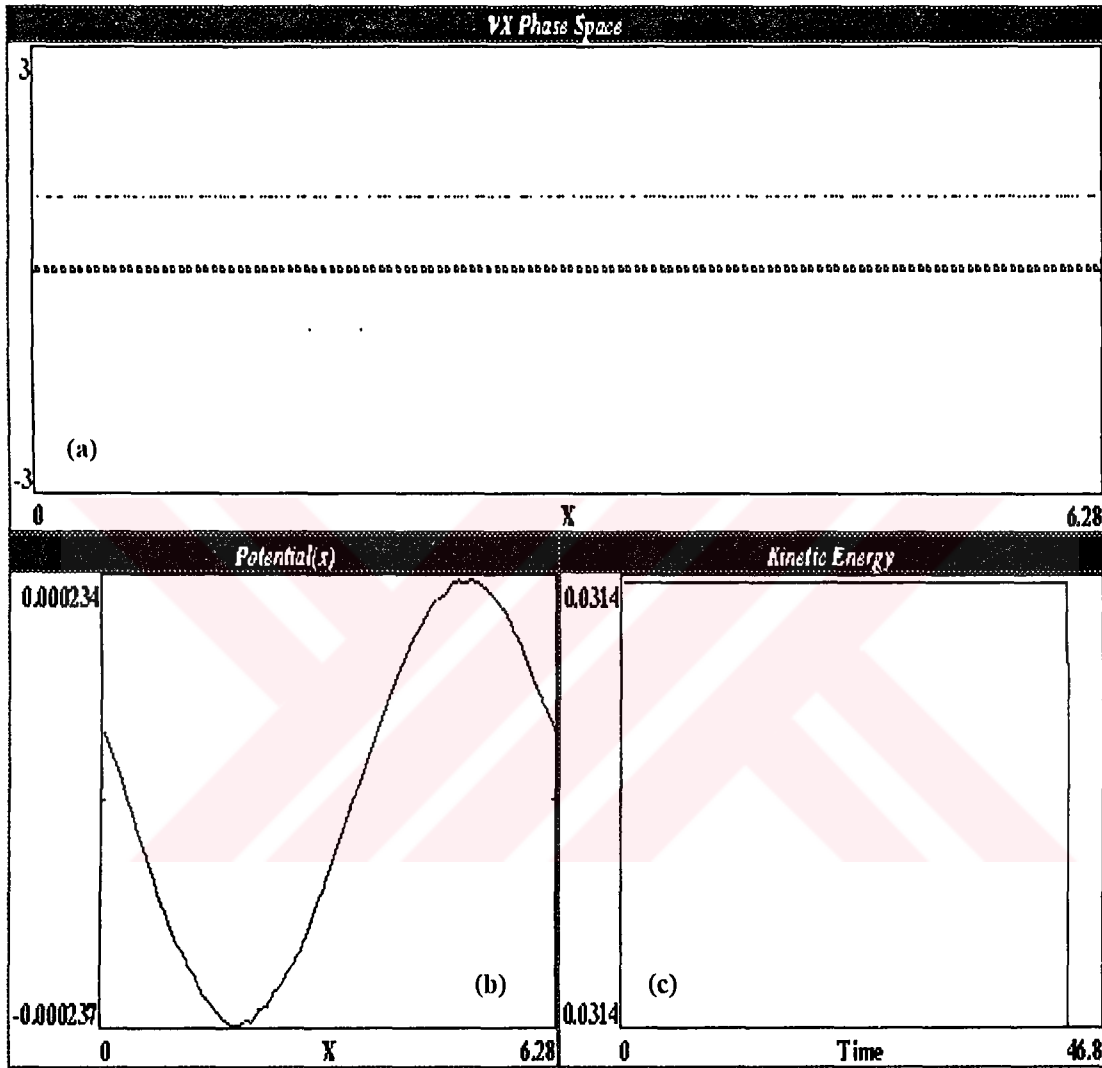
Şekil 4.2 de , $t = 46,8$ zaman adımı kaydedilmiş olup, demet plazma etkileşmesinin başladığı, $v-x$ faz uzayında net olarak gözlenemese de, toplam kinetik enerjiyi gösteren Şekil 4.2c 'de toplam kinetik enerjide küçük fakat ani bir düşmenin varlığı izlenmektedir. Bu durum, parçacıkların etkileşmeye başladıkları ve sürücü demet elektronlarının, plazma parçacıklarının potansiyellerinden etkilenerek yavaşlamaya başladıklarını göstermektedir. Teorik hesaplarda elde ettiğimiz “tuzaklama zamanı” olan $t = 51,47$ 'ye yaklaştıkça potansiyel duvarlarının kurulmasına paralel olarak toplam kinetik enerjide büyük düşüşler gözlenmektedir.

Şekil 4.2c de verilen kinetik enerji-zaman grafiğinin zaman eksenini incelendiğinde, başlangıçtan en son gelinen zaman adımına kadar geçen süre içinde tüm parçacıkların toplam kinetik enerjilerinde meydana gelen değişiklikleri göstermektedir. Bu özelliği ile kinetik enerji-zaman grafiği diğerlerinden farklıdır.

Sun Jun 04 17:03:08 2000

Lps5

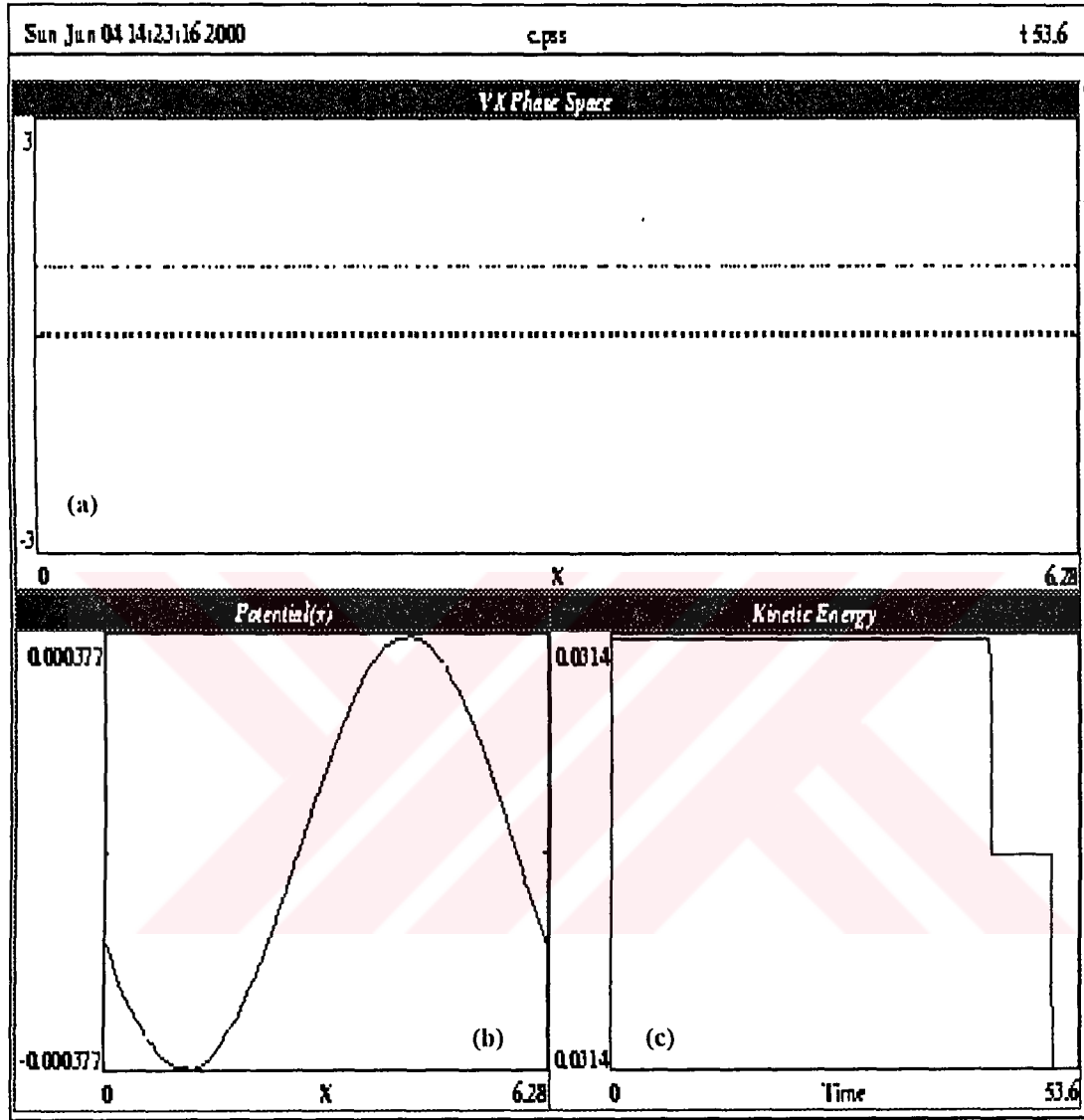
146.8



Şekil 4.2 : $t = 46,8$ zaman adımımda demet plazma etkileşmesinin gözlenemeye başladığı an.

