CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

EGZOTİK ATOMLARIN ÖZELLİKLERİ VE BOZUNUMLARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

HAZIRLAYAN Mustafa YEŞİLYURT

YÖNETİCİ

Prof. Dr. İhsan ULUER

MANİSA–1996

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ FİZİK
ANABİLİM DALI

EGZOTİK ATOMLARIN
ÖZELLİKLERİ VE BOZUNUMLARI

Mustafa YEŞİLYURT

Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce
"Yüksek Lisans (Fizik)"
Ünvanının Verilmesi için Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 05.01.1996
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 17.01.1996

Tez Danışmanı Prof. Dr. İhsan ULUER
Jüri Üyesi Prof. Dr. Mehmet AYDIN

Jüri Üyesi Doç. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA

Enstitü Müdürü Doç. Dr. Yunus ERDOĞAN

OCAK -1996
MANİSA

İÇİNDEKİLER

İÇİNDEKİLER I
ÖZ II
ABSTRACT II
ÖNSÖZ III
SİMGELER DİZİNİ IV
ŞEKİLLER DİZİNİ V
1. GİRİŞ **1**
2. POZİTRONYUM **3**
2.1. Pozitronyum Ve Silis Üzerinde Oksijen Yoğunlaşması Ve Alüminyum Tozları Arasındaki Bağlantı **5**
2.2. Bose Yoğun Maddesinde Pozitronyum Bozunması **16**
2.3. Pozitronyumun Aşırı ince Yapısına Elektro-Zayıf Düzeltme **17**
2.4. e^+ -H ve Ps- $\overline{p}$ Sistemlerinde Antihidrojen ve Pozitronyum Formasyonu **17**
2.5. Pozitronyum için Rölativistik Formalizmde α^6 Mertebesinde Aşırı İnce Yapı Düzeltmeleri **21**
2.6. Pozitronyumun P Seviyellerinin İnce-Yapı Yarılmalarına $\alpha^4 R\infty$ Mertebesinde Düzeltmeler **22**
2.7. e^+ -Li ve e^+ -Na Saçılmasında Pozitronyumun Formasyon Etkisi **23**
3. MUONİYUM **38**
3.1. Muoniyumda 1S-2S Geciş Frekansının Ölçümü **39**
3.2. Katı Azotta Muoniyumun İki-Fanon Kuantum Difüzyonu **45**
4. PİONİK HİDROJEN **47**
5. SONUÇ **49**
KAYNAKLAR **50**
ÖZGEÇMİŞ **51**

ÖZ

Bu araştırmada Egzotik Atomların Özellikleri ve Bozunumlarıyla ilgili yapılan deneysel ve teorik çalışmalar sunularak, modern fiziğin gelişmesine yapılan katkılar aktarılmaya çalışılmaktadır. Egzotik atomların gazlar, sıvılar ve katılarda yaptıkları çeşitli etkileşmeler; oluşumları, bozunumları ve diğer özellikleri ele alınarak örneklerle incelenmektedir.

ABSTRACT

In this study, it is aimed to give some contributions to developing of modern physic, by introducing of theoric and experimental studies of exotic atoms related to their decaying and properties. Formations, decaying and some attractions of exotic atoms with gases, solids and liquids have been considered, and it has been investigated with the help of examples.

ÖNSÖZ

Önce çalışmalarımdaki değerli katkı ve yardımlarıyla, engin bilgi ve hoşgörüsüyle ufkumu açan ve başarıya yönlendiren sayın hocam Prof. Dr. İhsan ULUER'e teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Ayrıca yine değerli katkılarından dolayı arkadaşım Fikret YILDIZ, Abdullah KAYA, Cemalettin İPEK, Şule BAYRAKTAR'a ve özellikle Yrd. Doç. Dr. Salim ORAK'a teşekkür ederim.

Döküman çalışmalarında yardımlarını unutamayacağım ODTU kütüphane çalışanlarına ve özellikle Ali BİLGİN'e, yazılım ve bilgi işlem çalışmalarıyla Adil GÜVENER'e ve Nadir Bilgisayar çalışanlarına teşekkür ederim.

SİMGELER DİZİNİ

CCA	close-coupling-apporxination
e^-	elektron
e^+	pozitron
eV	elektron Volt
FWHM	Full Width Half Maximum (yarı yükseklik tam genişlik)
G	Gauss
G_F	Fermi çiftlenim sabiti
GHz	Gigahertz
K	Kelvin
k	Boltzman sabiti
keV	kilo elektron Volt
kHz	kilo hertz
L	açısal momentum
Mu	Muoniyum
MeV	milyon elektron Volt
MHz	megahertz
n	baş kuantum sayısı
nm	nanometre
ns	nanosaniye
P	basınç
p	proton
$\overline{p}$	antiproton
P_S	pozitronyum
QED	Kuantum Elektrodinamik
UV	Ultraviole
YKY	Yakın Kuplaj Yaklaşımı
α	aşırı ince yapı sabiti
τ_O	bağ enerjisi
μm	mikrometre
μ^+	müon
π^+	pion
υ	frekans
λ	dalga boyu

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. SiO_2 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak S parametresini gösteriyor. **8**
Şekil 2. SiO_2 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak R parametresini gösteriyor. **9**
Şekil 3. $A1_2O_3$ üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak S parametresini gösteriyor. **11**
Şekil 4. $A1_20_3$ üzerinde O_2 *için* sıcaklığın bir fonksiyonu olarak R parametresini gösteriyor. **12**
Şekil 5. SiO_2 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak basıncı gösteriyor. **14**
Şekil 6. Al_2O_3 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak basıncı gösteriyor. **15**
Şekil 7. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik faz kayması, sürekli çizgi S dalga statik elastik saçılmayı, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik saçılmayı gösteriyor. **28**
Şekil 8. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik faz kayması sürekli çizgi P dalga statik elastik saçılmayı kesikli çizgiler kuplaj statik saçılmayı gösteriyor. **29**
Şekil 9a. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti, noktalar P dalga kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor. **31**
Şekil 10. Pozitron-sodyum saçılmasında enerjiye göre elastik faz kayması, sürekli çizgi S dalga statik elastik saçılmayı, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik saçılmayı gösteriyor. **34**
Şekil 11a. Pozitron-sodyum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti, noktalar P dalga kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor. **35**
Şekil 11b. Pozitron-sodyum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor. **36**

1. GİRİŞ

Tek elektronlu atomlar modern fiziğin gelişiminde önemli bir rol oynamışlardır. Özellikle bu sistemler üzerine yapılan yüksek duyarlılığa sahip deneyler, bağlı durumu kuantum elektrodinamikleri (QED) ve standart teoriden sapmalar için hassas araştırmaları mümkün kılmaktadır. Hidrojen (H), döteryum (D) ve trityum (T) doğal izotoplar zinciri, pozitronyum (Ps) (e^+e^-), muoniyum (Mu) (u^+e^-), pionik hidrojen (P π^-), pionyum *(π^+e^-)* ve muonik helyum ($\alpha\ \mu^-\ e^-$) gibi egzotik atomları da içeren sistemleri kapsayacak şekilde genişledi. Hadronik çekirdekli hidrojenimsi sistemler için enerjilerinin hesaplanması, bu çekirdeklerin boyutu ve içyapısı ile sınırlıdır. Atomik hidrojende taban durum aşırı ince yapı yarılması ölçümlerinin hassasiyeti, 1S-2S enerji farkı ve $2^2 S_{1/2}$ — $2^2 P_{1/2}$ Lamb kayma aralığı kuramsal tahminlerinin duyarlılığından daha iyidir. Aslında, 1S-2S geçişlerindeki hidrojen-döteryum izotop kayma spektroskopisi, QED teorisiyle döteronun polarlanabilirliği konusunda bilgi çıkarımına imkan veren bir hassaslık seviyesine ulaşmıştır. Öte yandan, saçılma deneyleriyle, Leptonların davranışının 10^{-18} m mertebesinden daha küçük boyutlarda noktasal olduğu doğrulanmıştır. Dolayısıyla saf Leptonik sistem örnekleri olarak, pozitronyum ve muoniyum, nükleer yapı etkilerinden bağımsızdır.

Hafif bir parçacık-antiparçacık sistemi olan ve virtüel anhilasyon katkılarına tabii olan pozitronyumun aksine, muoniyum için QED hesaplamaları daha az sıkıcı ve genelde daha hassastır.

Pozitronyumun enerji seviyeleri bir kaç sebebten dolayı kuantum elektrodinamiğinde yoğun bir çalışmaya konu olmuştur. İlk sebeb, pozitronyumun saf bir elektrodinamik sistem olmasıdır (Pozitronyum sadece leptonlardan meydana gelmiştir). İkinci sebeb, pozitronyumun bir parçacık-antiparçacık sistemi oluşudur. Dolayısıyla simetri prensiplerinin ve gerçel veya virtuel anhilasyon süreçlerinin test edilmesi için kullanılabilir. Son olarak pozitronyum, iki parçacıklı bir sistemin bağlı durumlarının teorisini denemek için mükemmel bir fırsattır. Muoniyumdan daha iyi bir deneysel elde edilebilirlik sunar.

Silis içine enjekte edilen bir pozitron muhtemelen madde içinde yeri belirlenmemiş excitonumsu Bloch durumunda kalacak olan pozitronyumu oluşturacaktır. Ps'un büyük bir kısmı negatif çalışma işlevinin bir sonucu olarak

yüzeyden dışarı atılacaktır. Tek-kuartz kristal, pozitron-ışın deneylerinde (Sferlazzo 1987) ve SiO_2 partikülleri üzerinde yapılan çalışmalarda (Chang 1985) yukarda bahsedilen şekilde katı içinde oluşturulan Ps'un bir yüzeyden bırakılacağı gösterilmiştir. Yalıtkanlar içine pozitif muonlar enjekte edildiğinde çoğu kere hidrojen atomlarına benzer bir şekilde muoniyum atomlarını oluştururlar. Negatif piyonların içinde hidrojen bulunan bir madde tarafından durdurulmaları sebebiyle negatif piyonun proton çevresinde Coulomb etkileşmesi nedeniyle yerleşmesinden piyonik hidrojen oluşur. Esasen kuantum mekaniksel doğaya sahip olan hafif atomların dinamiği özellikle ilgi çekicidir. Çünkü kuantum difüzyon teorisinin test edilmesini sağlamaktadırlar.

2. POZİTRONYUM

Ps atomunun maddedeki etkileşimi ömür süresi ölçüimleri ve gama-gama açısal korelasyon deneyleri ile araştırılmaktadır. Pozitron ömürleri hızlı-yavaş çakışma deneyleri ile ölçülür. Burada yaklaşık olarak 400 pikosaniyelik bir ayırma gücü yeterli bulunmaktadir. Ps oluştuktan sonra bozunum eğrisi üç üstel kısma ayrılır. Singlet Ps τ_o=0.125 nanosaniyelik bir ortalama ömre sahiptir. Üçlü için ise bozunum kuralları uyarınca iki gama bozunumu yasaklanmıştır. Bununla birlikte çevre iliskileri sonucunda atomun elektronlan ile iki gama bozunumu daha yüksek (τ_2=l–5 nanosaniye) ömre sahip olabilir (1).

Ps formasyonu için iki model geliştirilmiştir (l'de kaynak 5,7).

1) Ore modeli: Bu modelde enerjetik pozitronların atomik elektronlarla çarpışması düşunülmektedir. Buna göre

$$e^+ + A \rightarrow Ps + A^+ \qquad (2.0.1)$$

Burada oluşan Ps atomları 0 ile 6.8 eV arasında kinetik enerjiye sahiptirler. Dolayısı ile bunların önemli bir kısmı "sıcak" olup termal Ps'lar için yasak olan kimyasal reaksiyonlara girişebilirler. Bu durumda ömür spektrumunda uzun süre kalabilen bileşen sadece termal Ps'ların elektron yakalama anhilasyonlarını, kısa süreli bileşenler ise sıcak Ps'ların anhilasyonlarını içerir.

Ore mekanizması ile τ_2 sabit olduğu halde I_2'de bir azalma üç şekilde açıklanır.

a) Pozitronların daha çabuk yavaşlatılması,

b) Ps atomlarının daha az etkin yavaşlatılması,

c) Sıcak Ps'ların çevre ile daha şiddetli reaksiyonu.

Asal gazlar için Ore modeli Ps oluşumunun kantitatif bir açıklamasını yapar ve Ps 'un tam iyonik kristal ve metaller de oluşmasını oldukça uygun bir şekilde tanımlar.

2) Çıkıntı modeli: Bu modelde pozitronyum, iyonizasyon çıkıntısından oluşan elektronlarla pozitronların reaksiyonu sonucunda meydana gelmektedir. Çıkıntıları reaktif örneklerin (elektronlar, iyonlar ve kökler gibi) geçici salkımlanmaları olduğundan, son çıkıntıda Ps oluşumu:

$$e^{-}+e^{+}\rightarrow Ps \qquad (2.0.2)$$

diğer oluşumlarla, örneğin kavuşum oluşumu ile başa baş yarışır:

$$e^{-} + M^{+} \rightarrow M \qquad (2.0.3)$$

veya elektron ve pozitif iyon toplaması:

$$M^{+} + S^{(+)} \rightarrow \text{ürünler} \qquad (2.0.4)$$

$$e^{-} + S^{(-)} \rightarrow S^{-} \qquad (2.0.5)$$

Böylece çıkıntı modelinde bir elektron veya pozitif iyon toplayıcı sisteme ilave edilince sistemin Ps oluşumu azalır veya artar.

Ps oluşumu aynı anda her iki model çerçevesinde meydana gelebilir. Bunlardan hangisinin fazla olduğunu anlamak için, sıcak atom ve çıkıntı oluşumlarının araştırılması gerekir. Gazlarda çıkıntı mekanizması önemli değildir, çünki bunlarda yoğunluk düşük ve elektron mobilitesi yüksektir. Ps oluşumu üzerindeki araştırmalar sıvılar üzerinde yoğunlaşmıştır.

Su ve alkol gibi yönlenmiş eriticilerde sıvı-katı faz geçişinde Ps oluşum ihtimali iki kat artar. Diğer taraftan sıvı-cam durumuna geçişte I_2 etkilenmez. Katılaşmadaki zenginlik, Ps için, kabul eden latisteki serbest hacim artışından kaynaklanır. Bu geçiş etkisi çıkıntı modeline göre fazla elektronların daha yavaş çözülmesi olarak açıklanır. Bu kaideye istisna olarak naftalinde elektron-çözelti molekül reaksiyonu vardır. Sıvı naftalin için I_2 = %24 katı naftalin için ise I_2 = %9 dur.

Eriyik için de bazı bileşikler katılınca sabit τ_2 de kuvvetli bir I_2 düşüşü gözlenir. Ore modeline göre bu Ps oluşum yasaklanması veya eriyikle sıcak Ps reaksiyonlarından dolayı meydana gelir. Çıkıntı modeline göre ise Ps oluşumu

elektron yada pozitron toplanması ile engellenir. Bazı bileşenler tam durdurma yaparsa da bazıları belli bir miktarda engel yapar.

Durdurma yapmayan bazı elektron kabul ediciler vardır. Fakat bunlar eriyik içindeki diğer maddelerin etkisini yok edebilir ya da azaltabilir. Örneğin 0.06 mol iodobenzer benzende ki I_2 yi %38'den %18'e düşürebilir (azaltma), bu eriyiğe 0.6 mol C_6F_6 ilavesi I_2'nin %34'e çıkmasına sebep olur. Böylece C_6F_6, C_6H_5I tarafından düşürülen Ps oluşumu ihtimalini restore eder. Yükseltme etkisi sıcak atom olayları ile açıklanamaz, fakat çıkıntı modeli ile iyi anlaşılabilir. CS_2, CO_2, C_6F_6 veya naftalin gibi bütün yükselticiler reaksiyondaki fazla elektronları toplayarak moleküler iyonlar oluştururlar. Bu iyonlarda elektron çok zayıf bağlıdır (elektron afinitesi < 1.5 eV) dolayısıyla bir pozitrona Ps oluşumu için verilebilir. Diğer taraftan durdurucular çıkıntı elektronlarla ayırıcı bir şekilde bağlanırlar:

$$e^- + AX \rightarrow A + X^- \qquad (2.0.6)$$

böylece statik bir X^- kökü oluşur. Bu reaksiyon $e^- + S \rightarrow S^-$ reaksiyonu ile benzer tesir kesitine sahip olup fazla elektronları toplamakta eşit şartlara sahiptirler. Bazı alifatik hidrokarbonlarda CS_2 düşük konsantrasyonda durdurucu, yüksek konsantrasyonlarda ise yükseltici rolü oynar. CS2'nin elektron afinitesi çok düşük olduğundan, elektron toplama yolu ile Ps oluşumu meydana getirir. Dolayısı ile durdurucu etkisi çıkıntı elektronlarının mobilitesini azaltmasına bağlanabilir. Daha yüksek CS_2 konsantrasyonlarında, komsu CS_2 molekülleri arasında elektron tünel olayı elektron mobilitesini artırarak Ps oluşumunu hızlandırır. Alkali halidlerin, KSCN'nin ve Na_2S'nin sudaki eriyiklerinin benzer özellikleri olduğu gözlenmiştir (1'de kaynak 8). Buradaki olay pozitif boşluk (burada OH) toplanmasını içerir.

2.1. Pozitronyum Ve Silis Üzerinde Oksijen Yoğunlaşması Ve Alüminyum Tozları Arasındaki Bağlantı

Silis içine enjekte edilen bir pozitron muhtemelen, madde içinde yeri belirlenmemiş excitonumsu Bloch durumunda kalacak olan pozitronyumu oluşturacaktır (Dupasquier 1983). Ps'un büyük bir kısmı yüzeyin hemen yakınında yayılacak ve negatif çalışma işlevinin bir sonucu olarak dışarı atılacaktır. Bu Ps'un

normal olarak bir yüzeyden c- yönünde, 3.26 Ev enerjiyle, monoenerjik bir pik olarak atıldığını gösteren, tek kuartz kristal üzerinde yapılan pozitron-ışın deneylerinde (Sferlazzo 1987) ve ortalama Ps yayılma enerjisi 0.8 eV'i bulan, şekilsiz saf (veya toz) SiO2 partikülleri üzerinde yapılan çalışmalarda (Chang 1985) gösterilmiştir (2).

