

ENERGY TIME LAG FOCUSING METHODUNUN
İNCELENMESİ
CEM ŞEN
Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Temmuz - 2008

ENERGY TIME LAG FOCUSING METHODUNUN

İNCELENMESİ

Cem ŞEN

Dumlupınar Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca

Fizik Anabilim Dalında

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman : Doç. Dr. Şükrü ŞENTÜRK

Temmuz – 2008

KABUL ve ONAY SAYFASI

Cem ŞEN 'nin YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı ENERGY TIME LAG FOCUSING METHODUNUN İNCELENMESİ başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğın ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

...../...../.....

(Sınav tarihi)

Üye :

Üye :

Üye :

Fen Bilimleri Enstitüsün Yönetim Kurulu'nun/...../..... gün ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof.Dr.M.Sabri ÖZYURT

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ENERGY TIME LAG FOCUSING METHODUNUN İNCELENMESİ

Cem ŞEN

Fizik Yüksek Lisans Tezi, 2008

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Şükrü Şentürk

ÖZET

Bu çalışmada, uçuş zamanlı kütle spektrometresi için time lag metodu ele alındı. Elde edilen değerler time lag'ın parametre değerlerine bağlı olarak değiştiğini göstermektedir.

Anahtar kelimeler : Spektrometre parametre değerler, time lag metodu

INVESTIGATION OF ENERGY TIME LAG FOCUSING METHODE

Cem ŞEN

Physics M.S.Thesis, 2008

Thesis Supervisor: Assoc.Prof. Şükrü Şentürk

SUMMARY

In this study, time of lag method was considered for the time of flight mass spectrometer. The values were obtained for the various parameter of the spectrometer that is showing the changes of the time lag in connection with the parameters of the spectrometer.

Key words: Spectrometer parameters, time lag method.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmada bana yardımcı olan başta danışman hocam Doç. Dr. Şükrü ŞENTURK'e, desteğini hep yanımda hissettiğim aileme ve emeği geçen herkese teşekkürü bir borç bilirim .

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	iv
SUMMARY.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ	1
2. UÇUŞ ZAMANLI KÜTLE SPEKTROMETRESİ.....	3
2.1. Spektrometrenin prensibi.....	4
2.1.1. Spektrometrenin prensibi.....	4
2.1.2. Uçuş zamanının formülleştirilmesi.....	4
2.1.3. Enerji çözünürlüğü ve time lag enerji merkezlemesi.....	6
3. HESAPLAMALAR VE SONUÇLAR.....	9
3.1. Enerji Çözünürlüğü.....	9
3.1.1. L = 1 m durumu	9
3.1.2. L = 1.5 m durumu	11
3.1.3. L = 2 m durumu	12
3.1.4. L = 2.5 m durumu	13
3.1.5. L = 3 m durumu	15
3.1.6. L = 3.5 m durumu	16
3.1.7. L = 4 m durumu	18
4. SONUÇ DİZİNİ.....	20
5. KAYNAKLAR DİZİNİ.....	21

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Elektromanyetik spektromda bölgeler.....	2
2.1. Atom topaklarının kaynağının spektrometre eksenine dik olduğu durumda spektrometre diyagramı.....	4
3.1 a). $L = 1$ m için τ 'nun X ile değişimi	10
3.1 b). $L = 1$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	10
3.2 a). $L = 1.5$ m için τ 'nun X ile değişimi	11
3.2 b). $L = 1.5$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	11
3.3 a). $L = 2$ m için τ 'nun X ile değişimi	12
3.3 b). $L = 2$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	13
3.4 a). $L = 2.5$ m için τ 'nun X ile değişimi	13
3.4 b). $L = 2.5$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	14
3.5 a). $L = 3$ m için τ 'nun X ile değişimi	15
3.5 b). $L = 3$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	16
3.6 a). $L = 3.5$ m için τ 'nun X ile değişimi	16
3.6 b). $L = 3.5$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	17
3.7 a). $L = 4$ m için τ 'nun X ile değişimi	18
3.7 b). $L = 4$ m için τ 'nun V_0 ile değişimi	19

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ**Simgeler****Açıklamalar**

Q	Yük
Nm	Nanometre.
μ	Mikron.
μ s	Mikrosaniye

Kısaltmalar**Açıklamalar**

TOFMS	Uçuş Zamanlı Kütle Spektrometresi.
ToF	Uçuş Zamanı.
(m/Sm)	Kütle Çözünürlüğü.
(m/Sm) _v	Enerji Çözünürlüğü.
ST _v	Etrafında Dolanma Zamanı.
T	Time - Lag Enerji Merkezlemesi.
L	Serbest Uçuş Bölgesinin Uzunluğu.
M	Kütle.
N	Atom Topakları Sayısı.
X	Uzaklık.
UV	Ultraviyole.
NMR	Nükleer Manyetik Rezonans.
IR	İnfrared.

1. GİRİŞ

Spektroskopi ; bir örnekteki atom, molekül veya iyonların, bir enerji düzeyinden diğerine geçişleri sırasında absorplanan veya yayılan elektromanyetik ışımının ölçülmesi ve yorumlanmasıdır. Spektroskopinin çalışma alanları atomlar, moleküller veya iyonlar tarafından soğurulan, salınan radyasyonun ve ilgili kimyasal türlerin enerji düzeylerindeki değişmelerin gözlenmesidir [1,2].

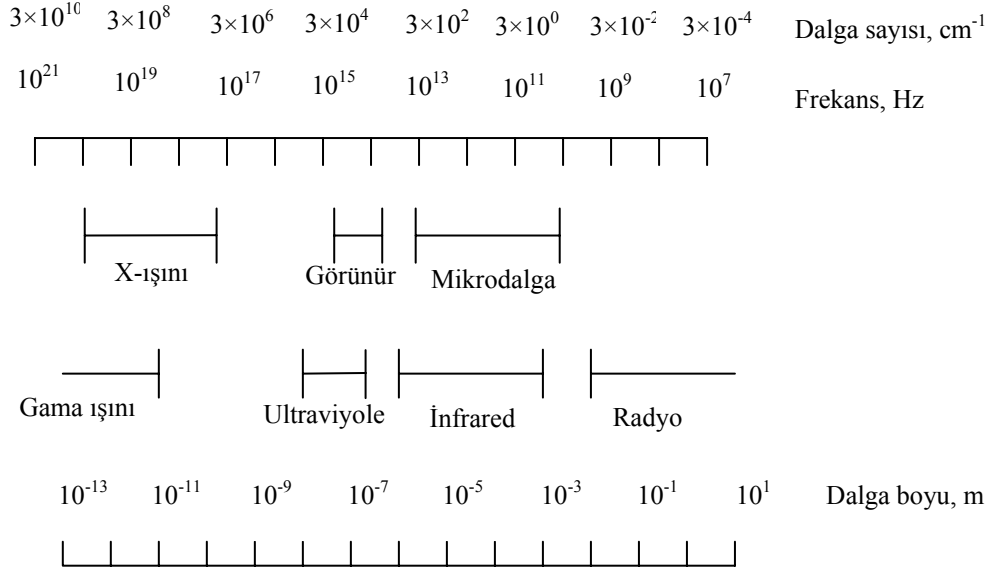
Spektroskopide birçok yöntem vardır . Bunlar

- a) Ultraviyole ve görünür alan spektroskopisi (elektronik spektroskopi)
- b) Infrared spektroskopisi (titreşim spektroskopisi)
- c) Raman spektroskopisi
- d) Nükleer manyetik rezonans spektroskopisi
- e) Kütle spektroskopisi
- f) Fotoelektron spektroskopisi
- g) Alev spektroskopisi
- h) Atomik absorpsiyon spektroskopisi
- i) Atomik emisyon spektroskopisi
- j) Floresimetri (floresans) spektroskopisidir.