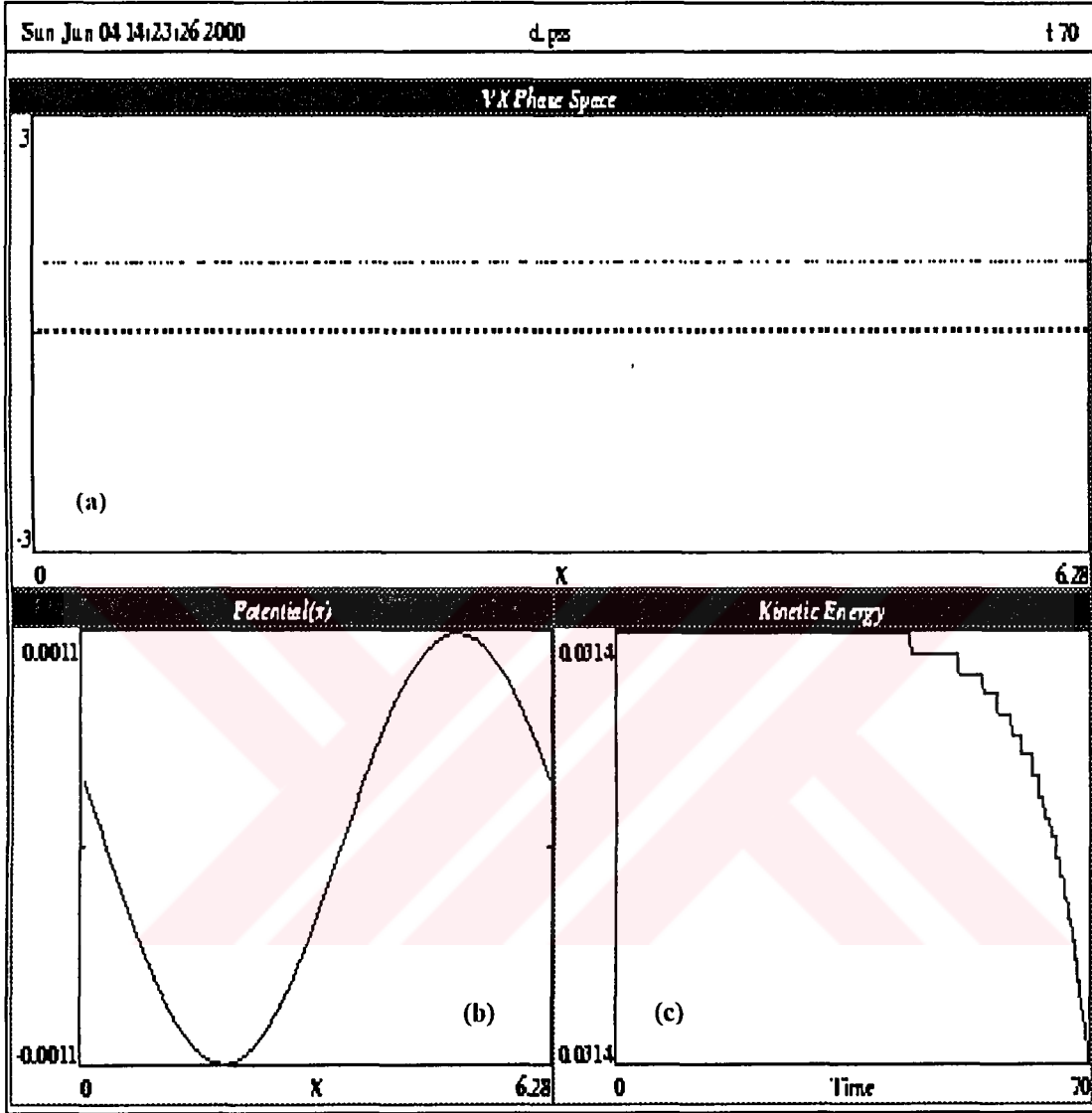
Şekil 4.3 de , $t = 53.6$ zaman adımında, teorik hesaplarda bulunduğu gibi tuzaklama başlamaktadır. Potansiyelin düzgün yapısı ve özellikle Şekil 4.3c grafiğinde görülen toplam kinetik enerjideki ani düşüş bunu kanıtlamaktadır. Bu düşüş bize, kafes noktalarındaki potansiyelin artık parçacıkları etkileyecek kadar büyümeye başladığını da işaret etmektedir. Bu aşamadan sonra sürekli olarak yoğunlaşan parçacıklara bağlı olarak potansiyelin artmasıyla sürücü demet elektronlarının yavaşladığı gözlenmektedir.





Şekil 4.3: $t = 53.6$ zaman adımında parçacıkların etkileşmelerine bağlı olarak v - x faz uzayı ve etkileşme sonucu oluşan potansiyel ve kinetik enerji grafiği.

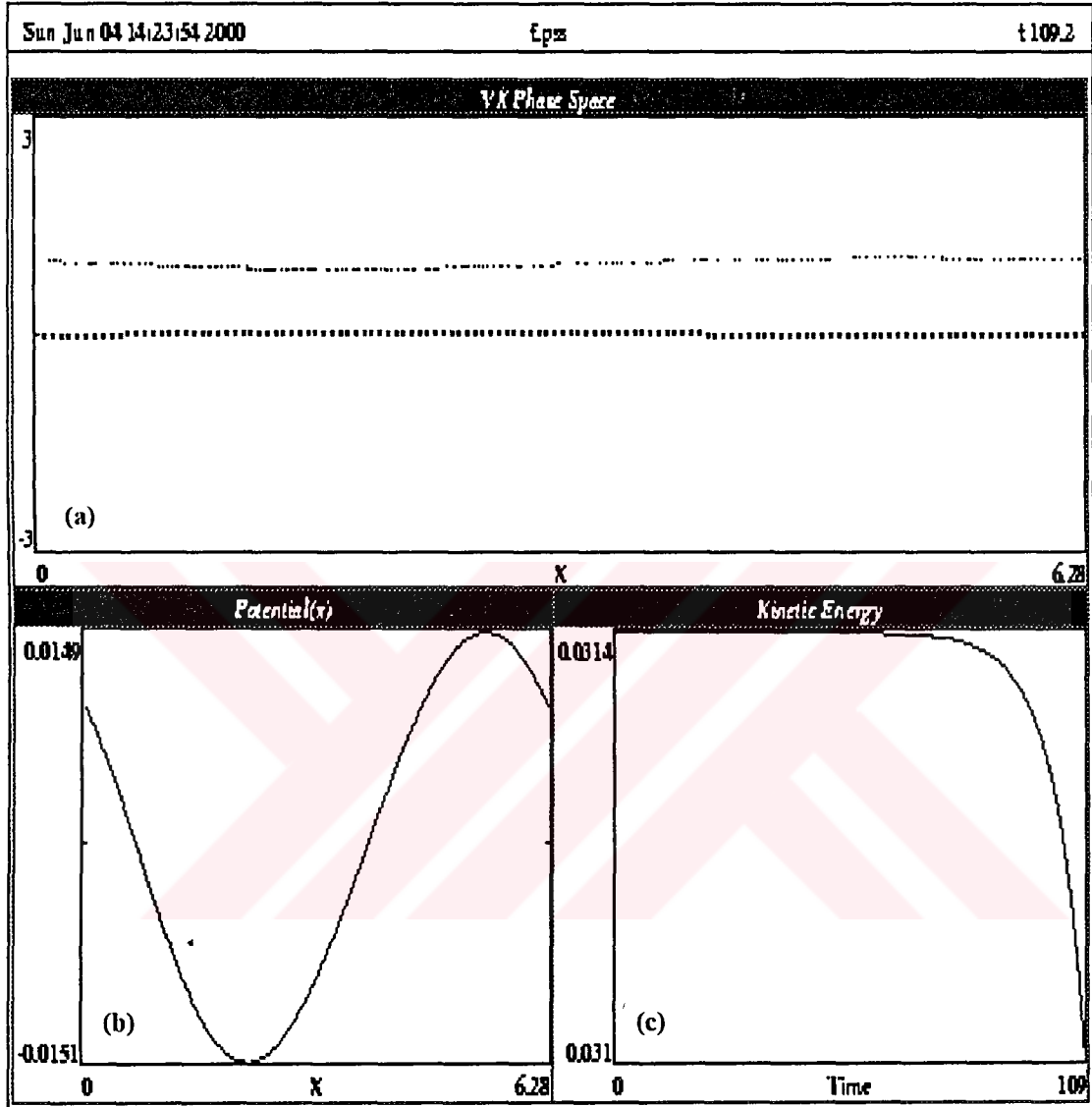
Şekil 4.4 'te , $t = 70$ zaman adımına gelindiğinde, tuzaklamaya bağlı olarak $u-x$ faz uzayında sürücü demet parçacıklarının akış sürekliliğinin, arada boşlukların oluşmasıyla bozulduğu görülüyor. Bunun nedeni, sürücü demet parçacıklarının kafes noktalarında maruz kaldıkları, diğer noktalara göre yoğun potansiyelden etkilenen parçacıkların yavaşlamasıdır. Bu da bazı bölgelerde parçacıkların yoğunlaşması ile rahatça görülmektedir. Ayrıca 4.4c , toplam kinetik enerji grafiğinde ise bu tuzaklama etkilerine bağlı olarak keskin düşüşün devam ettiği ve potansiyeldeki artışla daha da şiddetlendiği fark edilmektedir. Bu ivmelenme, tuzaklama aşamasındaki parçacıkların hemen ardında bulunan grubun, $u_0 = 1$ başlangıç hızı değerinden biraz daha yüksek hızla sistemde ilerledikleri görülmektedir. Bu adımın en önemli özelliği olan parçacıkların potansiyel tarafından etkilenmesi, potansiyelin hızla büyüyüp aniden parçacıkları etkisine alması, kinetik enerjide ani düşüşle daha rahat gözlenebilmektedir.



Şekil 4.4: $t = 70$ zaman adımında tuzaklamaya bağlı olarak v - x faz uzayında sürücü demet parçacıklarının durumlarının, potansiyel ve kinetik enerjilerinin etkilenmesi