Gazları adsorb etme kapasiteleri dolayısıyla teknolojik önemi olan SiO2'nin gözenekli sistemleri konusunda birçok pozitron çalışması yapılmıştır. Amaç, gazlarla pozitron etkileşimlerinin anlaşılmasını kolaylaştırmanın yanında, katı madde üzerinde sıkıştırılmış alanın özel şartlarında gazların davranışlarını izah etmektir. Bu yüzden SiO2 jeline (Chuang ve Tao 1974) ve Vycor camına (Wilkson 1992) nüfuz eden değişik gazlarla ölçümler yapıldı. Bunların her biri geniş özel bir alanı temsil eder (2).

Bu çalışmada oksijenin, silis ve aluminyum alt tabakaları üzerinde ısının bir fonksiyonu olarak yoğunlaştırılması konusu incelendi. Moleküler physisorption'ın ilk aşamalarını göstermek için 511 keV bozunma ışınımında Dopler genişlemesi ölçümleriyle birlikte Ps yoğunluklarının tesbiti kullanılır. Langmuir adsorpsiyon modelinin uygulanması O2'nin SiO2 ve Al_2O_3 tozunda adsorpsiyon enerjilerinin belirlenmesine izin verir (2).

Pozitron Anhilasyon Spektroskopisi

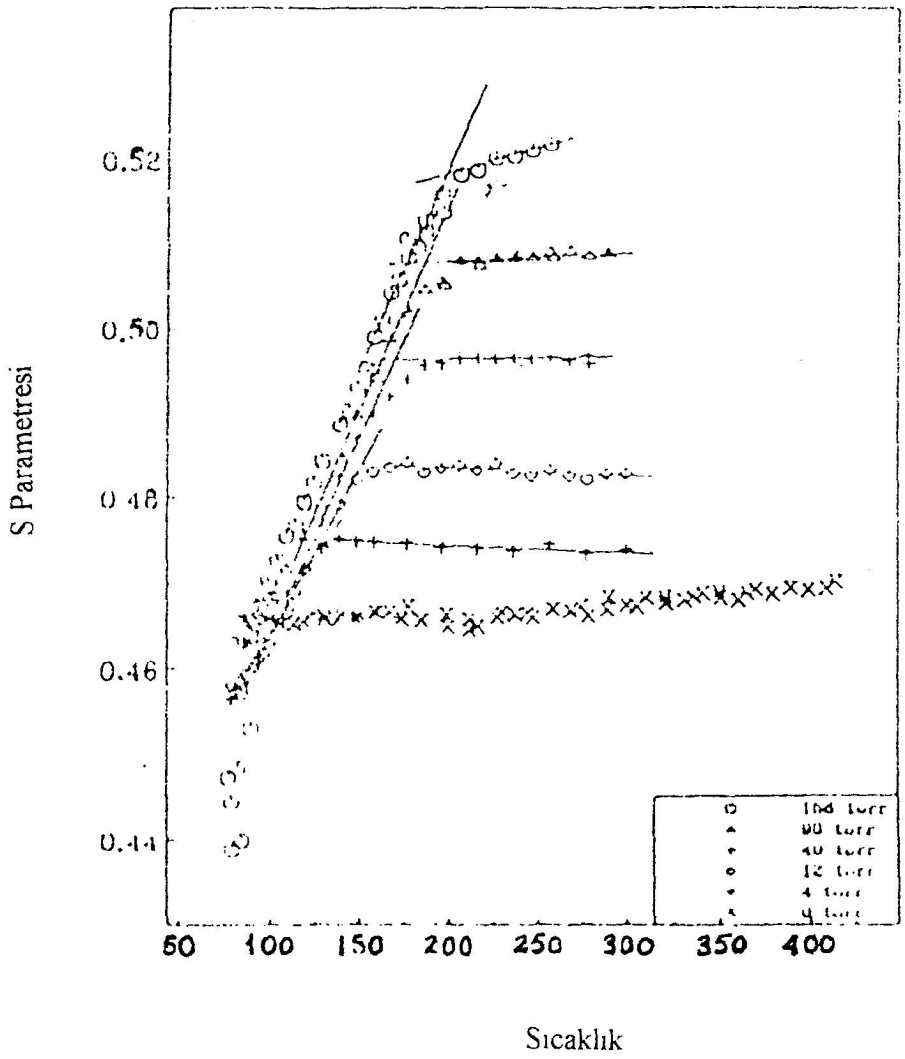
SiO_2 ya da O_2 içinde elektronlarla imha edilen pozitronlar normal olarak zıt yönlerde yayılan 511keV fotonlara sebep olur. Yakındaki bir germanyum foton spektrometresi 511keV de bir fotopik, ayrıca düşük enerjilerde bir compton sürekliliği kaydedecektir. Tabi fotopik şekli enstrümantal unsurlar sebebiyle ^{85}Sr izotopundan tek renkli 514 keV gama ışınıyla tesbit edilebilir. Tipik olarak 1.0keV'in hemen üzerinde yarı yükseklik tam genişliğe sahiptir. Genelde 511keV anhilasyon çizgisinin daha geniş olduğu, bulunmuştur (Çoğunlukla yaklaşık 2keV). Ekstra genişleme e^+ e^- çiftinin kütle merkezinin sonuç hareketinin bir neticesidir. Örneğin, ısı verilmiş pozitron (0.O25 eV) ve bir maddedeki tipik elektron enerjisi 6 eV ile foton enerjisi 1 keV de Doppler etkisi olabilir. Parçalanan çiftlerden izotropik yayılma sebebiyle, sabit Ge dedektörü yönündeki foton enerjisi 511 keV pik durumuna kadar yayılacaktır (2).

Bükülme analiziyle bir fotopik farklı elektron gruplarıyla parçalanan pozitronlara tekabül edecek biçimde üç, dört, ya da beş parçada (Riçe-Evans v.d. 1992) analizi mümkün olduğu halde, bu çalışmanın amaçları alanda normalleşen, 511keV çizgisinin yüksekliğinde meydana gelen değişmeleri tanımlamakta geleneksel S parametresi kullanılmakla da yerine getirilir. Bu alışıldığı gibi, dizinin merkez bölgesinin, çok kanallı bir analiz edicide kaydedilen içeriğinin toplanması ve bütün dizinin içeriğine bölünmesiyle yapılır. Bu durumda saçılma her kanal için 91 eV ve bütün dizin 91 kanal olduğu kabulüyle, S, merkezi 17 kanalın içeriği olarak tanımlanıyor (2).

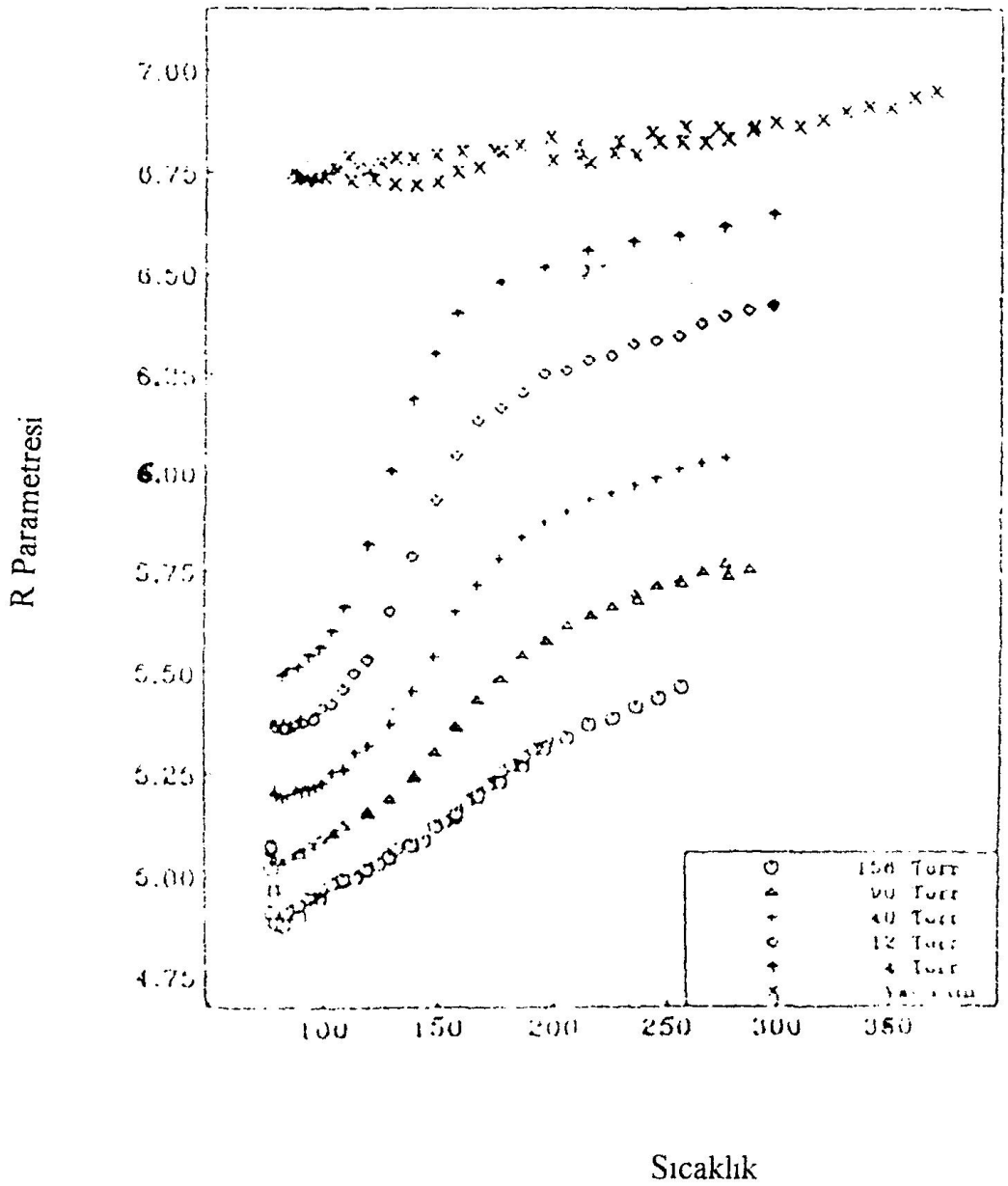
Ps, pozitronun bir elektronla sıçrama durumudur. Temel durumda 6.8 eV bağ enerjisine sahiptir ki, bu benzer hidrojen atomundakinin yarısıdır. Ps ortho-Ps (spinler paralel) ve para-Ps (spinler zıt) olarak bulunur, birincinin yaşam süresi 147 nano saniye ve ikincinin yasam süresi 125 nano saniyedir. Spin korunumunun bir sonucu olarak, para-Ps iki 511keV'lik foton yoluyla bozunurken, ortho-Ps toplam 1.O22meV enerjiyi paylaşan üç fotonla bozulacaktır. Normal şartlarda istatistikler para-Ps /ortho-Ps formasyon oranını 1/3 olarak verir (2).

Bir katı içindeki elektronlarla bozulan pozitronların aksine serbest Ps'un kütle merkezinde ancak küçük bir hareketi vardır. Bunun anlamı küçük bir Doppler kayması dolayısıyla da daha dar bir 2 γ çizgi-şeklidir; para-Ps olarak bozulan pozitronların oranında bir artış S-parametresinde bir yükselişe sebep olacaktır. Ps oluşumunda bir artış muhtemelen daha fazla ortho-Ps'ye yol açar ki bu da fazla 3γ bozulması olarak kaydedilebilir. Bunlar compton sürekliliğini artırır ve buradan ortho-Ps miktarındaki değişmeler R-parametresiyle kaydedilebilir. R parametresi analiz edici hesapların bütün spektrumdaki toplam hesaplara compton bölgesinde bölümünün oranıdır (2).

Ölçümler, 514keV'de 1.1keV ayırma gücüne sahip bir Ge detektörle yapılmıştır. Radyoaktif ^{22}NaCl 3 μm alüminyum yaprak üzerine 3 mm çapında koyulup bir sandviç şeklinde düzenlendi. Pozitron kaynağı sıvı azot içinde pirinç Dewar içindeki bakır kap da toz içinde sıkıştırıldı. Örnek sıcaklığı 77 K ile 420 K arasında değiştirilebiliyordu (2).



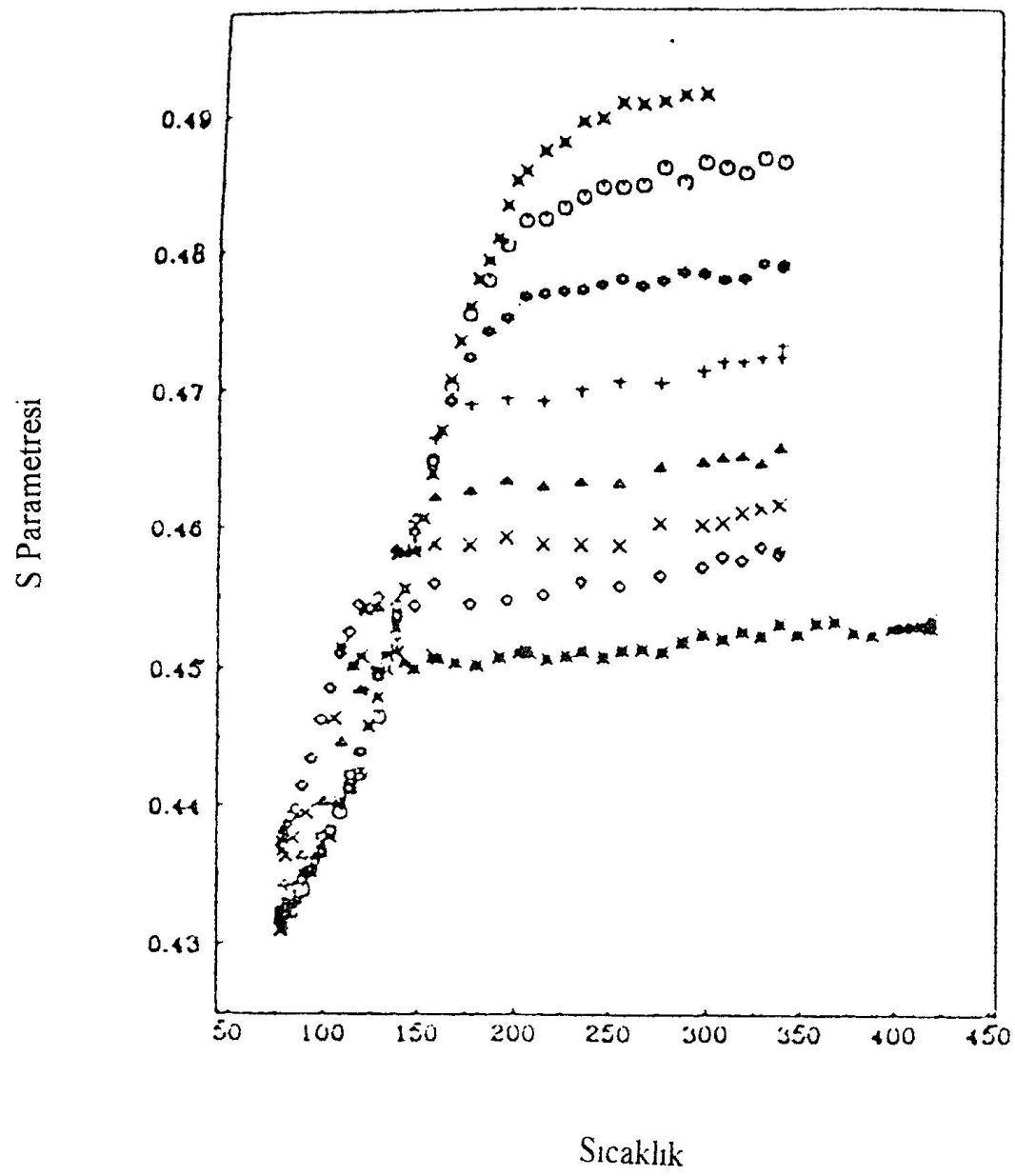
Şekil 1. SiO_2 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak S parametresini gösteriyor.



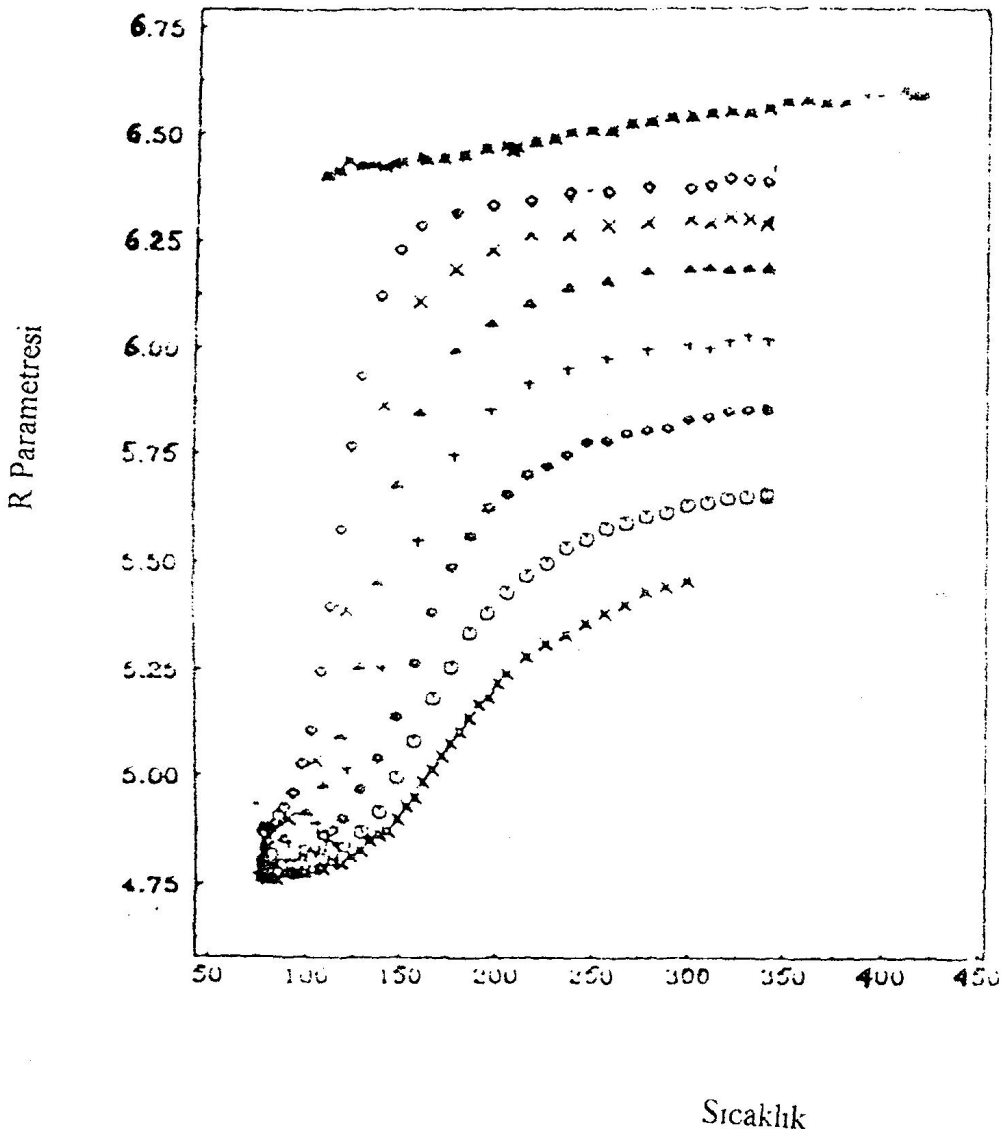
Şekil 2. SiO_2 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak R parametresini gösteriyor.