Bir madde, üzerine düşürülen çeşitli dalga boylarından (UV ışınlarından radyo dalgalarına kadar) ancak bazılarını absorplar. Maddenin bu özelliğinden yararlanılarak yapısı, konsantrasyonu vb. tayin edilebilir. Bunun için madde üzerine, dalga boyu 110 nm'den 3000 nm'ye kadar değişen ışınlar düşürülür. Bütün bu dalga boylarını tespit edecek tek bir cihaz yapmak mümkün olmadığından, belirli dalga boyları arasında çalışan cihazlar geliştirilmiştir. 110–1000 nm dalga boylarındaki ışınlar ile çalışan cihazlara UV ve görünür alan, 2500–25000 nm dalga boylarında çalışan cihazlara Infrared ve dalga boyları yüzlerce metre kadar değişen radyo dalgalarıyla çalışan cihazlara da NMR cihazları denir.

Bu cihazların geçerli oldukları alan spektroskopilerine de sırasıyla UV ve görünür (elektronik), İnfrared (titreşim) IR ve NMR spektroskopileri denir. Işınların dalga boylarından da anlaşılacağı gibi en çok enerji gerektireni UV en az enerji gerektireni NMR spektroskopisidir.

Şekil 1.1 ' de görüldüğü gibi elektromanyetik spektrum çok geniş bir dalga boyu ve frekans içermektedir.



Şekil 1.1 Elektromanyetik spektrumda bölgeler [1].

Bir madde üzerine düşürülen çeşitli dalga boylarındaki ışınlardan sadece bazılarını soğurur. Soğurma ile ışınım enerjisi maddeye dolayısıyla atom ve moleküllere aktarılır. Böylece atom veya molekül uyarılmış hale geçer. Uyarılmış atom veya moleküller daha sonra soğurduğu ışınım enerjisini geri vererek temel hale dönerler [1].

Kütle spektroskopisi; katı, sıvı ve gaz halindeki maddelerin özellikle atom veya molekül ağırlıklarının saptanmasında, moleküler yapılarının incelenmesinde kullanılan etkin bir yöntemdir. Başka bir ifade ile ; atom veya moleküllerden gaz fazında iyonlar oluşturulur ve bu iyonlar m/q oranlarına göre ayrılmaları, belirlenmeleri ve bunlardan yararlanarak numunenin teşhiş edilmesi üzerine kurulmuş sisteme kütle spektrometrisi denir. Böylece söz konusu numuneye göre ortamda çok sayıda pozitif yüklü tanecik bulunabilir. Bu taneciklerden her biri spektrumda m/q değerlerine göre birer pik verir [2].

2. UÇUŞ ZAMANLI KÜTLE SPEKTROMETRESİ

Fiziğin ve kimyanın farklı alanlarında sık kullanılan m ve q değerine bağlı uçuş zamanlı kütle spektrometresi (TOFMS) Wiley ve McLaren tarafından; moleküllerin ve gazların kütle analizi için geliştirilen spektrometre, atom topakları fiziğinde en yaygın olarak kullanılan spektrometrelerden biridir [3]. Spektrometre iki aşamalı iyonlaştırıcı – hızlandırıcı hacmi ve serbest uçuş bölgesini kapsamaktadır.

Kütle spektrometresinin çözünürlüğünü ($m / \delta m$) sınırlandıran temel etkiler; başlangıçtaki iyonların uzaysal ve hız yayılımıdır. Wiley - McLaren sistemi ilk etkiyi telafi etmektedir, fakat ikincisini telafi edememektedir. $m/\delta m$ değeri spektrometrenin boyutları ve hızlandırıcı voltaja bağlıdır, değeri bunlardan elde edilebilir ve nadiren birkaç yüzü geçer. Buna ek olarak; etkileşim hacminin boyutlarının artması ile $m/\delta m$ azalır. Bu tür spektrometrelere birçok yenilikler eklenmiştir, fakat genel performans ve prensipler temelde aynıdır [4,5]. Çözünürlüğün sınırlı olmasına rağmen, bu spektrometrenin oldukça ucuz maliyetle yapılması buna büyük avantaj oluşturmaktadır.

Milani ve de Heer'in geliştirdikleri sistem ise geometri olarak Wiley – McLaren sisteminin geometrisine benzemektedir. Bununla beraber iyonlaştırma – hızlandırma hacmi, bir serbest alan bölgesi içermektedir. Bu sistemle 1000'den büyük kütle çözünürlüğü elde edilmiştir [6].

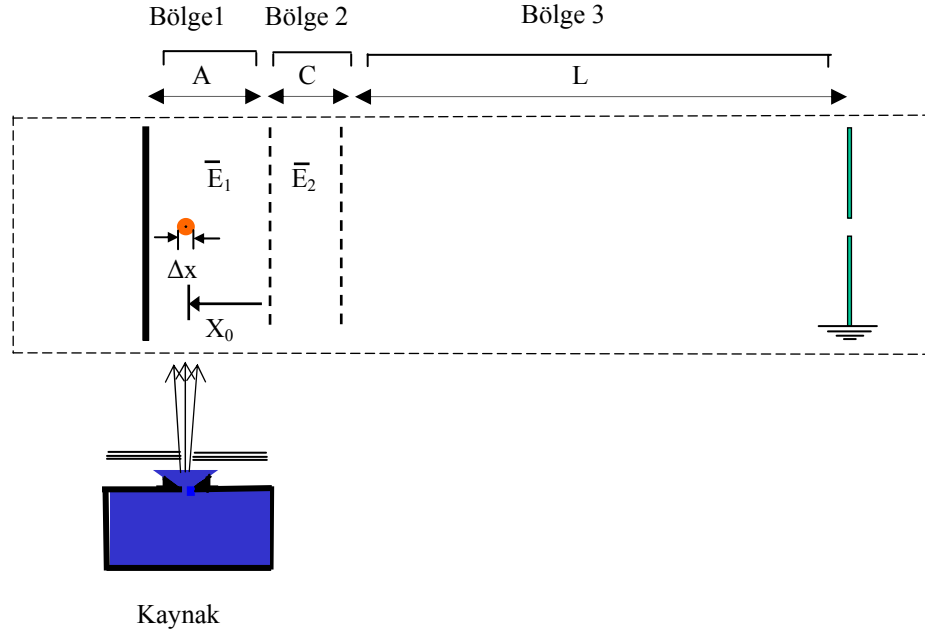
Chandezon ve arkadaşları tarafından Wiley - McLaren geometrisi ile Milani ve de Heer yaklaşımı birleştirilerek yeni bir TOFMS yapıldı [7]. İlk iyon paketlerini başlangıç hız yayılımı için bir telafi, basit olarak değiştirilen bir voltaj ile yeteri kadar mümkün olabilir. Bu spektrometre; başlangıçtaki geniş iyon hacimleri ve kütle çözünürlüğü 2000'i aşmadığı zaman atom topakları çalışması için güzel bir alternatiftir.