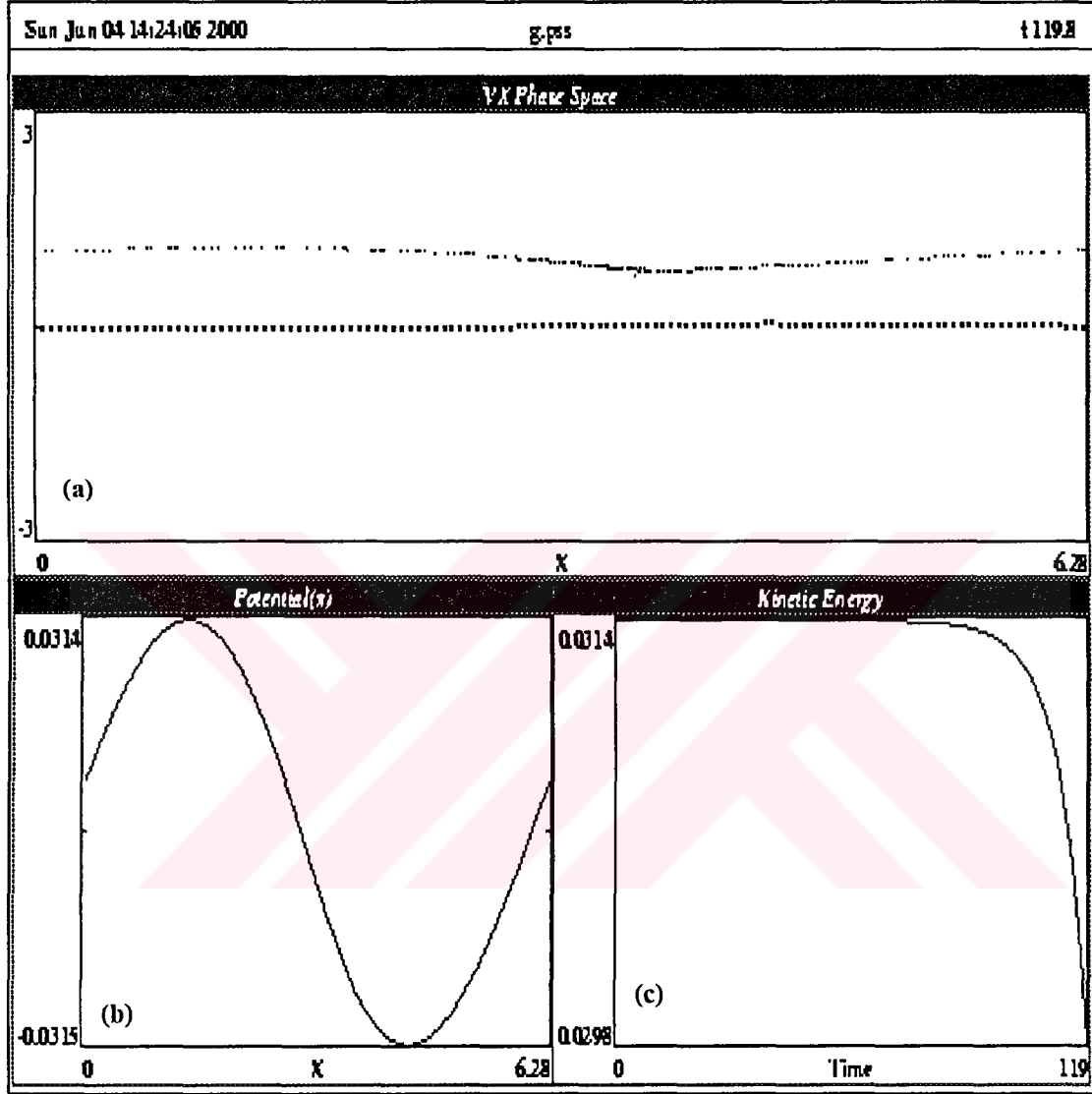
$t = 109,2$ zaman adımıında, Şekil 4.5c penceresinden toplam kinetik enerjideki keskin düşüş ile demet plazma etkileşmesinin güçlendiği ve tuzaklanmanın etkin olarak başladığı görülür. Şekil 4.5a da v - x faz uzayındaki hareket incelendiğinde parçacıkların birbirleri ile olan etkileşmelerinin arttığı ve bu etkileşmelerle, potansiyel ve elektrik alanın belli değerlere ulaştığı, parçacıkların yörüngelerinden izlenebilmektedir. Şekil 4.5a 'da , kimi bölgelerde parçacıkların normal hızlarında ilerledikleri görülürken, özellikle grafiğin soluna doğru olan bölgesinde yani sisteme yeni giren parçacıkların v_0 ilk hızından daha yavaş hareket ettikleri görülüyor. Bu bölümdeki parçacıkların yüksek potansiyeli perdelemesi ile geriden gelen parçacıkların bu potansiyel duvarından yansdıkları ve bulundukları bölgedeki elektrik alandan kazandıkları enerji ile hızlandıkları görölmektedir. Bu anda, sistemin potansiyel durumunu gösteren Şekil 4.5b grafiği incelenirse, Şekil 3.12 'de gösterildiği gibi, tuzaklanmanın meydana geldiği bölgede, potansiyelin en düşük negatif değerde, hızlanmanın olduğu bölgede ise potansiyelin en büyük pozitif değerde olduğu izlenmektedir.

Bunun sonucu, bir kısım sürücü demet elektronunun plazma elektronlarına yaklaştığı, yani karşılaştıkları potansiyel tarafından yavaşlatıldıkları ve hız sütununda ilk hız olan $v_0 = 1$ değerinden biraz daha düşük hızla seyretdikleri görölmektedir.



Şekil 4.5: $t = 109,2$ zaman adımında tuzaklanmanın başlamasından sonra potansiyeldeki artış ve buna bağlı olarak toplam kinetik enerjideki keskin düşüş.

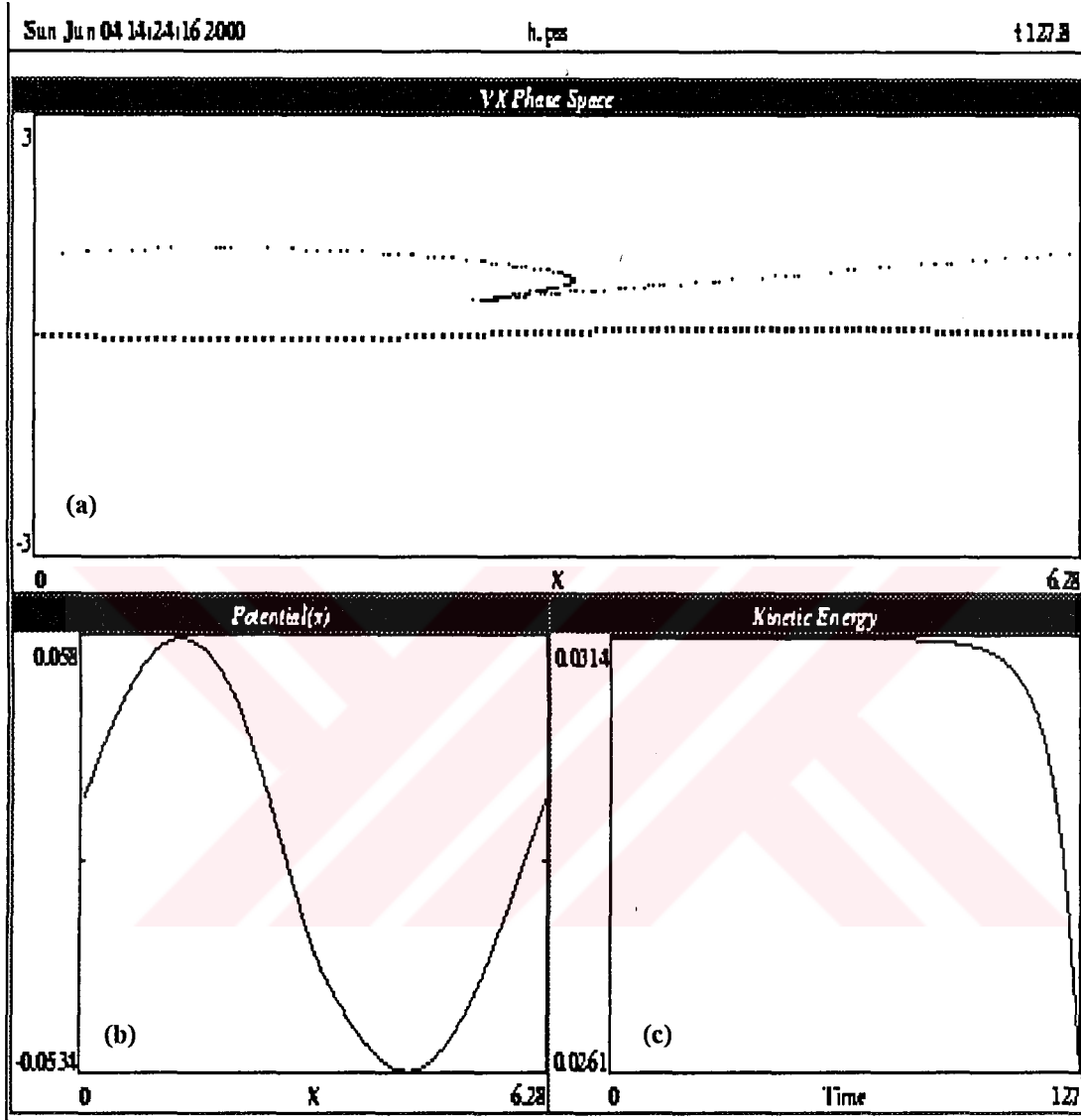
Şekil 4.6 da gösterilen $t = 119.8$ zaman adımı, tuzaklama aşaması artık açıkça görülmektedir. Sürücü demet parçacıklarının plazma parçacıkları ile olan karşılıklı etkileşmelerinde, birbirleri üzerine uyguladıkları kuvvetlerin etkisiyle, plazma elektronlarının sinüsel salınımına başladıkları görülür. Şekil 4.6a 'da sürücü demet parçacıklarının $y-x$ faz uzayındaki görünümünde bir yığılmanın olduğu izlenir. Yığılmanın nedeni, kafeslerdeki potansiyele maruz kalan bir grup sürücü demet elektron, hızlarının yavaşlaması nedeniyle daha yavaş harekete başlayıp, toplu görünüm sergilemesi, arkadan gelen ve potansiyel duvarından yansıyarak, elektrik alanlardan kazandıkları enerjiler ile daha yüksek hızlarda seyreden parçacıkların saçılmış gibi görülmelerine neden olmaktadır. Bu anda, Şekil 4.6b 'de sürücü elektronlarından bir grubun, potansiyelin $\phi = -0,0315$ değeri civarında en düşük negatif bölge değerine sahip olan kafes yüklerinin potansiyeli tarafından tuzaklanması ile gruba dahil elektronların hızının v_0 ilk hız değerinden aşağı doğru çekildiği görülmektedir. Şekil 4.6b incelendiğinde, parçacıkların potansiyel kuyusu tarafından şiddetli olarak etkilendiği bölgedeki potansiyelin en düşük negatif değerinde, potansiyelin pozitif olduğu bölgede ise hızlanmanın olduğu izlenmektedir. Hızların henüz teorik hesaplardan elde edilen v_c , kritik hız değerine ulaşmadığı görülüyor. Potansiyel duvarının yarı-tuzaklanmış parçacıklar tarafından perdelenip, geriden gelenlerin enerji kazanarak ivmelenmesi bile toplam kinetik enerjideki düşüşü durduramamaktadır. Bu ise tam anlamıyla tuzaklamanın sistemde gerçekleşmediğini göstermektedir. Bu aşamadan sonra, potansiyel kuyusunun parçacıkları tam olarak tuzaklama koşulu olan ϕ_T , ω_T , v_c gibi niceliklerin uygun değerlere ulaşınca kadar bu sürecin devam edeceğini göstermektedir.



Şekil 4.6: $t = 119.8$ zaman adımı, tuzaklama net olarak görülmektedir. Sürücü demet parçacıklarının plazma parçacıkları ile etkileşmelerinde, birbirleri üzerine uyguladıkları kuvvetlerin etkisiyle, plazma elektronlarının yaptığı sinüsel salınım. Tuzaklama esnasında potansiyelin değerinin yüksek olması, tuzaklanmayı etkin hale getirip, kinetik enerjideki düşüşü devam ettirmektedir.