SiO_2 üzerindeki değişik başlangıç basınçlarında O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak S parametresini gösteren bir grafik oluşturulursa (şekil 1), eğri neredeyse düzdür, bu da Ps'un SiO_2'ye nüfuz miktarının sıcaklığa bağımlılığının küçük olduğunu gösterir (Chuang ve Tao 1971). Tersine, bütün run boyunca pirinç bölmenin tabanında 77 K'de sıvı O_2 birikintisi (gölcüğü) 'nin sürekli olması sağlanarak O_2'nin en büyük basıncındaki run, yüksek bir para-Ps sinyali gösterir. Bu 200 K'nin altına düşen örnek sıcaklığıyla birlikte keskin biçimde düşer. Orta seviye basıncındaki run'larda da daha düşük derecelerde başlayan bir gerileme görülür (2).

Aynı veri grubuna göre sıcaklığın bir fonksiyonu olarak R parametresini gösteren yeni bir grafik çizilirse (şekil 2), vakum için yüksek bir değer büyük miktarda ortho-Ps'ye işaret eder. Düze yakın eğri ortho-Ps için SiO_2 yüzeylerden sıcaklıktan bağımsız yayılma oranını ifade eder. O_2'nin mevcudiyeti ortho-Ps miktarını azaltır ve azalan sıcaklıkta aynı etkiyi gösterir (şekil 3 ve 4). Aynı şekilde $A1_20_3$ tozu üzerinde yoğunlaştırılan O_2'ye göre grafikler oluşturulursa bunlar denk eğrileri gösterir. Özellikler SiO_2'dekilere çok benzer (2).



Şekil 3. $A1_2O_3$ üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak S parametresini gösteriyor.



Şekil 4. $A1_20_3$ üzerinde O_2 *için* sıcaklığın bir fonksiyonu olarak R parametresini gösteriyor.

Eğriler O_2 gazında Ps etkileşimlerinin ve sıcaklık düşürüldükçe O_2'nin physisorption olmasının bir sonucudur. S parametresi en büyük O_2 basıncı için en yüksektir, bu iyi bilinen bir gençeği, gaz halindeki O_2'nin ortho-Ps'nin para-Ps'ye dönüşmesine sebep olduğunu gösterir (Ferrell 1958). O_2 yokken ortho-Ps'nin para-Ps'ye oranının 3/1 olması beklenir. Fakat O_2'nin artan basıncı gözlenen oranda düşmelere yol acar (2).

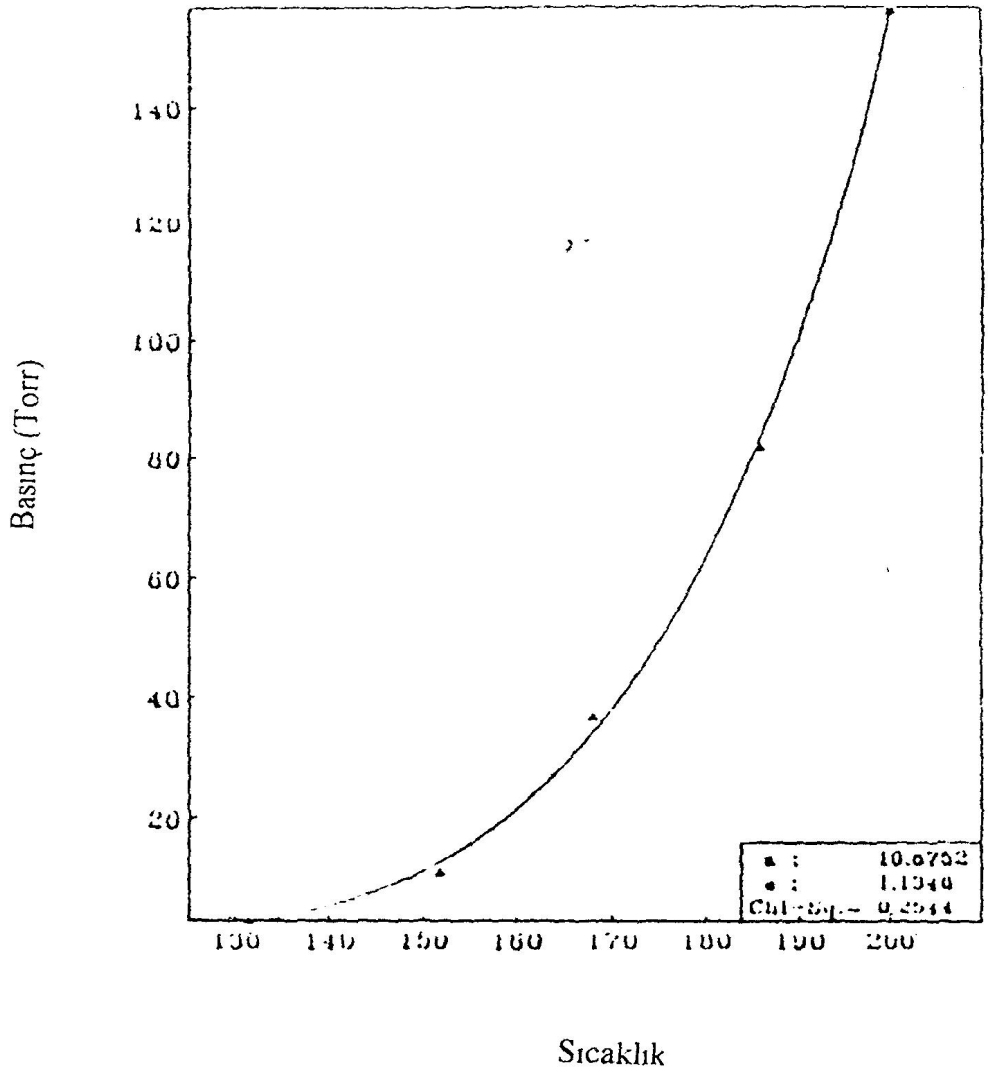
Hem S hem de R'deki gerileme (iniş) O_2'nin alt tabakalar üzerinde yoğunlaşmasına bağlandı. Konvulisyon analizi, bu inişlere serbest anhilasyon unsurundaki bir artışın da eşlik ettiğini doğruladı. Başlangıçta sıcaklık düşürülürken bir tek-katman (monolayer) yoğunlaşacaktır, denge oluşturulması sıcaklıkla idare edilirken, sıcaklığın daha da düşürülmesiyle tam bir tek-katman kaplanması (oluşturulması) muhtemeldir ve daha sonra ilave katmanlar adsorbe olacaktır. Düzensiz toz yüzeyler için Lagmuir modelinin uygulanacağı durumlarda sabit-yer physisorption'un ortaya çıkması beklenir (Dash 1975). Bu, buhar basıncı (P) ve fraksiyonel tek-katman kaplanması ile x arasındaki ilişkiyi tesbit eder:

$$P= (2\pi m/h^2)^{3/2} (kT)^{3/2} [x/(1-x)] \exp(-\tau_0/kT) \qquad (2.1.1.)$$

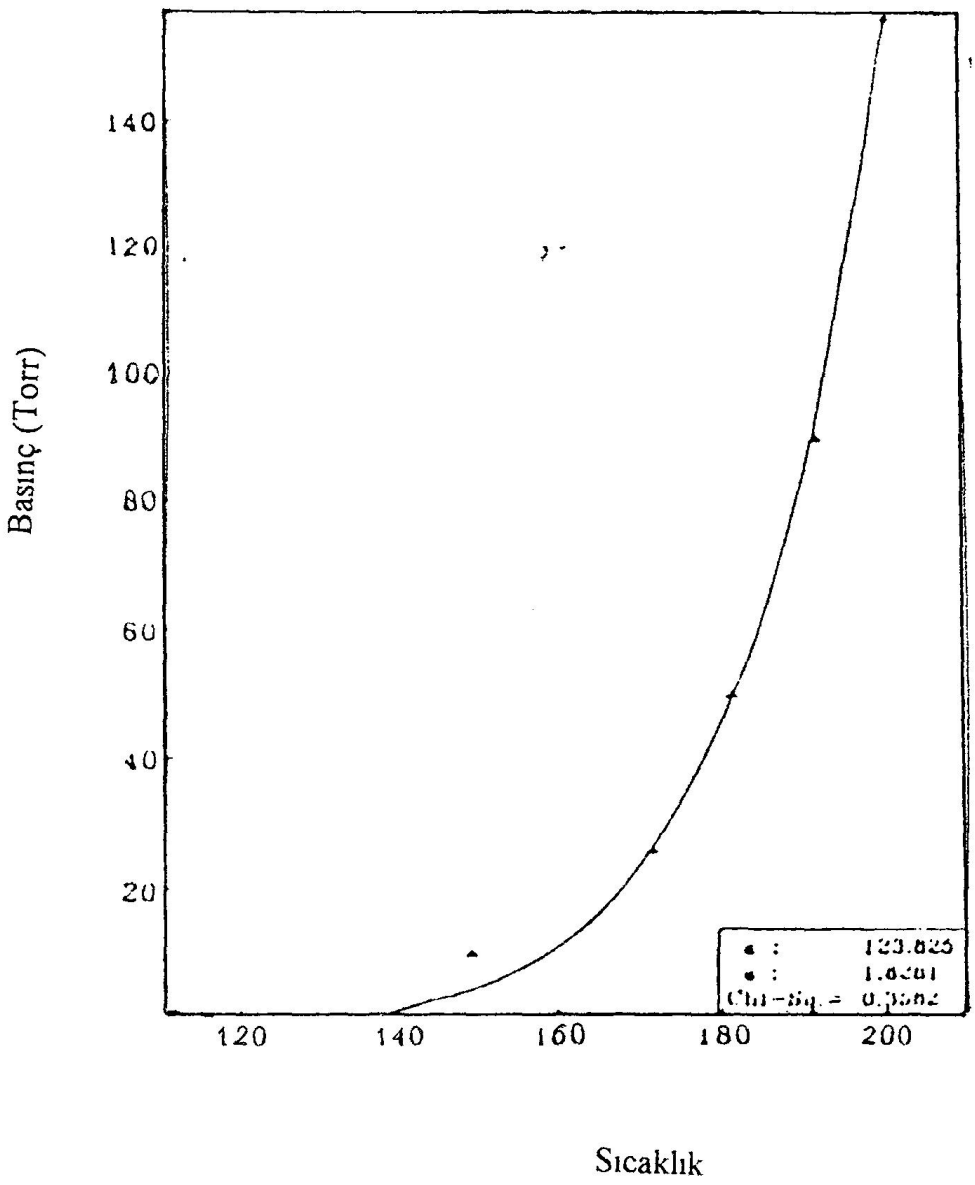
burada m bir oksijen molekültinun kütlesi, τ_0 van der Waals kuvvetleri tarafından idare edilen bağ enerjisidir. Deneylerde x bağımsız olarak belirlenmediği halde, ifade göstermektedir ki bir dizi runda aynı kaplanmanın noktalarını belirlemek yeterlidir ve daha sonra ısı karşısındaki buhar basıncının çizilmesi τ_0'yu tesbit edecektir (2).

S datasında, yüksek-sıcaklık vasıtasıyla, hesaplanmış düz çizgiler ve düşük ısılardaki adsorption'ı gösteren düz çizgiler çizilirse, kesişme noktası belli bir x değerinin sıcaklığının iyi bir göstergesi olarak alınabilir. Şekil 1 SiO_2 üzerindeki O_2 için çizgileri gösterir ve $A1_2O_3$ için benzer çizgiler çizilmiştir.

Şekil 5 ve 6'da sırasıyla SiO_2 ve $A1_2O_3$ için basıncın kesişim sıcaklığı ile değişimi gösterilmektedir. Langmuir ifadesi x^2 minimize etme programıyla deneysel noktalara uygun hale getirilmiştir (Kiefl 1982, Brunauer ve arkadaşları 1938).



Şekil 5. SiO_2 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak basıncı gösteriyor.



Şekil 6. Al_2O_3 üzerinde O_2 için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak basıncı gösteriyor.

Ps'nin gaz içinde yayılımını bastırmada physisorbe olmuş O_2'nin hareketini göz önünde tutmak önemlidir. Bir ihtimal O_2'nin Ps'yi SiO_2'nin içine geri yansıtan bir engel gibi hareket ediyor olmasıdır, böylece dar bir Ps 511keV unsuru (compenent) yerine, normal SiO_2 elektronlarıyla anhilasyon önemli bir Doppler genişlemesine ve dolayısıyla daha küçük bir S'ye yol açmaktadır. Aynı şekilde serbest ortho-Ps bastırılacak ve R azaltılacaktır. Bu da O_2'nin varlığında düşük ısılardaki S değerlerinin vakum değerinin altına düşmesi gerçeğiyle uyumlu olacaktır. Bununla beraber tanecik içine geri yansımanın olması iki sebepten dolayı beklenmez. Birincisinin, SiO_2'nin negatif işleme (çalışma) fonksiyonu olduğu bilinmektedir (Sferlazzo 1987, Chang 1985). ikincisi, gaz halindeki O_2 ortho-Ps'yi şiddetle para-Ps'ye dönüştürür, sıvı O_2 ile yapılan açısal karşılıklı ilişki (korelasyon) ölçümlerinden (Stewart 1990) bilinmektedir ki, 511keV çizgisinde hiçbir Ps unsuru görülmez. Bu da büyük miktardaki sıvı O_2 içindeki kabarcıkların Ps yüzünden olmadığını, dolayısıyla Ps'nin O_2 tarafından geriye atılmadığını (püskürtülmediğini) gösterir. Sıvı O_2 içinde Ps oluşabilir (Stewart 1990) fakat süratle söndürülür (bastırılır) ve gözlemlenemez (2).

Alternatif açıklama Ps'nin kimyasal olarak söndürüldüğü physisorbe olan katmanlarda yakalandığıdır. Bunun sıvı tek-katmandaki gibi yer belirleme şartlarında hızla işlemez duruma gelen uyandırılmış bir ara kompleks $(PsO_2)^*$ oluşumu yoluyla ortaya çıkabileceği iddia edilmiştir (Goldanski ve arkadaşları 1975). Bu Ps, pozitronun anti-paralel dönüşlü bir O_2 elektronu tarafından yakalanmasına, bunun neticesi olarak fotopikte bir genişlemeye ve S parametresinde bir küçülmeye yol açmaktadır (2).

2.2. Bose Yoğun Maddesinde Pozitronyum Bozunması

En erken gama ışını lazer fikirlerinden birinin gerçekleştirilmesinin temel ihtimaliyle ilgili ana parametre hakkında bir görüş ortaya koyuluyor (3). Bu parametre şiddetli bir kuantum dejenereliği durumunda bulunan pozitronyum gazının yoğunluğudur (birim hacimde parçacık sayısı). Egzotik maddenin seçimi, durgunken iki monokromatik saçılmasız gama ışını (zıt yönlerde) yayınlanan serbest para-pozitronyum atomunun bozunma özelliğiyle bildirilebilir. Dolayısıyla MeV mertebesinde Doppler kayması şiddetli olduğundan seyreltilmiş Bose yoğun maddesinden uyarılmış yayınlanma için bir zorluk yoktur (3).

2.3. Pozitronyumun Aşırı ince Yapısına Elektro-Zayıf Düzeltme

Pozitronyumun enerji seviyeleri bir kaç sebepten dolayı kuantum elektrodinamiğinde yoğun bir çalışmaya konu olmuştur. İlk sebeb, pozitronyumun saf bir elektrodinamik sistem olmasıdır. Çünkü pozitronyum sadece leptonlardan meydana gelmiştir. İkinci sebep, pozitronyumun bir parçacık antiparçacık sistemi oluşudur. Dolayısıyla simetri prensiplerinin ve gerçel veya virtuel yokolma süreçlerinin test edilmesi için kullanılabilir. Son olarak pozitronyum, iki parçacıklı bir sistemin bağlı durumlarının teorisini sınamak için mükemmel bir deneysel fırsattır. Muoniyumdan daha iyi bir deneysel elde edilebilirlik arzeder. Bu sınama klasik Bethe-Salpeter (4'de kaynak 1,2) denklemi veya modern formalizmler (4'de kaynak 3,5) kullanılarak yapılır (4).

Pozitronyumun taban durumu hidrojen atomunun taban durumuna benzer. Bir triplet (daha yüksek enerjili olanı) durumu ve bir singlet durumu. Bu iki durum arasındaki enerji farkı yaklaşık $2x10^5$ MHz dir. Benzemeyen tarafi, bu yanılmadan meydana çıkan düzeltmelerin atomik fizik düzeltmelerinden çok farklı olmasıdır (4).

Gerçekte, elektron ile pozitronun kütleleri ve magnetik momentleri aynıdır ve dolayısıyla tüm düzeltmeler aynı büyüklük mertebesinde düzeltme verirler. Bundan başka belli bir virtuel anhilasyon-rekreasyon (yok olma-yeniden yaratma) (e^+ - e^-) çifti ihtimali mevcuttur ve o enerji seviyeleri önemli bir katkı sağlar (4).

