



T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



YÜKSEK LİSANS TEZİ

**VANADYUM ELEMENTİNİN AŞIRI İNCE YAPISININ DOPPLER
İNDİRGENMİŞ LASER SPEKTROSKOPİK METOTLARLA
İNCELENMESİ**

Doğukan BİNGÖL

Fizik Anabilim Dalı

Atom ve Molekül Fiziği Programı

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Gönül BAŞAR**

Aralık, 2017

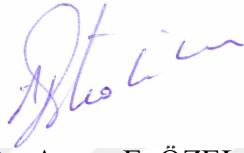
İSTANBUL

Bu çalışma, 18.12.2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı, Atom ve Molekül Fiziğı Programında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Prof. Dr. Gönül BAŞAR(Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Ayşen E. ÖZEL
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. İpek KANAT ÖZTÜRK
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Feyza GÜZELÇİMEN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. F. Gülay ACAR
İstanbul Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi



20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi’nin aboneliği olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Bu tez, İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin FYL-2016-23562 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Lisans öğrenimimden itibaren her zaman bana inanan, destek olan, bilgi ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam ve tez danışmanım Prof. Dr. Gönül BAŞAR' a en kalbî duygularıyla teşekkür ederim.

Lisans öğrenimimden itibaren her daim deneysel bilgilerini aktaran ve beni laser spektroskopik metodlar konusunda yetiştirmemde büyük öneme sahip olan kıymetli hocam, İstanbul Teknik Üniversitesi öğretim üyelerinden Prof. Dr. Günay BAŞAR' a teşekkür ederim.

Deneysel bilgilerini ve analiz sürecinde yardımlarını esirgemeyen değerli hocam Hochschule für Technik und Wirtschaft Berlin öğretim üyelerinden Prof. Dr. Sophie KRÖGER'e teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman motivasyonumu yüksek tutmamı sağlayan ve bilgilerini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. İpek KANAT ÖZTÜRK' e ve lisans eğitimimin birinci döneminden itibaren bitmek bilmez tüm sorularımın hepsini cevaplayan ve her zaman gerek bilgisi gerek yönlendirmeleri ile bana yardımcı olan değerli hocam Doç Dr. Feyza GÜZELÇİMEN' e teşekkürü borç bilirim.

Tez projemi destekleyen ve dört sene kısmi zamanlı olarak çalıştığım İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon biriminde çalışanlara teşekkür ederim.

Üniversite eğitimim boyunca desteklerini esirgemeyen Seçkin SUKAYAR, Müge HÜSEYİNOĞLU, Şeyma ÇAVDAR ve Selen TUTKUN' a teşekkür ederim.

Yaşamım boyunca desteklerini her zaman hissettiğim babama, ablama, dayıma ve hangi güzel sıfat söylenirse söylensin hiçbiri tasvir edemeyecek olan benim her başarımın arkasında bulunan hemrâhım anneme minnetlerimi sunarım.

Aralık 2017

Doğukan BİNGÖL

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ŞEKİL LİSTESİ	vii
TABLO LİSTESİ.....	xi
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xii
ÖZET	xiii
SUMMARY	xv
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	3
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	22
3.1.ATOMLARIN GENEL ÖZELLİKLERİ	22
3.2.MANYETİK MOMENTLER	23
3.3.ÇOK ELEKTRONLU ATOMLAR	29
3.3.1.Merkezi Alan Yaklaşıklığı	29
3.3.2.Hartree-Fock Yöntemi.....	30
3.4.İNCE YAPI	32
3.5.AŞIRI İNCE YAPI.....	35
3.5.1.Manyetik Etkileşim	38
3.5.2.Elektrik Kuadropol Etkileşim.....	39
3.6.SPEKTRAL ÇİZGİ GENİŞLEMESİ.....	41
3.6.1.Doğal Çizgi Genişlemesi	42
3.6.2.Doppler Çizgi Genişlemesi.....	43
3.6.3.Çarpışma ve Basınç Çizgi Genişlemesi.....	45
3.6.4.Saturasyon Çizgi Genişlemesi	45
3.6.5.Voigt Fonksiyonu	46
3.7.VANADYUM ELEMENTİ	46
3.8.SİLİNDİR KATOT	50
3.9.LASER SPEKTROSKOPİK METOTLAR	51
3.9.1.Saturasyon Absorbsiyon Spektroskopisi (SAS)	51

3.9.2.Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (IMLIF).....	55
3.9.3.Cross-over Sinyal	58
3.10.FITTER BİLGİSAYAR PROGRAMI.....	59
4. BULGULAR.....	66
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	80
KAYNAKLAR.....	98
ÖZGEÇMİŞ	101



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 3.1 :** \vec{S} ve \vec{L} açısal momentum vektörlerinin \vec{J} nin etrafında, \vec{J} nin Z eksenine etrafındaki presesyon hareketi [26].26
- Şekil 3.2 :** a) LS çiftlenimine ait şematik gösterim b) JJ çiftlenimine ait şematik gösterim [1].33
- Şekil 3.3:** Kuantum sayısı ve olan 2D terimli enerji seviyesine ait ince yapı yarılımları.....35
- Şekil 3.4 :** Çekirdek spini $I = 7/2$ ve elektrona ait toplam açısal momentum olan ayı yarılımları ve enerji seviyeleri arasındaki farklar.41
- Şekil 3.5:** İki enerji seviyesi arasında meydana gelen kendiliğinden emisyonun şematik gösterimi.....42
- Şekil 3.6 :** Vanadyum elementinin periyodik cetveldeki yeri [39].49
- Şekil 3.7 :** Silindirik katod lambasının şematik gösterimi50
- Şekil 3.8:** a) $\omega \neq \omega_0$ durumunda Doppler profili üzerinde meydana gelen çukur ve pik. b) $\omega \neq \omega_0$ durumunda birbirine zıt yönde ilerleyen iki laser ışığının oluşturduğu çukurlar, kesikli çukur $\omega = \omega_0$ durumunda meydana gelir. c) $\alpha_s(\omega)$ soğurma profilinde meydana gelen Lamb çukuru[35].53
- Şekil 3.9:** Saturasyon Absorbsiyon Spektroskopisi deney düzeneği şeması.....54
- Şekil 3.10:** $12249.941 \text{ cm}^{-1}$ dalga sayısına ve 816.1061 nm dalga boyuna sahip spektral çizginin SAS metodu ile ölçülen ve analiz edilen spektrumu.55
- Şekil 3.11:** Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi deney düzeneği56
- Şekil 3.12:** $12249.941 \text{ cm}^{-1}$ dalga sayısına ve 816.1061 nm dalga boyuna sahip spektral çizginin IMLIF metodu ile ölçülen ve analiz edilen spektrumu.58
- Şekil 3.13 :** Ortak alt enerji seviyesinden farklı üst enerji seviyelerine geçiş [31].59
- Şekil 3.14 :** V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ ($8715.747 \text{ cm}^{-1} J=7/2$ ve $21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) geçişinin lineerize edilmemiş spektrumu.61

- Şekil 3.15 :** V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ ($8715.747 \text{ cm}^{-1} J=7/2$ ve $21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) geçişinin lineerize edilmiş spektrumu.....62
- Şekil 3.16:** V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ (8715.747 cm^{-1} ve $21032.503 \text{ cm}^{-1}$ enerji seviyeleri arasındaki) geçişi için Fitter bilgisayar programının giriş dosyası.....63
- Şekil 3.17:** V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ (8715.747 cm^{-1} ve $21032.503 \text{ cm}^{-1}$ enerji seviyeleri arasındaki) geçişi için, Fitter bilgisayar programının çıkış dosyası65
- Şekil 4.1:** Nötr vanadyum elementinin IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ olan ($21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2 \rightarrow 8715.747 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) spektral geçişine ait spektrum.....68
- Şekil 4.2:** Vanadyum elementinin IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, dalgaboyu $\lambda_{\text{hava}} = 818.6727 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum.....69
- Şekil 4.3:** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12109.227 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 825.5896 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) geçişine ait spektrum.72
- Şekil 4.4 :** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12130.233 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 824.3864 \text{ nm}$ olan ($20606.467 \text{ cm}^{-1} J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum.....73
- Şekil 4.5 :** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12193.458 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 819.8864 \text{ nm}$ olan ($20606.467 \text{ cm}^{-1} J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum.....74
- Şekil 4.6:** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 818.6727 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum.....75
- Şekil 4.7 :** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12249.941 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 816.1061 \text{ nm}$ olan ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişine ait spektrum.....76
- Şekil 4.8 :** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12274.760 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.4559 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum.....77

- Şekil 4.9:** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ olan ($21032.503 \text{ cm}^{-1} \quad J=7/2 \rightarrow 8715.747 \text{ cm}^{-1} \quad J=7/2$) spektral geçişine ait spektrum.....78
- Şekil 4.10 :** Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12352.249 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 809.3466 \text{ nm}$ olan ($20828.481 \text{ cm}^{-1} \quad J=5/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum.....79
- Şekil 5.1 :** Doppler indirgenmiş IMLIF ve Doppler sınırlı LIF spektrumu $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ olan ($21032.503 \text{ cm}^{-1} \quad J = 7/2 \rightarrow 8715.747 \text{ cm}^{-1} \quad J = 7/2$) spektral geçişine ait spektrum.81
- Şekil 5.2:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12109.227 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 825.5896 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} \quad J=5/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....82
- Şekil 5.3:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12109.227 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 825.5896 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} \quad J=5/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen.83
- Şekil 5.4:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12130.233 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.1599 \text{ nm}$ ($20606.467 \text{ cm}^{-1} \quad J = 1/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \quad J = 3/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....84
- Şekil 5.5:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12130.233 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.1599 \text{ nm}$ ($20606.467 \text{ cm}^{-1} \quad J=1/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen.85
- Şekil 5.6 :** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12193.458 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 819.8865 \text{ nm}$ ($20606.467 \text{ cm}^{-1} \quad J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} \quad J=1/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....86
- Şekil 5.7 :** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12193.458 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 819.8865 \text{ nm}$ ($20606.467 \text{ cm}^{-1} \quad J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} \quad J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen.87
- Şekil 5.8:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 818.6728 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....88

- Şekil 5.9** : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 818.6728 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen89
- Şekil 5.10:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12249.941 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 816.1061 \text{ nm}$ ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....90
- Şekil 5.11** : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12249.941 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 816.1061 \text{ nm}$ ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen91
- Şekil 5.12:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12274.760 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.456 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....92
- Şekil 5.13** : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12274.760 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.456 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen93
- Şekil 5.14:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6789 \text{ nm}$ ($21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....94
- Şekil 5.15** : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6789 \text{ nm}$ ($21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen95
- Şekil 5.16:** Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12352.249 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 809.3467 \text{ nm}$ ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan *A* ve *B* değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.....96
- Şekil 5.17** : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12352.249 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 809.3467 \text{ nm}$ ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen97

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo 2.1 : ^{51}V elementinin çift pariteli enerji seviyelerine ait literatürdeki çalışmalarda laser spektroskopik metotlar kullanılarak belirlenen konfigürasyon, terim, J toplam açısal kuantum sayısı ile bilinen manyetik dipol A ve elektrik kuadropol B aiy sabitleri.....	6
Tablo 2.2 : ^{51}V elementinin tek pariteli enerji seviyelerine ait literatürdeki çalışmalarda laser spektroskopik metotlar kullanılarak belirlenen konfigürasyon, terim, J toplam açısal kuantum sayısı ile bilinen manyetik dipol A ve elektrik kuadropol B aiy sabitleri.....	13
Tablo 3.1 : Atom yapısını incelemek için tanımlanan kuantum sayıları [28].	23
Tablo 3.2 : ^{51}V elementinin temel fiziksel ve kimyasal özellikleri [38].....	48
Tablo 4.1: V elementinin IMLIF yöntemi ile incelenen spektral geçişler.....	67
Tablo 4.2 : V I' nin IMLIF yöntemi ile ölçülen spektral çizgilerinin fit işlemi sırasında sabit tutulan alt enerji seviyesine ait A ve B aiy sabitleri	69
Tablo 4.3 : V elementinin, bu çalışma ile belirlenen çift pariteli enerji seviyelerine ait $A_{\text{ort.}}$ ve $B_{\text{ort.}}$ ile literatürden bilinen $A_{\text{ref.}}$ ve $B_{\text{ref.}}$ aiy sabitlerinin değerleri.	71
Tablo 4.4: V elementinin, bu çalışma ile belirlenen tek pariteli enerji seviyelerine ait $A_{\text{ort.}}$ ve $B_{\text{ort.}}$ ile literatürden bilinen $A_{\text{ref.}}$ ve $B_{\text{ref.}}$ aiy sabitlerinin değerleri.	71

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
J	: Elektronun toplam açısai momentum kuantum sayısı
I	: Çekirdeğin spin açısai momentum kuantum sayısı
F	: Atomun toplam açısai momentum kuantum sayısı
μ_J	: Elektronun toplam açısai manyetik momenti
μ_B	: Bohr manyetonu
μ_N	: Çekirdek manyetonu
μ_I	: Çekirdeğin spin açısai manyetik dipol momenti
Q	: Çekirdeğin spin açısai elektrik kuadropol momenti
ζ	: Spin-yörünge etkileşme parametresi
a	: Elektron-çedirdek dipol-dipol etkileşme aiy parametresi
g	: Landé-g çarpanı
λ	: Dalgaboyu
σ	: Dalga sayısı
A	: Manyetik dipol aiy sabiti
B	: Elektrik kuadropol aiy sabiti

Kısaltmalar	Açıklama
AMBR	: Atom Işını Manyetik Rezonans Spektroskopisi
aiy	: Aşırı ince yapı
FTS	: Fourier Transform Spektroskopisi
HRCBLS	: Yüksek Çözünürlüklü Laser Işın Spektroskopisi
IMLIF	: Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi
LIFS	: Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi
LRFDR	: Laser Ve Radyo Frekans Çift Rezonans Spektroskopisi
LSS	: Laser Saturasyon Spektroskopisi
SAS	: Saturasyon Absorbsiyon Spektroskopisi

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

VANADYUM ELEMENTİNİN AŞIRI İNCE YAPISININ DOPPLER İNDİRGENMİŞ LASER SPEKTROSKOPİK METOTLARLA İNCELENMESİ

Doğukan BİNGÖL

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Gönül BAŞAR

Bu çalışmada nötr vanadyum elementinin (V I) 760 - 850 nm dalgaboyu aralığındaki spektral çizgilerine ait enerji seviyelerinin Doppler indirgenmiş laser spektroskopik metodlarla aşırı ince yapısının (aiy) incelenerek bilinmeyen aiy sabitlerinin bulunması amaçlandı.