$t = 127$ zaman adımımda, Şekil 4.7a da, $v_e = 0,254$ kritik hızı civarında sürücü demet elektronlarının tuzaklanmaya başladığı görülmektedir. Şekil 4.7b 'de potansiyel grafiğinde değerin oldukça yükseldiği ve bunun, $\phi_T = 0.139$ tuzaklama potansiyeli için gerekli olan değerin çok üstünde bir değere ulaştığı görülüyor. Sürücü demet parçacıklarının tuzaklanması ile başlayan süreçte, hem sürücü demet parçacıklarının hem de plazma parçacıklarının birbirlerine etkilerinin artması, dolayısıyla ilk önceleri sadece plazma elektronlarının etkisi düşünülürken artık bu yaklaşma ile sürücü demet elektronlarının plazma üzerine etkisi artmıştır. Bu etkiden dolayı, plazma parçacıklarının frekansları artmış ve çok küçükte olsa hareketlilik başlamıştır. Grafiklerde gözlenen değerlerin, hesaplanan ϕ_T , ω_T , v_e değerlerine uyum sağladığı açıktır.

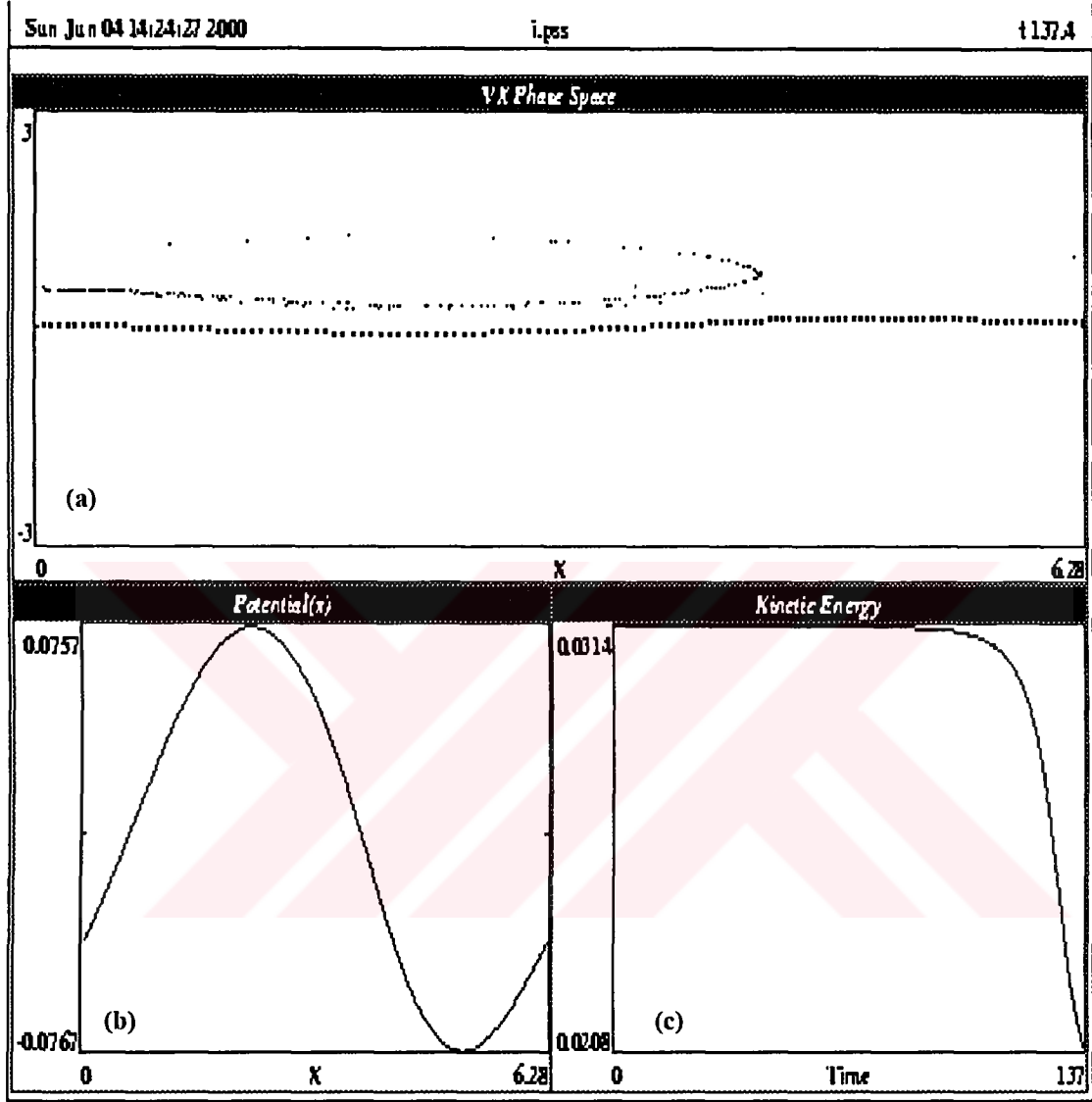




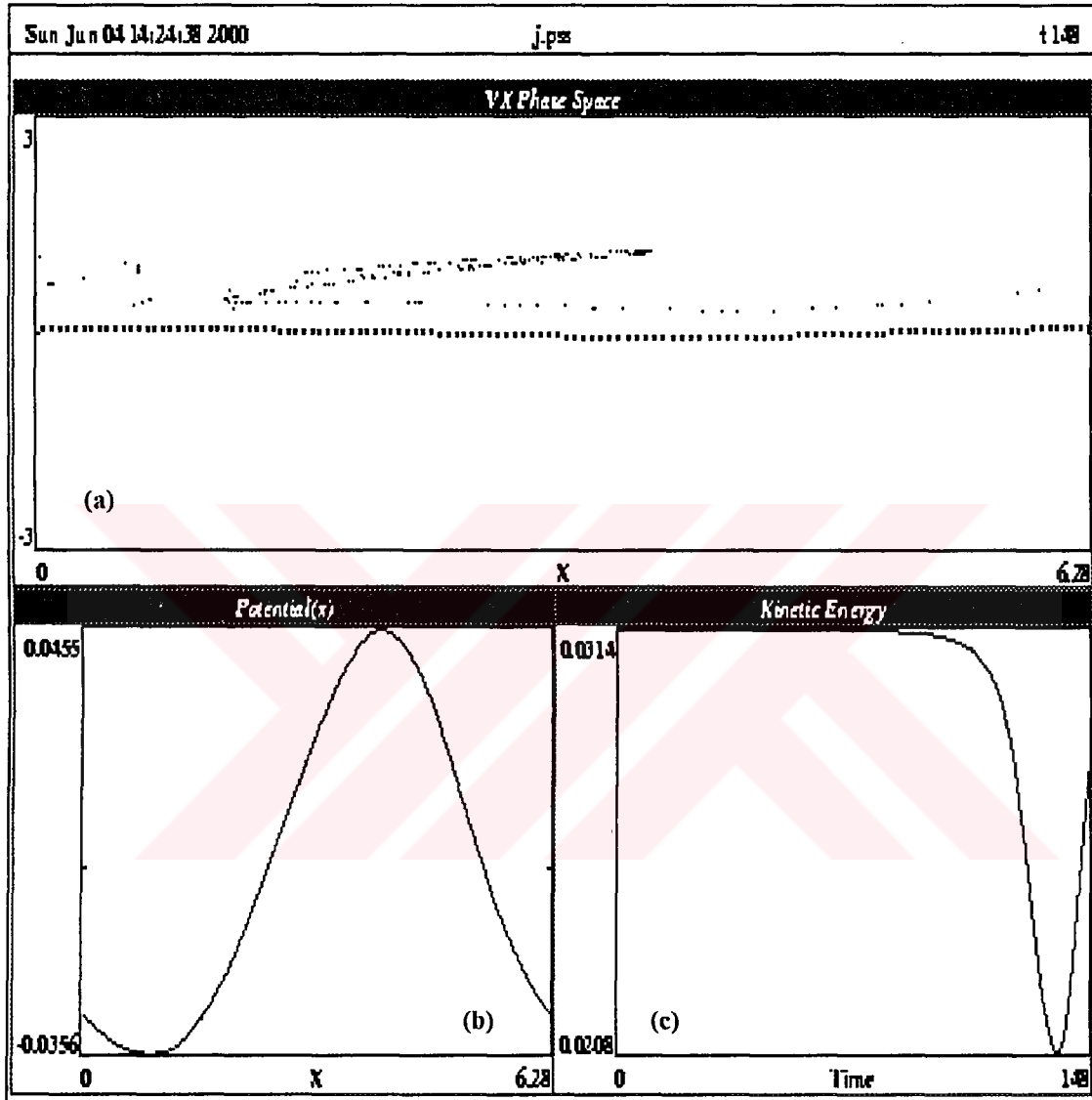
Şekil 4.7: $t = 127$ zaman adımında v_c hız değeri civarında sürücü demet elektronlarının tuzaklanmaya başlaması, aktif tuzaklama anında potansiyelin değeri ve toplam kinetik enerji değerindeki düşüş.

$t = 137,4$ zaman adımının izlendiği Şekil 4.8 de, tuzaklamanın gelişimi görülüyor. Şekil 4.8a da ilk tuzaklamanın ardından gelen birçok parçacıkların, yüksek değerli potansiyel kuyusu tarafından tuzaklandığı görülüyor. Potansiyel kuyusunun yüksek değere sahip olması aynı zamanda ,o bölgedeki yüksek elektrik alanında varlığını göstermektedir. Bu nedenle bu büyük tuzaklamanın ardından gelen parçacıkların, potansiyel kuyusunun yoğun bir elektron bulutu tarafından perdelenmesi nedeniyle bölgedeki yüksek elektrik alanından enerji kazanarak yüksek hızlara ulaşması beklenir. Şekil 4.8b deki grafikten, Şekil 3.12 de gösterilene benzer biçimde, potansiyel kuyusunun en derin yerinde bulunan ve hızı v_c kritik hızından daha yavaş olan parçacıkların bulunduğu bölgenin negatif potansiyel değerine sahip olduğu görülüyor. Bu değer o bölgenin potansiyel kuyusunun merkezini oluşturduğunu göstermektedir. Bu aşamanın sonucu olarak, yoğun tuzaklamadan dolayı Şekil 4.8c de toplam kinetik enerjide düşüş gözlenir. Bu hareketlenme, sistemin daha karmaşık etkileşmelere sahip görünümüne kavuşmasına fakat etkileşmelerin kararlı hale gelmesine neden olur. Plazmadaki parçacıkların hareketlenmesinin bir sonucu olarak toplam kinetik enerjiye katkıda bulunur. Şekil 4.8b’de potansiyel kuyusunun sahip olduğu potansiyel değeri, en yüksek değer gözüyle bakılabilir çünkü, bu büyük tuzaklamanın ardından büyük bir ivmelemenin gelmesi ve daha sonra denge kurulur. Sistemin bundan sonra, toplam kinetik enerjideki düşüşünün azalması ve yükselişe geçmesi beklenir.

Şekil 4.9’da, $t = 148$ zaman adımında tuzaklamanın dengeye doğru yönelmesiyle ve bir önceki şekilde belirttiğimiz yüksek potansiyel duvarında yansıma ve elektrik alandan sağlanan enerji sayesinde toplam kinetik enerjideki düşüş yerini yükselişe bırakmıştır.