Kaynak 4'de $W^{\pm}$ ve Z^0 vektör bozonlarının pozitronyumun enerji seviyelerine etkileri hesaplanıyor. Tabiki bu zayıf etkileşmeler, elektrodinamik katkılardan çok daha küçük katkılar sağlar. Kabaca $\approx 10^{10}$ gibi bir oran vardır (4). $\Delta \partial \delta$

4'de ayrıca bir foton için virtuel (sanal) anhilasyona ait radyatif düzeltmeler verilmektedir.

2.4. e^+ -H ve Ps- $\bar{p}$ Sistemlerinde Antihidrojen ve Pozitronyum Formasyonu

e^+ - e^-= $\bar{p}$ sistemi fiziğin üç cisimli temel sistemlerinden ve yeniden düzenlenebilir en basit reaksiyonlarından biridir.

$$e^{+}+H \rightarrow Ps + p \qquad (2.4.1)$$

Yeniden düzenlenen geçişin tesir kesit hesaplaması, iç yapısında hareketli parçacığa sahip dinamik sistemin yapısındaki zorluklardan dolayı önemli kuramsal olaydır. Masses ve Mohr'un ilk olarak yapmalarından sonra (5'de kaynak.l), yük transfer sürecinin bir hesaplanması yapıldı (5'de kaynak. 2–4). Düşük enerjilerde Humberston'in Kohn değişkeni hesaplamaları ile diğer çalışmaları oldukça önemlidir (5'de kaynak. 5). Orta seviye enerji bölgesinde, perturbasyon teorisinin birçok farklı değişkeni uygulanarak bazı küçük yakın kuplaj hesaplamaları bağ yapısını kullandıkları için çok fazla sofistiktir (5'de kaynak. 7). Büyük ölçekli hesaplamaya uygun yük trasnfer matriks elementinin tam genel ifadesi (5'de kaynak 8) elde edildi. Böylece, çift kanallı analizörde pozitronyum ve hidrojen düzeylerinin hesaplamaları rutin olarak elde edilebiliyor.

Bu çalışmada e^{+} - H sisteminin kullanılan 6 steyt (düzey) modeli pozitronyumun Ps (IS. 2S, 2p) ve hidrojenin H (IS, 2S, 2p) üçlü düzeylerini kapsamaktadır Bu işaretleme notasyonu cc (3.3) yakın kuplaj hesaplaması olarak nitelendirilir. Momentum uzayında Lippmann-Schwinger denklemi dörtlü sayısal metodla çözülür (5'de kaynak 8). Bu araştırmada belirtilen ardışıl testlere göre yük transfer tesir kesiti %5'den daha iyi sayısal doğrulukta olmalıdır. Yük transfer reaksiyonları için kısmi tesir kesitleri J=0 dan J=12 ye kadar açıkca hesaplanır Kısmi tesir kesitleri ölçeği bir güç serisi olarak kabul edilerek kısmi dalga toplamı sonsuz J için tahmin edildi. Tesir kesitinde genellikle %5'den daha az olduğu sanılan düzeltme yapıldı. Pozitron enerjileri 1,5 Ry'in altında olduğundan iki komşu enerji arasında 0.01 veya 0.02 Ry'lik enerji aralığı (adımı) kullanıldı. Daha yüksek enerjilerde 0.05 veya 0.10 Ry'lik enerji adımı kullanıldı (5).

Born yaklaşımında hesaplanan tesir kesitlerinin pozitronyum formasyonundaki Ps(lS), Ps(2S), Ps(3S), Ps(3p) ve Ps(3d) seviyeleri önceki hesaplamalar ile aynıdır. Çiftlenmiş, statik modelde tesir kesitler –H(1S)-Ps(lS)- ile uzay kanalında ilk yapılan hesaplamalar ile aynıdır. Sonuç olarak hayali (pseudo) düzey hesaplaması çeşitli hesaplamaların aynıdır (5).

Ps(1S), Ps(2S) ve Ps(2p) düzeylerindeki hidrojen ve pozitronyum formasyonunun uyarılma tesir kesitleri (5'de şekil:l'de) gösteriliyor. Tamı tamına 60 eV'luk enerji bölgesinde hidrojen atomunun geometrik alanına yük transfer tesir kesiti yaklaşık eşittir. Taban düzeyde pozitronyum formasyonunda Ps(lS) tesir

kesitinin %15'den Ps(2S) ve Ps(2p) tesir kesitlerinin toplamı daha azdır (5).

Daresbury grubu hesaplamaları yaparken aslında e^+ -H sisteminde aynı temel modeli kullanır, grubun sonuçları mevcut tesir kesitlerle karşılaştırılamaz. Pozitronyum formasyonunun toplam tesir kesiti herbir düzeydeki tesir kesitler toplanarak hesaplanır ve bu Biefeld-Brookhaven'in birlikte yaptığı (5'te kaynak 14–15) deneysel tesir kesitlerle karşılaştırılabilir. Bütün muhtemel düzeylerdeki pozitronyum formasyonundaki deneysel veriler tesir kesitleri temsil eder. Tesir kesit pikinin yanında düşük enerjilerdeki deneysel veriler mevcut hesaplamanın eksik olduğunu gösterir ancak yüksek enerjilerdeki deneysel verilerle aynıdır. Düşük enerjilerde tesir kesitlerin sınırlanmış uzay kanalında kullanılan yakın kuplaj açılımına daha hassas olması beklenir. İyonlaşma eşiğinde 5'de yapılan hesaplama değişik hesaplamalarla karşılaştırılabilir. cc (6.6) hesaplamasını içerdiği üçlü H ve Ps fiziki düzeyleri ve hayali düzeyleri tahmini hesapları ile de karşılaştırılabilir (5'de kaynak 12). Bu hesaplamaların her ikisi de daha çok Ps formasyon tesir kesitini verir. Örneğin, 9.8302 eV'luk cc (6.6) azalan enerji hesaplamaları Ps(lS) tesir kesiti 1.812 π a_0^2 değerindedir. Bundan cc (6.6) modelinde hesaplamaları daha yüksek enerjilerde yapılır. Hayali düzeylerin tesir kesitleri deneysel pikteki tesir keisitlerle uyumludur. Hayali (pseudo) düzey hesaplamalarını orta seviyeli enerjiye genişletmek oldukça problemlidir. Çünki her iki fiziki ve hayali (pseudo) rezonanslar bu bölgede oluşur ve rezonansm iki çeşidini ayırdetmek için işlem (prosedur) yoktur (5).

İyonizasyon safhasındaki enerjilerde tesir kesitlerindeki artışın devam etmesi beklenir. Enerji artarken tesir kesitin değeri azaldığı (düstüğü) halde deneydeki çeliskiyi ortadan kaldırır. Ps formasyon tesir kesitllerini artırmak için n=3 ve daha yüksek seviyelerde pozitronyum formasyonunun toplamının artması beklenir. Özet olarak gelistirilmiş bir reaksiyon modelinin deneydeki farklılıkları azaltacağı umulur (5).

Aşağıdaki reaksiyon için tesir kesitin

$$Ps(lS) + p \rightarrow e^+ + H \qquad \textbf{(2.4.2)}$$

hesaplanması ilginçtir çünkü antihidrojen sistemi fiziğin yük konjugasyun simetrisinin yüksek presesyon çalışmalarında tercih edilen bir sistemdir (5'de kaynak 18). Antihidrojen diğer Muoniyum, pozitronyum ve protonyum gibi egzotik atomlardan farklıdır. Çünkü antihidrojen, bir iyon tuzağından izole edilmesi şartıyla durağan olur. CERN de yapılan düşük enerjili Antiproton Halkasındaki antiproton demetinin en uygun açıklaması şudur: Yük transfer sürecini kullanarak ve özel bir pozitronyum içeren bölme içine antiproton demeti yönlendirerek antihidrojen oluşturulabilir.

Antihidrojen üretim oranının etkisi ve deneyin oluşum süresi, antiproton akımı, pozitronyum üretim oranı ve yoğunluğu, yük transfer reaksiyonu tesir kesiti deneyin oluşum faktörleridir. İyonlaşma durumunda mevcut tesir kesitlerden ayrı olarak yük transfer sürecinin hesaplamalarının sadece sınırlanmış tahmini doğrulukları kullanılır. Azalan (düşen) enerjilerde deneydeki sınırlamaların doğruluğunun özellikle çok kesin olması beklenir. İyon oluşumunda yük transfer tesir kesiti en büyük etkendir. Antihodrojen üretimini en üst seviyede tutmak için deneysel şartların oluşturulmasında mevcut hesaplamalar (tesir kesit, demet yoğunluğu gibi) yardımcı olabilir.

20 eV'den daha az enerjilerdeki H(1S) ve H(2S) tesir kesitleri H(2p) tesir kesitinden daha küçüktür. 40 eV'den daha az enerjilerde taban düzeyden ziyade uyarılmış düzeylerde daha çok antihidrojen oluşur. 7–12 eV düşen pozitronyum enerjileri için tesir kesitleri $13\pi\ a_0^2$ den daha büyüktür. Bu 6.5 ve 11 keV'lik antiproton demet enerjilerine denktir. n=3 antihidrojen seviyelerine yük transfer tesir kesitinin katkısını belirlemek için seçilmiş bir kaç enerjide H(n=l,2,3) ve Ps(n=l,2) düzeylerini içeren bir model de hasaplamalar yapılabiliyor. Toplam yük transfer tesir kesiti en fazla %10 kadar artırılabilir ve maksimum tesir kesitin pozisyonu değiştirilemez (5).

Jim Mitroy benzer bir çalışmayı A.T. Stelbovics ile yaparak yayınlandı (6), bu makalede antiprotonlar ve pozitronyumun uyarılmış seviyelerinde çarpışmalarından antihidrojen oluşumunun ayrıntılı hesaplamalarını veriyorlar.

2.5. Pozitronyum için Rölativistik Formalizmde α^6 Mertebesinde Aşırı İnce Yapı Düzeltmeleri

Tamamen rölativistik Bethe-Salpeter formalizmi hidrojen, pozitronyum ve muoniyum gibi rölativistik olmayan sistemlerin bağlı durum enerjilerinin hesaplanmasında dominanttır. Rölativistik ve kovaryant teoride olduğu gibi bunu rölativistik olmayan sisteme uygulamak çok zordur.

Saçılma teorisinde olduğu gibi bollaştırılmış saçılmaya dayanarak 7'deki çalışmalar oluşturuluyor. Bu nedenle çalışmalar birinci mertebe pertürbasyon gibi sadece indirgenemez değil, indirgenebilir Feymen diyagramlarını da kapsar. α^5 mertebesinde muoniyum ve pozitronyumun aşırı ince yapı ve ince yapı yarılmalarında tek-lop (halka) süreçlerinin QED düzeltmeleri hesaplanıyor (7). Ayrıca, iki-foton değiş, tokuş süreçlerine vakum-polarizasyon düzeltmelerinden gelen pozitronyumun aşırı ince yapı yarılmalarının α^6 mertebesinde QED düzeltmeleri de gösteriliyor (7).

Pozitronyumun aşırı ince yapı yarılmalarının hesaplanması için, S düzeylerinin tripleks spinleri için $\tau=\gamma^i$ ve singlet sipinleri için $\tau= \gamma^5$ kullanılır. Rölativistik olmayan en düşük mertebe varsayımı ve Feyman parametrelerinin oluşturduğu integrasyon kullanılarak

$$K=K_{L+}K^{V}_{L+}K_{CL+}K^{V}_{CL}= -5x64\alpha^2m^2/9\ \pi^2 \qquad (2.5.1.)$$

sonucuna ulaşılır. Bu denklemdeki terimlerin tamamı 7'de denklem 10,11,12,13 ile verilmektedir. 7'de birçok ara işlem yapılarak aşırı ince yapı yarılmasında düzeltmelerin ifadesi

$$\Delta M=a/32\ \pi^2m^4N \int d^3q\ f(p)\ f(q)\ K \qquad (2.5.2)$$

şeklinde veriliyor. Momentum değişkenleri ile ilgili integrasyon işleminde iki foton karşılıklı değiştokuş vakum-polarizasyon düzeltmeleri yapıldığında aşırı ince yapı düzeltmeleri için en son

$$\mathbf{AM(^3S_1 - ^1S_0) = 5\alpha^6 m/9\pi^2 n^3} \quad (2.5.3)$$

ifadesi bulunur (7).

Böylece rölativistik iki-cisirn bant düzey formalizminin iki-foton değiştokuş etkileşmesinde vakum polarizasyon düzeltmelerinin hesaplanması yapıldı. Serbest baş kuantum sayısı n için düzeltmeler elde edildi. Bu formalizim rölativistik olmayan bant düzey sistemlerinin basit kuantum mekaniksel özelliği ile rölativistik teorinin kovaryant özellikllerini birleştiriyor.

2.6. Pozitronyumun P Seviyellerinin İnce-Yapı Yarılmalarına $\alpha^4 R\infty$ Mertebesinde Düzeltmeler

Pozitronyumun yapısının sihhatli ölçümü kuantum elektrodinamiğin biricik (yegane) testini sağlar. Pozitronyumun $2^3Sj\text{-}2^3Pj(J=0,1,2)$, $1^3S_J\text{-}2^3S_J$ ölçümlerinde ulaşılan tipik doğruluk ve $2^3S_J\text{-}2^JP_J$ aralıkları birkaç MHz oluştururlar (8'de kaynak 1–6). $\alpha^3\log(1/\alpha)R\infty$ düzeyi ve $\alpha^3R\infty$ düzeyi düzeltmeleri kuantum elektrodinamiğinin bu deneysel data ile karşılaştırılabilmesi için şimdilik yetersizdir. $R\infty$ Rvdberg sabiti olarak alınmıştır.

Pozitronyum düzeylerine $\alpha^4\log(1/\alpha)R\infty$ dizisi düzeltmeleri son zamanlarda (R.N.Fell 1992) hesaplanmiştir. Bu değişim sadece S durumlarında ve n^{-3} skalalarında bulunur. Gerçekte bu rölativistik düzeltmedir, fakat bunun logaritmik yapısı, sonuç elde edilirken, rölativistik etkilerinin kanşıklık (düzensizlik) şeklinde ele alınmasına neden olabilir. Bununla birlikte, şayet logaritmik yaklaşımların ötesine gidilecek olursa. m elektron kütlesinde kesilmiş olan logaritmik integraller aynen denenmeli (tatbik edilmeli) ve bu durumda problem oldukça sıkıcı hale gelir (8).

Yüksek açısal momentum durumları için L>0, onların rölativistik olmayan dalga fonksiyonları kısa mesafelerde veya geniş momentumlarda daha hızlı düstüğünden, durum daha iyidir. Dolayısıyla rölativistik etkileri karışıklık şeklinde ele alınırken ortaya çıkan integraller problemi oldukça kolay işlenir hale getiren rölativistik olmayan bölgede daralırlar. Helyumdaki elektron-elektron iletişimi için analog sonuçları da numerik olarak elde edilmiştir (8).

Burada, pozitronyumun ince yapı yarılması için analitik hesaplamalar açıklanıyor. n=2 olması durumunda, doğrudan doğruya deneysel sonuçlardan çıkarılan data ile karşılaştırılabilirler. nP düzeylerinin kapsamlı yarılmalarına ilişkin aynı amaçlı çalışmalar teknik açıdan daha karmaşıktır (8).

2^JP_J gibi 2^3P_3 düzeylerinin enerjilerine $\alpha^4R\infty$ düzeltmelerinin kaynak 8'deki nümerik değerleri özetlenirse J=2 için 0.002 MHz; J=l için -0.04 MHz; J=0 için -0.64 MHz'dir. Singlet durumu 2^1P_1'in yarılması kendi kendine nümerik olarak 0.06 MHz'e eşittir. $\alpha^2R\infty$ ve $\alpha^3R\infty$ terimlerinin dahil edilmesiyle $2^{2S+1}P_J$ düzeyleri arasındaki ince yapı aralıkları elde edilebilir. Kaynak 8'de Tablo l'de bu teorik değerler son iki deneyin sonuçlarından çıkan geçiş frekanslarıyla karşılaştırılırlar.

2.7. e^+ -Li ve e^+ -Na Saçılmasında Pozitronyumun Formasyon Etkisi

Elektron-atom ve pozitron-atom saçılmasıyla yakın-kuplaj yaklaşımları (CCA: close-coupling-aproximation) çatısı oluşturulur. Varyasyonel hesaplamaların tersine, birleştirilmiş bir şekilde elastik kanallar ve tekrar düzenleme ile ilgilenip iyonizasyon ve pozitronyum formasyonu için sonuç çıkarır. Pozitron-atom saçılması için asıl şema YKY çatısı olagelmiştir. Bu yaklaşım e^+-H ve e^+-He saçılmasında sıkça kullanılmıştır (11).

Son zamanlarda pozitron-alkali-metal-atom saçılmasında deneysel ve teorik aktiviteler araştırılmaktadır. YKY semaları teorik çalışmalarda kendine yer bulmaktadır. Bununla birlikte, teknik zorluklardan dolayı bu büyük atomların olması durumunun pozitronyum formasyon kanallarının tekrar değerlendirilmesini ele almak kolay değildir. Dolayısıyla YKY hesaplamalarının çoğunluğu bu kanalları gözardı etmiştir. Basit atomik dalga fonksiyonlarına imkan sağlanan pozitronyum oluşum kanalını içeren bazı hesaplamalar vardır (11). Bu hesaplamalarda bile pozitron-alkali-metal-atom saçılmasında pozitronyum formasyon kanalının etkisine ilişkin sistematik bir çalışma yapılmamıştır. Burada, realistik, atomik dalga fonksiyonlarında kullanılan pozitron-lityum ve pozitron-sodyum saçılmasının YKY hesaplamalarında böylesi bir pozitronyum formasyon çalışması yapılmaktadır. Şurası vurgulanmalıdır ki; pozitron-alkali-metal-atom saçılmasının herhangi bir YKY hesaplaması, pozitronyum formasyon kanalı (bu kanal elastik saçılma eşiğine önceden açık olacak şekilde) içermelidir.

e^+-Li ve e^+-Na saçılmasını, statik ve bileşik statik yayılma şemalarında YKY

yaklaşımını kullanarak çalışıldı. Elastik kanal üzerindeki pozitronyum formasyon etkisinin her iki durumda da kuvvetli olduğu görüldü. Lityum atomunun çalışılması durumunda bu etki çarpıcıydı (11), pozitronyum formasyon kanalının dahil edilmesi, saf bir biçimde uzaklaştırıcı etkili e^+-Li (statik) S dalga potansiyelini, önceden çekici (bileşik statik) bir potansiyele dönüştürür. Bu durumda, gerçek hesaplamalarda statik modelde $\delta(o)-\delta(\infty)=0$ olduğu bulunur. Buna karşılık (coupled) bileşik statik modelde ise $\delta(o)-\delta(\infty)=\pi$ olduğu bulunur. Her iki durumda da $\delta(E)$, E enerjisinde S dalga faz kaymasıdır. Herhangi bir pozitron-atom saçılmasında bu bulgu tamamiyle yenidir ve S dalga elastik saçılmasında daima $\delta(o)-\delta(\infty)=0$ bulunur (11). Levinson, (kısa mesafe) lokal potansiyeli için

$$\delta(o)-\delta(\infty)= N\pi \qquad (2.7.1)$$

olduğunu göstermiştir. Burada N bağ sayısıdır, sürekli bağ, veya sistemin (Pauli yasak düzeyleridir. N ne kadar büyükse sistemdeki bağ da o kadar büyüktur. Bu demektir ki, YKY yaklaşımında pozitronyum formasyon kanalının dahil edilmesi güçlü çekimle sonuçlanacaktır.