V I'in sekiz spektral geçişine ait aiy spektrumu deneysel olarak incelendi. Bu çizgiler el yapımı silindir katot boşalım lambası ortamında, Titan-Safir laser kullanılarak Saturasyon Absorbsiyon Spektroskopisi (SAS) ve Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (IMLIF) metodları ile ölçüldü.

IMLIF metodu ile ölçülen çizgilerin spektrumları, Doppler genişliğine sahip daha önceden Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (LIF) metodu ile ölçülen spektrumlarla karşılaştırıldı.

Atomik vanadyumun çift pariteye sahip üç enerji seviyesi ile tek pariteye sahip dört enerji seviyesinin manyetik dipol aiy sabiti A saptandı. Elektrik kuadropol aiy sabitleri B , sadece çok iyi ayrılmış spektrumlar için saptanabildi. Elektrik kuadropol aiy sabitleri B , çift pariteye sahip iki ve tek pariteye sahip üç enerji seviyesi için saptandı. Tek pariteli iki enerji seviyesine ait elektrik dipol aiy sabiti B ilk defa bulundu. Diğer seviyelerin önceden bilinen A ve B sabitleri doğrulandı ve bazı durumlarda doğrulukları artırıldı.

Aralık 2017, 118 sayfa.

Anahtar kelimeler: Vanadyum, Laser Spektroskopi, Aşırı İnce Yapı



SUMMARY

M.Sc. THESIS

HYPERFINE STRUCTURE INVESTIGATION OF VANADIUM ELEMENT BY DOPPLER REDUCED LASER SPECTROSCOPIC METHODS

Doğukan BİNGÖL

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Gönül BAŞAR

In this study, it was aimed to determine the hyperfine structure (hfs) constants of the energy levels belonging to the spectral lines in the 760 - 850 nm wavelength range of the neutral Vanadium element (V I) by using Doppler reduced laser spectroscopic methods.

The hyperfine structure spectrum of the eight spectral lines of V I was investigated experimentally. These lines were measured using Saturation Absorption Spectroscopy (SAS) and Frequency Modulated Laser Emitted Fluorescence Spectroscopy (IMLIF) methods using a Titan-Sapphire laser in a home-made cylindrical cathode discharge lamp environment.

The spectra of the lines measured by the IMLIF method are compared with the Doppler broadened spectra which are previously measured by using the Laser-Induced Fluorescence Spectroscopy (LIF).

The magnetic dipole hfs constants A were determined for three energy levels of even parity and four energy levels of odd parity of atomic vanadium. The electric quadrupole hfs constants B only determined, when the spectra were clearly resolved. The Electric quadrupole hfs constants B were determined four two energy levels of even parity and three energy levels

of odd parity. The electric quadrupole hfs constants B of two odd parity energy levels were presented for the first time. For the other levels already known A and B constants were verified and in some cases the accuracy was improved.

December 2017, 118. pages.

Keywords: Vanadium, Laser Spectroscopy, Hyperfine Structure



1. GİRİŞ

1752' de Melville uyarılan bir gazın birçok farklı frekanslardan oluşan bir ışık yaydığını gösterdi. Bu farklı frekanstaki ışıklara “emisyön” denildi. 1835 yılında Wheatstone birden fazla metalleri uyararak bu metali ait emisyön çizgilerinin tıpkı DNA gibi birbirlerinden farklı olduğunu gösterdi. 1860 yılında Bunsen ve Kirchoff her bir elementin emisyön ve soğurma ile oluşan optik spektrumlarının karakteristik olduğunu gösterdi. 1885' de Balmer hidrojen atomunun görünür bölgedeki çizgi spektrumunun frekanslarının (dalgaboylarının) yarı ampirik bir formül ile elde edileceğini gösterdi [1].

Ayrırma gücü yüksek spektrometrelerle ve spektroskopik tekniklerle atomların spektrumları incelendiğinde bazı çizgilerin yapı bileşenlerinin birbirlerine çok yakın olduğu gözlemlendi [2].

Herhangi bir dış müdahale olmadan atomlara ait enerji seviyeleri ince yapı ve aiy olmak üzere ekstra ayrışmalardan oluşur. İnce yapı $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$, aiy $\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ mertebesindedir [3].

Vanadyum elementinin seçilme nedeni hala bilinmeyen aiy sabitlerinin bulunmasıdır. Elektronların dalga fonksiyonlarını daha doğru olarak tanımlanabilmek için, aiy çalışmalarından *A* manyetik dipol ve *B* elektrik kuadropol aiy sabitlerinin bilinmesi gerekir.

Vanadyum elementini bir diğer seçme nedenimiz, astrofizik açısından da önemli bir element olmasıdır. Astrofizikte gözlem yapılan teleskopların ve spektrometrelerin son derece gelişmiş olması sebebi ile yıldızlardan alınan spektrumların çözünürlüğü yüksektir. Bu spektrumlardaki çizgi tanımlamalarının yapılabilmesi için atomik çizgi listelerine ve aiy gibi hassasiyeti yüksek atomik datalara ihtiyaç vardır. Bu datalar yıldızların bolluk analizlerinin tayininde, yıldız evrimlerinin modellenmesinde kullanılır [3,4].

Bu çalışmada 760 nm-850 nm dalga boyu aralığında vanadyumun güçlü çizgileri Doppler indirgenmiş metotlardan biri olan Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi (IMLIF) yöntemi ile incelenerek *A* manyetik dipol ve *B* elektrik kuadropol aiy sabitleri deneysel olarak elde edildi. Deneyler, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Laser Spektroskopi Laboratuvarında gerçekleştirildi.

Vanadyum elementine ait literatür incelendiğinde sadece düşük enerjiye sahip seviyelerin Doppler indirgenmiş laser spektroskopik metodlarla aiy sabitlerinin bulunduğu görüldü. Bu çalışmada ilk defa vanadyumun yüksek enerji seviyelerinin aiy sabitleri Doppler indirgenmiş metod kullanılarak incelendi. Bu metodun avantajı Doppler genişlemesinin indirgenmiş olması sebebi ile diğer laser spektroskopik metodlara göre çizgi genişliğinin küçük olması, dolayısıyla spektrumun çözünürlüğünün daha yüksek olmasıdır.

Elde edilen spektrumlar, Fitter [5] programı ile analiz edilerek, geçişlerin olduğu alt ve üst ince yapı enerji seviyelerine ait A ve B aiy sabitleri bulundu.

Vanadyum elementinin aşırı ince yapısını inceleyen tüm çalışmalar ve literatürde yer alan bulgular genel kısımlarda anlatıldı.

Çalışmanın içerdiği teorik altyapı, kullanılan deneysel metotlar, vanadyum elementinin özellikleri malzeme ve yöntem kısmında anlatıldı.

Vanadyum elementinin 760-850 nm dalgaboyu aralığında ölçülen spektrumlarında elde edilen bulgular literatür değerleri ile karşılaştırılarak tartışma ve sonuç kısmında anlatıldı.

2. GENEL KISIMLAR

Vanadyum (V) deneysel olarak bilinen toplam 562 ince yapı enerji seviyesine sahiptir. Yapılan literatür çalışmalarında yüksek seviyelerdeki ince yapı enerjilerinin aiy sabitleri Doppler indirgenmiş metodlarla incelenmediği görüldü. Bu yüksek lisans tezinin konusu vanadyum elementinin aşırı ince yapısını, Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (IMLIF) ve Saturasyon Absorbsiyon Spektroskopisi (SAS) ile 760nm-850nm dalgaboyu aralığında incelemektir. Bu metodlar Doppler indirgenmiş metodlardır. Daha önceki çalışmalarda Doppler genişlemeli laser spektroskopik metodlarla yüksek seviyedeki enerjilere ait bulunmuş olan aiy sabitleri, daha hassas olarak bulundu. Ayrıca daha önce bilinmeyen elektrik kuadropol aiy sabiti olan B değerleri elde edildi.

Kopfermann ve Rasmussen (1936) [6] $3d^34s^2 a^4F-3d^34s4p z^4D, z^4F$ ve z^4G geçişleri için aşırı ince yapısı incelenmiş ve dört çift pariteli enerji seviyesi ile yedi tek pariteli enerji seviyesi için manyetik dipol aşırı ince yapı A sabitlerini bulunmuştur.

Murakawa (1956) [7] aynı geçişleri ölçerek dört çift parite ile dört tek pariteye sahip ince yapı enerji seviyeleri için sekiz manyetik dipol aiy sabiti A' yı belirlemiştir. Bu çalışmanın devamında, Murakawa (1966) [8] ^{51}V 'in elektriksel kuadropol momenti üzerinde çalışmıştır.

Childs ve Goodman (1966) [9] Doppler indirgenmiş metodlardan olan atom ışını manyetik rezonans (ABMR) tekniğini, düşük enerjili ince yapı seviyelerine ait beş aiy sabitini bulmak için uygulamıştır.

Childs ve çalışma arkadaşları (1979) [10] ^{51}V in aşırı ince yapısını yine Doppler indirgenmiş bir başka teknik olan Laser ve Radyo Frekans Çift Rezonans Spektroskopisi (LRFDR) metodunu kullanarak 13 çift pariteli ve üç tek pariteli enerji seviyesinin aşırı ince sabitlerini elde etmişlerdir.

Johann ve çalışma arkadaşları (1981) [11] Atom Işını Manyetik Rezonans (ABMR) yöntemini kullanarak $3d^24s^24p$ kofigürasyonuna ait aiy sabitlerini belirlemiştir.

Gough ve çalışma arkadaşları (1985) [12] Laser Saturasyon Spektroskopisi (LSS) ile beş yeni enerji seviyesinin aiy sabitlerini bulmuştur.

Unkel ve çalışma arkadaşları (1989) [13] laser ile uyarılmış floresans spektroskopisi (LIFS) tekniğini kullanarak dört çift pariteli ve 15 tek pariteli enerji seviyesine ait ay sabitini bulmuşlardır.

El-Kashef ve Ludwig (1992) [14] Atom Işını Manyetik Rezonans (ABMR) analiz yöntemi ile dört çift pariteli seviye için A sabitini elde etmişlerdir.

Palmeri ve çalışma arkadaşları (1995) [15] yüksek çözünürlüklü Fourier Transform Spektroskopisi (FTS) yöntemini kullanarak 69 tanesi ilk defa olmak üzere 101 ince yapı enerji seviye için ay sabiti A değerini yayınlamışlardır.

Yine Palmeri ve çalışma arkadaşları (1997) [16] FTS yöntemi ve teorik olarak yakın kızıl ötesi, kızılötesi ve görünür bölgede araştırmalar yaparak, 23 çift parite ve 46 tek pariteye ait yeni ay sabitleri belirlemişlerdir.

Cochrance ve çalışma arkadaşları (1998) [17] yüksek çözünürlüklü laser ışın spektroskopisi (HRCBLS) ile 25 seviye için ay gözlemleyerek, beş çift parite ve altısı önceden bilinmeyen olmak üzere 11 tane tek pariteli ay sabitini bulmuşlardır

Lefebre ve çalışma arkadaşları (2002) [18] FTS kullanarak 22 tek pariteli yeni manyetik dipol momenti ay sabiti A elde etmişlerdir.