Bu kısımda; spektrometrenin prensibi, parçacıkların uçuş zamanının formüleştirelmesi ve çözünürlüğe sınırlama etkisinde bulunan yaklaşımlar ile bunların düzeltme yolları verilmektedir.

2.1. Spektrometrenin Prensibi

2.1.1. Spektrometrenin prensibi

Spektrometrenin diyagramı Şekil 2.1’de verilmektedir. Buna göre spektrometre üç bölgeden oluşmaktadır. Nötr parçacıklar spektrometreye birinci bölge olan iyonlaşma bölgesinden girmektedir. Burada parçacıklar iyonlaştırılır ve \bar{E}_1 elektrik alanı tarafından ikinci bölgeye doğru itilir. İkinci bölge hızlandırma bölgesi olup parçacıklar \bar{E}_2 elektrik alanı tarafından hızlandırılır. Parçacıklar serbest uçuş bölgesi olan bölge üçte ise serbestçe sürüklenirler. Farklı kütleli iyonlar bu bölgede ayrılır.



Şekil 2.1 Atom topları kaynağının spektrometre eksenine dik olduğu durumda spektrometrenin diyagramı

2.1.2. Uçuş zamanının formüleştirelmesi

Parçacıkların; kütlesi m , yükü q , ilk ızgaradan başlangıç uzaklığı x ve spektrometre eksenini boyunca başlangıç hız bileşeni v olarak alındığında, parçacıkların toplam uçuş zamanı $T(x,v)$ 'dir ve üç bölgesel uçuş zamanının toplamıdır. Bunlar her bir bölgedeki uçuş zamanları olup,

$$T_1(x,v) = \frac{m}{qE_1} \left(\sqrt{v^2 + \frac{2q}{m} V_a \frac{x}{a}} - v \right), \quad (2.1)$$

$$T_2(x,v) = \frac{m}{qE_2} \left(\sqrt{v^2 + \frac{2q}{m} \left(V_a \frac{x}{a} + V \right)} - \sqrt{v^2 + \frac{2q}{m} V_a \frac{x}{a}} \right), \quad (2.2)$$

$$T_3(x,v) = \frac{L}{\left(\sqrt{v^2 + \frac{2q}{m} \left(V_a \frac{x}{a} + V \right)} \right)}. \quad (2.3)$$

şeklindedir.

Bu formüller W.A.de Heer ve P.Milani tarafından geliştirilmiştir [6]. Chandezon ve arkadaşları tarafından, indirgenmiş parametre yaklaşımı kullanılarak bu bağıntılar basitleştirilmiştir [7]. Parçacığın, indirgenmiş başlangıç pozisyonu $X = x/L$ ve spektrometre eksenini boyunca indirgenmiş başlangıç hız bileşeni $S = v\sqrt{m/2qV}$ 'dir. Diğer indirgenmiş parametreler; c ve E 'dir. Uzunluklar L 'ye ve voltaj V 'ye normalize edilir. Sonuç olarak; $c = C/L$ ikinci bölgenin indirgenmiş uzunluğu ve $E = (V_a/V)(L/A)$ ise birinci bölgedeki elektrik alanının indirgenmiş değeridir. İndirgenmiş parametreleri kullanmanın amacı; hesaplamaların basitleştirilmesi için parametrelerin büyük değerlerinin yerine küçük değerlerini kullanmaktır. Chandezon ve arkadaşları tarafından bu ifadeler kullanılarak, her bir bölgedeki uçuş zamanını aşağıdaki gibi basitleştirilmiştir [7].

$$T_1(x,v) = L \sqrt{\frac{m}{2qV}} \frac{2(\sqrt{S^2 + EX} - S)}{E}, \quad (2.4)$$

$$T_2(x,v) = L \sqrt{\frac{m}{2qV}} 2c \left(\sqrt{S^2 + EX + 1} - \sqrt{S^2 + EX} \right), \quad (2.5)$$

$$T_3(x,v) = L \sqrt{\frac{m}{2qV}} \frac{1}{\sqrt{S^2 + EX + 1}}, \quad (2.6)$$

Parçacığın toplam uçuş zamanı aşağıdaki formül ile verilir.

$$T(x,v) = L \sqrt{\frac{m}{2qV}} f(X,S), \quad (2.7)$$

Bu eşitlikte $f(X,S)$ boyutsuzluk fonksiyonudur ve

$$f(X,S) = \frac{2(\sqrt{S^2 + EX} - S)}{E} + 2c(\sqrt{S^2 + EX + 1} - \sqrt{S^2 + EX}) + \frac{1}{\sqrt{S^2 + EX + 1}}. \quad (2.8)$$

şeklindedir.

Eğer atom toprakları kaynağı, spektrometrenin temel eksenine dik olarak konulursa, başlangıç hız bileşeni spektrometre eksenini boyunca sıfırdır yani $S = 0$. Bu durumda Denklem 2.8

$$f(X) = 2\sqrt{\frac{X}{E}} + 2c(\sqrt{EX + 1} - \sqrt{EX}) + \frac{1}{\sqrt{EX + 1}}. \quad (2.9)$$

şekildeki gibi sadeleştirilir.

Formülde görüldüğü gibi $f(X,S)$ fonksiyonu indirgenmiş parametreler tarafından etkilenecektir. Bu indirgenmiş parametreler daha öncede belirtildiği gibi E ve c 'dir.

2.1.3. Enerji çözünürlüğü ve time-lag enerji merkezlemesi

TOFMS'nin enerji çözünürlüğü; iyonların başlangıç hızlarının yayılımını telafi etme yeteneğidir [7]. Aşağıda standart uygulama izlenecek ve enerji çözünürlüğü olarak belirtilecektir. İki özdeş iyonu (aynı kütle ve aynı yüke sahip); aynı başlangıç pozisyonunda, aynı başlangıç kinetik enerjili fakat zıt yönlü olarak göz önüne alalım. Bu iyonlardan uçuş tüpü doğrultusunda gidenin hızını v ve diğer iyon ise bu iyona göre zıt doğrultuda hareket ettiği için hızını $-v$ alalım. $-v$ hızlı iyon, v hızlı iyon ile kıyaslandığında etrafından dönme zamanına ihtiyaç duyacaktır. İyonun uygun pik noktasının zaman yayılımı, en büyük hız için, spektrometre eksenini boyunca etrafında dönme zamanı tarafından verilecektir.