Aşağıda kullanılan e^+-Li denklemlerinin detayı vardır. e^+-Na saçılması durumunda, denklemler benzer şekilde yazılab ilir. YKY yaklaşımında pozitron-Lityum-atom sistemi için toplam dalga fonksiyonu şöyle yazılır.

$$\psi(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_3,\mathbf{x}) = \sum_{P} \Phi_i(r_1,r_2,r_3)F(X) + \sum_{V} \Phi^+_{is}(r_1,r_2)\eta_v v(P)G_v(R) \qquad (2.7.2)$$

$$p = |x - r_3|, \qquad R = 1/2|r_3 + x| \qquad (2.7.3)$$

burada r_i(i=l,2,3) atomik elektronların koordinatları ve x de pozitron koordinatıdır. $\Phi_i(r_1,r_2,r_3)$ ve $\eta_v(P)$ sırasıyla Lityum ve pozitronyum sistemlerinin i'inci ve v'üncü özdüzeyeleridir. Lityum iyonunun taban düzey dalga fonksiyonu $\Phi^+_{is}(r_1,r_2)$ ile ifade edilir. $F_i(X)$ gelen pozitronun hareketini açıklar. $G_V(R)$ pozitronyum ve Lityum iyonu arasındaki rölatif hareketi ifade eder. Burada denklemin her toplamında sadece bir

terimin dahil edilmesi planlandı (11). (Lityum ve pozitronyum atomlarının her ikisinde taban düzeyleri).

Aşağıdaki gibi yazılan YKY yaklaşımının, genel bileşik saçılma integral Lippmann-Schwinger tipi denklemleriyle çalışılıyor:

$$f_{\beta\alpha}(k',k) = f^{B}_{\beta\alpha}(k',k) - 1/4\pi^2\mu_v \sum_{v} fdk''[f^{B}_{\beta\alpha}(k',k'')/E+iO-E\eta] f_{v\alpha}(k'',k) \quad (2.7.4)$$

Burada, α kanalından β kanalına geçiş için saçılma genişliğidir. k ve k' bu kanallardaki uygun rölatif momentumları μ_v v kanalındaki indirgenmiş kütle, $f^{B}_{\beta\alpha}(k',k)$ de mukabil boru genişliğidir. $|\ell m\rangle$ başlangıç durumundan $\langle \ell m|$ sonuç durumuna doğru $f_{\beta\alpha}(k',k)$, kısmi dalga genişlemesi şöyle ifade edilir:

$$f_{\beta\alpha}(k',k) = \frac{1}{(kk')^{1/2}} \sum_{JM} \sum_{LML} \sum_{L'ML} \langle L'\ell' M_L m'|JM\rangle$$

$$\langle L\ell M_L m|JM\rangle \, T^{J}_{\beta\alpha}(\tau'k',\tau k) Y^{*}_{LM_J}(\hat{k}) Y_{LM_L}(\hat{k}) \quad (2.7.5)$$

burada L ve M_L orbital açısal momentum ve konumun izdüşümüdür (projeksiyonudur); J ve M toplam açısal momentum ve izdüşümdür, $\langle L\ell M_L m|JM\rangle$ de genel Clebsch-Gordan katsayısıdır. Benzer bir kısmi dalga dağılımı (genişlemesi) Born terimini sağlar. Bunun yanında τ da (n, ℓ ,m) kuantum sayıları için yer alır (n baş kuantum sayısıdır).

Kısmi dalga analizinden sonra bileşik integral

denklemleri $T^{J}_{\beta\alpha}(\tau'k',\tau k)=$

$$B^{J}_{\beta\alpha}(\tau'k',\tau k) + \frac{1}{2\pi^2} \sum_{n} \int k^{1/2}\, dk' \frac{B(\tau'k',\tau''k'')T^{3}_{\upsilon\alpha}(\tau''k'',\tau k)}{k^{1/2} - k_\alpha^2 - iO} \quad (2.7.6)$$

haline gelir. Bu denklemde Born terimi için kısmi dalga projeksiyonu

$$B^{J}_{\beta\alpha}(\tau'k',\tau k) = \frac{(kk')^{1/2}}{2J+1} \sum_{MM_JM_L} \sum_{mm'} \langle L'\ell' M_J m'|JM\rangle\langle L\ell M_L m|JM\rangle$$

$$\int dkdk' Y^{*}_{LM_L}(\hat{k}') Y_{LM_J}(\hat{k}) f^{B}_{\beta\alpha}(k',k) \quad (2.7.7)$$

ile verilmiştir. İndis 1 ile gösterilen elastik kanal için elastik saçılma faz kayması

$$\delta_j = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{\mathrm{Re}(T_{11}^J)}{2\pi - \mathrm{Im}(T_{11}^3)}\right) \qquad (2.7\ 8)$$

ile tanimlanır. Burada (T_{11}^J) elastik kabuk'da (on-shell) t matriks

elementidir. Pozitronyum formasyon tesir kesiti

$$\sigma_{12} = \frac{1}{k^2}\sum_J \frac{2J+1}{4\pi}\left|T_{12}^J\right|^2 \qquad (2\text{-}7.9)$$

ile veriliyor. Burada indis 2, pozitronyum formasyonu için tekrar düzenleme kanalını gösterir.

Elastik kanal için Born matriks elementi

$$f_{11}^B(k',k) = \frac{1}{2\pi}\int e^{ikx}\Phi_{2S}^*(r_1,r_2,r_3)\left(\frac{Z}{x} - \frac{1}{|x-r_1|} - \frac{1}{|x-r_2|} - \frac{1}{|x-r_3|}\right)$$

$$\Phi_{2S}(r_1,r_2,r_3)dr_1dr_2dr_3dx \qquad (2.7.10)$$

ile verilir. Bu denklemde Z atomik elektron sayısı ve $k=k_i-k_z$ dir. Lityum dalga fonksiyonu

$$\Phi_{2S}(r_1,r_2,r_3) = \mathbf{u_{1S}(r_1)u_{1S}(r_3)} \qquad (2.7.11)$$

ile verilmiştir. 1S ve 2S elektron için atomik orbitaller

$$u_{ns}(r) = \sum_{i=1}^{6} a_i(ns)_r(m_i\text{-}l)\exp(-\lambda_i r)Y_\infty(\hat{r}) \qquad (2.7.12)$$

ile verilmektedir.

Pozitronyum formasyon kanalı için Born matriks elementi

$$f_{21}^{B}(k_f, k_i) = -\frac{1}{\pi}\int e^{i\rho x}\exp\left(-\frac{1}{2}ikf.r_3\right)\eta_{1S}^{*}(|x-r_3|)\Phi_{Li}^{*}+(r_1,r_2)$$

$$x\left[\left(\frac{Z}{x}-\frac{Z}{r_3}\right)-\left(\frac{1}{|x-r_1|}-\frac{1}{|r_3-r_1|}\right)-\left(\frac{1}{|x-r_2|}-\frac{1}{|r_3-r_2|}\right)\right]\Phi_{2S}(r_1,r_2,r_3)dr_1dr_2dr_3dx \qquad (2.7.13)$$

ile venliyor. Bu eşitlikte $\rho = k_i - \frac{1}{2}kf$ dir. Lityum iyon dalga fonksiyonu

$$\Phi_{Li^+}(r_1,r_2) = u_{1S}^{+}(r_1)u_{1S}^{+}(r_2) \qquad (2.7.14)$$

ile verilebilecek şekilde alınmıştır, burada atomik orbitaller

$$u_{1S}^{+}(\mathrm{r}) = \sum_{i=1}^{4} \mathrm{a}_i^{+}(1S)\exp(-\lambda,\mathrm{r})\mathrm{Y}_{\infty}(\hat{r}) \qquad (2.7.15)$$

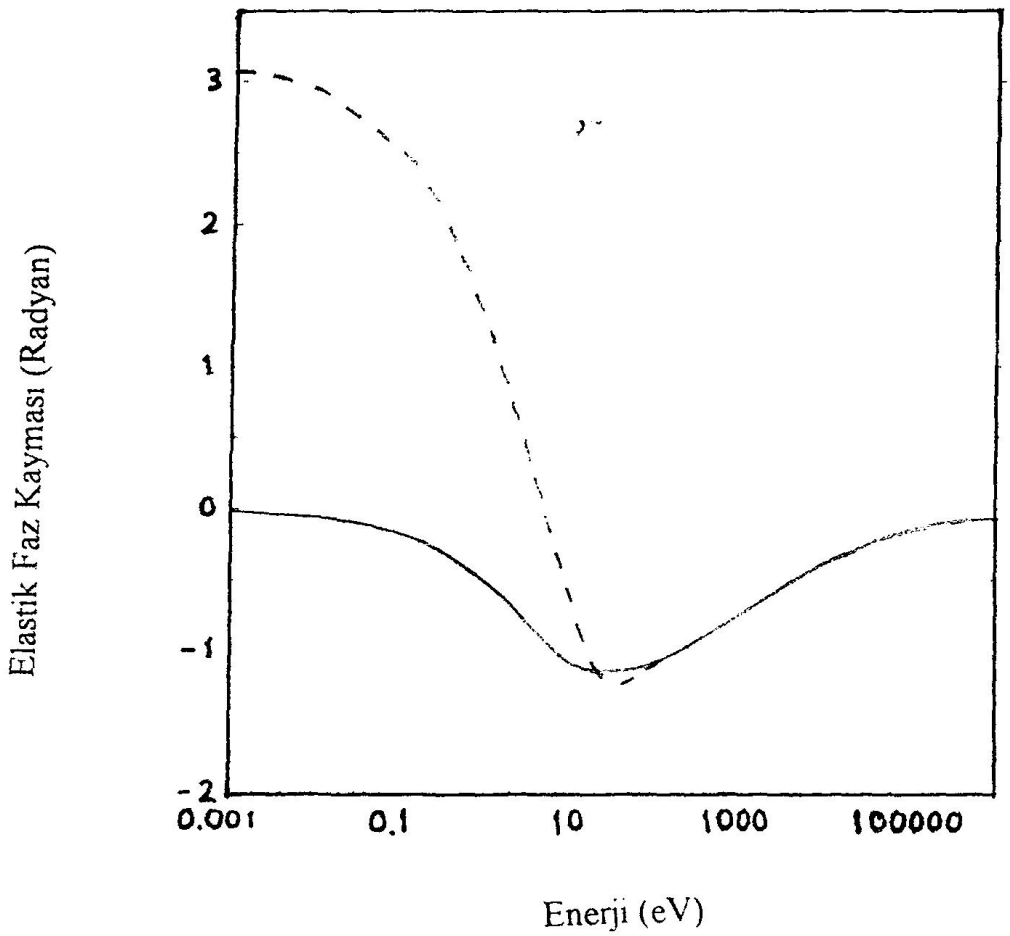
ile veriliyor. Bu dalga fonksiyonu için sabitler kaynak (11) de kaynak (22) den alınmıştır. Hesaplamada sadece 2S elektronunun pozitronyum formasyonunda yer aldığı varsayılmıştır.

t matriksi için, açığa çıkan kısmi dalga saçılma integral denklemi, standart matriks inversiyon tekniği ile çözülmektedir. Bu çıkarma tekniği ile de çözülebilmektedir (11). Her iki metotda aynı sonuçları vermektedir. Çıkarma tekniği yardımcı reel T matriks denklemini kullanır. Atomik saçılmada çıkarma tekniğinin ilk uygulaması kaynak (11)deki dir. Kaynak (11)de bu çalışmanın detaylı açıklamasının başka bir yerde yayınlanacağı ifade edilmektedir.

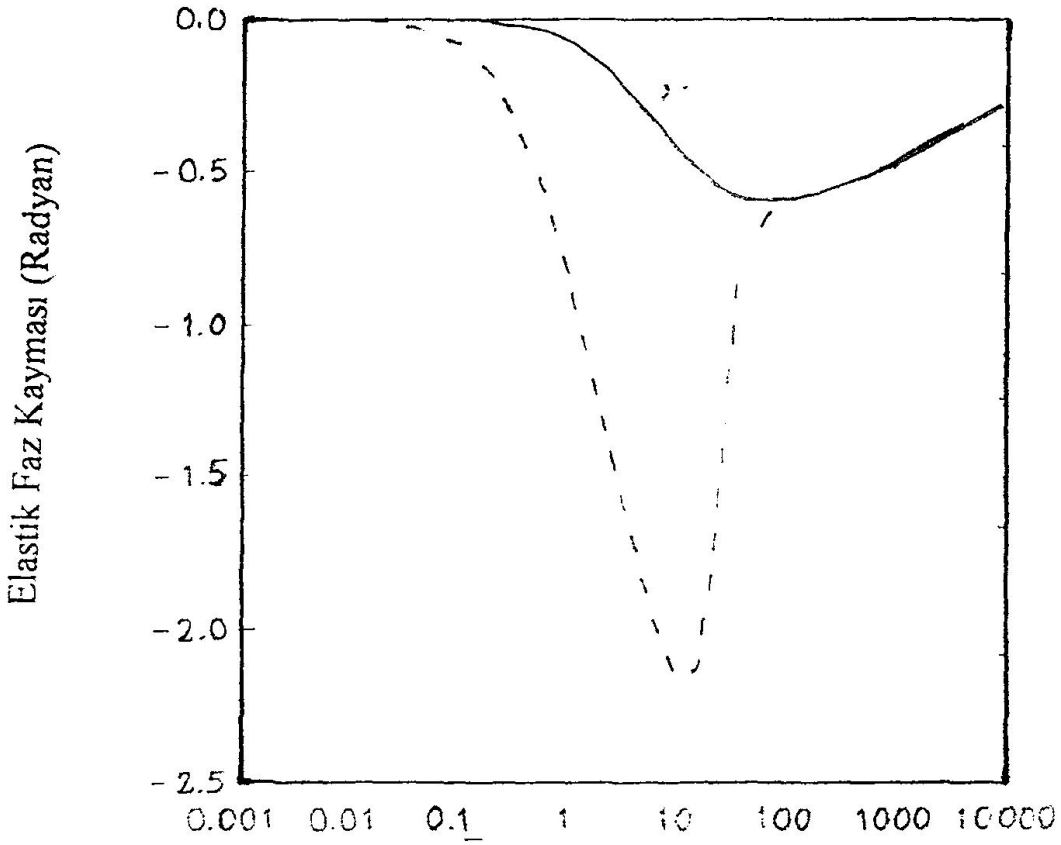
Benzeri Born terimleri sodyum atomu durumunda da kendini gösterir. Fakat bu durumda atomik dalga fonksiyonu hidrojen atomu gibi 3S düzeyinde tek bir elektronu varmış gibi alınır ve bu

$$\Phi_{3S}(r) = \frac{1}{\sqrt{\ }}\sum^{8} \mathrm{c_i}(3S)\mathrm{r}^{(\mathrm{m}_i - \mathrm{l})}\exp(-\lambda_{\mathrm{i}}\mathrm{r}) \qquad (2.7.16)$$

ile verilmektedir. Dalga fonksiyonunun sabitleri Clementi ve Roetti'den alınmıştır (11). Sodyum atomu ile çalışıldığında Na(3S)-Na(3S) Born aralığının hesaplanmasında 11 elektronun hepsi gbzönünde bulundurulmuştur.



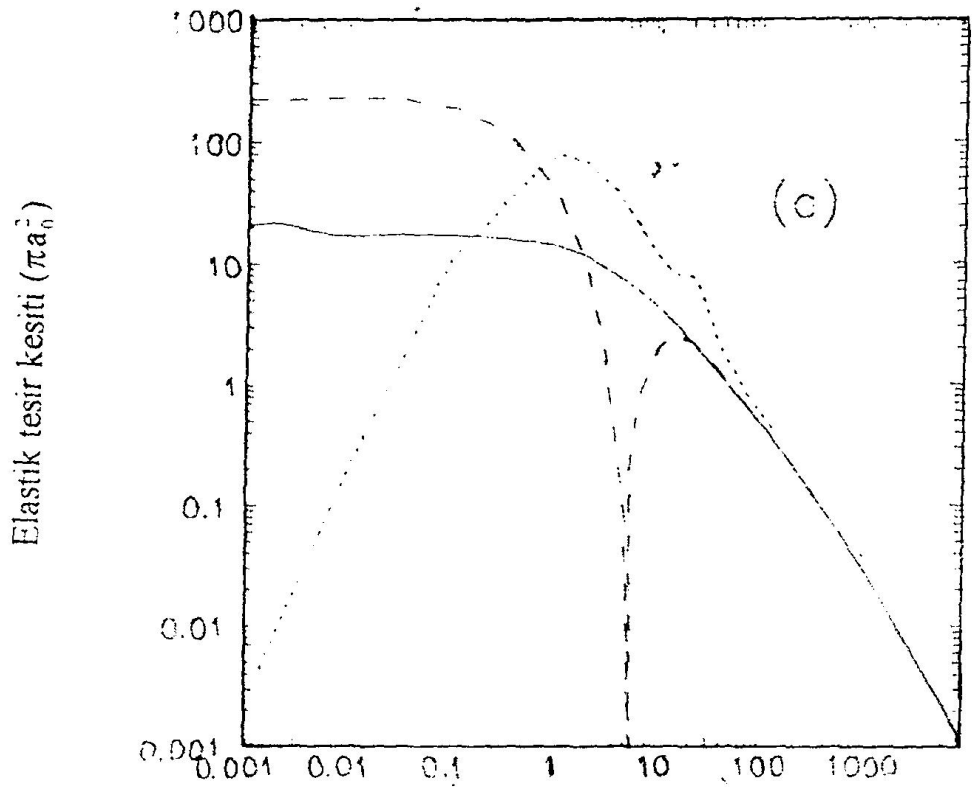
Şekil 7. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik faz kayması, sürekli çizgi S dalga statik elastik saçılmayı, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik saçılmayı gösteriyor.