Thorne ve çalışma arkadaşları (2011) [19] atomik vanadyumun (V I) ince yapı analizini, vanadyum - argon ve vanadyum - neon plazma ortamında, FTS metodunu kullanarak analiz etmişlerdir. Toplamda 544 enerji seviyesini belirlemişlerdir ve bunlardan 198' i çift pariteye 346' sı ise tek pariteye sahip ince yapı enerji seviyeleridir.

2011 yılında Güzelçimen ve diğerleri [20] tarafından yüksek çözünürlüklü FTS kullanılarak yapılan çalışmada $3d^34s4p$ ve $3d^34s4d$ konfigürasyonlarına ait enerji seviyelerinin aşırı ince yapıları gözlenmiş ve analiz edilmiştir.

Güzelçimen ve çalışma arkadaşları (2014) [21] 365-670 nm dalgaboyu aralığında yüksek çözünürlüklü FTS metodu kullanarak, 90 enerji seviyesinin A değerini elde etmiştir. Bu sabitlerin 67' si ilk defa tespit edilmiştir.

Lawler ve çalışma arkadaşları (2014) [22] FTS ile 836 nötr vanadyum çizgisi ve 203 bir kez iyonlaşmış (V II) vanadyum çizgisi belirlemiştir.

Güzelçimen ve çalışma arkadaşları (2015) [23] FTS ile zayıf spektral çizgilerin analizini yapmışlardır. 380-800 nm dalgaboyu arasındaki 42 zayıf atomik vanadyum spektral geçişi analiz edilerek 12 çift pariteli ve ilk kez 17 tane tek pariteli enerji seviyesinin ay sabiti A bulunmuştur.

Holmes ve çalışma arkadaşları (2016) [24] FTS ile 25 enerji seviyesi belirlemiştir.

Gü. Başar ve çalışma arkadaşları [25] (2017) LIFS kullanarak 57 spektral geçiş ölçmüş ve 14 enerji seviyesine ait ay sabitini elde etmiştir.

Referans taraması sonucunda, atomik vanadyuma ait tek ve çift pariteye sahip enerji seviyelerinin daha önce deneysel olarak bulunmuş, A manyetik dipol ve B elektrik kuadropol ay sabitlerinin değerleri sırası ile Tablo 2.1 ve Tablo 2.2 de verildi. Bu tablolarda 7. kolonda alınan değerlerin hangi deneysel metodla elde edildiği ve son kolonda ise alındığı referanslar verildi.

Tablo 2.1 : ^{51}V elementinin çift pariteli enerji seviyelerine ait literatürdeki çalışmalarda laser spektroskopik metotlar kullanılarak belirlenen konfigürasyon, terim, J toplam açılal kuantum sayısı ile bilinen manyetik dipol A ve elektrik kuadropol B aiy sabitleri.

Enerji(cm^{-1})	Konfigürasyon	Terim	J	A (MHz)	B (MHz)	Metot	Referans
0.000	$3d^34s^2$	a^4F	3/2	560.062	-	Teorik	[16]
				629.56	-		[1]
				599.58	-		[2]
				560.0482(6)	4.264(8)	ABMR	[9]
				560.068(2)	3.987(25)	LRFDR	[10]
137.383	$3d^34s^2$	a^4F	5/2	321.238	-	Teorik	[16]
				269.81	-		[1]
				299.79	-		[2]
				321.2265(12)	3.384(25)	ABMR	[9]
				321.251(3)	3.955(45)	LRFDR	[10]
323.432	$3d^34s^2$	a^4F	7/2	249.748	-	Teorik	[16]
				179.87	-		[1]
				209.85	-		[2]
				249.7398(7)	5.081(20)	ABMR	[9]
				249.752(2)	5.587(25)	LRFDR	[10]
552.955	$3d^34s^2$	a^4F	9/2	227.133	-	Teorik	[16]
				149.9	-		[1]
				209.85	-		[2]
				227.1324(6)	7.822(15)	ABMR	[9]
				227.135(1)	8.243(30)	LRFDR	[10]
2112.282	$3d^4(^5D)4s$	a^6D	1/2	751.4778(28)	-	ABMR	[9]
				751.529(7)	-	LRFDR	[10]
				751.4(5)	-	LSS	[12]
				751.789	-	Teorik	[16]
				405.6038(12)	-8.107(12)	ABMR	[9]
2153221	$3d^4(^5D)4s$	a^6D	3/2	405.642(4)	-6.985(15)	LRFDR	[10]
				405.7(4)	-13(4)	LSS	[12]
				405.605	-	Teorik	[16]
				373.518(10)	-5.459(25)	ABMR	[9]
				373.526(2)	-5.004(30)	LRFDR	[10]
2220.156	$3d^4(^5D)4s$	a^6D	5/2	373.7(4)	-10(7)	LSS	[12]
				373.595	-	Teorik	[16]
				382.3670(10)	2.268(29)	ABMR	[9]
				382.367(2)	2.293(30)	LRFDR	[10]
				382.4(3)	6(12)	LSS	[12]
2311.369	$3d^4(^5D)4s$	a^6D	7/2	382.368	-	Teorik	[16]
				406.8513(16)	14.324(65)	ABMR	[9]
				406.848(4)	14.041(65)	LRFDR	[10]
				406.854	-	Teorik	[16]

Tablo 2.1 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
8413.009	3d ⁴ (⁵ D)4s	a ⁴ D	1/2	1276(5)	-	ABMR	[9]
				1277.2	-	Teorik	[16]
				1278.6(5)	-	LIFS	[25]
				1277.2(4)	-	LRFDR	[10]
8476.234	3d ⁴ (⁵ D)4s	a ⁴ D	3/2	69.658	-108.535	ABMR	[9]
				7.558	-	FTS	[16]
				7.465(5)	-0.01(6)	LRFDR	[10]
8578.542	3d ⁴ (⁵ D)4s	a ⁴ D	5/2	-143.4320	-1.1959	ABMR	[9]
				-143.367	-	Teorik	[16]
				-143.256(2)	5.145(20)	LRFDR	[10]
8715.747	3d ⁴ (⁵ D)4s	a ⁴ D	7/2	-160.2192	102.287	ABMR	[9]
				-160.172	-	Teorik	[16]
				-160.187(2)	13.874(25)	LRFDR	[10]
9544.635	3d ³ 4s ²	a ⁴ P	1/2	-353.711(1)	-	ABMR	[11]
				-353.735	-	Teorik	[16]
9637.039	3d ³ 4s ²	a ⁴ P	3/2	183.940(1)	-	ABMR	[11]
				112.835(1)	-	ABMR	[11]
9824.626	3d ³ 4s ²	a ⁴ P	5/2	112.835(1)	-	ABMR	[11]
10892.520	3d ³ 4s ²	a ² G	7/2	398	-	Teorik	[16]
				398(15)	-52(50)	LIFS	[13]
11100.596	3d ³ 4s ²	a ² G	9/2	298.6(9)	-	FTS	[18]
13801.551	3d ³ 4s ²	a ² P	3/2	333.4(9)	-	FTS	[18]
13810.910	3d ³ 4s ²	a ² P	1/2	143.9(3)	-	FTS	[18]
14514.756	3d ³ 4s ²	a ² D	3/2	341.534	-	Teorik	[16]
				3.415(33)	0.1726	ABMR	[14]
14548.816	3d ³ 4s ²	a ² D	5/2	259.482	-	Teorik	[16]
				2.594(27)	7.737	ABMR	[14]
				31.5(3)	-	FTS	[15]
14909.958	3d ⁴ (³ H)4s	a ⁴ H	7/2	32.885	-	Teorik	[16]
				3.288(427)	-	LIFS	[13]
				260.49(9)	-	FTS	[15]
14949.359	3d ⁴ (³ H)4s	a ⁴ H	9/2	262.453	-	Teorik	[16]
				26.244(756)	-	LIFS	[13]
				373.5(3)	-	FTS	[15]
15000.937	3d ⁴ (³ H)4s	a ⁴ H	11/2	374.652	-	Teorik	[16]
				37.464(447)	-	LIFS	[13]
				444.92(3)	-	FTS	[15]
15062.959	3d ⁴ (³ H)4s	a ⁴ H	13/2	445.129	-	Teorik	[16]
				4.451(198)	-	LIFS	[13]
					-		

Tablo 2.1 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
15078.387	$3d^4(^3P2)4s$	b^4P	1/2	1439.6(6)	-	FTS	[15]
				144.525(761)	-	LIFS	[13]
				1445.3	-	Teorik	[16]
15270.582	$3d^4(^3P2)4s$	b^4P	3/2	804.0(6)	-	FTS	[15]
				806.035	-	Teorik	[16]
				806.01(89)	-	LIFS	[13]
15572.035	$3d^4(^3P2)4s$	b^4P	5/2	682.3(6)	-	FTS	[15]
				680.958	-	LIFS	[13]
				680.972	-	FTS	[16]
15103.784	$3d^34s^2$	a^2H	9/2	348(3)	-	FTS	[23]
15264.832	$3d^34s^2$	a^2H	11/2	297.7(1.5)	-	FTS	[18]
15664.801	$3d^4(^3F2)4s$	b^4F	3/2	-114.8(1.5)	-	FTS	[15]
				-114.96	-	Teorik	[16]
15688.862	$3d^4(^3F2)4s$	b^4F	5/2	305.9(1.8)	-	FTS	[15]
				305.948	-	Teorik	[16]
				305.94(16)	-	LIFS	[13]
15724.229	$3d^4(^3F2)4s$	b^4F	7/2	445.6(1.8)	-	FTS	[15]
				446.047	-	Teorik	[16]
				446.047(76)	-	LIFS	[13]
15770.789	$3d^4(^3F2)4s$	b^4F	9/2	512.6(6)	-	FTS	[15]
				511.486	-	Teorik	[16]
				511.47(56)	-	LIFS	[13]
17054.924	$3d^4(^3G)4s$	a^4G	5/2	0.63(12)	-	FTS	[15]
				0.8	-	Teorik	[16]
				0.809(43)	-	LIFS	[13]
17116.947	$3d^4(^3G)4s$	a^4G	7/2	276.32(9)	-	FTS	[15]
				276.006	-	Teorik	[16]
				276.0(5)	-	LIFS	[13]
17182.073	$3d^4(^3G)4s$	a^4G	9/2	397.8(1.5)	-	FTS	[15]
				398.802	-	Teorik	[16]
				398.79(85)	-	LIFS	[13]
17242.070	$3d^4(^3G)4s$	a^4G	11/2	463.03(12)	-	FTS	[15]
				463.73	-	Teorik	[16]
				463.72(57)	-	LIFS	[13]
18805.048	$3d^4(^3P2)4s$	b^2P	1/2	690.1(3)	-	FTS	[15]
				689.3(4)	-	LIFS	[25]
				690.3	-	Teorik	[16]
19023.531	$3d^4(^3H)4s$	b^2H	9/2	398.89	-	Teorik	[16]
				398.8(73)	-2.8402	ABMR	[14]

Tablo 2.1 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
19026.326	$3d^4(^3F_2)4s$	a^2F	5/2	471.3(3)	-	FTS	[15]
				471.511	-	Teorik	[16]
				471.50(13)	-	LIFS	[13]
19078.112	$3d^4(^3F_2)4s$	a^2F	7/2	93.5(6)	-	FTS	[15]
				93.965	-	Teorik	[16]
				93.96(31)	-	LIFS	[13]
19145.148	$3d^4(^3H)4s$	b^2H	11/2	160.983	-	Teorik	[16]
				160.955	-17.3358	ABMR	[14]
19189.283	$3d^4(^3P_2)4s$	b^2P	3/2	-225.7(1.5)	-	FTS	[15]
				-224(2)	6(4)	LIFS	[25]
				-224.5(59)	-	LIFS	[13]
				-224.564	-	Teorik	[16]
20202.551	$3d^5$	a^6S	5/2	-298.0(6)	-	FTS	[15]
				-298.2	-	Teorik	[16]
20767.609	$3d^4(^3D)4s$	b^4D	7/2	590.3(3)	-	FTS	[15]
				590.7	-	Teorik	[16]
20789.112	$3d^4(^3D)4s$	b^4D	5/2	536.4(2.4)	-	FTS	[15]
				534.99	-	Teorik	[16]
20813.108	$3d^4(^3D)4s$	b^4D	3/2	404.7(5)	-	FTS	[15]
				405	-	Teorik	[16]
20830.344	$3d^4(^3D)4s$	b^4D	1/2	-416.1(6)	-	FTS	[15]
				-413.1(25)	-	LIFS	[25]
				-416.4	-	Teorik	[16]
21101.589	$3d^4(^3G)4s$	2G	7/2	422.4(6)	-	FTS	[15]
				442.7	-	Teorik	[16]
21275.652	$3d^4(^3G)4s$	2G	9/2	120.1(1.8)	-	FTS	[15]
				119(5)	-	LIFS	[25]
				120.21	-	Teorik	[16]
21603.259	$3d^4(^1G_2)4s$	b^2G	9/2	597.8(9)	-	FTS	[15]
				598.5(2.2)	-	LIFS	[25]
				598.17	-	Teorik	[16]
21646.420	$3d^4(^1G_2)4s$	b^2G	7/2	-7.3(1.5)	-	FTS	[15]
				-4(8)	-	LIFS	[25]
				-7.26	-	Teorik	[16]
24630.567	$3d^4(^3D)4s$	2D	5/2	-8.2(1.2)	-	FTS	[16]
24643.528	$3d^4(^3D)4s$	2D	3/2	591.5(6)	-	FTS	[16]
24778.321	$3d^3 4s^2$	2F	7/2	283(13)	-	LIFS	[25]
24859.901	$3d^3 4s^2$	2F	5/2	338(14)	-	LIFS	[25]
31334.104	$3d^4(^3F)4s$	4F	3/2	-102.8(1.5)	-	FTS	[16]
31357.439	$3d^4(^3F)4s$	4F	5/2	319.0(1.2)	-	FTS	[16]
31371.087	$3d^4(^3F)4s$	4F	7/2	468.6(6)	-	FTS	[16]