Matematiksel olarak v hızı için etrafında dönme zamanı δT_v olmak üzere; $\delta T_v = T(x,-v) - T(x,v)$ şeklindedir. Denklem 2.7 ve 2.8 kullanarak;

$$\delta T_v = L\sqrt{m/2qV} \frac{4S}{E} = \frac{2mv}{qE_1}, \quad (2.10)$$

formülü elde edilir.

Burada $S = v\sqrt{m/2qV}$ 'dir. Formülde E_1 birinci bölgedeki elektrik alanın büyüklüğüdür.

Buradan atom topağının başlangıç hızına bağlı olarak kütle çözünürlüğü (enerji çözünürlüğü):

$$\left(\frac{m}{\delta m}\right)_v = \frac{T}{2\delta T_v}. \quad (2.11)$$

şeklindedir [1]. Denklem 2.10 ve 2.11'den görüldüğü gibi yayılım hızı ne kadar büyük olursa δT_v 'de artacak ve kütle çözünürlüğü azalacaktır.

Atom topakları kaynağı, spektrometre eksenine dik olmalıdır. Çünkü v 'yi minimize etmek istiyoruz ve böylece δT_v 'de minimize edilecektir. Bu durumda etrafında dolanma zamanı göz önüne alındığında, v 'nin değeri v_0 hızının maksimum izdüşüm hızıdır. Bu durum iyonlaşma hacminin kenarlarındaki atom topaklarına karşılık gelir. Atom topaklarının kaynaktan çıkış hızı v_0 olup, buradan;

$$v = v_0 \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{\Delta_x/2}{d_s} \right) \right] = v_0 \left(\frac{\Delta_x/2}{d_s} \right). \quad (2.12)$$

olur [1].

Ayrıca time lag enerji merkezlemesi olarak isimlendirilen metodu uygulamak mümkündür. Bu prensip ilk olarak Wiley – McLaren tarafından tanımlanmıştır ve hız yayılımı etkisinin ilk sıradan telafisine izin vermektedir [3]. Parçacıklar $E_1 = 0$ durumunda iyonlaşmışlardır ve kısa süreli τ gecikmesinin sonunda E_1 elektrik alanı tarafından çekip alınırlar. Aynı başlangıç pozisyonu x_0 'dan başlayan üç özdeş (aynı kütle ve aynı yüke sahip) iyonu göz önüne alalım. Bu iyonların başlangıç hızları sırasıyla $-v$, 0 , v 'ye eşit olsunlar. τ zamanında parçacıkların yeni pozisyonu sırasıyla $x_0 + v\tau$, x_0 , $x_0 - v\tau$ olur. $T(x,0)$ fonksiyonunun eğimi x ile uygun seçilmelidir. Bu uygun eğim ise $T(x,v)$ fonksiyonunun, x 'in x_0 noktasında negatif eğime sahip olmasıdır. Pozitif eğim parçacıkları odaklamaz. Daha açık olarak ifade edersek; negatif eğimden kasıt eğimin azalmasıdır ki, bu durum τ 'nun azalmasıyla elde edilmektedir ve τ azaldıkça, parçacıkların üzerine etki eden kuvvet (F) artacak ve parçacıklar daha iyi odaklanacaktır. Bu durumda aşağıdaki ilişki ilk sırada oluşur.

$$T(x_0 + v\tau, -v) = T(x_0, 0) = T(x_0 - v\tau, v). \quad (2.13)$$

Time-lag olmaksızın $-v$ hızlı iyon ile 0 (sıfır) hızlı iyon arasındaki zaman farkı, ilk sırada ve ilk hesaplamada δT_v dönüş zamanının yarısıdır. Şöyle ki;

$$T(x_0, -v) - T(x_0, 0) = \frac{mv}{qE_1}. \quad (2.14)$$

$-v$ hızlı iyonun uçuş zamanı, time-lag'li ve time-lag'siz hesaplanarak karşılaştırıldığında,

$$T(x_0 + v\tau, -v) - T(x_0, -v) = v\tau \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x_0, 0}. \quad (2.15)$$

eşitliği elde edilir.

Denklem 2.13'ün ilk kısmını tamamlarsak;

$$v\tau \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x_0, 0} + \frac{mv}{qE_1} = 0. \quad (2.16)$$

eşitliği elde edilir. Buradan time-lag τ ise;

$$\tau = -\frac{m}{qE_1 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{x_0, 0}} = -L \sqrt{\frac{m}{2qV}} \frac{2}{E \left(\frac{\partial f}{\partial X} \right) \Big|_{x_0, 0}}. \quad (2.17)$$

olarak elde edilir.

Denklem 2.17'den τ 'nin; v 'den bağımsız, fakat m 'ye bağımlı olduğu görülmektedir. Bu yüzden time-lag enerji merkezlemesi sadece sınırlanmış kütle aralığında uygun olarak çalışacaktır. Bu eşitlikten time-lag enerji merkezlemesinin, $T(x, 0)$ fonksiyonunun x 'e bağlı ve $f(X, 0)$ fonksiyonunun da X 'e bağlı olarak eğimlerinin negatif olduğu müddetçe sürebildiği görülmektedir.

3. HESAPLAMALAR VE SONUÇLAR

Bu bölümde kaynak spektrometre eksenine dik alınarak uçuş zamanının X ile değişimi incelenmiştir. Bu incelemeler serbest uçuş bölgesinin uzunluğu olan L 'nin; $L = 1$ m, $L = 1.5$ m, $L = 2$ m, $L = 2.5$ m, $L = 3$ m, $L = 3.5$ m ve $L = 4$ m değerleri için ayrı ayrı dikkate alınarak yapılmıştır. Bunun yanında L 'nin herbir değeri için oluşturulan grafiklerin değişimi V_0 değerleri için takip edilmiştir. Hesaplamalarda potasyum (K_n^+) kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar aşağıda sunulmuştur .