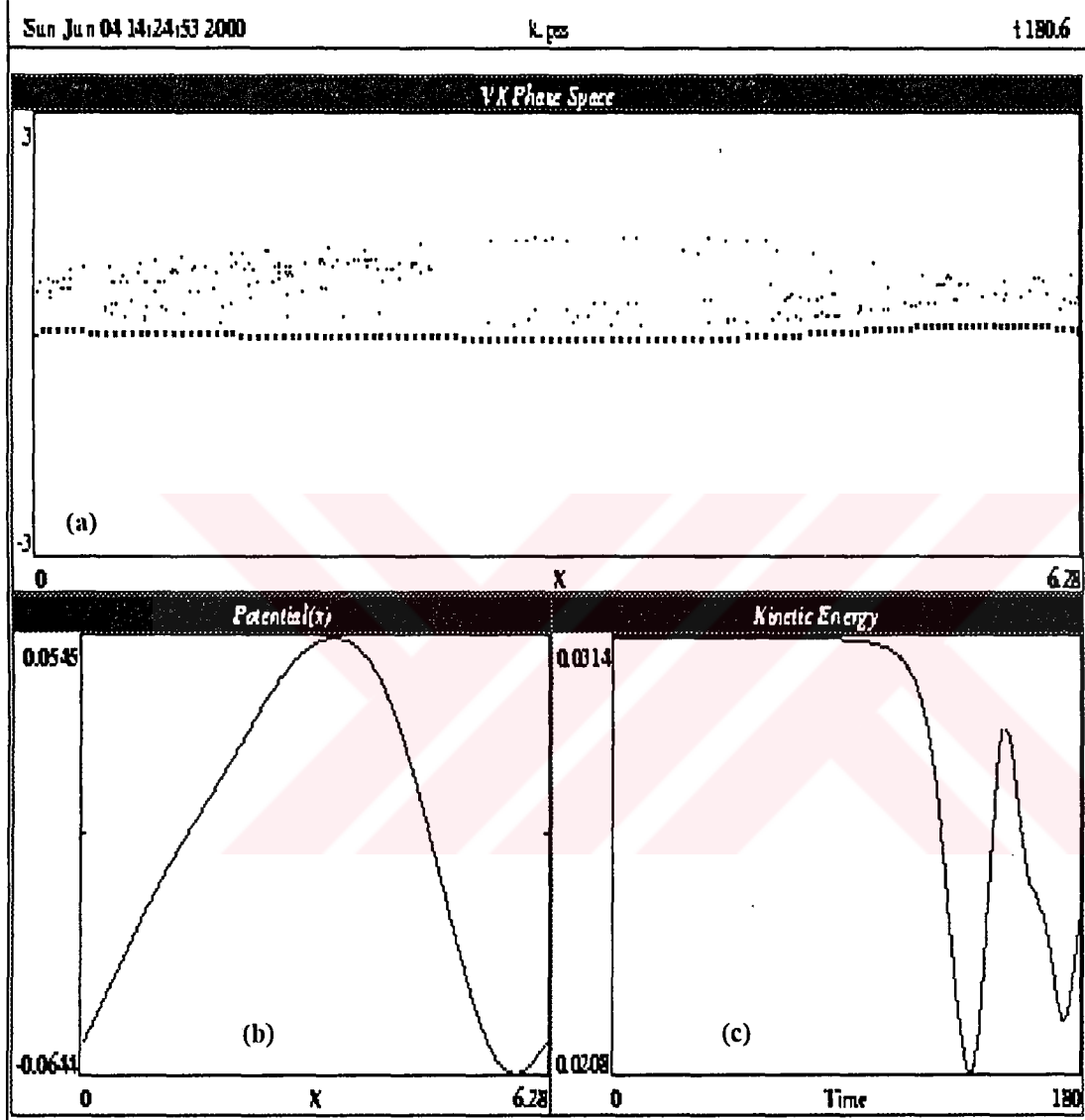


Şekil 4.8 : $t = 137,4$ zaman adımına gelindiğinde tuzaklamanın gelişimi görülür. Potansiyel kuyusunun yüksek değere sahip olması aynı zamanda, o bölgedeki yüksek elektrik alanının da varlığını göstermektedir.



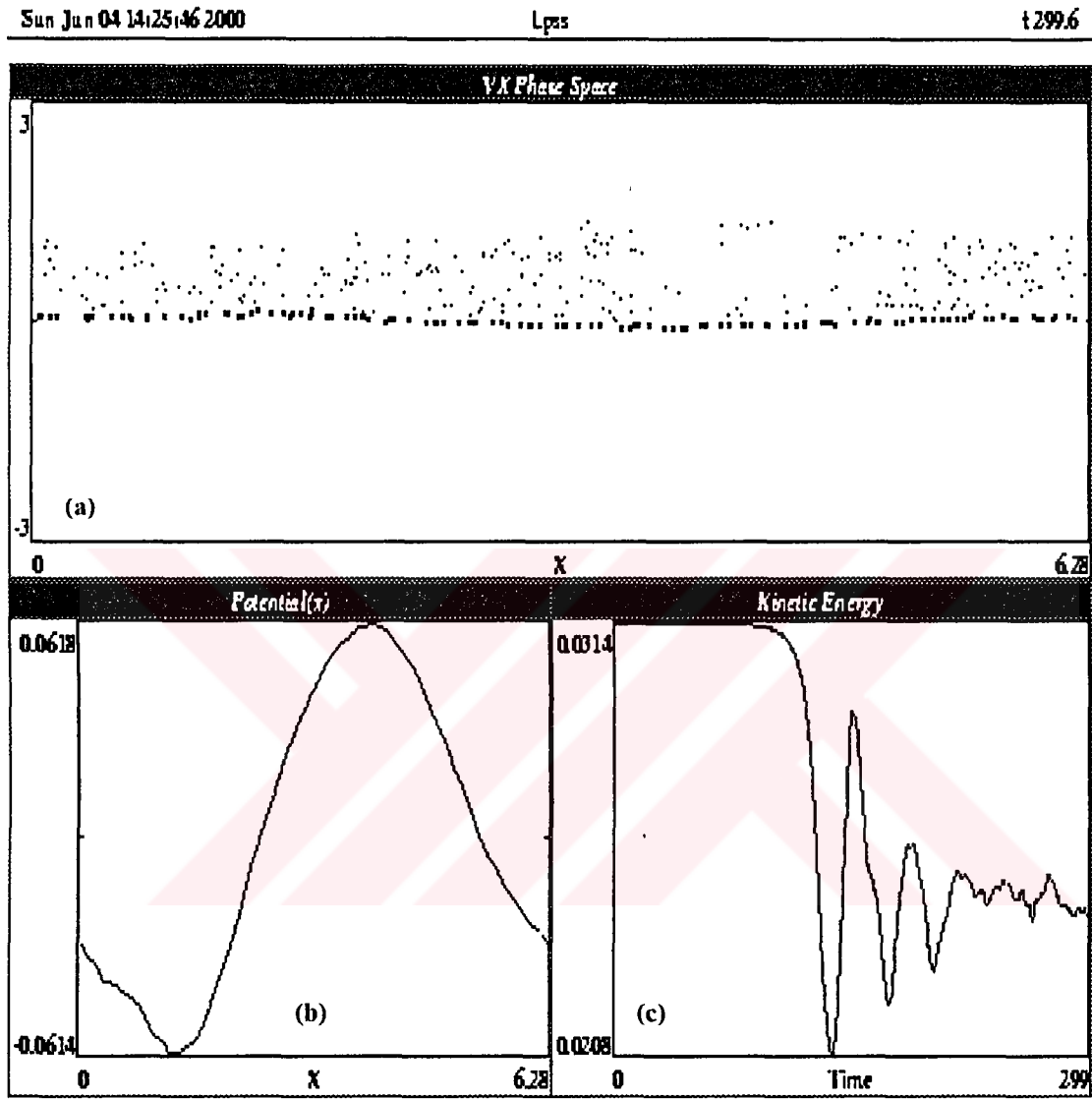
Şekil 4.9: $t = 148$ zaman adımında sistemin dengeye yönelmesi. Elektrik alandan sağlanan enerji ile hızlanan parçacıklar sayesinde toplam kinetik enerjinin artmaya başlaması.

$t = 180,6$ zaman adımıında alınan Şekil 4.10a incelendiğinde v - x faz uzayı penceresinde bir grup parçacığın tuzaklanarak, potansiyel kuyusu etrafında v_c kritik hızıyla aktığı, bazılarının da yüksek potansiyelden kaçamayarak ve bulundukları yerdeki elektrik alanından yeterince enerji sağlayamadıkları için potansiyel kuyusunda $v < v_c$ hızıyla tutuldukları gözleniyor. Şekil 4.10b'de hızlanmanın en yüksek olduğu x -ekseni bölgesinin en yüksek pozitif potansiyel değerine sahip olduğu, bu hızlanmaya Şekil 4.10c'de gösterilen toplam kinetik enerjinin büyük bir yükselişle karşılık verdiği görülür. Sürücü demet elektronlarının tuzaklanması, hızlanmalarının karalı bir yapıya kavuşması ve plazma elektronlarının hız kazanmaları dolayısıyla toplam kinetik enerjide düşme değil sürekli olarak yükselme beklenmektedir. Bu aşamadan sonrası hızlandırıcıların, parçacıkları hızlandıracağı plazma dalgalarının aktif hale geldiği süreçtir. Bu süreçte, hızlandırıcı dalga üzerine gönderilen elektronların az bir kısmı tuzaklanırken, diğer elektronlar bulundukları bölgedeki yüksek elektrik alanlardan sağlayacakları enerji ile hızlanacaklardır.