Tablo 2.1 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
31355.710	3d ⁴ (³ F)4s	⁴ F	9/2	516.0(1.2)	-	FTS	[16]
31624.805	3d ⁴ (³ P)4s	⁴ P	5/2	361.8(1.2)	-	FTS	[16]
31717.485	3d ⁴ (³ P)4s	⁴ P	3/2	347.8(6)	-	FTS	[16]
31764.979	3d ⁴ (³ P)4s	⁴ P	1/2	364.6(9)	-	FTS	[16]
32352.337	3d ⁵	⁴ G	5/2	386.5(1.8)	-	FTS	[16]
32371.662	3d ⁵	⁴ G	7/2	191.0(1.2)	-	FTS	[16]
32393.954	3d ⁵	⁴ G	9/2	122.8(1.2)	-	FTS	[16]
32417.169	3d ⁵	⁴ G	11/2	98.4(3)	-	FTS	[16]
33310.629	3d ⁵	⁴ P	5/2	209.1	-	Teorik	[16]
33412.584	3d ⁵	⁴ P	3/2	256.8	-	Teorik	[16]
33484.368	3d ⁵	⁴ P	1/2	369.34	-	Teorik	[16]
36983.603	3d ⁵	e ⁴ F	3/2	483.0(1.8)	-	FTS	[15]
				483.3	-	Teorik	[16]
36989.185	3d ⁵	e ⁴ F	5/2	188.3(1.2)	-	FTS	[15]
				188.4	-	Teorik	[16]
37025.579	3d ⁵	e ⁴ F	7/2	92.7(6)	-	FTS	[15]
				92.7	-	Teorik	[16]
37075.563	3d ⁵	e ⁴ F	9/2	53.7(6)	-	FTS	[15]
				53.7	-	Teorik	[16]
37116.769	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁶ D	1/2	-637.1(1.8)	-	FTS	[16]
				-631(19)	-	LIFS	[25]
37158.582	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁶ D	3/2	-104.9(1.2)	-	FTS	[16]
37227.489	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁶ D	5/2	-15.3(3)	-	FTS	[16]
37322.170	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁶ D	7/2	42.4(1.8)	-	FTS	[16]
37375.172	3d ³ 4s(⁵ F)5s	e ⁶ F	1/2	-696.7(1.5)	-	FTS	[16]
37423.212	3d ³ 4s(⁵ F)5s	e ⁶ F	3/2	383.7(9)	-	FTS	[16]
37440.777	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁶ D	9/2	83.6(3)	-	FTS	[16]
37503.240	3d ³ 4s(⁵ F)5s	e ⁶ F	5/2	540.8(6)	-	FTS	[16]
37615.057	3d ³ 4s(⁵ F)5s	e ⁶ F	7/2	591.2(1.2)	-	FTS	[16]
37758.146	3d ³ 4s(⁵ F)5s	e ⁶ F	9/2	613.7(9)	-	FTS	[16]
37931.460	3d ³ 4s(⁵ F)5s	e ⁶ F	11/2	629.3(6)	-	FTS	[16]
37940.211	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁴ D	1/2	888.3(2.4)	-	FTS	[15]
				889(3)	-	LIFS	[25]
38004.041	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁴ D	3/2	69.6(1.2)	-	FTS	[15]
38106.385	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁴ D	5/2	-10.5(6)	-	FTS	[15]
38242.535	3d ⁴ (⁵ D)5s	e ⁴ D	7/2	-3.6(6)	-	FTS	[15]
39127.228	3d ³ 4s(⁵ F)5s	f ⁴ F	3/2	-197.0(1.5)	-	FTS	[15]
				-197(23)	-	LIFS	[25]

Tablo 2.1 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
39241.384	3d ³ 4s(⁵ F)5s	f ⁴ F	5/2	384.0(6)	-	FTS	[15]
39398.893	3d ³ 4s(⁵ F)5s	f ⁴ F	7/2	569.6(6)	-	FTS	[15]
39596.988	3d ³ 4s(⁵ F)5s	f ⁴ F	9/2	649.3(2.4)	-	FTS	[15]
				653(3)	-	LIFS	[25]
42067.285	3d ⁴ (⁵ D)4d	e ⁶ G	5/2	179(12)	-	FTS	[23]
42114.333	3d ⁴ (⁵ D)4d	e ⁶ G	7/2	108(3)	-	FTS	[23]
42177.685	3d ⁴ (⁵ D)4d	e ⁶ G	9/2	96(24)	-	FTS	[23]
42257.394	3d ⁴ (⁵ D)4d	e ⁶ G	11/2	64(44)	-	FTS	[23]
42353.693	3d ⁴ (⁵ D)4d	e ⁶ G	13/2	90(13)	-	FTS	[23]
43649.336	3d ³ 4s(⁵ F)4d	e ⁶ H	5/2	200(5)	-	FTS	[20]
43706.874	3d ³ 4s(⁵ F)4d	e ⁶ H	7/2	42(9)	-	FTS	[20]
43787.604	3d ³ 4s(⁵ F)4d	e ⁶ H	9/2	685(6)	-	FTS	[20]
43894.149	3d ³ 4s(⁵ F)4d	e ⁶ H	11/2	298(6)	-	FTS	[20]
43891.233	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ H	7/2	147(30)	-	FTS	[23]
				78(29)	-	LIFS	[25]
44408.268	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ G	7/2	245(33)	-	LIFS	[25]
44028.264	3d ³ 4s(⁵ F)4d	e ⁶ H	13/2	366(5)	-	FTS	[20]
44028.51	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ H	9/2	263(30)	-	LIFS	[25]
44189.954	3d ³ 4s(⁵ F)4d	e ⁶ H	15/2	433(11)	-	FTS	[20]
44193.427	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ H	11/2	350(12)	-	FTS	[23]
				356(3)	-	LIFS	[25]
44195.390	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ F	5/2	312(20)	-	FTS	[23]
				271(32)	-	LIFS	[25]
44327.214	3d ³ 4s(⁵ F)4d	f ⁶ G	13/2	503(9)	-	FTS	[20]
44392.554	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ H	13/2	400(50)	-	FTS	[23]
				399(15)	-	LIFS	[25]
44554.214	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ G	9/2	420(60)	-	FTS	[23]
				379(19)	-	LIFS	[25]
44555.3	3d ³ 4s5s	⁴ F	3/2	63(17)	-	LIFS	[25]
44652.682	3d ³ 4s5s	⁴ F	5/2	288(27)	-	LIFS	[25]
44746.714	3d ³ 4s(⁵ F)4d	⁴ G	11/2	457(30)	-	FTS	[23]
				453(12)	-	LIFS	[25]
44869.444	3d ³ 4s5s	⁴ F	9/2	197(30)	-	LIFS	[25]
45747.235	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁶ D	1/2	-512.4(2.4)	-	FTS	[16]
45788.691	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁶ D	3/2	-48.0(1.5)	-	FTS	[16]
45858.647	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁶ D	5/2	34.5(1.8)	-	FTS	[16]
45956.173	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁶ D	7/2	80.6(6)	-	FTS	[16]
45990.235	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁴ D	3/2	82.7(9)	-	FTS	[16]

Tablo 2.1 : (devamı)

Enerji(cm⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
46078.826	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁶ D	9/2	110.9(6)	-	FTS	[16]
46094.037	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁴ D	5/2	26.1(1.2)	-	FTS	[16]
46230.130	3d ⁴ (⁵ D)6s	⁴ D	7/2	41.1(6)	-	HRCBLS	[17]

LIFS : Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi

FTS : Fourier Transform Spektroskopisi

LRFDR : Laser Ve Radyo Frekans Çift Rezonans Spektroskopisi

AMBR : Atom Işını Manyetik Rezonans Spektroskopisi

LSS : Laser Saturasyon Spektroskopisi

Tablo 2.2 : ^{51}V elementinin tek pariteli enerji seviyelerine ait literatürdeki çalışmalarda laser spektroskopik metotlar kullanılarak belirlenen konfigürasyon, terim, J toplam açısıl kuantum sayısı ile bilinen manyetik dipol A ve elektrik kuadropol B aiy sabitleri.

Enerji(cm^{-1})	Konfigürasyon	Terim	J	A (MHz)	B (MHz)	Metot	Referans
16361.489	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{G}^\circ$	3/2	-27(2)	-	FTS	[20]
16449.875	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{G}^\circ$	5/2	289(6)	-	FTS	[20]
16572.638	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{G}^\circ$	7/2	390(4)	-	FTS	[20]
16728.803	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{G}^\circ$	9/2	432(2)	-	FTS	[20]
16917.210	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{G}^\circ$	11/2	455(2)	-	FTS	[20]
17136.538	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{G}^\circ$	13/2	466(2)	-	FTS	[20]
18085.952	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{D}^\circ$	1/2	938.5(4)	-	LSS	[12]
				939.9(3)	-	HRCBLS	[17]
18120.104	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{F}^\circ$	1/2	-351.14(24)	-	FTS	[18]
18126.250	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{D}^\circ$	3/2	595.9(5)	-2(5)	LSS	[12]
				594.7(1)	-4.4(1.1)	HRCBLS	[17]
18174.074	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{F}^\circ$	3/2	286.44(11)	-4.4(9)	FTS	[20]
18198.091	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{D}^\circ$	5/2	537.8(4)	-15(7)	LSS	[12]
				537.44(9)	-4(14)	HRCBLS	[17]
18258.855	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{F}^\circ$	5/2	390.18(11)	-0.6(1.5)	ABMR	[11]
18302.280	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{D}^\circ$	7/2	514.5(3)	3(12)	LSS	[12]
				514.35(7)	-1.2(15)	HRCBLS	[17]
18372.462	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{F}^\circ$	7/2	435.95(7)	4.3(1.6)	ABMR	[14]
18438.044	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{D}^\circ$	9/2	503.5(2)	6(15)	LSS	[12]
				503.46(5)	3.3(1.7)	HRCBLS	[17]
18513.403	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{F}^\circ$	9/2	467.33(8)	10.9(2.0)	FTS	[21]
18680.070	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^6\text{F}^\circ$	11/2	495.53(5)	18.1(1.7)	FTS	[23]
20606.467	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^4\text{D}^\circ$	1/2	-185.9(1.5)	-	FTS	[15]
				-179.874	-		[8]
				-196(14)	-	LIFS	[25]
				-185(3)	-	FTS	[21]
20687.769	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^4\text{D}^\circ$	3/2	544.8(2)	-	FTS	[15]
				599.58	-		[6]
				543.8(1)	-	LIFS	[25]
				545.9(8)	-	FTS	[21]
20828.481	$3d^3(^4\text{F})4s4p(^3\text{P}^\circ)$	$z^4\text{D}^\circ$	5/2	611.1(6)	-	FTS	[15]
				613.9(7)	-	LIFS	[25]
				599.58	-		[7]
				609.9(1.2)	-	FTS	[21]