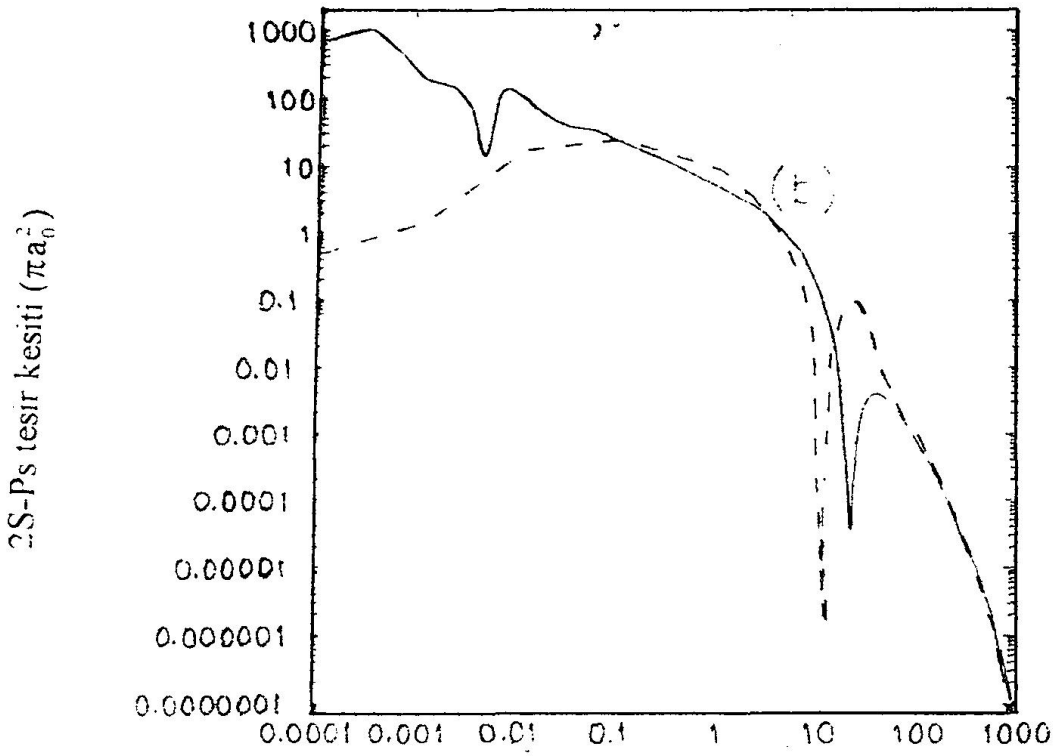
Şekil 8. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik faz kayması sürekli çizgi P dalga statik elastik saçılmayı kesikli çizgiler kuplaj statik saçılmayı gösteriyor.

Öncelikle e^+-Li saçılmasının sonuçlarını görelim, statik ve kuplaj (coupled) statik hesaplamalar için S ve P dalgalarında, elastik dağılım faz kaymalarına ilişkin sonuçlar şekil 7 ve $ekil 8'de gösterilmiştir. Her iki durumda da, doğası itibariyle statik faz kaymasının enerji bağımlılığı zayıftır. Fakat kuplaj (coupled)-statik faz kaymasında enerji 0'dan ∞'a doğru değiştikçe π'nin bir sıçraması vardır. Statik S dalga faz kaymasında böylesi bir sıçrama yoktur. Bu bulgu sadece yeni değil, aynı zamanda, diğer atomlarla çalışılması durumunda, pozitron-atom saçılma sonuçları için beklenmedik bir durumdu.

e^+-Li saçılma durumunda, elastik kanalda düşük enerjili bütüncül çekimin varlığı 5 eV'lik gelen (düşen) pozitron enerji düzeyine kadar, kuplaj (coupled)-statik faz kayması pozitiftir. Fakat yüksek enerji düzeylerinde faz kayması negatiftir (uzaklaştırıcı efektif potansiyel yansıtarak). Konfigürasyon düzleminde, S dalga efektif pozitron-Lityum potansiyeli büyük mesafelerde çekicidir. Kısa mesafelerde uzaklaştırıcı bir tabaka oluşturur. Kuplaj (coupled)-statik faz kaymasındaki π sıçraması Levinson teoremi üzerinde ilginç sonuçlara sahiptir (11). Bağ sayısı N, veya sürekli (continuum)-bağ, ya da yasak düzeyler bu durumda tektir (11'de kaynak 21). Birinin e^--Li sisteminde reel bağ düzeyine sahip olup olmadığı açık değildir. Eşitlik (1)'deki N=l demek elastik kanalda daha fazla çekim demek olacaktır (11'de kaynak 21). Dolayısıyla aşağıda tesir kesit için değerlendirmede göreceğimiz gibi. elastik işlemlerdeki pozitronyum formasyon kanalı çarpıcıdır.



Şekil 9a. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti, noktalar P dalga kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor.



Şekil 9b. Pozitron-Lityum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor.

Şekil 9a'da S (Statik ve coupled-statik) ve P (coupled-statik) dalga elastik

tesir kesitleri (e^+-Li saçılması için) gösterilmiştir. Düşük enerjilerde, pozitronyum formasyon kanalının güçlü etkisini yansıtır biçimde, S dalga kuplaj-statik (coupled-statik) tesir kesiti, statik tesir kesitinden (yaklaşık 10 kez) daha büyüktür (Basu, Ghosh 1991). Burada Ps(lS) kanalının dahil edilmesinin elastik kanal üzerinde çarpıcı etkisinin varlığı bulunmuştur; buna mukabil Ps (IS) kanalının dahil edilmesi esnasında 2P kanalının küçük katkısı mevcuttur. 5 eV civarında, S dalga kuplaj-statik tesir kesit sıfırdır. Bu enerji düzeyinde sıfır elastik saçılma faz kaymasına sahip olmanın bir sonucudur. Düşük enerji düzeylerinde pozitronyum formasyon kanalının dahil edilmesi ile elastik S dalga tesir kesitinin çarpıcı bir biçimde artışı şunu gösteriyor ki, Lityum atomu yüksek derecede polarize edilebilen bir hedeftir. Bu durumdaki merkezi engelden dolayı, düşük enerji düzeylerinde S dalga tesir kesitlerine oranla, P dalga kuplaj (coupled) tesir kesiti oldukça küçüktür, fakat mutedil enerji düzeylerinde, şekil 9a'da gördügtimuz gibi yüksek olabilir.

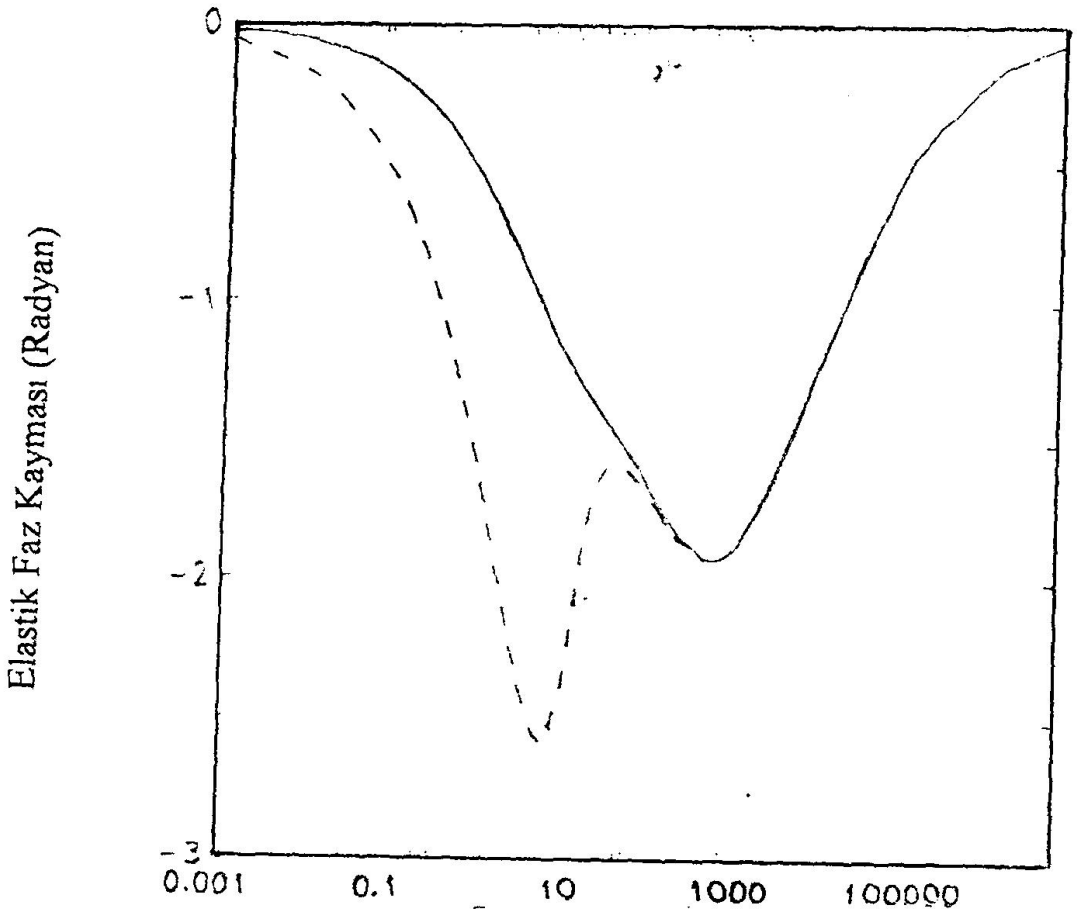
Şekil 9b'de S ve P dalgalarında coupled-statik pozitronyum formasyon tesir kesiti gösteriliyor. Her ikisde 20-50eV enerji spektrumunda geniş rezonans benzeri davranışlar gösteriyorlar. Bununla birlikte pozitronyum formasyonunda rezonans gözlemi yeni bir olay değildir. Pozitron-hidrojen saçılmasında, pozitronyum formasyonunda rezonanslar rapor edile gelmiştir (11'de kaynak 26). Nitelik itibariyle e^--Li saçılmasında, pozitronyum formasyonu için S ve P dalga tesir kesitleri benzerlik gösterir.

İkinci olarak e^+-Na saçılması için sonuçlar: Şekil 10'da S dalga statik ve coupled-statik elastik saçılma faz kaymaları gösterilmiştir. Bu durumda düşük enerjilerde (<50 eV) pozitronyum formasyonunun güçlü etkisi mevcuttur. Bununla birlikte etki olayı, pozitron-Lityum saçılması durumuna oranla daha az telaffuz edilmiştir.

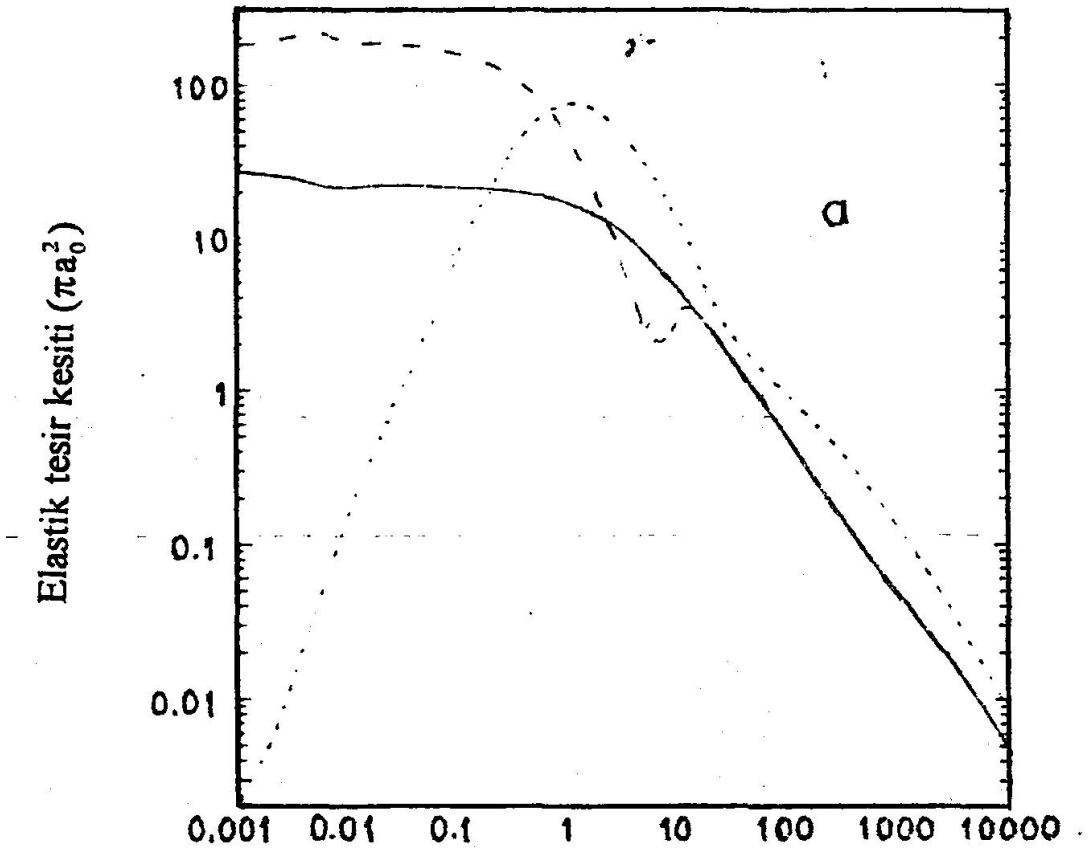
Şekil 11a,b'de, e^+-Na saçılması için S (statik ve coupled statik) ve P (coupled statik) dalga elastik tesir kesitleri gösterilmektedir. e^+-Lityum saçılmasına kıyaslandığında, düşük enerjilerde pozitronyum formasyon kanalının etkisi daha az dile getirilmiştir. Düşük enerjilerde, S dalga coupled-statik tesir kesiti bu durumdaki tesir kesitinden çok daha (yaklaşık 6 kez) büyüktür. Bununla birlikte bu sayısal farklılığın ötesinde e^+-Lityum saçılma durumu için aynı sonuçların gösterildiği şekil 9a

ile Şekil 11a birbirine oldukça benzerlikler gösterirler. Bu durumda merkezi

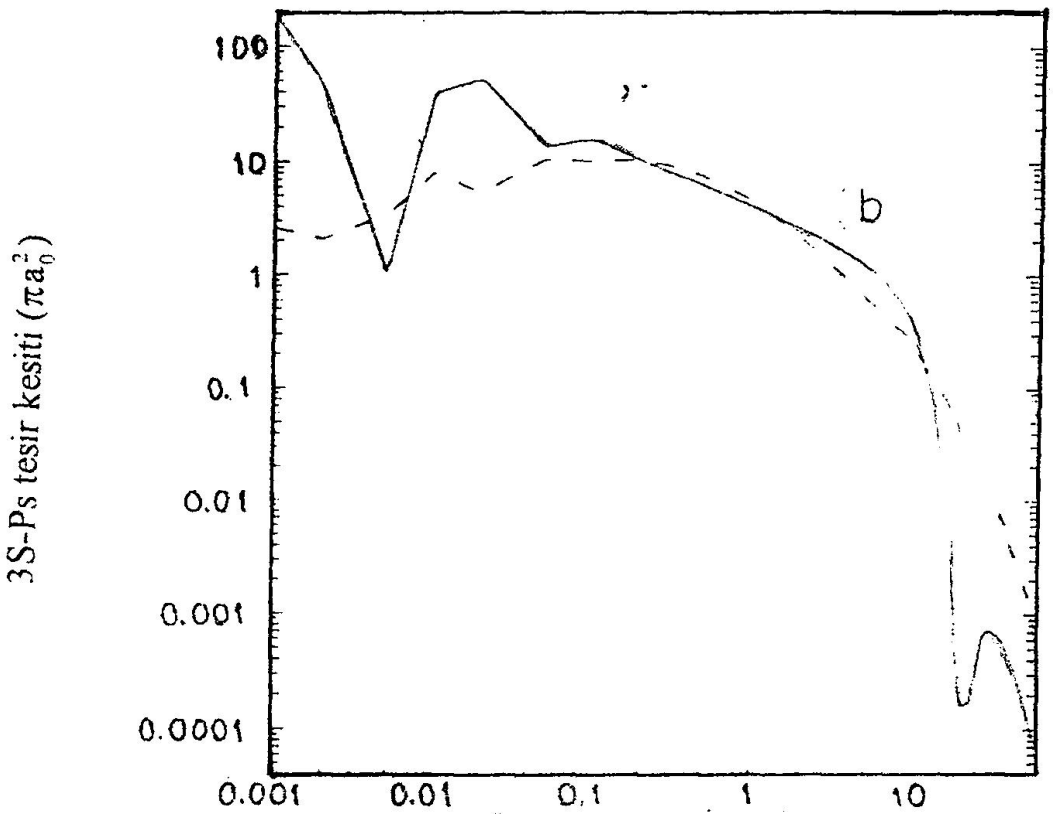
engelden dolayı, düşük enerjilerde, S dalga tesir kesitlerine kıyaslandığında P dalga coupled-statik tesir kesiti oldukca küçüktür, fakat mutedil enerji düzeylerinde bu daha büyük olabilir.



Şekil 10. Pozitron-sodyum saçılmasında enerjiye göre elastik faz kayması, sürekli çizgi S dalga statik elastik saçılmayı, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik saçılmayı gösteriyor.



Şekil 11a. Pozitron-sodyum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti, noktalar P dalga kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor.