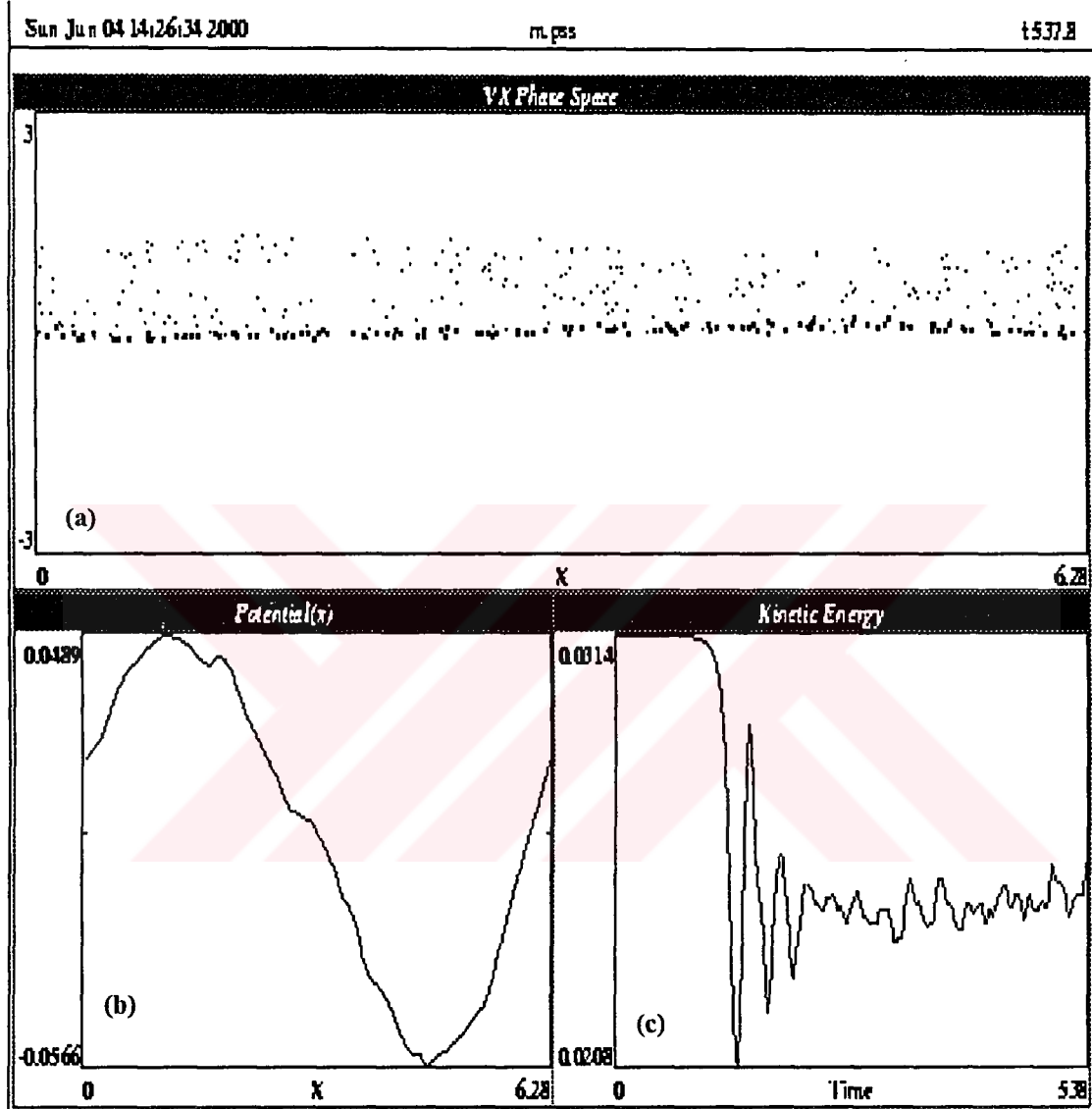
Şekil 4.10: $t = 180,6$ zaman adımında bir grup parçacığın tuzaklanarak, potansiyel kuyusu etrafında v_c kritik hızıyla aktığı, bazılarının potansiyel kuyusun içerisinde $v < v_c$ hızıyla tutuldukları gözleniyor. Yüksek elektrik alandan enerji kazanan parçacıkların hızlanması, toplam kinetik enerjideki artışı da desteklemektedir.

Şekil 4.11' de, $t = 299,4$ zaman adımı alınmıştır. Bu aşamada, tuzaklanan ve hızlanan parçacıkların etkisi ile aktif hale gelen plazma Şekil 4.11a' da karmaşık bir görünüm sergiler. Tuzaklanan parçacıkların yavaş hareketleri, çeşitli hızlarda seyreden parçacıkların sistemi daha yoğun hale getirmesiyle ortamın karışık görünmesine neden olmaktadır. Şekil 4.11b'deki potansiyel grafiği ve Şekil 4.11c'deki kinetik enerji incelendiğinde, hızlandırma sürecinin normal seyirle devam ettiği anlaşılır. Şekil 4.11a'da bazı parçacıkların $v=0$ hızıyla, fakat bazı parçacıklarında $v>2$ hızıyla hareket ettikleri görülmektedir. Potansiyel kuyusunun tabanını teşkil eden ve $v=0$ hızına sahip parçacıkların kinetik enerjileri sıfır iken, $v>2$ hızıyla hareket eden parçacıkların ise ilk durumlarına göre kinetik enerjilerini en az dört kat arttırdıkları bilinmektedir. Bu durum kinetik enerjideki kazancı arttırmaktadır.



Şekil 4.11: $t = 299,4$ zaman adımında tuzaklanan ve hızlanan parçacıkların etkisi ile aktif hale gelen plazma karmaşık bir görünüm sergiler. Plazma parçacıklarının da hareketlenmesi potansiyelin sinüsel yapısında bozulmaya neden olmaktadır.

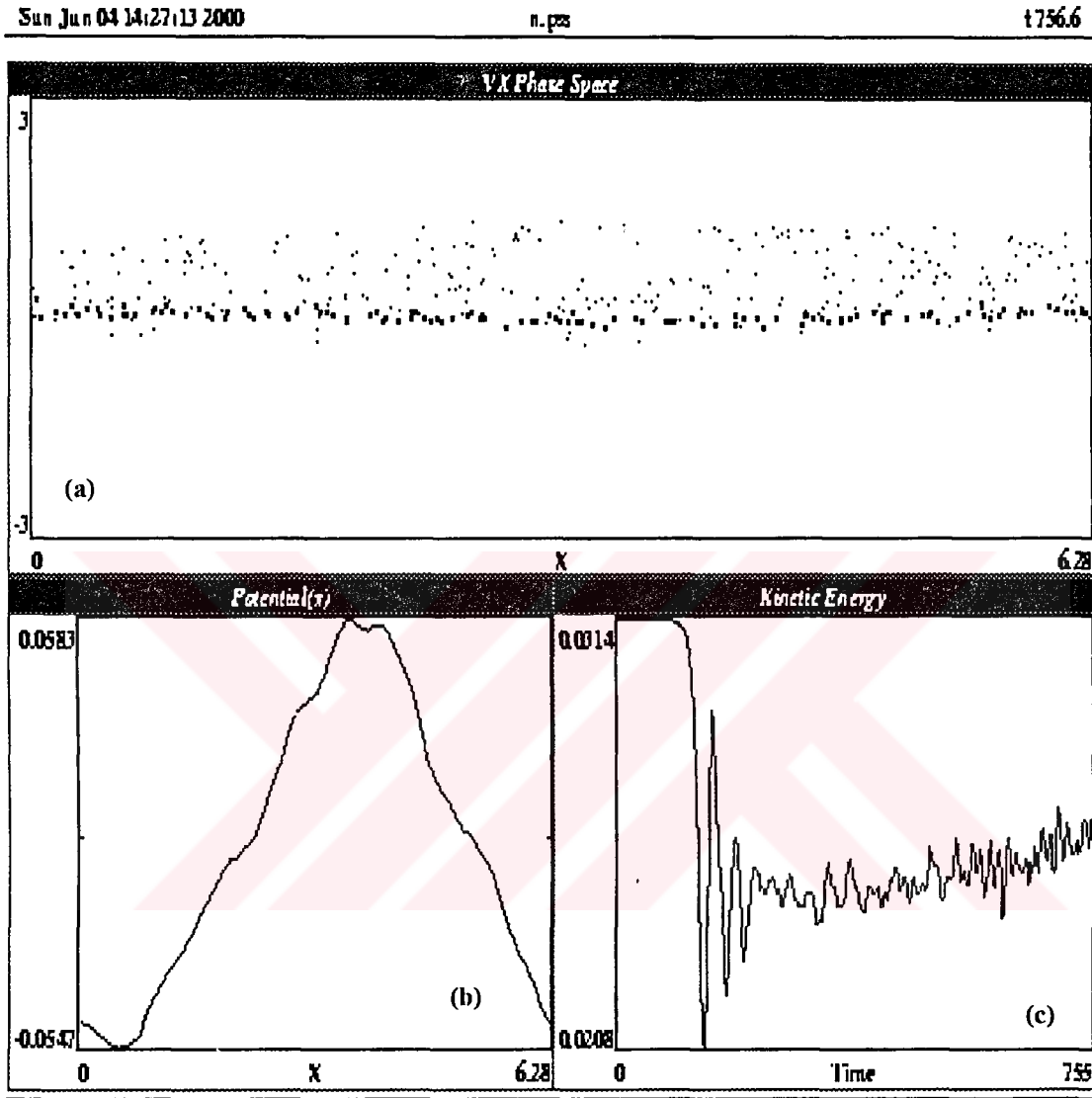
$t = 537,8$ zaman adımına geldiğimizde, Şekil 4.12a 'ya bakıldığında, $u-x$ faz uzayında yüksek potansiyel ve elektrik alanın etkileri açıkça görülmektedir. Her hız seviyesinde parçacıkların sistem içinde hareket ettiği, hızlı parçacıkların sistemi kısa sürede terk edip yerlerini geriden gelen parçacıklara bırakırken, tuzaklanmış veya sürekli olarak potansiyelin etkisiyle yavaşlayan parçacıkların uzun süre sistemde kalması, ortamın yoğunluğunu arttırmaktadır. Bu ise sistemin anlık görünümünde bir karışıklığa neden olmaktadır. Sistemin hızlandırma mekanizmasını kurmasıyla birlikte başlayan tuzaklama-hızlanma süreci kararlı bir yapıya kavuştu. Bu nedenle sistem koşulları korunduğu takdirde hızlandırma mekanizması işleyişini düzgün bir şekilde devam ettirir. Şekil 4.12a' da hızlarının en düşük seviyede olduğu görülen parçacıklar, tuzaklanmaları sayesinde hızlanma sürecine büyük katkı sağlıyorlar. Bu katkı, tuzaklanan parçacıkların potansiyeli perdelemesi ile geriden gelen parçacıkların potansiyelden fazla etkilenmeden elektrik alandan kazanacakları enerji sayesinde çok büyük hızlara kavuşması sistemin kinetik enerjisinin artması sağlanır.



Şekil 4.12: $t = 537,8$ zaman adımına gelindiğinde, tuzaklanan parçacıkların potansiyeli perdelemesi ile geriden gelen parçacıkların potansiyelden fazla etkilenmeden elektrik alandan enerji kazanarak büyük hızlara kavuşması ve sistemin kinetik enerjisinin artması.