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans	
21032.503	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ D°	7/2	606.2(2)	-	FTS	[15]	
				569.6	-		[7]	
				605.3(4)	-		FTS	[21]
				607.3(2)	27(3)		LIFS	[25]
21841.421	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ G°	5/2	133.5(3)	-	FTS	[15]	
				209.85	-		[6]	
				135(3)	-		FTS	[21]
21963.437	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ G°	7/2	326.8(2)	-	FTS	[15]	
				299.79	-		[6]	
				328.2(1.6)	-		FTS	[21]
22121.079	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ G°	9/2	408.2(3)	-	FTS	[15]	
				359.75	-		[6]	
				410.1(1.4)	-		FTS	[21]
22313.832	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ G°	11/2	448.7(1.2)	-	FTS	[15]	
				419.71	-		[7]	
				446.7(3)	-		FTS	[18]
				449.1(1.0)	-		FTS	[21]
23088.074	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ F°	3/2	44.1(9)	-	FTS	[15]	
				59.96	-		[7]	
				50(3)	-		FTS	[21]
23210.560	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ F°	5/2	358.7(1.5)	-	FTS	[15]	
				329.77	-		[6]	
				358(3)	-		FTS	[21]
23353.135	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ F°	7/2	482.4(6)	-	FTS	[15]	
				419.71	-		[6]	
				481(7)	-		FTS	[21]
23519.872	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ F°	9/2	524.6(6)	-	FTS	[15]	
				449.69	-		[6]	
				527(3)	-		FTS	[21]
23608.765	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ² D°	3/2	626.2(9)	-	FTS	[15]	
23935.112	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ² D°	5/2	-27.2(1.5)	-	FTS	[15]	
24630.567	3 <i>d</i> ⁴ (³ D)4 <i>s</i>	² D	5/2	-8.2(1.2)	-	FTS	[16]	
24643.528	3 <i>d</i> ⁴ (³ D)4 <i>s</i>	² D	3/2	591.5(6)	-	FTS	[16]	
24648.114	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	z ⁶ P°	3/2	-100.1(3)	-	FTS	[15]	
				-103(4)	-		FTS	[21]
				-109(24)	-		LIFS	[25]
24727.841	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	z ⁶ P°	5/2	29.02(12)	-	FTS	[15]	
				26.3(10)	-		FTS	[21]
24838.578	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	z ⁶ P°	7/2	106.36(6)	-	FTS	[15]	
				104.2(10)	-		FTS	[21]
24770.673	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	z ⁴ P°	1/2	-795(5)	-	FTS	[21]	
24915.151	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	z ⁴ P°	3/2	-287.7(8)	-	FTS	[21]	

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
25131.002	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>z</i> ⁴ P°	5/2	-88.9(4)	-	FTS	[21]
24789.401	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ F°	1/2	837(18)	-	FTS	[21]
				832(8)	-	LIFS	[25]
24830.221	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ F°	3/2	202(3)	-	FTS	[21]
				208(8)	-	LIFS	[25]
24898.804	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ F°	5/2	104(2)	-	FTS	[21]
24992.909	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ F°	7/2	75.8(8)	-	FTS	[21]
25111.473	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ F°	9/2	64.8(19)	-	FTS	[21]
				62(11)	-	LIFS	[25]
25253.457	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ F°	11/2	63(9)	-	FTS	[21]
				60(12)	-	LIFS	[25]
25930.544	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ F°	3/2	634.4(1.2)	-	FTS	[15]
				631(10)	-	FTS	[21]
				628(3)	-	LIFS	[25]
26004.234	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ F°	5/2	215.9(6)	-	FTS	[18]
26122.094	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ F°	7/2	174.8(6)	-	FTS	[15]
26171.918	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ F°	9/2	89.0(12)	-	FTS	[15]
				85.2(2.1)	-	ABMR	[7]
				84(10)	-	FTS	[21]
26021.907	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	<i>z</i> ² G°	7/2	431.6(6)	-	FTS	[15]
26344.902	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	<i>z</i> ² G°	9/2	94.6(1.5)	-	FTS	[15]
26182.637	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ D°	1/2	1100(3)	-	FTS	[15]
				1104(3)	-	FTS	[21]
				1110(25)	-	LIFS	[25]
26249.476	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ D°	3/2	141(2)	-	FTS	[15]
				136.8(7)	-	FTS	[21]
26352.634	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ D°	5/2	15.3(9)	-	FTS	[15]
				15.0(2)	-	FTS	[21]
26397.633	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ D°	1/2	-508(5)	-	FTS	[21]
26437.754	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ D°	3/2	-57.3(1.7)	-	FTS	[21]
26480.286	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁴ D°	7/2	-17.1(6)	-	FTS	[15]
				-19(3)	-	FTS	[21]
26505.953	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ D°	5/2	18.8(4)	-	FTS	[21]
26604.807	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ D°	7/2	58.0(9)	-	FTS	[21]
26738.323	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)4 <i>p</i>	<i>y</i> ⁶ D°	9/2	96.3(5)	-	FTS	[21]
27187.747	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	<i>z</i> ² F°	5/2	586.7(6)	-	FTS	[15]
27470.790	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	<i>z</i> ² F°	7/2	62.8(3)	-	FTS	[15]
28368.753	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	<i>x</i> ⁶ D°	3/2	675(6)	-	FTS	[24]
28768.142	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	<i>x</i> ⁶ D°	9/2	476(6)	-	FTS	[21]

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
29202.790	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁶ P ^o	3/2	539.7(9)	-	FTS	[21]
29296.430	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁶ P ^o	5/2	393.0(1.2)	-	FTS	[21]
29418.119	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁶ P ^o	7/2	444.8(1.3)	-	FTS	[21]
30021.627	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ P ^o	1/2	1399(16)	-	FTS	[21]
30094.585	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ P ^o	3/2	686.5(4)	-	FTS	[18]
30120.823	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ P ^o	5/2	697(3)	-	FTS	[21]
30635.580	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ G ^o	5/2	5(1)	-5(3)	ABMR	[7]
				-2(10)	-	FTS	[23]
30694.344	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ G ^o	7/2	318(2)	-34(15)	ABMR	[7]
				323(4)	-	FTS	[23]
30771.732	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ G ^o	9/2	471(3)	23(10)	ABMR	[7]
				472(3)	-	FTS	[23]
30832.661	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	z ⁶ S ^o	5/2	727(9)	-	FTS	[21]
30864.279	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	y ⁴ G ^o	11/2	559(5)	-5(8)	ABMR	[7]
				562(4)	-	FTS	[23]
31200.152	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ F ^o	3/2	-54.0(6)	-	FTS	[18]
31229.014	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ F ^o	5/2	411.3(9)	-	FTS	[15]
				416.7(3)	-	ABMR	[7]
31268.091	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ F ^o	7/2	562.4(6)	-	FTS	[15]
				560.61	-	ABMR	[7]
31317.440	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ F ^o	9/2	609.4(1.8)	-	FTS	[15]
31397.822	3 <i>d</i> ³ 4 <i>s</i> 4 <i>p</i>	x ⁴ G ^o	5/2	605(30)	-	LIFS	[25]
31541.167	3 <i>d</i> ³ 4 <i>s</i> 4 <i>p</i>	x ⁴ G ^o	7/2	297(25)	-	LIFS	[25]
31721.78	3 <i>d</i> ³ 4 <i>s</i> 4 <i>p</i>	x ⁴ G ^o	9/2	163(3)	-	LIFS	[25]
31786.207	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	² S ^o	1/2	1022.3(6)	-	FTS	[18]
				1018.5(8)	-	LIFS	[25]
31937.131	3 <i>d</i> ³ 4 <i>s</i> 4 <i>p</i>	x ⁴ G ^o	11/2	75(9)	-	LIFS	[25]
31962.265	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ P)4 <i>p</i>	y ² S ^o	1/2	845.4(6)	-	FTS	[18]
				854(12)	-	LIFS	[25]
32348.987	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ D ^o	1/2	396(30)	-	FTS	[23]
				130(16)	-	LIFS	[25]
32456.581	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ D ^o	3/2	382(13)	-	LIFS	[25]
32660.416	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	x ⁴ D ^o	5/2	512.6(9)	-	FTS	[18]
32692.042	3 <i>d</i> ³ (² H)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	z ⁴ H ^o	7/2	107.9(6)	-	FTS	[18]
32724.801	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	z ² P ^o	1/2	536.6(9)	-	FTS	[18]
32738.130	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P ^o)	w ⁴ F ^o	3/2	687(7)	-	FTS	[21]
32767.911	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	z ² P ^o	3/2	-21.0(9)	-	FTS	[18]
32788.181	3 <i>d</i> ³ (² H)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P ^o)	z ⁴ H ^o	9/2	347.8(3)	-	FTS	[18]
32846.822	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P ^o)	w ⁴ F ^o	5/2	261.5(1.8)	-	FTS	[21]

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
32897.898	3 <i>d</i> ³ (² H)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ H°	11/2	398.3(10)	-	FTS	[21]
32891.013	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	x ⁴ D°	7/2	502(8)	-	FTS	[23]
				487(11)	-	LIFS	[25]
32988.845	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	w ⁴ F°	7/2	106(3)	-	FTS	[21]
32963.924	3 <i>d</i> ³ (² H)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ⁴ H°	13/2	475(2)	-	FTS	[23]
33155.331	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	w ⁴ F°	9/2	10.1(6)	-	FTS	[21]
33306.943	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ² G°	9/2	573.8(2.1)	-	FTS	[18]
				571(2)	-	LIFS	[25]
33360.280	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ² G°	7/2	203.6(1.5)	-	FTS	[18]
33481.426	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ² F°	7/2	518.0(1.5)	-	FTS	[18]
				522(3)	-	LIFS	[25]
33527.589	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ² F°	5/2	-6(30)	-	FTS	[18]
				-3(57)	-	LIFS	[25]
33640.280	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ² H°	9/2	99.5(1.2)	-	FTS	[18]
				98(12)	-	LIFS	[25]
33695.327	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	z ² H°	11/2	581.9(9)	-	FTS	[18]
				582(5)	-	LIFS	[25]
33966.834	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	w ⁴ D°	1/2	653.8(2.4)	-	FTS	[15]
33976.069	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	w ⁴ D°	3/2	9.3(1.2)	-	FTS	[15]
34030.063	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	² D°	3/2	223(18)	-	FTS	[18]
34065.731	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	w ⁴ D°	5/2	360.4(3)	-	FTS	[15]
34127.931	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	w ⁴ D°	7/2	456.3(3)	-	FTS	[15]
34167.882	3 <i>d</i> ³ (² P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	² D°	5/2	512.6(2.1)	-	LIFS	[25]
34374.872	3 <i>d</i> ³ (a ² D)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	⁴ F°	7/2	477.6(1.8)	-	FTS	[18]
34428.773	3 <i>d</i> ³ (a ² D)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	⁴ F°	3/2	-137.9(1.2)	-	FTS	[20]
34486.787	3 <i>d</i> ³ (a ² D)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	⁴ F°	5/2	638.9(2.1)	-	AMBR	[11]
34529.821	3 <i>d</i> ³ (a ² D)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	⁴ F°	9/2	600.5(6)	-	AMBR	[14]
34537.299	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ⁴ D°	3/2	311.4(1.5)	-	FTS	[15]
34619.598	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ⁴ D°	5/2	309.1(3)	-	FTS	[15]
34747.128	3 <i>d</i> ³ (⁴ F)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ⁴ D°	7/2	195.5(3)	-	FTS	[16]
36408.402	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ⁴ S°	3/2	699(8)	-	FTS	[21]
36461.282	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	² G°	7/2	417(24)	-	FTS	[23]
36538.569	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	² G°	9/2	231.1(1.9)	-	FTS	[21]
36580.427	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ P)4 <i>p</i>	² P°	3/2	835(18)	-	FTS	[23]
36611.845	3 <i>d</i> ³ (a ² D)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	x ⁴ P°	5/2	732(3)	-	FTS	[21]
36700.768	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	x ² D°	5/2	260(40)	-	FTS	[23]
				181(11)	-	LIFS	[25]
36780.091	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	x ² D°	3/2	116(30)	-	FTS	[23]
				557(12)	-	LIFS	[25]