Şekil 12. Pozitron-sodyum saçılmasında enerjiye göre elastik tesir kesiti, sürekli çizgi S dalga statik elastik tesir kesiti, kesikli çizgiler kuplaj statik elastik tesir kesiti gösteriyor.

Şekil 11b'de, S ve P dalgalarında, coupled-statik pozitronyum formasyon tesir kesiti gösteriliyor. Her ikisi de 20-150 eV'lik enerji spektrumunda rezonans benzeri davranış gösterir. Nitelik itibariyle S ve P dalga tesir kesitleri (pozitronyum formasyonu için) benzerlik gösterir.

Bu sonuçlar, daha önceki hesaplamalarla güzel bir uyum içindedir. Fakat önceki hesaplamalarda, faz kaymaları grafiğe dökülmüştür. Buna ilaveten, farklı hesaplamaların sonuçlarının niçel karşılaştırımı asıl değildir, çünkü farklı yaklaşımlar kullanılmıştır. Basu ve Ghosh tarafından kullanılan atomik dalga fonksiyonları günümüzde kullanılandan farklıdır (1981). Sonuçlar kullanışlı olduklarında hesaplamaların nitel özellikleri benzerlik gösterir. Önceki çalışmaların bir kısmı pozitronyum formasyon kanalını içermiyordu. Dolayısıyla burada pozitronyum formasyon kanalının çalışılması sebebiyle hesaplamaları karşılaştırmak doğru değildir.

Sonuç olarak pozitron-Lityum ve pozitron-sodyum saçılmasında, pozitronyum oluşum (formasyon) kanalının güçlü etkisi gösterildi. Pozitron-Lityum saçılma durumunda, pozitronyum oluşum kanalının S dalga elastik saçılması üzerindeki etkisi çarpıcıdır. Bu kanalın dahil edilmesi bu işlem için Levinson'un teoremini değiştirir. Pozitronyum oluşum kanalı dahil edildiğinde bağ sayısını gösteren N parametresi 0'dan l'e kadar değişir. Şimdiye kadar yayınlanan pozitron-atom hesaplamaları içinde buradaki en iyi bilgi $\delta(0)-\delta(\infty)=0$ dır ve su anki e^+-Lityum saçılma çalışmasında olduğu gibi π değildir. Bu S dalga elastik e^+-Lityum saçılma tesir kesitinin çarpıcı bu değişimini ve güçlü çekimini ifade eder.

3. MUONİYUM

Pozitif muonlar pozitif pionların bozunumlarından elde edilmektedir. Muon bozunumu reaksiyonunda;

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.0.1)$$

ortaya çıkan pozitronlar tercihen muon spini yönünde hareket ederler. Polarize muonlar maddede durdurulduklarında bunların polarizasyonu, enine magnetik alanda yalpalanarak (presesion) dönemlerinden ölçülebilir. Muon spin rotasyonu polarize muonların bir maddede durdurulması ve bozunum pozitronlarının verilen bir yönde artması da muonların harcadıkları zamanın fonksiyonu olarak sayımından elde edilir. Manyetik alanda spin presesyonu (yalpalanması) muon spin rotasyonu spektrumunda karakteristik osilasyonlar oluşturur (1).

Bu yalpalama sinyallerinden üç türlü muonik örnek ortaya çıkar.

1) Diamagnetik bir ortamda serbest muonlar nükleer Larmor yalpalanması 13.55kHz/G bu diamagnetik sinyal bütün sıvılar için vardır (1).

2) Düşük manyetik alanlarda (<10G) serbest Mu atomlarının yarısı 1.4 MHz/G'luk bir frekansla yalpalanır. Diğer yarının frekansı ayrıştırılamayacak kadar yüksektir. Böylece pek çok maddede Muoniyum tesbiti yapılmıştır (1).

3) Yüksek manyetik alan kullanarak (yaklaşık 1KG) karakteristik ayrılmış Mu frekansından yararlanılarak muonik kökler gözlenmiştir (1).

Genel olarak kabul edilen modele göre Mu enerjetik bir durumda oluşur, termal hale geçmeden önce de epitermal reaksiyonlara girebilir. Brom, iyot, hekzan gibi maddeleri içeren eriyiklerde Mu atomlarının %10'u diamagnetik bileşikler oluşturmak üzere epitermal reaksiyonlara girişebilirler (1). Mu atomlarının çıkıntı oluşumu ile de meydana gelebileceği, suya elektron toplayıcılar ilave edildiğinde gözlenmiştir (1).

Muoniyum atomu muon bozunumu yoluyla yok olur. Bu bozunumdan 30 MeV’lik pozitronlar oluşur.

3.1. Muoniyumda 1S-2S Geciş Frekansının Ölçümü

Tek elektronlu atomlar modem fiziğin gelişiminde önemli bir rol oynamışlardır. Özellikle, bu sistemler üzerine yapılan yüksek duyarlılığa sahip deneyler bağlı durumu kuantum elektrodinamikleri (QED) ve standart teoriden sapmalar için hassas araştırmaları mümkün kılmaktadır. Hidrojen (H); döteryum (D) ve trityum (T) doğal izotoplar zinciri, pozitronyum (e^+e^-), muoniyum (μ^+e^-), pionyum ($\alpha\ \mu^+e^-$) ve monik helyum ($\alpha\ \mu^-e^-$) gibi egzotik sistemlere genişledi. Hadronik çekirdekli hidrojen benzeri sistemler için enerjilerinin hesaplanması bu çekirdeklerin boyutu ve içyapısı ile sınırlıdır. Atomik hidrojende taban durum aşırı ince yapı yarılması, ölçümlerin hassasiyeti, 1S-2S enerji farkı ve $2^2S_{1/2}$-$2^2P_{1/2}$ Lamb kayma aralığı duyarlılığından daha iyidir. Aslında, 1S-2S geçişlerindeki hidrojen-döteryum izotop kayma spektroskopisi, QED teorisiyle, döteronun polarlanabilirliği konusunda bilgi çikarımına imkan veren bir hassaslık seviyesine ulaşmıştır. Öte yandan, saçılma deneyleriyle Leptonların davranışının 10^{-18}m mertebesinden daha düşük boyutlarda noktasal olduğu doğrulanmıştır. Dolayısıyla saf leptonik sistem örnekleri olarak, pozitronyum ve muoniyum, nükleer yapı etkilerinden bağımsızdır.

Muoniyumun enerji düzeyleri QED çerçevesinde yüksek bir doğrulukla hesaplanabilir. Güçlü etkileşimin bu sisteme katkısı, hadronlar içeren vakum polarizasyon düğümleri yoluyla başlar ve baskın terimler pionlardan kaynaklanır ve 0.1 $m_ec^2\alpha^5(m_e/m\pi)^2 \approx 10^{-11}$eV mertebesindedir ($m_e$ elektronun kütlesi, $m\pi$ pionun kütlesi, c ışık hızı ve α ince yapı sabitidir) (9). Z bozon değiştokuşundan dolayı zayıf etkileşim katkıları $G_F\ m^2_e\alpha^3c^2/n^3 \approx 6xl0^{-13}eV/n^3$ mertebesindedir (G_F Fermi çiftlenim sabiti ve n baş kuantum sayısıdır) (9). Hafif bir parçacık-antiparçacık sistemi olan ve virtüel (hayali) anhilasyon katkılarına tabii olan pozitronyumun aksine, muoniyum için QED hesaplamaları daha az sıkıcı ve genel de daha hassastır. Yüksek kesinlikteki testler için muoniyum potansiyeli, kuram ve deney arasında 0.3 ppm düzeyinde bir uyumun sağlandığı temel durum, aşırı ince yapı yarılması çalışmalarında görülmüştür. Bu düzey atomik hidrojende aynı geçis için mümkün olanın ötesinde büyüklüktür. Muoniyumda $I^2S_{1/2}$-$2^2S_{1/2}$ geçisi, muonun 2,2 μs'lik yaşam süresinden dolayı $\Delta U_{doğal}$=145 kHz'lik dar bir doğal genişliğe sahiptir. Bu durum $1.7xl0^{10}$ geçişi için çok yüksek kalite faktörü ($U/\Delta U_{doğal}$) verir ve onu sistemdeki bütün elektromagnetik geçişlerin en uygunu yapar (9).

Burada muoniyumda $l^2S_{1/2}(F^{=}l)$ ve $2^2S_{1/2}(F=l)$ durumları arasındaki frekans farkı üzerindeki çalışmaları aktarıyoruz. Bu geçiş sayıcı içinde ilerleyen (counter propagating) lazer ışınları kullanılarak iki-foton absorbe edilmesiyle induklenmiştir. Birinci mertebe Doppler etkisinden bağımsızdır ki, aksi halde 101 GHz (FWHM) rezonans genişliği verecekti. İki-foton sinyali, üçüncü bir lazer fotonunun sebep olduğu 2S durumundan foto-iyonlanma yoluyla bulundu (9); bu, yavaş bir pozitif muonu (μ^+) serbest bırakır, bu muon bir lazer pulsunu müteakiben dedekte edilir.

Deney, günümüzde dünyanın en yoğun μ^+ kaynağı olan Rutherford Appleton Laboratory (RAL)da, ISIS tesisinin yüzey (satıh) muon kanalı kullanılarak gerçekleştirildi (9). Bu deneyde hızlandırıcı (siklotran) 50 Hz'de çalışır ve 21.25 MeV/c momentum ve %7.5 momentum yayılmasıyla ana ısığında çift atma (pulse) ile 2700 pozitif muon verir. Atmalar 70ns genişliğindedirler (9). Lazer deneylerinden önce termal muoniyum atomlarının vakumda üretilmesi eski çalışmalarda araştırıldı. Burada muonların %37'si 4.7mg/cm^2 sıklıktaki SiO_2 toz hedefinde durdular ve bunların %12'si hedef yüzeyinden ayrılan elektronları yakalayarak 7.43 mm/μs ana hızdaki termal enerjilerde muoniyum atomları oluşturdular (9). Deney sırasında muoniyum üretiminin verimliliğini izlemek için $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \upsilon_e$ bozunumundan çıkan pozitronlar, 30cm aralıklı iki çok-kanallı ($MWPC_S$) teleskopla devamlı olarak izlendi. Pozitron enerjisi bir kalorimetre yardımıyla belirlendi (9).

Optik sistemde bir kripton iyon lazeri tarafından pompalanan tek model aktif dengelenmiş renkli lazerle λ = 488 nm'de dar-band CW radyasyon ürettiler (9). Burada lazer çizgisinin genişliğinin 1 MHz'den daha az olduğu belirtiliyor. Ayarlanabilir CW radyasyonunun bir kısmını XeCL excimer lazer tarafından pompalanan dört aşamalı amplifikatör zincirini tohumlamak için kullandılar. Amplifikatör aşamalarının üçünde Coumarin 102 boyası (tat veya koku veren kan pıhtılaşmasını önleyen bir bileşim) vardı, dördüncü aşamada ise genişletilmiş kendiliğinden olma (spontane) emisyonun etkilerini bastırmak için Coumarin 307 kullandılar. Bütün kazanım yaklaşık 6xl0^7'dir. İki-foton geçişini sağlamak için gereken λ=244 nm dalga boylu ışın 28 ns'lik atma süresinde β-BBO kristalinde ikinci harmonik jenerasyon yoluyla 6 mJ'lik tipik UV enerjisi verilerek elde edildi (9). UV ışını kristalden 5.5 cm uzakta yerleştirilmiş olan etkileşim bölgesine 2x3 mm^2'lik çapraz kesit ışını vermek için teleskopla genişletildi.

$^{130}Te_2$ buharındaki d_4 emme çizgisinin doymuş emme spektroskopisinden Doppler-bağımsız rezonanslar kullanılarak frekansı υ_{cw} ayarlandı. ^{130}Te2 buharında iki akusto-optik modülatörden (AOM_s) geçen cw ışığının çift kat geçişi olan kısmından frekansı azaltılmış ışık kullanıldı. Tellur hücre 530°C ısıda dengelendi. d_4 çizgisi muoniyum $l^2S_{1/2}(F=l)$-$2^2S_{1/2}(F=l)$ rezonansının teorik konumundan yaklaşık 840 MHz aşağıda; tellür kaynak çizgisinin mutlak frekansi, UK Teddingtondaki Ulusal Fizik Laboratuarınca 0.8 ppb'ye ayarlandı (9'da Kaynak 15).

Muoniyum atomları SiO_2 hedefinin 8mm üzerinde dalga boyu λ=244 nm olan atma (pulsed) yüksek güç lazer ışığı ile etkileşime girerler. Muoniyum bulutunun üst üste gelmesini ve lazer radyasyonunu artırmak için, ışık ışını Doppler-bağımsız iki-foton geçişi için tersine yayılan ışınlar vermek üzere üçüncü bir yansıma aynasına ulaşmadan önce, birbirlerinden 10cm aralıklı olan iki düz ayna arasında üç defa ileri geri yansıtılır. CaF_2 alt tabakaları üzerinde yalıtkan metal fluoride tabakaları olan aynalar, vakum bölmesinde monte edilir ve bu şartlarda tipik UV şiddeti kullanıldığında %92 yansıtıcılığa sahip oldukları ölçülüyor. Lazer pulse'u karşı-gelen muon atmalarını müteakip yaklaşık 1.5 μs geri bırakılır. Zamanlama UV ışığıyla etkileşime giren atom sayısını maksimize etmek için yapılıyor. Her atma için lazer ışınında 2.3 muoniyum atomu bulunur (9'da kaynak 4). $1^2S_{1/2}(F=1)$ durumundakilerin dörtte üçüdür. Lazer her ikinci ISIS çift atma bilgisi almak için kesikli olarak ateşlenir ve böylece lazerden bağımsız arkaplan ölçümü sağlanır. İki-foton sinyali 804 MHz ile 912 MHz arasında eşit uzaklıkta yedi frekanstan birinde rastgele sıra ile iki AOM_s kullanılarak $U_{AOM}=U_{cw}$-UTe frekans dengesinin kurulmasıyla kaydediliyor. Lazer frekansı her $5xl0^4$ lazer atmasında değiştiriliyor. UV radyasyonunun uzaysal ışın profili yeni geliştirilen hızlı bir teşhis sistemiyle izleniyor. Bununla lazer atmalarının uzaysal ışın profili 60pm çözülme ve 128x128 fotodiyod düzeniyle kaydedilebiliyor. Lazer şiddetinin zamana bağımlılığı hızlı bir fotodiyod ve 400 MHz şerit genişliği olan geciçi bir digitser ile 1GHz oranında deneniyor

2S durumunun aynı lazer atmasındaki Üçüncü bir UV fotonu tarafından foto iyonizasyonu yavaş bir muonu serbest bırakır. Bu muonlar, atmalı, iki aşamalı, tam hedefin üzerine yerleştirilmiş, bir siklotron (hızlandıncı) ile 2 keV kadar hızlandınlıyor. Muonlar 1.66m momentum ve enerji seçici bir nakletme sistemiyle

bir mikrokanal levha dedetköre (MCP) yönlendiriliyor. Sistem sadece enerjisi 4 keV'in altında ve %7 momentum bandındaki parçacıkları tesbit edecek şekilde ayarlanıyor. Dolayısıyla saçılmış UV fotonlan ve diğer iyonlar gibi lazerin sebeb olduğu bazı arkaplanın kuvvetle önlenmesi, çıkış yolundaki muonlar için 1.23 μs'lik karakteristik uçuş süresinden sonra yeni sonuçların alınması mümkün olabiliyordu. Ayrıca, saçılan ışın, dirseklerin çevresinde dikkatle düzenlenmiş ışık tuzaklı taşıma sistemiyle etkili bir şekilde tutuluyordu. MCP dedektörü MCP'de duran muonların bozunumundan ortaya çıkan enerjik pozitronları tesbit etmek üzere radyoaktif cisim parıltılarını tesbit eden bir sintilatörle çevrelenir, bu sintilatör 3π'lik katı açıya hitab eder. Muon dedektörü içsel arkaplan olaylarına karşı 10cm kalınlıkta kurşun bir kuşatıcı ile pasif olarak korunur.

Muonların çıkışç yolu boyunca tahmin edilen yaşam süresi üzerinde merkezlenen 100 ns'lik zaman penceresinde MCP ile yapılan ölçümler, cw lazerin tellür kaynak çizgisi U_{AOM}'den, denge (ofset) frenkans fonksiyonu olarak gösterildi (9'da şekil 4). Ölçümler lO^5 lazer atımlarında normalize ediliyor. Gösterilen hatalar ham bilginin %68.3 oranında Poisson istatistiklerine uyum limitini gösterir. Rezonansın merkez frenkansı, Te_2'de, d_4 kaynak gecişinin üzerinde. Gaussian profili artı bir tabana maksimum uyum ihtimaliyle, 849 MHz olarak belirleniyor (9). Bu profil, frekanstan bağımsız olarak arkaplanda gözlemlenen lazer çizgisinden tahmin edilmiştir. Asil lazer frekansında ölçülen, bulunan sinyalin 35 MHz genişliği (FWHM) (9'da kaynak 14), cw tohum ışın radyasyonunun 15 MHz frenkans modülasyonuyla birlikte, atma lazer çıktısının 22.2 MHz ölçülen genişliğiyle uyumlu olduğu bulunuyor (9'da kaynak 9). Bütünlenmiş sayımlar Gaussian'da 33 iken aynı frekans alanında bütünlenmiş arka plan sayımları 55'dir. Bu, bir rezonansın bulunması için %99.9'luk bir uyum düzeyine tekabül etmektedir. 100 ns'den önce ve 100 ns'den sonraki hiçbir zaman penceresinde böyle bir sinyal için kanıt bulunamaz. Gözlemlenen rezonansın merkezinde her lO^5 lazer atması için 2.4 MCP sinyal sayım oranı bulunur (9'da kaynak 1-2). Lazer kapalı iken aynı uçuş penceresi zamanında 10^5 muon atışı için arkaplan sayım oranı 1.4'dür (9'da kaynak 2). Bu gözlemlenen kapalı rezonans oranı her 10^5 lazer atması için 1.8 oranıyla iyi uyuşmaktadır (9).