3.1. Enerji Çözünürlüğü

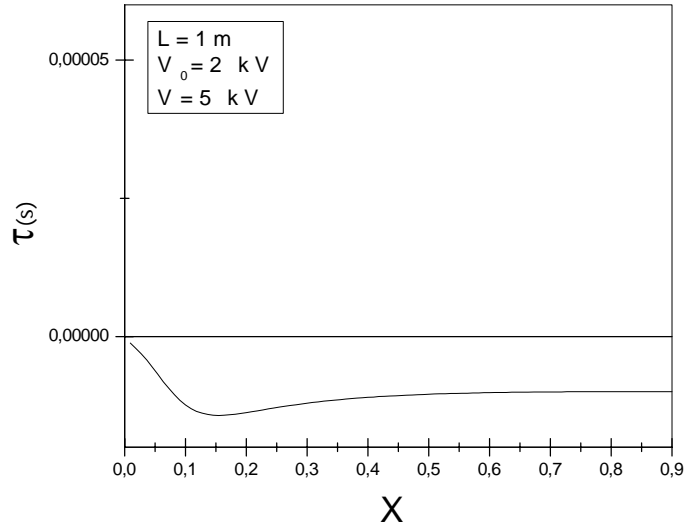
Bölüm 2.1.3'te belirtildiği gibi TOFMS'nin enerji çözünürlüğü; iyonların başlangıç hızlarının yayılımını telafi etmesidir [1]. Bu kısımda yapılan hesaplamalarda kullanılan parametre değerleri :

$$\begin{array}{lll}
 A = 0,11\text{m} & V_a = 2680\text{V} & x_0 = 0,085\text{m} \\
 C = 0,03\text{m} & V = 5000\text{V} & m = 6,49422763 \times 10^{-26} \times n \text{ kg} \\
 \Delta x = 0,006\text{m} & d_s = 0,43\text{m} & v_0 = 1000\text{m/s} \\
 & & q = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}
 \end{array}$$

Yapılan çalışmada kullanılan spektrometre diyagramı Şekil 2.1'de verilmektedir. Parçacıkların spektrometre eksenini üzerindeki hızı, Denklem 2.12 kullanılarak hesaplandı ve $v = 7\text{m/s}$ olarak elde edilmiştir. Bu hesaplamada atom topaklarının kaynaktan çıkış hızı, $v_0 = 1000\text{m/s}$ olarak alınmıştır [8].

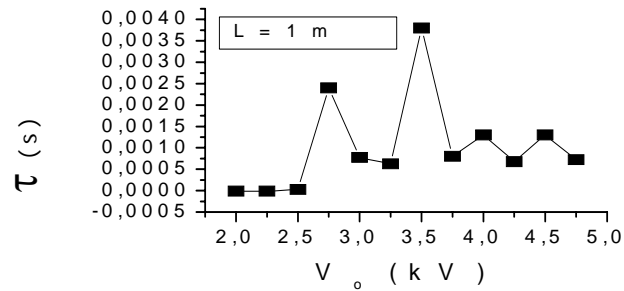
3.1.1. $L = 1$ m durumu

Denklem 2.17 kullanılarak oluşturulan uçuş zamanı τ 'nun X ile değişim grafiği Şekil 3.1 a) 'daki gibidir.



Şekil 3.1 a) $L = 1$ m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişimi

Şekil 3.1 a)'da görüldüğü gibi uçuş zamanı τ değerleri X değişimi boyunca negatif değerler göstermektedir. Bu değerler kullanılabilir değerler değildir. Uçuş zamanı τ 'nun X göre değişimi $L = 1$ m ve V_0 'ın farklı değerleri kullanılarak uçuş zamanı grafikleri oluşturulmuştur. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.1 b) 'de gösterilmektedir.

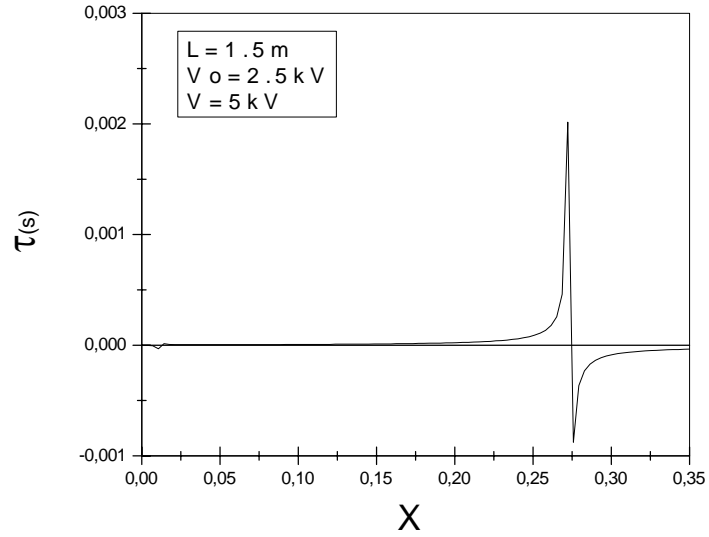


Şekil 3.1 b) Uçuş zamanı τ 'nun V_0 ile değişimi.

Şekil 3.1 b)'de görüldüğü gibi τ belirli V_0 değerlerinde pik verirken belirli V_0 değerlerinde ise minimum değerler vermektedir. Bu ise τ değerinin V_0 değerlerine değişimini göstermektedir.

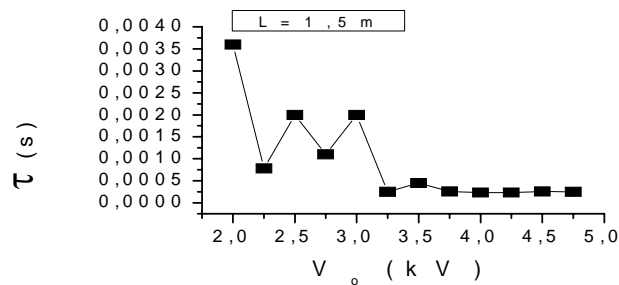
3.1.2 . L = 1.5 m durumu

L = 1.5 m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişim grafiği Şekil 3.2 a)'da verilmektedir.



Şekil 3.2 a) L = 1.5 m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişimi

Uçuş zamanı τ 'nun X ile değişimi Şekil 3.1 a)'dan farklı olarak $0,25 < X < 0,30$ aralığında maksimum değerine ulaşmış ve kullanılabilir pik noktası meydana gelmiştir. Uçuş zamanı τ 'nun X göre değişimi L = 1.5 m ve V_0 'ın farklı değerleri kullanılarak τ grafikleri oluşturulmuştur. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.2 b)'de gösterilmektedir.

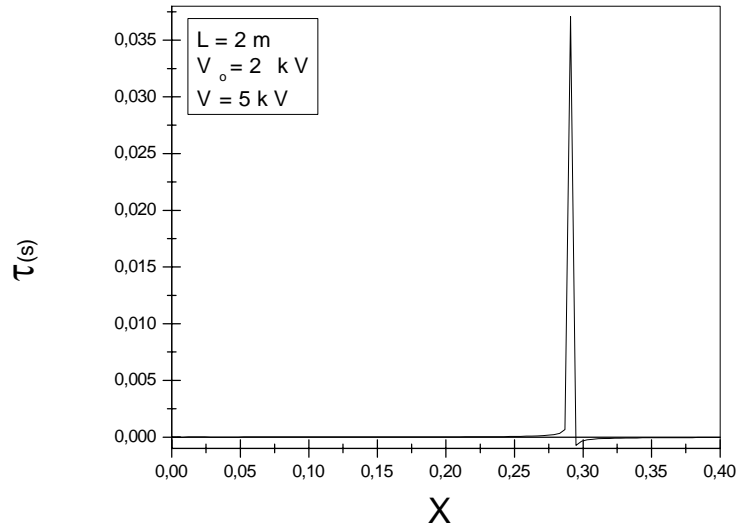


Şekil 3.2 b) Uçuş zamanı τ 'nun V_0 ile değişimi.