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	A (MHz)	B (MHz)	Metot	Referans
36814.827	3d ³ (a ² D)4s4p(³ P ^o)	x ⁴ P ^o	3/2	933(16)	-	FTS	[21]
36822.878	3d ³ (² H)4s4p(³ P ^o)	w ⁴ G ^o	7/2	352(24)	-	FTS	[23]
36863.773	3d ³ (² H)4s4p(³ P ^o)	w ⁴ G ^o	5/2	283(3)	-	FTS	[21]
				261(12)	-	LIFS	[25]
36897.961	3d ³ (² H)4s4p(³ P ^o)	w ⁴ G ^o	9/2	396(3)	-	FTS	[21]
36925.893	3d ⁴ (a ³ F)4p	x ² F ^o	5/2	273(16)	-	LIFS	[25]
36938.443	3d ³ (² H)4s4p(³ P ^o)	w ⁴ G ^o	11/2	469(3)	-	FTS	[21]
37174.691	3d ⁴ (³ H)4p	v ² G ^o	7/2	449.7(6)	-	FTS	[18]
				443(16)	-	LIFS	[25]
37180.946	3d ³ (² H)4s4p(³ P ^o)	y ² H ^o	9/2	305(30)	-	FTS	[23]
37285.057	3d ⁴ (³ H)4p	z ⁴ I ^o	9/2	229(14)	-	FTS	[21]
37315.932	3d ⁴ (³ H)4p	z ⁴ I ^o	11/2	118(4)	-	FTS	[21]
37342.555	3d ³ (a ² D)4s4p(³ P ^o)	w ² F ^o	5/2	62(5)	-	FTS	[21]
				55(11)	-	LIFS	[25]
37361.951	3d ⁴ (³ H)4p	v ² G ^o	9/2	73(30)	-	FTS	[21]
				306(17)	-	LIFS	[25]
37404.329	3d ⁴ (³ H)4p	z ⁴ I ^o	13/2	218(5)	-	FTS	[21]
37457.576	3d ⁴ (a ³ F)4p	w ² D ^o	3/2	528(10)	-	FTS	[21]
				531(16)	-	LIFS	[25]
37475.102	3d ³ (a ² D)4s4p(³ P ^o)	w ² F ^o	7/2	456(7)	-	FTS	[21]
				456.9(4)	-	LIFS	[25]
37498.808	3d ⁴ (a ³ F)4p	v ⁴ G ^o	5/2	326(8)	-	FTS	[23]
37518.445	3d ⁴ (³ H)4p	z ⁴ I ^o	15/2	184(3)	-	FTS	[21]
37530.314	3d ⁴ (³ H)4p	z ² I ^o	11/2	210.2(1.2)	-	FTS	[23]
37556.034	3d ⁴ (a ³ F)4p	v ⁴ G ^o	7/2	322(20)	-	FTS	[21]
37606.365	3d ⁴ (³ H)4p	z ² I ^o	13/2	375.9(6)	-	FTS	[21]
37644.487	3d ⁴ (a ³ F)4p	v ⁴ G ^o	9/2	281(6)	-	FTS	[23]
37764.923	3d ⁴ (a ³ F)4p	v ⁴ G ^o	11/2	246(25)	-	FTS	[21]
37752.595	3d ⁴ (a ³ F)4p	w ² D ^o	5/2	116(13)	-	FTS	[21]
				127(23)	-	LIFS	[25]
37766.041	3d ⁴ (a ³ F)4p	x ² F ^o	5/2	273(16)	-	FTS	[18]
37835.065	3d ⁴ (a ³ P)4p	t ⁴ D ^o	3/2	213(30)	-	FTS	[22]
				179(24)	-	FTS	[23]
38115.684	3d ⁴ (a ³ P)4p	t ⁴ D ^o	7/2	144(30)	-	FTS	[22]
				148(20)	-	FTS	[23]
38123.795	3d ⁴ (³ H)4p	x ² H ^o	9/2	300(30)	-	FTS	[22]
				305(9)	-	FTS	[23]
38220.663	3d ⁴ (³ H)4p	x ² H ^o	11/2	304(2)	-	FTS	[21]
38245.829	3d ⁴ (³ H)4p	x ⁴ H ^o	7/2	312(3)	-	FTS	[21]

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
38323.924	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	x ⁴ H°	9/2	257(3)	-	FTS	[21]
38405.067	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	x ⁴ H°	11/2	254(14)	-	FTS	[21]
38483.045	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	x ⁴ H°	13/2	268(14)	-	FTS	[21]
39008.669	3 <i>d</i> ³ (² H)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ² I°	11/2	223.5(6)	-	FTS	[21]
39081.270	3 <i>d</i> ³ (² H)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (³ P°)	y ² I°	13/2	372.9(14)	-	FTS	[21]
39266.680	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	u ⁴ F°	3/2	271(10)	-	FTS	[23]
39300.537	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	u ⁴ F°	5/2	320(60)	-	FTS	[23]
39341.784	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	u ⁴ F°	7/2	273(12)	-	FTS	[21]
39391.079	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	u ⁴ F°	9/2	351(8)	-	FTS	[21]
39935.176	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ F)4 <i>p</i>	s ⁴ D°	3/2	360(30)	-	FTS	[23]
39962.150	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	u ⁴ G°	5/2	368(24)	-	FTS	[22]
40001.190	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	u ⁴ G°	7/2	329(26)	-	FTS	[23]
40038.970	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	u ⁴ G°	9/2	253(2)	-	FTS	[21]
40063.874	3 <i>d</i> ⁴ (³ H)4 <i>p</i>	u ⁴ G°	11/2	248(6)	-	FTS	[21]
40119.218	3 <i>d</i> ⁴ (a ³ P)4 <i>p</i>	v ² D°	5/2	387(8)	-	FTS	[23]
40314.882	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	w ⁴ H°	7/2	372(10)	-	FTS	[21]
40378.812	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	w ⁴ H°	9/2	267(6)	-	FTS	[21]
40452.466	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	w ⁴ H°	11/2	216(25)	-	FTS	[21]
40535.729	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	w ⁴ H°	13/2	185(16)	-	FTS	[21]
40587.356	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	² F°	7/2	31(6)	-	FTS	[23]
41501.449	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ² H°	9/2	287(3)	-	FTS	[21]
41659.672	3 <i>d</i> ³ (² G)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ² H°	11/2	-51.1(8)	-	FTS	[21]
41751.931	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ⁴ P°	1/2	-805.5(1.8)	-	FTS	[15]
41758.357	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	t ⁴ G°	7/2	269(30)	-	FTS	[23]
41848.708	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ⁴ P°	3/2	-203.6(6)	-	FTS	[15]
41860.647	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	t ⁴ G°	9/2	266.2(3)	-	FTS	[15]
41918.255	3 <i>d</i> ⁴ (³ G)4 <i>p</i>	t ⁴ G°	11/2	262.3(3)	-	FTS	[15]
				264(2)	-	FTS	[21]
42009.912	3 <i>d</i> ³ (⁴ P)4 <i>s</i> 4 <i>p</i> (¹ P°)	v ⁴ P°	5/2	-21.5(1.5)	-	FTS	[15]
42090.740	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ F°	1/2	855(18)	-	FTS	[16]
42120.696	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ F°	3/2	126.2(6)	-	FTS	[16]
42172.123	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ F°	5/2	29.6(2.7)	-	FTS	[16]
42236.621	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ F°	7/2	12.5(1.8)	-	FTS	[16]
42330.730	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ F°	9/2	7.9(2.1)	-	FTS	[16]
42404.289	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ D°	3/2	-512.6(9)	-	FTS	[16]
42440.633	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ F°	11/2	21.7(1.8)	-	FTS	[16]
42442.521	3 <i>d</i> ⁴ (⁵ D)5 <i>p</i>	⁶ D°	1/2	-849.0(2.4)	-	FTS	[16]

Tablo 2.2 : (devamı)

Enerji(cm ⁻¹)	Konfigürasyon	Terim	<i>J</i>	<i>A</i> (MHz)	<i>B</i> (MHz)	Metot	Referans
42480.002	3d ⁴ (⁵ D)5p	⁶ D°	5/2	-214.1(9)	-	FTS	[16]
42495.742	3d ⁴ (⁵ D)5p	⁶ P°	3/2	-180.5(9)	-	FTS	[16]
42577.351	3d ⁴ (⁵ D)5p	⁶ P°	5/2	-44.7(3)	-	FTS	[16]
42587.041	3d ⁴ (⁵ D)5p	⁶ D°	7/2	-91.5(2.1)	-	FTS	[16]
42680.399	3d ⁴ (⁵ D)5p	⁶ P°	7/2	22.0(1.5)	-	FTS	[16]
42724.909	3d ⁴ (⁵ D)5p	⁶ D°	9/2	4.2(2.7)	-	FTS	[16]
42981.696	3d ⁴ (⁵ D)5p	s ⁴ F°	3/2	423(9)	-	FTS	[15]
43051.577	3d ⁴ (⁵ D)5p	s ⁴ F°	5/2	197.8(2.1)	-	FTS	[15]
43147.306	3d ⁴ (⁵ D)5p	s ⁴ F°	7/2	134.6(2.4)	-	FTS	[15]
43249.527	3d ⁴ (⁵ D)5p	q ⁴ D°	1/2	495.0(2.4)	-	FTS	[15]
43266.336	3d ⁴ (⁵ D)5p	s ⁴ F°	9/2	118(27)	-	FTS	[15]
43309.081	3d ⁴ (⁵ D)5p	q ⁴ D°	3/2	187.4(1.5)	-	FTS	[16]
43331.784	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ G°	3/2	-316.0(6)	-	FTS	[16]
43393.955	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ G°	5/2	184.4(6)	-	FTS	[16]
43410.983	3d ⁴ (⁵ D)5p	q ⁴ D°	5/2	159.2(6)	-	FTS	[15]
43443.562	3d ⁴ (⁵ D)5p	u ⁴ P°	1/2	-947.4(3)	-	FTS	[15]
43483.426	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ G°	7/2	355.3(3)	-	FTS	[16]
43504.252	3d ⁴ (⁵ D)5p	u ⁴ P°	3/2	195.2(1.5)	-	FTS	[15]
43555.331	3d ⁴ (⁵ D)5p	q ⁴ D°	7/2	171.8(9)	-	FTS	[15]
43585.786	3d ⁴ (⁵ D)5p	u ⁴ P°	5/2	45.6(6)	-	FTS	[15]
43598.530	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ G°	9/2	432.1(2.1)	-	FTS	[16]
43637.752	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ F°	1/2	-599.6(1.5)	-	FTS	[16]
43674.287	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ F°	3/2	327.7(9)	-	FTS	[16]
43708.411	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ D°	1/2	1407.4(2.1)	-	FTS	[16]
43739.743	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ G°	11/2	472.9(1.5)	-	FTS	[16]
43744.445	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ F°	5/2	471.3(1.8)	-	FTS	[16]
43779.227	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ D°	3/2	818.7(9)	-	FTS	[16]
43849.242	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ F°	7/2	518.4(3)	-	FTS	[16]
43886.617	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ D°	5/2	692.5(6)	-	FTS	[16]
43906.772	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ G°	13/2	500.4(9)	-	FTS	[16]
43988.360	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ F°	9/2	542.3(6)	-	FTS	[16]
44026.568	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ D°	7/2	682.6(3)	-	FTS	[16]
44164.337	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ F°	11/2	571.8(1.8)	-	FTS	[16]
44202.759	3d ³ (⁴ F)4s5p	⁶ D°	9/2	587.3(6)	-	FTS	[16]
44327.214	3d ³ 4s(⁵ F)4d	f ⁶ G	13/2	503(9)	-	FTS	[20]
44554.607	3d ⁴ (³ D)4p	p ⁴ D°	3/2	331.6(1.8)	-	FTS	[15]
44616.946	3d ⁴ (³ D)4p	p ⁴ D°	5/2	332.2(9)	-	FTS	[15]

LSS	: Laser Saturasyon Spektroskopisi
LIFS	: Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi
FTS	: Fourier Transform Spektroskopisi
HRCBLS	: Yüksek Çözünürlüklü Laser Işın Spektroskopisi
ABMR	: Atom Işını Manyetik Rezonans Spektroskopisi



3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1.ATOMLARIN GENEL ÖZELLİKLERİ

19. yüzyılın ortalarında Kirchoff ve Bunsen periyodik cetvelde bulunan her bir elementin karakteristik bir spektruma sahip olduğunu açığa çıkarmıştır. Bir elektron ve bir protona sahip olan hidrojen atomuna ait spektrumlar maddenin yapısını anlamakta yol göstermiştir. Hidrojen atomunun salma (emisyon) spektrumuna ait görünür bölgede karakteristik üç çizgisinden bir tanesi ($H_{\alpha,\beta,\gamma}$ sırasıyla 6563 Å, 4861 Å ve 4340 Å) Angstrom tarafından keşfedilerek H_{α} olarak adlandırılmıştır [26].

Balmer 1885’ te ilk kez hidrojen atomunun görünür bölgedeki spektral çizgilerinin frekanslarının (dalga boylarını) yarı-deneysel bir formül ile bulunabileceğini göstermiştir.

Hidrojen atomunun spektral çizgilerinin anlaşılması ile birlikte, zaman ilerledikçe atomik spektroskopideki ve teorik yöntemlerdeki gelişmeler çok elektronlu atomların yapılarının anlaşılmasını da sağlamıştır.

20. yüzyılın başlarında atomların enerji seviyelerinin kuantize olduğu gösterilmiştir. Bir elektron ve bir protonu olan hidrojen atomu iki parçacıklı sistemdir. Dışarıdan bir alan uygulanmadığında elektron ve çekirdek, aralarındaki Coulomb çekiminden kaynaklanan Coulomb potansiyel enerjisine sahiptir. Coulomb potansiyeli küresel simetrik olduğundan hidrojen atomunun dalga fonksiyonu radyal $R(r)$ ve radyal koordinattan bağımsız açısal olarak $Y_{\ell m}$ iki fonksiyona bağlıdır .

$$\Psi(r,\theta,\phi) = R_{n\ell}(r) Y_{\ell m}(\theta,\phi) \quad (3.1)$$

Radyal koordinatlardan bağımsız olan $Y_{\ell m}$ (Küresel harmonikler) açısal momentum operatörlerinin (L) özfonksiyonudur ve özdeğer denklemleri

$$\hat{L} Y_{\ell m} = [\ell(\ell + 1)]^{1/2} \hbar Y_{\ell m} \quad (3.2)$$

$$L_z Y_{\ell m} = m \hbar Y_{\ell m} \quad (3.3)$$

şeklindedir[27].

Atomun yapısı, tanımlanmış kuantum sayıları ile açıklanmıştır [28].