Uyanma sonucu hızlanmanın en açık görünümü, $t = 756,6$ zaman adımından alınan Şekil 4.13 'tür. Şekil 4.13a'da ise sistemde meydana gelen uyanmanın büyüklüğü, plazma parçacıklarının salınımlarının, düzenlerini bozacak derecede olmasından anlaşılır. Aynı grafikte birkaç parçacığın da, bulundukları bölgeden enerji alarak, tuzaktan kurtuldukları ve ters yönde hızlandıkları görülmektedir. Tuzaktan kaçış, elektrik alanın tuzaktaki parçacılara ters yönde hızlanma da sağlayabildiğini göstermektedir. Bu olay, Şekil 4.13c'de görülen toplam kinetik enerjideki artışa da destek sağlamaktadır.

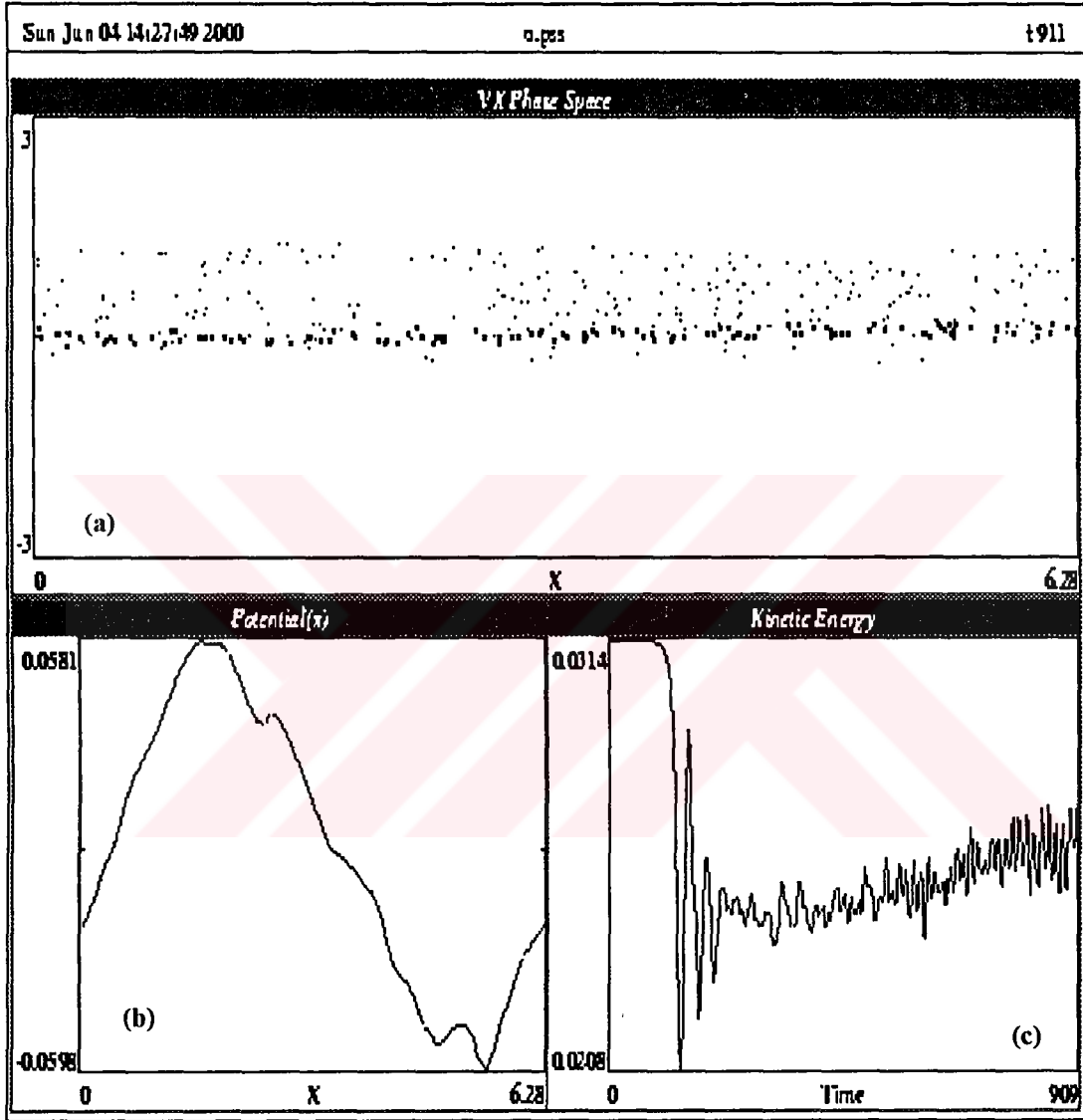




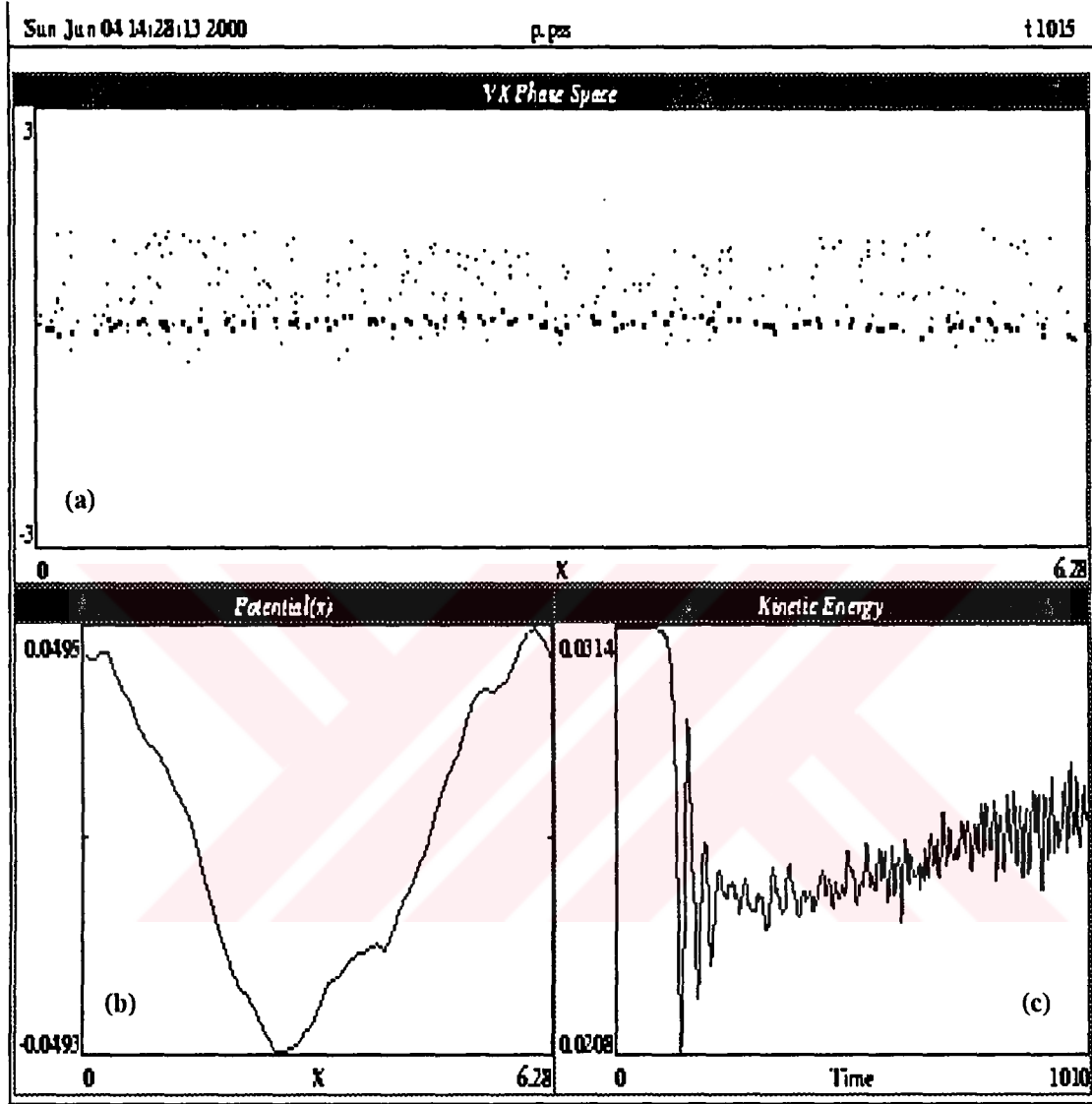
Şekil 4.13: $t = 756,6$ zaman adımında uyanmanın büyüklüğü, plazma parçacıklarının salınımlarının, düzenlerini bozacak derecededir. Parçacıkların sıkı etkileşmesi potansiyelin sinüsel yapısında değişmelere neden olmaktadır. Sistemdeki hızlanmanın etkisi toplam kinetik enerjideki artışla rahatça gözlenmektedir

Ters yönde hızlanmanın etkilerinin, $t=911$ zaman adımına gelindiğinde sistem tarafından ne derece hissedildiği, Şekil 4.14 'te görülmektedir. Şekil 4.14a 'da ters yönde hızlanan parçacıkların sayısında artış olduğu görülüyor bu ters hızlanmanın etkisi ayrıca Şekil 4.14 c'deki kinetik enerjinin artışının düzgün olarak devam etmesi ile görülmektedir. Ters yönde hızlanan parçacıklar bulundukları noktadaki potansiyele katkıda bulunarak, Şekil 4.14b potansiyel grafiğinde, sinüsel yapıdan küçük sapmalara neden olmaktadır.

Benzer etkileri $t=1015$ zaman adımının gösterildiği Şekil 4.15 a, Şekil 4.15b ve Şekil 4.15c 'de de görürüz. Bu zaman adımından sonra, artık farklı bir sürece girilmesi, sistem yapısı değiştirilmediği takdirde beklenmez. Sistem, dengeye kavuşmuş, hızlandırmanın, tuzaklamanın ve ters yönde hızlandırmanın sağlandığı yapısıyla işleyişine devam eder.



Şekil 4.14: $t=911$ zaman adımımda ters yönde hızlanan parçacıkların sayısında artış olduğu görülüyor. Ters hızlanmanın etkisi, sistemin toplam kinetik enerjisindeki artışın düzgün olarak devam etmesi ile görülmektedir. Ters yönde hızlanan parçacıklar bulundukları noktadaki potansiyele katkıda bulunarak potansiyel grafiğinde, sinüsel yapıdan küçük sapmalara neden olmaktadır.