Şekil 3.2 b)'de τ belirli V_0 değerlerinde pik verirken belirli V_0 değerlerinde ise minimum değerler vermektedir. $L = 1$ m değerlerinde elde edilen pik noktaları ile karşılaştırıldığında pik oluşturdukları noktalardaki uçuş zamanı τ 'nun değerlerinin birbirine yakın veya daha düşük değerler aldığı gözlenmiştir.

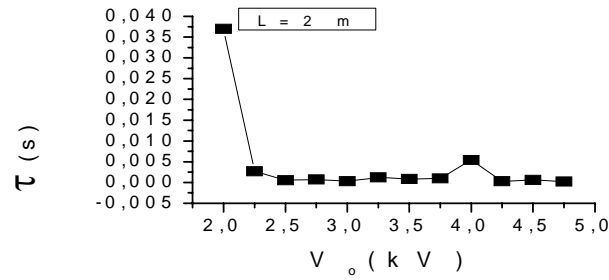
3.1.3. $L = 2$ m durumu

$L = 2$ m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişim grafiği Şekil 3.3.a)'daki gibidir.



Şekil 3.3 a) $L = 2$ m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişimi

Şekil 3.3 a)'da görüldüğü gibi uçuş zamanı τ değerleri X değişimi boyunca Şekil 3.2 a)'da olduğu gibi belirli bir aralıkta maksimum noktaya ulaşmış ve kullanılabilir pik noktası gözlemlenmiştir. Şekil 3.2 a)'da oluşan pik noktasından farklı olarak Şekil 3.3 a)'da oluşan pik noktasının sağa doğru ilerlediği gözlemlenmiştir ve pik noktası için uçuş zamanı τ 'nun değerinin arttığı gözlemlenmiştir. Uçuş zamanı τ 'nun X göre değişimi $L = 2$ m ve V_0 'ın farklı değerleri kullanılarak uçuş zamanı τ grafikleri oluşturulmuştur. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.3 b)'de gösterilmektedir.

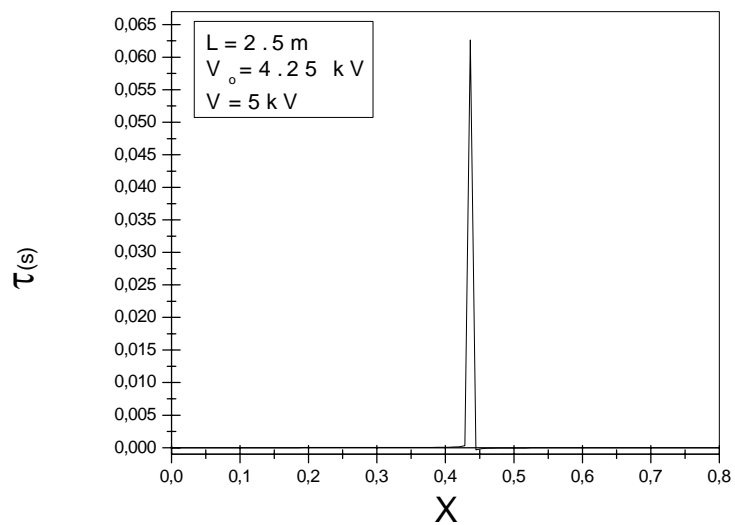


Şekil 3.3 b) Uçuş zamanı τ 'nun V_0 ile değişimi.

Şekil 3.3 b)'ye göre; τ belirli V_0 değerlerinde pik verirken belirli V_0 değerlerinde ise minimum değerler vermektedir. Bu ise τ değerinin V_0 değerlerine değişimini göstermektedir. $L = 1.5$ m için oluşturulan Şekil 3.2 b) grafiği göz önüne alındığında L değerinin artması ile oluşan pik noktadaki azalma Şekil 3.3 b) grafiğinde gözlemlenmektedir. Yine iki grafik arasında ortak olarak gözlenen ise L değerinin artmasına rağmen maksimum pik noktasının aynı bölge üzerinde oluşması Şekil 3.2 b) grafiğinde $V_0 = 2.5$ kV ve $V_0 = 3$ kV noktalarında oluşan pik noktalarının yerine Şekil 3.3 b) grafiğinde $V_0 = 4$ kV noktasında pik gözlemlenmiştir.

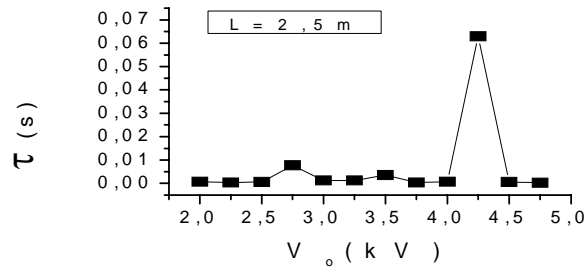
3.1.4. $L = 2.5$ m durumu

$L = 2.5$ m için uçuş zamanı τ 'nin X ile değişim grafiği Şekil 3.4 a) 'daki gibidir.



Şekil 3.4 a) $L = 2.5$ m için uçuş zamanı τ 'nin X ile değişimi

Şekil 3.3 a) ve 3.2 a)'da oluşan pik noktalarında göz önüne alındığında sağa doğru pik noktasının ilerlediği ve oluşan pik noktası için uçuş zamanı τ değerinin arttığı gözlemlenmiştir . Uçuş zamanı τ 'nun X göre değişimi $L = 2.5$ m ve V_0 'ın farklı değerleri kullanılarak uçuş zamanı τ 'nun grafikleri oluşturulmuştur. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.4 b) 'de gösterilmektedir.

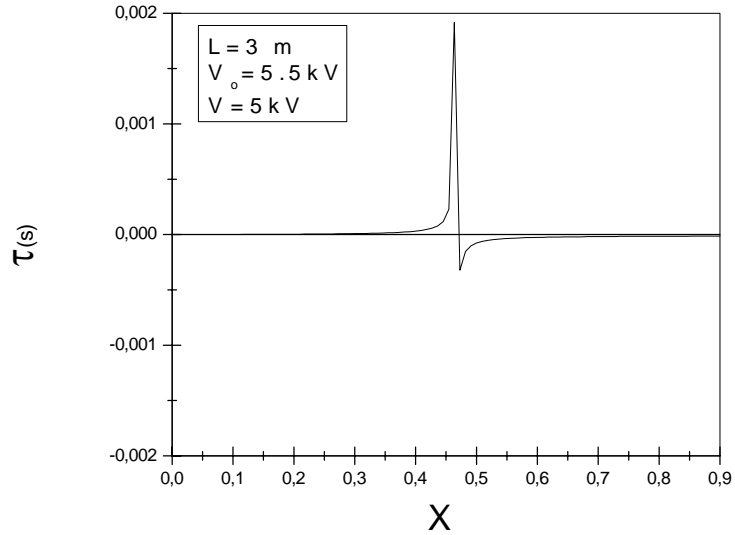


Şekil 3.4 b) Uçuş zamanı τ 'nun V_0 ile değişimi.