Tablo 3.1 : Atom yapısını incelemek için tanımlanan kuantum sayıları [28].

Kuantum sayısının simgesi	Kuantum sayısının tanımı	Alabileceği değerler
n	Baş kuantum sayısı	1,2,3.....∞
ℓ	Yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı	0,1,2,.....(n-1)
m _ℓ	Yörünge manyetik kuantum sayısı	-ℓ,.....,0,...., + ℓ
s	Spin açısal momentum kuantum sayısı	1/2
m _s	Spin manyetik kuantum sayısı	-1/2, +1/2

3.2.MANYETİK MOMENTLER

Herbir açısal momentuma eşlik eden dipol momentini olduğuna göre, her bir açısal momentuma ait kuantum sayısı vardır. Atomlarda spin, çekirdek, yörünge ve toplam dipol momentlerinden söz edebiliriz [29].

Bohr atom modelini gözönüne alırsak hidrojen ve hidrojenimsi bir atom çekirdeği etrafında e r yarıçaplı dairesel yörüngede m kütleli, sabit ϑ hızlı bir elektron i akımını oluşturur. Bu halkaya ait dipol momenti

$$\mu_{\ell} = i \pi r^2 \quad (3.4)$$

olur ve akım değeri;

$$i = -\frac{e \vartheta}{2\pi r} \quad (3.5)$$

olarak verilir ve elektrona ait yörüngesel açısal momentum

$$L = m\vartheta r = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (3.6)$$

dir. Denklem (3.5) ve Denklem (3.6) yı Denklem (3.4) de yerine yazarsak elektrona ait yörüngesel dipol momenti aşağıda verildiği gibi elde edilir.

$$\mu_{\ell} = -\frac{e \hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (3.7)$$

dir. Bohr manyetonu;

$$\frac{e \hbar}{2m} = \mu_B = 0,927 \times 10^{-23} \text{ J/T} \quad (3.8)$$

ise Bohr manyetonu cinsinden elektrona ait yörünge dipol momenti

$$\mu_{\ell} = -\mu_B \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (3.9)$$

şeklinde olur. Vektörel olarak ise

$$\vec{\mu}_{\ell} = -\frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L} \quad (3.10)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.10) dan Landé çarpanı tanımlanır.

$$g_{\ell} = \frac{|\vec{\mu}_{\ell}|/\mu_B}{|\vec{L}|/\hbar} \quad (e^{-} \text{ için } 1 \text{ değerini alır}) \quad (3.11)$$

Landé çarpanını kullanarak yörünge dipol momenti

$$\vec{\mu}_{\ell} = -\frac{\mu_B g_{\ell}}{\hbar} \vec{L} \quad (3.12)$$

şeklinde elde edilir.

Skaler olarak;

$$\mu_\ell = g_\ell \mu_B \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (3.13)$$

ifadesi elde edilir.

Elektronlar tıpkı gezegenimiz gibi hem belirli bir yörünge etrafında hem de kendi eksenini etrafında hareket eder. 1925'te Uhlenbeck ve Goudsmith tarafından spektroskopik gözlemleri açıklamak için elektron spinini tabiri kullanılmıştır. Daha sonra tartışılmış olan magnetik alan altındaki birçok spektral çizgi yarılmaları (anormal Zeeman etkisi) sadece elektrona ait spin açısal momentumu varsa açıklanabilir [1].

Tablo 3.1 de belirtilen değerleri kullanarak elektron için spin açısal momentumu

$$S = \sqrt{s(s + 1)} \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (3.14)$$

Spin Landé çarpanı

$$g_s = \frac{|\vec{\mu}_s|/\mu_B}{|\vec{S}|/\hbar} \quad (e^- \text{ için } 2 \text{ değerini alır}) \quad (3.15)$$

şeklinde verilir.

Karşılık gelen spin manyetik dipol moment

$$\vec{\mu}_s = -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad (3.16)$$

şeklindedir. Spin manyetik dipol momentini skaler olarak,

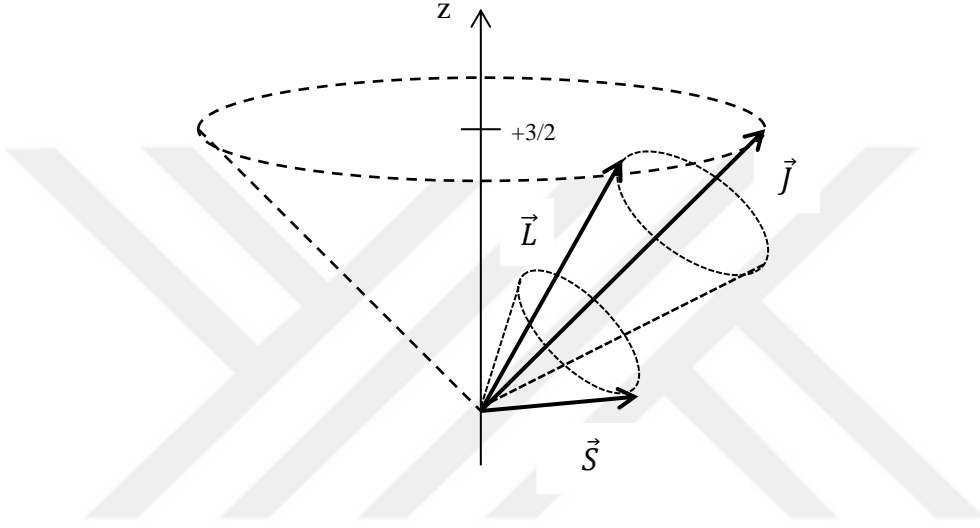
$$\mu_s = g_s \mu_B \sqrt{s(s + 1)} = \sqrt{3} \mu_B \quad (3.17)$$

olur.

Dış bir etki ve spin yörünge etkileşiminin olmadığı durumda \vec{S} ve \vec{L} açısal momentum vektörlerinin büyüklüğü ve z bileşeni kuantum sayıları ile belli ve sabit olur. Fakat gerçekte yörünge açısal momentum vektörü \vec{L} ile çok güçlü bir manyetik alan atomik elektrona etki etmektedir. Böyle bir dönme momenti spin manyetik momentumuna etki etmesine rağmen \vec{S} nin büyüklüğü değişmez. (Benzer şekilde \vec{L} yi etkileyen dönme momenti \vec{L} nin boyunu etkilemez). Ancak bu dönme momenti \vec{L} ile \vec{S} arasında etkileşmeye sebep oluyor. Bu sebepten dolayı vektörel olarak birbirlerine bağlı durumdadır .

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.18)$$

\vec{J} 'ye toplam açısal momentum vektörü de denir. \vec{S} ve \vec{L} vektörleri artık sabit bir z bileşenine sahip olmayıp Şekil 3.1 de görüldüğü gibi \vec{J} vektörünün etrafında presesyon hareketi yaparlar [26].



Şekil 3.1 : \vec{S} ve \vec{L} açısal momentum vektörlerinin \vec{J} nin etrafında, \vec{J} nin Z eksenine etrafındaki presesyon hareketi [26].

Dipol momentler cinsinden elektronun toplam açısal momentini yazarsak (\hat{n} : yüzey normal),

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_\ell + \vec{\mu}_s = (\mu_\ell \cos \theta_{LJ} + \mu_s \cos \theta_{SJ}) \cdot \hat{n} \quad (3.19)$$

sonucuna ulaşırız.

Toplam Landé çarpanı

$$g_j = \frac{|\vec{\mu}_J| / \mu_B}{|\vec{J}| / \hbar} \quad (3.20)$$

olarak verilir

Vektörel olarak elektrona ait toplam dipol momentini,

$$\vec{\mu}_j = -\frac{g_j \mu_B}{\hbar} \vec{j} \quad (3.21)$$

şeklindedir.

Skaler olarak

$$\mu_j = g_j \mu_B \sqrt{j(j+1)} \quad (3.22)$$

şeklinde yazılır. Landé çarpanı,

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)} \quad (3.23)$$

formülüyle elde edilir.

J kuantum sayısı;

$$|\ell - s| \leq j \leq (\ell + s) \quad (3.24)$$

değerlerini alabilir.

Çekirdek nükleon denilen proton ve nötrondan oluşur. Çekirdekte bulunan çok sayıda proton ve nötron ortamın yoğun olmasından dolayı çekirdeğin kendi eksenini etrafında dönmesi zordur. Ancak proton ve nötronların her biri spin hareketini yapabilirler. Bu sebeple çekirdek içinde nükleon sayısında spin dipol momentleri oluşur. Fakat birbirleriyle etkileşim halinde olan dipol momentleri ikiye ikiye kendi aralarında çiftleşir. Çiftleşmeyen ya nötron ya proton ya da ikisinin dipol momentleri, o çekirdeğe ait dipol momentleri oluşturur[30].

Atom çekirdeği,

$$|I| = \sqrt{i(i+1)} \hbar \quad (3.25)$$

kadarlık spin açısal momentumuna sahiptir. I kuantum sayısı kararlı atom çekirdeklerinde $I = 0, 1/2, \dots, 15/2$ arasında değer alabilir. Çekirdek manyetik momentin birimi nükleer manyetonu olarak adlandırılan Denklem (3.26)'da verilen μ_N 'e bağlıdır [1].

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{\mu_B}{1836} = 0,5 \times 10^{-26} J/T \quad (3.26)$$

Burada μ_B Bohr manyetonudur.

Bu tanımla ile çekirdek spin momentini

$$\vec{\mu}_I = \frac{g_I \mu_N}{\hbar} \vec{I} \quad (3.27)$$

şeklinde verilir. Atom içindeki, $\vec{\mu}_I$ (çekirdekten kaynaklanan) ile $\vec{\mu}_J$ (elektrondan kaynaklanan) dipol momentleri etkileşir ve etkileşim sonucu atoma ait atomun toplam dipol momentini $\vec{\mu}_F$;

$$\vec{\mu}_F = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I \quad (3.28)$$

şeklinde tanımlanır. Atoma ait toplam açısal momentum ise,

$$F = \sqrt{f(f+1)} \hbar \quad (3.29)$$

şeklinde verilir ve f kuantum sayısı,

$$|j - i| \leq f \leq (j + i) \quad (3.30)$$

değerlerini alır.

Atoma ait toplam dipol momentini vektörel tanımı

$$\vec{\mu}_F = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \vec{F} \quad (3.31)$$

şeklindedir. Skaler tanımı ise

$$\mu_F = g_F \mu_B \sqrt{f(f+1)} \quad (3.32)$$

ifadesini alır. Burada g_F atoma ait toplam Landé çarpanıdır. Ve

$$g_F = g_J \frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (3.33)$$

Ancak $g_I' = \frac{m_e}{m_p} g_I$ şeklinde yazılır protonun kütlesi elektronun kütlesinden çok büyük olduğu için bu terim ihmal edilecek kadar küçüktür. Bu yaklaşımı göz önüne aldığımızda

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (3.34)$$

ile hesaplanabilir [31].

3.3.ÇOK ELEKTRONLU ATOMLAR

3.3.1.Merkezi Alan Yaklaşıklığı

Hidrojen ve hidrojenimsi atomlara ait öz durum ve özdeğerleri zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözümüyle tam olarak elde edilir.

$$H\Psi = E\Psi \quad (3.35)$$

Klasik mekanikte olduğu gibi kuantum mekaniğinde de tam olarak çözülebilen problem sayısı oldukça azdır. Problemleri çözümlenmek için yaklaşıklık metodların geliştirilmesi gerekir[28].

Helyum atomu çok elektronlu atomların içerisinde en basit yapıda olanıdır. Bir elektronun, diğer elektron ve çekirdek ile etkileşmesi sonucu oluşan küresel simetrik $U(r)$ potansiyeli ile diğer elektrona bağlı olmadan hareket ettiği düşünülür. Potansiyel tek parametresi olan konuma bağlıdır. Bu yaklaşımın adı merkezi alan yaklaşımıdır[32].

Helyum için düşündüğümüz sistemi N elektronlu bir sisteme uygularsak, herhangi dış alanın etkisi olmadığı durumda elektron-elektron arasında itici, elektron-çekirdek arasında çekici Coulomb etkisini göz önüne aldığımızda Hamiltonian;

$$\hat{H} = \underbrace{\sum_{i=1}^N -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_i^2}_{\text{Elektronun kinetik enerjisi}} - \underbrace{\sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{(4\pi\epsilon_0)r_i}}_{\text{Elektron-çekirdek coulomb etkileşmesi}} + \underbrace{\sum_{i>j=1}^N \frac{e^2}{(4\pi\epsilon_0)r_{ij}}}_{\text{Elektron-elektron coulomb etkileşmesi}} \quad (3.36)$$

Bu eşitlikte;

r_i ; Elektron- çekirdek arasındaki uzaklık

r_{ij} : Elektron-elektron arasındaki uzaklık

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

h : Planck sabiti

Z : Atom numarası

ϵ_0 : Boşluğun geçirgenliği

μ : İndirgenmiş kütle

e : Elektronun yüküdür.