Şekil 4.15 : $t=1015$ zaman adımı. Sistemin, tuzaklama, hızlanma ve ters hızlanmayı gerçekleştirebildiği kararlı yapısı.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, plazma ortamında gerçekleştirilen parçacık hızlandırma mekanizmaları incelendi. Soğuk elektron demeti ile soğuk plazma etkileşmesi seçilerek bir boyutta bilgisayar simülasyonu yapıldı. Etkileşme mekanizması çeşitli parametreler ile incelendi. Ortamda meydana gelen uyanma alanı, tuzaklama ve hızlanma süreçleri belirlendi. Mekanizmaya uyan teorik hesaplar yapılarak sonuçların bilgisayar simülasyonu ile uyumlu olduğu görüldü. Elektron demeti ile plazmanın etkileşmesi çeşitli zaman adımlarında, v - x faz uzayında potansiyel ve enerji değişimlerine bağlı olarak belirlendi. Simülasyonda hızlanmanın başladığı kritik değerler, yapılan hesaplarla uyumludur.

Bir boyutlu elektrostatik simülasyon programı ile burada incelenen soğuk demet ile soğuk plazma etkileşmesi dışında, pek çok değişik süreci incelemek mümkündür. Ayrıca elektrostatik sınırlaması kaldırılarak manyetik alanın etkisi de işlemlere katılabilir. Bir boyut sınırlamasını kaldırmanın çeşitli zorlukları olduğu bir gerçektir. Böylece işlemler daha karmaşık bir hal almaktadır.

KAYNAKLAR

- AMINI, B., CHEN, F.F., 1984, Phys. Rev. Lett.(51), 1441
- BEREZIN, A.K., FAINBERG, Y.B., KISELEV, V.A., LINNIK, A.F., USKOV, V.V.,
BALAKIREV, V.A., ONISHCHENDO, I.N., SIDELNIKOV, G.L., and
SOTNIKOV, G.V., 1994, Wakefield excitation in plasma by a
relativistic electron pulse with a controlled number of short bunches, Plasma
Physics Rep.(20), 596-602
- BIRDSALL, C.K., LANGDON, A.B., 1995, Plasma Physics Via Computer
Simulations, Institute of Physics Publishing Ltd, Philadelphia USA, 479s
- BOBIN, J.L., 1992, Lasers and Plasmas in Particle Acceleration, Universite Pierre et
Marie Curie, Paris FRANCE
- BOYD, G., FIELD, L. M., GOULD, R., 1958, Excitation of Plasma Oscillations and
Growing Plasma Waves, Phys. Rev. Lett.(109), 1393-1394
- BUNEMAN, O., 1960, Instability of Electrons Drifting Through Ions Across a
Magnetic Field, J. Nuclear Energy part C (Plasma Phys.) (4), 111-117
- CHEN, P., SU, J.J., DAWSON, J.M., BANC, K.L.F., and WILSON P.B., 1986,
Energy Transfer in the Plasma Wakefield Accelerator, Phys.Rev.Lett.(56),
1252-1255
- CHEN, F.F., 1990, Excitation of Large Amplitude Plasma Waves, Physics Scripta
(T30), 14-23
- CLAYTON, C.E., JOSHI, C., DARROW, C. and UMSTADTER D., 1985,
Relativistic Plasma Wave excitation by Collinear Optical
Mixing, Phys.Rev.Letter (.54), 2343-2346
- DAWSON, J. M., 1960, Plasma Oscillations of a Large Number of Electron Beams,
Phys. Rev.(118), 381-389
- DAWSON, J.M., DECYK, V.K., HUFF, R.W., JECHART, I., KATSOULEAS, T.,
LEBOEUF, J.N., MARTINEZ, R.M., 1983, Phys. Rev. Lett.(50), 1455

- DAWSON, J.M., 1989, Plasma Particle Accelerators, Scientific American(march), 34-41
- DAWSON, J.M., 1983, Particle Simulation of Plasmas, Reviews of Modern Physics(55) No:2 April, 403-445
- EBRAHIM,N.A., 1994, Optical Mixing of Laser Light in a Plasma and Electron Acceleration by Relativistic Electron Plasma, J.Appl.Phys.(76), 7645-7647
- ELTON, R.C., 1990, X-Ray Lasers, Academic, New York
- ESAREY, E.,SPRANGLE, P., TING, A., and JOYCE, G., 1989, Laser wakefield accelerators,Comments Plasma Phys. Controlled Fusion(12), 191-204
- ESAREY, E., 1996, Overview of Plasma-Based Accelerator Concept, IEEE Transaction on Plasma Science(24), 231-286
- FAINBERG,Y.B., BALAKIREV, V.A., ONISHCHENDO, I.N., SIDELNIKOV, G.L., and SOTNIKOV, G.V., 1994, Wakefield Excitation in Plasma by a Train of Relativistic Electron Bunches, Plasma Physics Rep. (20), 606-612
- FISHER, D. L., TAJIMA, T., 1993, Superluminous Laser Pulse in an Active Medium, Phys. Rev. Lett.(71) num.26, 4338-4341
- GORBUNOV, L.M., and KIRSANOV, V.I., 1987, Excitation of Plasma Waves by an Electromagnetic Wave Packet, Sov.Phys. JETP(66), 290-294
- HAMSTER, H., SULLIVAN, A., GORDON, S., WHITE, W. and FALCONE, W., 1993, Subpicosecond Electromagnetic Pulses From Intense Laser-Plasma Interaction, Phys. Rev. Lett.(71), 2725-2728
- KATSOULEAS, T., DAWSON, J.M., 1983, Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves,Phys. Rev. Lett.(51), 392-395
- KITAGAWA,Y., MATSUMOTO, MINAMIHATA, T., SAWAI, K., MATSUO, K., MIMA, K., NISHIHARA, K.,AZECHI, H.,TANAKA, K..A., TAKABE, H., and NAKAI, S., 1992, Beat Wave Excitation Of Plasma Wave and Observation of Accelerated Electrons,Phys.Rev.Lett. (68), 48-51
- KOGA, J., K., TAJIMA, T., 1994, Particle Diffusion from the Beam-Beam Interaction in Synchrotron Colliders, Phys. Rev. Lett.(72) num.13, 2025-2028

- LIU, C.S., TRIPATHI, V.K., 1994, Interactions Of Electromagnetic Waves With Electron Beams and Plasmas, World Scientific Publishing Co. Ptc. Ltd, Singapore
- MODENA, A., NAJMUDIN, Z., DANGOR, A. E., CLAYTON, C. E., MARSH, K. A., JOSHI, C., MALKA, V., DARROW, C.B., DANSON, C., NEELY, D., WALSH, F.N., 1995, Electron Acceleration from the Breaking of Relativistic Plasma Waves, Nature(337), 606-608
- MORI, W.B., 1984, Computer simulations on the acceleration of electrons by large-amplitude plasma waves driven by laser beams, master thesis, Univ. of Los Angeles, California
- NAKAJIMA, K., ENOMOTO, A., KOBAYASHI, A., NAKANISHI, H., NISHIDA, Y., OGATA, A., OHASAWA, S., OOGOR, T., SHOJI, T., and URANO, T., 1990, Nucl.Inst.Meth.A(292), 12
- OGATA, A., 1993, Plasma Lens and Wake Experiments in Japan in Advanced Accelerator Concept(279) (J.S.WURTELE editör), Ame.Inst.Phys., New York, 420-449
- ÖZALP, N., 1978, Elektrodinamiğe ve Plazma Fiziğine Giriş, Karadeniz Matbaacılık A.Ş., 92-104
- PEKÜNLÜ, R., 1994, Plazma Astrofiziği , Ege Üniversitesi Basımevi
- ROSENBLUTH, M.N. and LIU, C.S., 1972, Excitations of Plasma Waves by Two Laser Beams, Phys. Rev.Lett.(29), 701-705
- ROSENBLUTH, M.N., SAGDEEV, R.Z., 1991, Handbook of Plasma Physics (A. RUBENCHIK Editör), North Holland, 436-480
- ROSENGWIG, J. B., 1985, Laser Acceleration of Particles, A.I.P. Proceedings(130)
- ROSENGWIG, J.B., CLINE, D.B., COLE, B., FIGUEROA, H. ,GAI, W., KONECNY, R., NOREM, J., SCHOESSOW, P., and SIMPSON, J., 1988, Experimental Observation of Plasma Wakefield Acceleration, Phys.Rev.Lett.(61), 98-101
- ROSENGWIG, J.B., COLE, B., GAI, W., KONECNY, R., NOREM,

- J., SCHOESSOW, P. and SIMPSON, J., 1989, Experimental Measurement of Nonlinear Plasma Wakefields, *Phys.Rev.Lett.*(39), 1586-1589
- ROSENWIG, J.B., HO, C., COLE, B., MTINGWA, S., ROSING, M., GAI, W., KONECNY, R., NOREM, J., SCHOESSOW, P. and SIMPSON, J., 1990, Demonstration of Electron Beam Self-Focusing in Plasma Wakefield, *Phys.Fluids B*.(2), 1376-1383
- RUBENCHIK, A., WITKOWSKI, S., 1994, *Handbook of Plasma Physics*, (M.N.ROSENBLUTH, R. SAGDEEV editor), *Physics of Laser Plasma*, North Holland, Amsterdam, 436-480
- RUTH, P.D., CHAO, A.W., MORTON, P.L. and WILSON, P., B., 1985, Plasma Wakefield Accelerator, *Particle accelerators*(17), 171-189
- SPRANGLE, P., ESAREY, E., TING, A. and JOYCE, G., 1988, Laser Wakefield Acceleration and Relativistic Optical Guiding, *App. Phys. Lett.*(53), 2146-2148
- SUGIHARA, R., MUDZINO, Y., 1979, *J. Phys. Soc. Jpn*(47), 267
- SULLIVAN, D.J., and GODFREY, B.B., 1982, The Plasma Beat Wave Accelerator-1D simulations (P.J.CHANNELL editor), in *Proc.AIP Conf. Laser Acceleration Particles*(91), *Ame.Inst.Phys.*, New York, 43-68
- TAJIMA, T., DAWSON, J., M., 1979, Laser Electron Accelerator, *Phys.Rev.Lett.*, (43), 267-270
- TAJIMA, T., JOSHI, C., DAWSON, J.M., BALDIS, H.A., EBRAHIM, N.A., 1981, *Phys.Rev. Lett.*(47), 1285-1288
- TAJIMA, T., DAWSON, J.M., 1981, Laser Beat Accelerator, *IEEE Transactions on Nuclear Science* (NS-28), 3416-3417
- TANG, C.M., SPRANGLE, P. and SUDAN, R., 1984, Excitation of Plasma Waves in the Plasma Beat-Wave Accelerator, *App. Phys.Lett.*(45), 375-377

ÖZGEÇMİŞ

1973 Adana-Ceyhan doğumluyum. İlk, orta ve lise öğrenimimi Adana'da tamamladım. 1997 yılında Selçuk Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldum. 1997 yılı Eylül ayında Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda açılan Yüksek Lisans sınavını kazandım. 1998 yılında M.E.B. 'da Fizik Öğretmeni olarak göreve başladım. Halen bu görevime Adana'da bir lisede devam etmekteyim.