Şekil 3.4 b)'de görüldüğü gibi τ belirli V_0 değerlerinde pik verirken belirli V_0 değerlerinde ise minimum değerler vermektedir. Bu ise τ değerinin V_0 değerlerine değişimini göstermektedir. $L = 2$ m için oluşturulan Şekil 3.3 b) grafiğini göz önüne aldığımızda minimum pik noktalarının Şekil 3.4 b)'de maksimum pik noktası olduğunu gözlemleriz bu iki grafik dikkatlice incelendiğinde Şekil 3.3 b)'deki maksimum pik noktasının Şekil 3.4 b)'de $2.5 < V_0 < 3.5$ aralığına kaydığını uçuş zamanı τ değerinin azaldığını fakat V_0 değerinin arttığını söyleyebiliriz. Ancak maksimum pik noktalarında karşılaştırıldığında ise uçuş zamanı τ 'nun değerinin $0.035 < \tau < 0.040$ aralığından $0.06 < \tau < 0.07$ aralığına taşındığı yani değerinin arttığını aynı şekilde V_0 değerinde arttığını söyleyebiliriz.

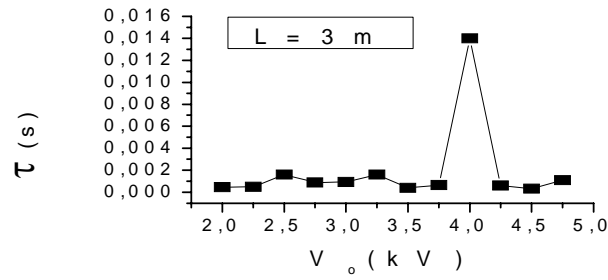
3.1.5. $L = 3$ m durumu

$L = 3$ m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişim grafiği Şekil 3.5 a)'daki gibidir.



Şekil 3.5 a) $L = 3$ m için uçuş zamanı τ 'nun X ile değişimi

Yukarıda görüldüğü gibi uçuş zamanı τ 'nun değerleri X değişimi boyunca L 'nin bir önceki değerinde olduğı gibi belirli bir aralıkta maksimum noktasına ulaşmış ve kullanılabilir pik noktası gözlemlenmiştir. Şekil 3.2 a), 3.3 a) ve 3.4 a)'da oluşan pik noktaları da göz önüne alındığında sağa doğru pik noktasının ilerlemesinin daha küçük X aralığında olduğı gözlemlenmiş ve daha küçük τ değeri için pik noktası oluşturduğı gözlemlenmiştir. Uçuş zamanı τ 'nun X göre değişimi $L = 3$ m ve V_0 'ın farklı değerleri kullanılarak uçuş zamanı grafikleri oluşturuldu. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.5 b)'de gösterilmektedir.

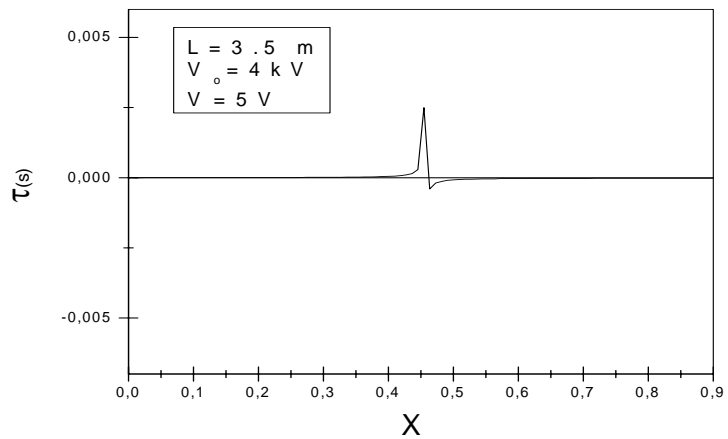


Şekil 3.5 b) Uçuş zamanı τ 'nin V_0 ile değişimi.

Şekil 3.4 b) grafiğinde oluşan maksimum pik noktası ile hemem hemen aynı V_0 değerinde $L = 3$ m değeri için pik noktası oluşturduğunu gözlemleyebiliriz. Fakat iki grafik göz önüne alındığında uçuş zamanı τ 'nin değerinin genel olarak azaldığını buna karşılık pik noktalarının arttığı söyleyebiliriz şöyleki; $V_0 = 4$ kV noktasında oluşan pik noktasının değerinin $0,014 < \tau < 0,016$ aralığına inmiştir ve Şekil 3.4 b) grafiğinde bu değer $0,06 < \tau < 0,07$ aralığında olduğu gözlemlenebilir. Şekil 3.5 b) grafiğinde oluşan iki pik noktasının oluşma sebebi içinde maksimum noktalarda oluşan pik noktaları göz önüne alındığında düşen τ değeri olduğunu gözlemleyebiliriz. Bunu söylerken Şekil 3.5 b) grafiğinde oluşan minimum pik noktaları Şekil 3.4 b) grafiğinde oluşan minimum pik noktalarından daha çok sayıda olduğunu gözlemleyebiliriz.

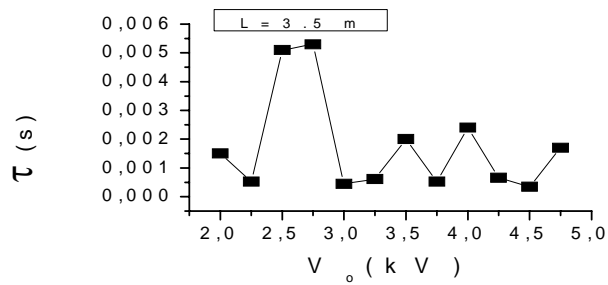
3.1.6. $L = 3,5$ m durumu

$L = 3,5$ m için uçuş zamanı τ 'nin X ile değişim grafiği Şekil 3.6 a) 'daki gibidir.



Şekil 3.6 a) $L = 3,5$ m için τ 'nin X ile değişimi

Şekil 3.6 a) da görüldüğü gibi τ değerleri X değişimi boyunca belirli bir aralıkta maksimum noktasına ulaşmış ve kullanılabilir pik noktası gözlemlenmiştir. Diğer şekillerde göz önüne alındığında Şekil 3.5 a)'da olduğu gibi ilerlemesinin daha küçük aralıklarda sınırlandığı ve daha küçük τ değeri için pik noktası oluşturduğu gözlemlenmiştir. Uçuş zamanı τ 'nun X göre değişimi $L = 3.5$ m ve V_0 'ın farklı değerleri kullanılarak uçuş zamanı grafikleri oluşturulmuştur. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.6 b) 'de gösterilmektedir.