Gözlenen $1^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow 2^2S_{1/2}(F=1)$ geçiş frekansı analize dahil edilmesi gereken sistematik çizgi değişmelerine tabi olur. Sayıcıda ilerleyen lazer ve atomların

asimetrik hız dağılımı arasındaki sonlu ölçülebilir geçişden dolayı artık hesap farklarıyla ilgili doğrusal bir Doppler kayması meydana gelebilir, ki bu 135 μrad'dan daha azdır. Bu $\Delta U_{doğrusal}$ D $\rightarrow$ ±8.4 MHz'in çizgi merkezinde bir belirsizliğe yol afar. ikinci düzey Doppler kayması ΔU_{quad} D=0.8MHz'in atomik rezonansında bir kırmızıya kayma gösterir (9). Lazerin harekete geçirilmesi sırasında etkileşim bölgesindeki artık (fazla) elektrik etki alanı E, 5V/cm'nin altında tutulduğu için de Stark kayması ihmal edilebilir. Bu $\Delta U_{dc}(E)=4.7\ E^2$ kHz cm^2/V^2=120 kHZ maksimum kaynağı veriyor. Ancak önemli düzey kaymaları $\Delta U_{ac}(I)$=1.67 I Hz cm^2/Watt'a varan (ac Stark etkisi) yüksek lazer şiddeti I vasıtasıyla olmaktadir. İki-fotonu harekete geçirme ve takip eden fotoiyonizasyon için ihtimal, ölçülü uzaysal ve geçici ışın profilleri kullanılarak, hem lazer frekansı hem de etkileşim bölgesindeki atom pozisyonunun fonksiyonu olarak, sayısal ifadelerle hesaplanır (9). Muoniyum atomlarının dağılımı ile bir konvulasyonunun ΔU_{ac}=-52 MHz'e ayarlanması gerekir (9). En belirsiz düzeltmeye lazer atması amplifikatör zincirindeki renk erimelerinin kırılma oranındaki hızlı değişmelerin sebep olduğu bir frekans cıvıltısına yol açıyor. Bu durum serbest tayfa ait menzili 300 MHz ve inceliği 250 olan bir gözden geçirici Folar-Perot çatışma ölçeri (küçük hareket veya mesafeleri iki ışının çarpışmasıyla olçen alet) kullanılarak cw'nin geciş çizgilerinin (ışın kırılmasından meydana gelen koyu çizgiler) ve büyütülmüş, atılmış mavi ışığın simultane olarak kaydedilmesiyle izleniyor. Kırılma oranı etkisi lazer ışığının maviye kaymasına sebeb olmakta ve $\Delta U_{gürültü}$= +84 MHz ayarlamasına götürmektedir, bu, devamli yapılan çatışma ölçeri (interferrometrik) ölçümlerinin ortalaması olmaktadır. İstatistiksel alanın üzerindeki belirsizlik, çatışma ölçeri geçişinin rakamsal hesapları ile aynı ortalama kaymaya sebep olan simule edilmiş, gürültülü (cıvıltılı) atmaların karşılaştırılmasıyla tahmin ediliyor. Modeller gürültü için lazer atması esnasında bir pik yanında bir doğrusal zaman bağımlılığını da uç (aşırı) ihtimaller olarak kapsam dahiline alıyor (9). Durumların aşırı ince yapısı için ek olarak $\Delta U_{aşırı\ ince\ yapı}$=976 MHz ayarı ile muoniyum için 1S-2S merkezi geçiş frekansını ΔUexp(lS-2S)=2455529002 MHz olarak buldular.

Atomik hidrojen ve döteryum aynı lazer sistemi ve vakum odası kullanılarak, sistematik ayarların güvenirliğini verilere aktarmak için kullanılabilir. Radyofrekansı boşaltımında tabii oluşum moleküler formunda atomik türler üretiliyor. Atomlar teflon bir hortum kullanılarak etkileşim bölgesine yönlendiriliyor. Hidrojen için

F=l $\rightarrow$ F=1 kompenenti (unsuru) ve döteryum için F=3/2 $\rightarrow$ F=3/2 kompenenti kullanıldığında 1S taban ve 2S uyarılmiş durum arasındaki geçiş frekansları, muoniyum sinyalindekine benzer yoldan bulunuyor.

1S-2S muoniyum enerji kaymasının deneysel değeri iki standart sapma, yani, ΔU_{teorik}(1S-2S)=24455289344MHz dahilindeki teorik tahmine uymaktadır, burada esas belirsizlik muon kütlesinden kanaklanıyor. Bu çalışmada daha önceki bir safhadaki 2455528992MHz sonucunu veren bağımsız ölçüm ve KEK'de önceden tesbit edilen 2455528912MHz nihai değer ölçümleriyle uyum içindedir (9'da kaynak 18.19). Bu deney ve Dirac teorisinden elde edilen değerde 1S-2S geçiş frenkanslarının ortalamaları arasındaki fark, azaltılmış kütle etkisi için düzeltilmiş, olan, $l^2S_{1/2}$ durumlarına kadar bütün QED ayarlarının katkılarını içerir ve 1S-2S Lamb kaymasını gösterebilir. Burada deneysel öçümlerden çıkan değer $\Delta Uexp_{Lamp}$(1S-2S)=6988 MHz'dir ve iki standart sapma dahilindeki QED tahmini olan $\Delta Uteo_{Lamb}$(lS-2S)=7056.1 MHz ile uyuşmaktadır. 8xl0^{-3}'lük kesinlikle halen muoniyumda mevcut olan en iyi Lamb kayması testidir. Daha önceki 2^2 $S_1/_2$-$2^2S_1/_2$ Lamb kaymasının mikrodalga spektroskopi ölçümleri %1.4'lük bir kesinliğe ulaşmıştı (9'da kaynak 8,20,21). Atomik hidrojende $\Delta Uexp_{Lamp}$(1S-2S) belirsizliği yaklaşık olarak 1S-2S Lamb kaymaları arasıdaki 71.6 MHz fark büyüklügüne ve bir çok QED katkılarının kütle bağımlılığına bağlanan sisteme sahiptir.

1^2 $S_{1/2}$-$2^2S_1/_2$ geçişinde kombine muoniyum-hidrojen ve muoniyum-döteryum izotop kaymaları ölçümünde m_μ lS/2S= 105.65880 MeV/c^2 muon kütle değeri çıkarılıyor. Bu muonik atom spektroskopisinden belirlenen μ^- kütle ile kesin (doğru) bir şekilde karşılaştırılabilir. Ve bugün için stroboskopik (birşeyin hareketini incelemek için kullanılan aralıklarla ışık veren alet) μSR metodu kullanılarak sıvı brom içinde magnetik moment ölçümlerindeki μ^+ kütle değerlerinden ve Zeeman'ın muoniyumun taban durumundaki mikrodalga geçiş spektroskopisinden daha az kesin fakat bunlarla iyi uyum içindedir. Düzey enerjilerinde izotop geçişleri genelde indirgenmiş kütle terimlerinden kaynaklandığı için böyle bir kütle ölçümü daha üst düzey QED hesaplarının doğruluğuna karşı daha az duyarlıdır. Yeni teorik çalışmaların, ölçülmüş taban durum aşırı ince yapı yarılmasından daha yüksek doğruluğa sahip başka bir kütle değlerinin çıkarılmasına izin vereceği unutulmaktadır (9).

Sahip olduğu temel önemden başlca, muon kütlesi hakkindaki mevcut bilgide sağlanacak bir ilerleme muonların magnetik anomalisi a_μ ile ilgili olarak büyük önem taşır, zira bunun fiziğin standart modelinin ötesinde katkıları olabileceği ve elektrozayıf etkileşimin yeniden normalleştirilebilirliği konusunda açık bir test ümidi vermektedir.

Böyle bir deney günümüzde ABD Brookhaven Ulusal Laboraruvarında başlatılmaktadır. Muoniyumda 1S-2S yarılması, muoniyum taban durumu aşırı ince yapı yarılmasının ölçümü ve muonun magnetik anomalisi QED'de ve elektrozayıf etkileşimlerde iç-tutarlılık gereğini tesbit eder ve temel sabitler dizisini (α ,m_μ, μ_μ) kapsar. Dışarıdan tek input, çapraz kesitlerin ($e^+e^- \rightarrow$ hadronları) / ($e^+e \rightarrow \mu^+\mu^-$) ilgili uygun oranının ölçülmesinden elde edilebilecek olan a_μ*ye* hadronik katkılardır.

Aynı deney şartlarında, kütle bağımlı terimler hariç, muoniyum ve hidrojende 1S-2S geçişi için hakim sistematik ayarların aynı olması beklenmektedir. Adanmış bir 1S-2S izotop değişimi ölçümünde bu ayarları rakip muon kütle değerine götürecek biçimde büyük oranda ihmal etmek mümkün olmalıdır. Yakın gelecekte 1S-2S geçişi için 1MHz düzey doğruluğu mümkün görünmektedir. Bu QED göreceli geri tepme katkısının -18.1 MHz ikna edici biçimde test edilmesine imkan verecektir, bu proton-muon kütle oranı faktörü ($\approx$ 8.9) sebebiyle hidrojendekinden daha büyüktür.

3.2. Katı Azotta Muoniyumun İki-Fanon Kuantum Difüzyonu

Yalıtkanların içine pozitif muonlar koyulduğunda çoğu kere hidrojen atomlarına benzer bir şekilde muoniyum atomlarını oluştururlar. Esasen kuantum mekaniksel doğaya sahip olan hafif atomların dinamiği özellikle ilgi çekicidir. Çünki, kuantum difizyon teorisinin test edilmesini sağlamaktadır.

Mu'un Yalıtkanlarda diftizyonu gibi metallerde μ^+ ve hidrojen atomlarının diftizyonu çalışmaları olayın kuantum mekaniksel karaktlerini gösterir. Düşük sıcaklıklarda daha açık bir şekilde görülen $T_c^{-1} \alpha T^{-\alpha}$ güç yasasına göre T sıcaklığının düşmesiyle parçacığın sıçrama oranı T_c^{-1} yükselir. Metallerde iletim

elektronlarının çiftlenimi için α <l sebebiyle saçılma mekanizması baskındır. Yalıtkanlarda ise fonon saçılma süreçleri yaygındır. Düşük sıcaklıklarda α 'nın 7 ya da 9 olacağı önceden biliniyor. Tek-fonon absorbsiyonu tünellemenin oluşması için pek çok parçacığın difuzyon enerjisi nakleder ve böylece iki-fonon diyagramlarının başat olması beklenir. İyonik yalıtkanlarda Mu difuzyonu deneysel sonuçları α nın genellikle 3'e yakın olduğunu gösterir. Eğer iyonik kristalin fonon spektrumunun iç değeri alınırsa iki-fonon saçılma süreçlerinde $\alpha \approx 3$ elde edilebiliyor (10). Katı azotun fonon spektrumu Debye yaklaşımı ile tutarlıdır.

Kaynak 10'daki çalışmada Muoniyum katı azot çalışması ayrıntılı olarak veriliyor.

4. PİONİK HİDROJEN

Pionik hidrojen atomu negatif piyonların içinde hidrojen bulunan bir madde ile durudurulmalarıyla piyonun proton çevresinde Coulomb etkileşmesi nedeniyle yerleşmesinden oluşur. Pπ^- iç atomu çok küçük olup molekülü aşırı uyarılmış bir durumda terk eder. Yüksek kinetik enerji ile diğer atomlarla çarpışmaya başlar. Bu çarpışmalar esnasında piyon daha ağır bir atoma transfer olabilir:

$$P\pi^- + X \rightarrow \text{->} P + X\pi^- \qquad (4.0.1)$$

daha sonra piyon X atomu çekirdeğince yakalanır. Hidrojen, metan ve etilen'in asal gazlarla karışımı içinde piyonların atomik yakalanma ve transferi incelenmiş ve H2'deki transfer hızının CH_4, C_2H_4'de olandan iki kat fazla olduğu belirlenmiştir. Buna sebep olarak pionik hidrojen atomlarının $CH_4\pi^-$ mezik gibi molekullerinin $H_2\pi^-$ den daha az uyarılmış seviyede oluşu gösterilebilir (1).

Sudaki piyon yakalanma olasılığının (w) rölatif değişimi sıcaklığa bağlı olarak ölçülürse, 25°C'de:

$$P_T=(W_T-W_{2S})/W_{2S} \quad (4.0.2)$$

olacaktır. f_T kopmuş H bağlarının T sıcaklığındaki konsantrasyonunu göstermek üzere:

$$W_T=W_{iç}(1-f_T)+W_{dış}f_T \qquad (4.0.3)$$

veya:

$$P_T = \frac{f_T - f_{2S}}{f_{2S} + (Q-1)^{-1}} \quad (4.0.4)$$

olur. Burada $Q = W_{dış}/W_{iç}$ dir. P_T-100°C den 0°Cye kadar sabit kalmakta 380°C'ye kadar bir artıştan sonra statüre olmaktadır. Bu hidrojen bağının oluşumunda, O-H bağının kovalent oluşuna bağlanmaktadır. Konuyla ilgili deneysel çalışmalar devam etmektedir (1).

Pionik hidrojen atomu protonun piyon yakalaması ile bozunur. Pionik hidrojenin omrü 1ps kadardır.

$$P+\pi^{-} \rightarrow n+\pi^{0} \rightarrow 2\gamma \ (\%60) \qquad (4.0.5)$$

$$p+\pi^{+} \rightarrow n+\gamma \qquad (\%\ 40) \qquad (4.0.6)$$

5. SONUÇ

Hidrojen (H), döteryum (D) ve trityum (T) gibi tek elektronlu atomlar modern fiziğin gelişiminde önemli bir rol oynamışlardır. Bu atomlar ile yapılan çalışmalar bağlı durum kuantum elektrodinamikleri ve standart teoriden sapmaları araştırmayı mümkün kılmaktadır. Bu çalışmalar pozitronyum (Ps), muoniyum (Mu) ve pionik hidrojen (P π^-) gibi egzotik atomları içeren bir şekilde genişledi. Pozitronyum ve muoniyum araştırmaları arasında birçok benzerlikler vardır. Bu atomlarda çekirdek pozitif partiküllerle değiştirilmiş olup hidrojen izotopları gibidirler. Bu partiküller (e^+ ve μ^+, pozitron ve muon) gazlarda atomik elektronlar ile etkileşerek, sıvılarda ise çıkıntı reaksiyonları sonucu, katılarda ise saçılma reaksiyonu ya da katı içine enjekte edilmek suretiyle elektronlar ile etkileşerek pozitronyum ve muoniyumu meydana getirirler Pionik hidrojen ise negatif piyonların hidrojen içeren bir madde tarafından durdurulmasında negatif piyonların proton ile etkileşmesiyle oluşturulur.

Bu egzotik atomların hem oluşturulmaları hem de bozunumları ile ilgili yapılan birçok çalışmada çarpıcı sonuçlar elde edilmiştir. Bu sonuçlardan hareketle modern fiziğin gelişmesinde çok önemli adımlar atılmıştır. Ayrıca egzotik atomların enerji seviyeleri ile ilgili pek çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalar çarpıcı sonuçlarıyla kuantum elektrodinamiğinde önemli katkılar sağlamıştır. Yapılan çalışmalarda çok önemli bulgular da elde edilmiştir. Bolüm 2.7'de saçılma deneylerinde daha önceki bilgilerden farkli olarak δ (o)- δ (∞)=0 değeri bulunmuştur. Bunun gibi yeni çarpıcı bulgular sayesinde modern fiziğin gelişmesine önemli katkılar yapılmıştır.

Burada egzotik atomlarla ilgili çalışmaların önemli bir kısmını inceledik. Mümkün olduğu kadar, bu konuda yapılan bütün araştırma çeşit ve tekniklerinden örnekler sunmaya önem verdik. Egzotik atomlarla ilgili bundan sonra yapılacak çalışmalara katkı sağlayabilmek için, sayın çok değerli hocam Prof. Dr. İhsan ULUER ile birlikte araştırmalarımızı geniş ve engin tutarak, detaylı ve çarpıcı örneklerle çalışmalarımızı aktarmaya çalıştık.

Değerli ve çok önemli katkılarından dolayı çok kiymetli hocam Sayın Prof Dr. İhsan ULUER'e teşekkür ve saygılarımı sunuyorum.

KAYNAKLAR

1) ULUER İhsan; YÜKSEL Ünver (1992); Bazı Exotik Atomların Çevreleri ile İlişkilerinin İncelenmesi, Dokuz Eylül Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Denizli.

2) C.E. Haynes, PC Rice-Evans ve F.A.R. El Khangi (1994), The Connexion between positronium and the condensation of oxygen on silica and alumina powders, J.Phys, 2277-2282.

3) VLADIMIR Vayashin (1994), Coherent Decay of Positronium Bose Condensate, Letters in Mathematical Physics 3 1: 143–149.

4) R.AJcorta ve LA. Grifols (1994), Electro-weak Corrections to the Hyperfine Structure of Positronium, Annals of Physiç 229: 109-159

5) Jim Mitroy (1994), Positronium and Antihydrogen Formation in the e^+-H and Ps- $\bar{p}$ Systems, Physical Review Letters 72: 3495-3497.

6} J. Mitroy ve A.T. Stelbovics (1994). Formation of Antihydrogen from Antiproton Collisions with positronium, .J.Phys. B 27 L79-L82.

7) Tao Zhang ve Lixin Xiao (1994). Hyperfine corrections to order α^6 in a relavitistic formalism for positronium. Physical Review A: 49, 2411-2414.

8) I. B. Khnplovich, A.I. Milstein ve A.S. Yelkhovsky (1993), Order α^4 R ∞ Corrections to the Fine-Structure Splitting of Positronium P Levels. Physical Review Letters, 4323–4325

9) W Schwarz, L. Willmann, L. Zhang v.d. (1994). A measurement of the 1S-2S transition frequency in muoniyum. Physics Letters A 187, 247–254.

10) V. Storchak v.d. (1994). Two-Phonon Quantum Diffusion of Muoniyum in Solid Nitrogen, Physical Review Letters 72, 3056–3059.

11) Sadhan, K. Adhikari, A.S. Ghosh. Hasi Ray (1994), The effect of positronium formation in e^+-Li ve e^+-Na scattering. Chemical Physics Letters 222. 3O2–308.

ÖZGEÇMİŞ

1959 yılı Ağustos ayında Ordu'da dünyaya geldi. İlk ve Ortaokulu Ordu'da Liseyi Samsun'da tamamladı. 1991 yılında Hacettepe Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nden mezun oldu. Halen Y.Y.Üniversitesi Eğitim Fakültesi'nde Araştırma Görevlisidir. Evli ve üç çocuk babasıdır.