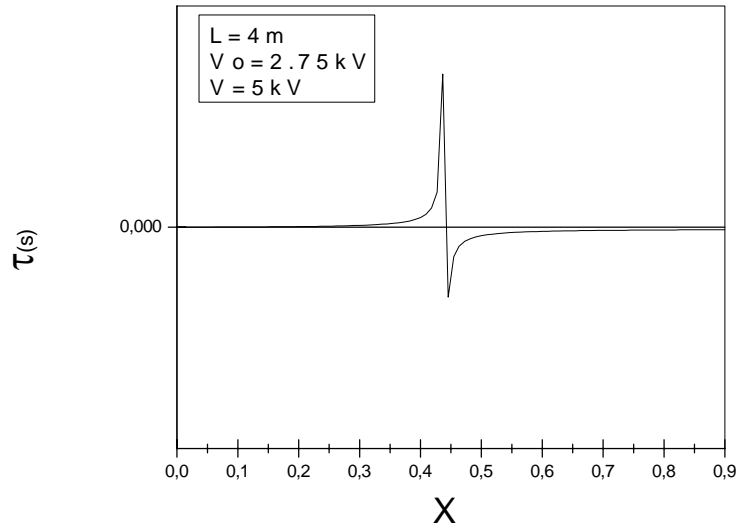


Şekil 3.6 b) Uçuş zamanı τ 'nun V_0 ile değişimi.

Şekil 3.6 b)'de görüldüğü gibi τ belirli V_0 değerlerinde pik verirken belirli V_0 değerlerinde ise minimum değerler vermektedir. Bu ise τ değerinin V_0 değerlerine değişimini göstermektedir. Bu grafik Şekil 3.4 b) ve Şekil 3.5 b) grafikleri birlikte incelendiğinde Şekil 3.4 b) ve Şekil 3.5 b) grafiklerinde oluşan minimum pik noktasının bu grafikte maksimum pik noktası olarak karşımıza çıktığını söyleyebiliriz. Şekil 3.6 b)'de oluşan bir diğer farklılık ise değişen V_0 değerleri için çok daha fazla noktada pik oluşturması olduğudur. Aynı zamanda grafikten de gözlemlenebileceği gibi pik noktaları göz önüne alındığında uçuş zamanı değerlerinin azaldığını gözlemleyebiliriz.

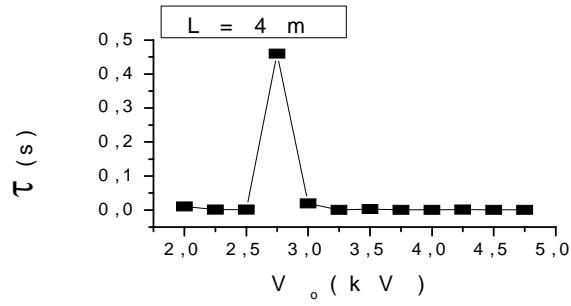
3.1.7. L = 4 m durumu

L = 4 m için uçuş zamanı τ 'nın X ile değişim grafiği Şekil 3.7 a)'daki gibidir.



Şekil 3.7 a) L = 4 m için uçuş zamanı τ 'nın X ile değişimi

τ ile X değişimi yukarıdaki farklı L ve farklı X değerleri için şekillendirilmiştir. Grafiklerden de görüldüğü üzere X değerleri yaklaşık olarak $0,4 < X < 0,5$ aralığında en yüksek pik noktasına ulaştığı gözlemlenmiştir. Yapılan incelemede L = 1 m'de değişen değerlerin tümünde τ negatif değerlerde gözlenlenmiş. L = 1 m'den sonra değişen L değerleri için $0,4 < X < 0,5$ en yüksek pik noktasına ulaşacak şekilde pik noktalarının sağa doğru ilerlediği gözlemlenmiş ve sağa doğru pik noktalarındaki değişimin L = 2 m'den sonra daha sınırlı değerlerde ulaşılmıştır. Uçuş zamanı τ 'nın X ile değişimi L = 4 m ve V_o 'ın farklı değerleri kullanılarak τ grafikleri oluşturulmuştur. Bu grafiklerden elde edilen değerler Şekil 3.7 b) 'de gösterilmektedir.



Şekil 3.7 b) Uçuş zamanı τ 'nin V_0 ile değişimi.

Şekil 3.7 b) ' de görüldüğü gibi τ belirli V_0 değerlerinde pik verirken belirli V_0 değerlerinde ise minimum değerler vermektedir. Bu ise τ değerinin V_0 değerleriyle değişimini göstermektedir. Bu grafik Şekil 3.6 b) grafiği ile birlikte incelendiğinde maksimum pik noktasının oluştuğu V_0 aralığının birbirine yakın değerlerde olduğunu ve oluşan maksimum pik noktaları göz önüne alındığında τ değerinin arttığını gözlemleyebiliriz.

4. SONUÇ

Bu çalışmada uçuş zamanı (τ)'nun X ile değişimi serbest uçuş bölgesi L ve V_0 değerlerine bağlı olarak incelendi. Spektrometrenin yaygın kullanım şekli olan kaynağın spektrometre eksenine dik olma durumu ele alındı.

Elde edilen sonuçlara göre τ 'nun değerleri L'ye bağlı olarak değişirken, bu değişim V_0 değerlerine bağlı olarak da gözlemlenmiştir. Time lag (τ)'nun elde edilen maksimum değeri ve bu değerin L'ye ve V_0 bağlı olarak kayması bu değişimi göstermektedir. Buna göre time lag enerji merkezlemesi parametre değerlerine göre değişmektedir. L'nin önerilen alt değerleri $L = 1,5$ m dir $L = 1$ m değerinde V_0 değerindeki değişmelere bağlı olarak kullanılabilir değerler oluşturmadığı gözlemlenmiştir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] D . A . Skoog - F. J . Holler – T . A. Nieman, “ Principles of Instrumental Analysis “ Fifth Edition , Çeviri Editörü Esmâ Kılıç - Fitnat Köseoğlu – Hamza Yılmaz.
- [2] Gündüz Turgut , İnrümental Analiz, Gazi Kitapevi, Ankara (1999) Beşinci Baskı .
- [3] W.C. Wiley and I. H. McLaren, Rev. Sci. Instrum. **26**, 1150 (1955).
- [4] G. Sanzone, Rev. Sci. Instrum. **41**, 741 (1970).
- [5] C. W. S. Conover, Y. S. Twu, Y. A. Yang and L. A. Bloomfield, Rev. Sci. Instrum. **60**, 1065 (1989).
- [6] W. A. de Heer and P. Milani, Rev. Sci.Instrum. **62**, 670 (1991).
- [7] F. Chandezon, B. Huber and C. Ristori, Rev. Sci. Instrum. **65**, 3344 (1994).
- [8] Ş. Şentürk, J. P. Connerade, D.D. Burges and N. J. Mason, J. Phys B: At. Mol. Opt. Phys.**33**, 2763 (2000).