3.3.2.Hartree-Fock Yöntemi

1928 yılında, temelinde zamana bağlı olmayan parçacık modelini kullanan Hartree, çok elektronlu sistemlerde Schrödinger denklemini çözmek için bir yöntem önerdi. Atom numarası Z olan ($Z > 1$) bir atom olsun. Bu atomdaki her bir elektronun, $+Ze$ yüklü çekirdek ile çekici ve kendisi dışındaki diğer elektronlar ile $-(Z - 1)e$ itici Coulomb etkileşimlerinin ortalama etkisinde küresel simetrik bir potansiyelde hareket ettiği varsayılır. Z elektronlu sistemde her bir elektron kendisine ait bir dalga fonksiyonuyla tanımlanır.

Ancak Hartree yaklaşımında elektronların birer fermiyon olduğunu yani asimetric dalga fonksiyonuna sahip olduğunu göz önüne almamıştır. 1930 yılında Fock, deneme fonksiyonunda elektronların spinlerini de dikkate alarak elektronların dalga fonksiyonlarını Slater determinantı ile vermiştir.

Elektronların arasındaki etkileşimin olmadığı durumda Hamiltonian her bir elektrona ait hamiltonianlerin toplamına eşit olacaktır.

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^N \hat{H}_j \quad (3.37)$$

j ve i elektron çiftinin arasındaki itici Coulomb etkileşim enerjisi $e^2/4\pi\epsilon_0 r_{ji}$ dir. Burada r_{ji} j ve i elektronları arasındaki uzaklıktır. Bu ifadeyi göz önüne alırsak toplam hamiltonian;

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^N \hat{H}_j + \frac{1}{2} \sum_{j \neq k}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ji}} \quad (3.38)$$

şeklinde yazılabilir. Schrödinger denklemini Denklem (3.38) deki Hamiltonian ile çözmeliyiz

$$\hat{H}\Psi = E_{top}\Psi \quad (3.39)$$

Çözüm tam olarak bulunamadığından, önce tek elektron problemi bilindiği için, herbir elektrona ait dalga fonksiyonu bilinmektedir. $\Psi_Q(R_j)$ dalga fonksiyonu ile ilgili $\rho(r_j)$ yük dağılımı saptanır.

$$\rho(r_j) = e |\Psi_Q(R_j)|^2 \quad (3.40)$$

r konumunda bulunan bir yük ile Denklem (3.40) ifadesiyle verilmiş yük dağılımı arasında etkileşme enerjisi vardır. Bu etkileşme enerjisi, elektrostatik potansiyel ile yükün çarpımıdır. Potansiyel, yük dağılımı kullanılarak hesaplanabilir. Coulomb etkileşme enerjisi,

$$U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\text{bütün hacim}} \frac{e\rho(r_j)}{|r - r_j|} d\tau_j \quad (3.41)$$

$$U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\text{bütün hacim}} \frac{e^2 |\Psi_Q(R_j)|^2}{|r - r_j|} d\tau_j \quad (3.42)$$

şeklindedir.

Seçilmiş elektrona ait dalga fonksiyonunun hesaplanması için, diğer elektronların tamamının etkileşme enerjisi ile çekirdekle olan Coulomb potansiyelinin dikkate alındığı Schrödinger denklemi çözümlenmelidir. Seçtiğimiz elektron k indisinde ve R_k koordinatına sahip ise Schrödinger eşitliği;

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla_k^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_k} + U_k^{(0)}(r_k) \right] \Psi_k^{(1)}(R_k) = E \Psi_k^{(1)}(R_k) \quad (3.43)$$

biçiminde yazılabilir.

$U_k^{(0)}$ diğer bütün elektronları kapsayan Coulomb etkileşim enerjisidir ve

$$U_k(r) = \sum_{j=1} \int_{\text{bütün hacim}} \frac{e^2 |\Psi_{Qj}(R_j)|^2}{4\pi\epsilon_0 |r - r_j|} d\tau_j \quad (3.44)$$

şeklindedir.

Ψ_{Qj} yerine $\Psi_{Qj}^{(0)}$ deneme fonksiyonu Denklem (3.44) de yerine yazılır ve $U_k^{(0)}(r_k)$ potansiyeline ulaşılır. Bulunan $U_k^{(0)}(r_k)$ potansiyeli Schrödinger eşitliğinde yerine yazılarak $\Psi_k^{(1)}(R_k)$ fonksiyonu elde edilir. Dalga fonksiyonunda önemli bir değişim gözlenmeyene kadar bu iterasyon devam eder. Öz uyumlu alan metodu olarak da bilinen bu iterasyon metoduna Hartree-Fock yöntemi denir [26].

3.4.İNCE YAPI

Atomlarda elektronların yörüngesel hareketinden dolayı atomun merkezinde iç manyetik alan meydana gelir. Sisteme dışarıdan manyetik alan uygulanmadığında, merkezde oluşan manyetik alandan dolayı enerji düzeylerinde küçük yarılmalar oluşur. Bu yarılmalara ince yapı yarılmaları adı verilir.

Elektronlar tarafından oluşan iç manyetik alanın değerine göre iki türde etkileşim gözlenebilir. B'_0 ve B''_0 birimi Tesla olan iki iç manyetik alan olsun.

$$0 \leq B'_0 \leq 10^4 \leq B''_0 \leq \infty \quad (3.45)$$

B'_0 0 ile 10^4 T arasındaki bölgededir. Bu bölge Zeeman veya zayıf alan bölgesidir. Bu bölgedeki etki hafif atomlarda geçerli LS çiftlenimini oluşturur.

B''_0 ise 10^4 ile ∞ arasındaki bölgededir. Bu bölge Paschen-Back veya şiddetli alan bölgesidir. Bu bölgedeki etki ağır atomlarda geçerli JJ çiftlenimini oluşturur. JJ ve LS çiftlenimlerine ait şematik gösterimler Şekil 3.2 de gösterildi.

LS çiftlenimi hafif atomlarda yani elektron sayısı az olan atomların ince yapı enerjilerini hesaplamada kullanılır ve elektronlar arası etkileşim spin orbit etkileşiminden daha yüksektir. Bu nedenle atom içindeki bütün elektronların spinleri ve açısal momentumları ayrı ayrı toplanır. Daha sonra bunlar toplanarak sonuçtaki J değeri elde edilir.

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{S}_i \quad (3.46)$$

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{L}_i \quad (3.47)$$

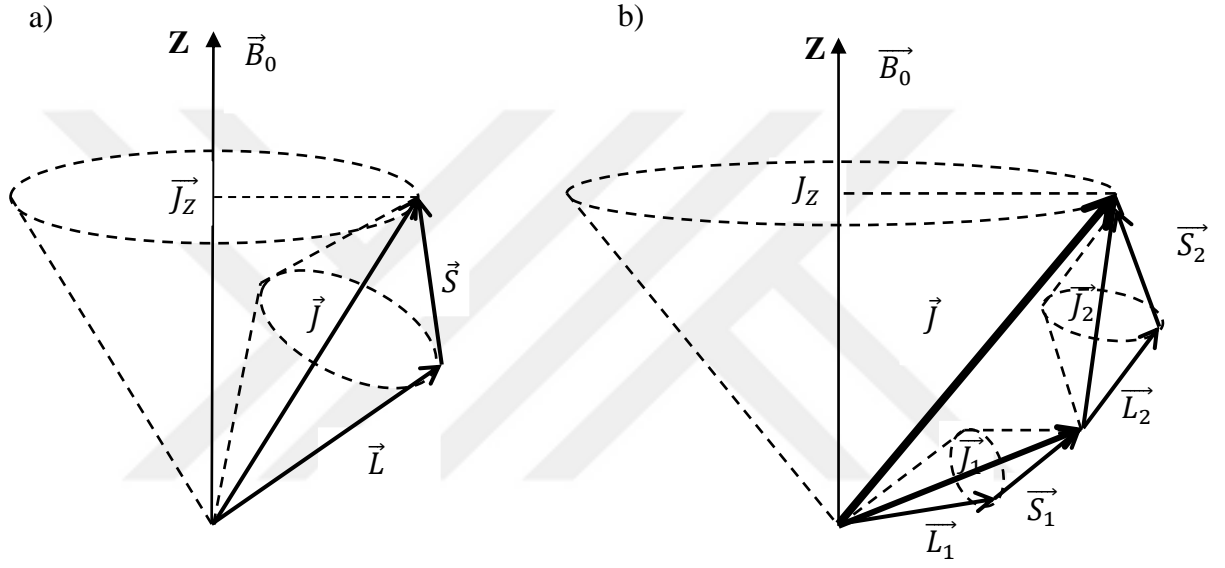
$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.48)$$

JJ çiftlenimi ise ağır atomlarda geçerlidir. Bu durumda ise spin orbit etkileşmesi, elektronlar arası etkileşmeden daha baskındır. Her bir elektronun spin ve açısal momentumu kendi aralarında toplanıp J ler oluşur. Toplam J ise bu J lerin toplamıdır.

$$\vec{J}_1 = \vec{L}_1 + \vec{S}_1 \quad (3.49)$$

$$\vec{J}_2 = \vec{L}_2 + \vec{S}_2 \quad (3.50)$$

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^N \vec{J}_i \quad (3.51)$$



Şekil 3.2 : a) LS çiftlenimine ait şematik gösterim b) JJ çiftlenimine ait şematik gösterim [1].

İnce yapıya ait yarılımlar yörünge ile spin manyetik momentlerin etkileşmesinden kaynaklanır.

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad (3.52)$$

Elektronun, yörüngesel açısal momentumuyla (\vec{L}) yörüngesel manyetik moment ($\vec{\mu}_L$) ve spin açısal momentumuyla (\vec{S}) spin manyetik momentini ($\vec{\mu}_S$) beraber ortaya çıkar. Bu iki manyetik momentin etkileşmesi $\vec{\mu}_j$ toplam açısal manyetik momentini oluşturur. Elektronun etkileşmesinde, hesaba manyetik momentler dahil edildiğinde hamiltoniane yeni terimler

eklenir. Spin-yörünge etkileşmesi V_{L-S} ek enerjisi Denklem (3.53) te verildiği gibi yazılır [33].

$$V_{L-S} = \xi(r) \vec{\mu}_L \cdot \vec{\mu}_S = \xi(r) \left(-\frac{\mu_B}{\hbar} \right) \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (3.53)$$

$\xi(r)$ = yörüngesel-dipol ve spin-dipol momentlerine ait etkileşme parametresidir. Bu sabit sadece radyal koordinatlara bağlıdır.

Çok elektronlu sistemlerde ince yapı ile enerji değerinin hesaplanması için kullanılan Hamiltonian operatörü aşağıdaki gibi verilir.

$$\hat{H} = \underbrace{\sum_{i=1}^N -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_i^2}_{\text{Elektronun kinetik enerjisi}} - \underbrace{\sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{(4\pi\epsilon_0)r_i}}_{\text{Elektron-çekirdek coulomb etkileşmesi}} + \underbrace{\sum_{i>j=1}^N \frac{e^2}{(4\pi\epsilon_0)r_{ij}}}_{\text{Elektron-elektron coulomb etkileşmesi}} + \underbrace{\sum_{i=1}^N \xi_i(r_i) \vec{L}_i \cdot \vec{S}_i}_{\text{Spin-yörünge etkileşme terimi}} \quad (3.54)$$

Spin-yörünge etkileşme terimi valans elektronların birbiriyle etkileşmesinden oluşur. Yani valans elektron olmadığında (kapalı kabuk) terim sifira eşittir. Valans elektronlarına optikçe aktif elektronlar da denir. Çünkü bu elektronlar dışarıdan bir uyarılma olduğunda bir başka enerji düzeyine geçebilen elektronlardır.

Konfigürasyonların enerjileri kuantum sayıları ile belirlenir. Ancak m_l ve m_s manyetik kuantum sayıları aynı enerji seviyesine karşılık gelen birçok durum bulunmaktadır. Bu dejenere durumlardaki yarılımlar ince yapı yarılması olarak tanımlanır. İnce yapı yarılması sonucunda toplam açısal momentum :

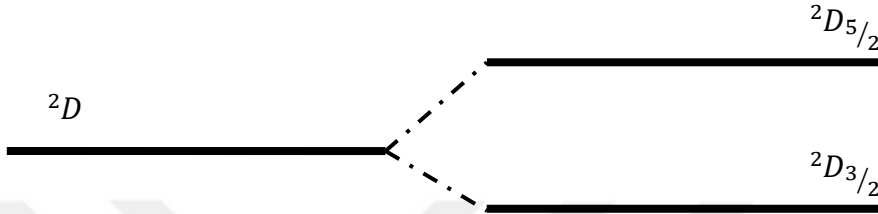
$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.55)$$

olur ve J

$$|L - S| \leq J \leq L + S \quad (3.56)$$

değerlerini alır. İnce yapı yarımla sayısı, J toplam açısal momentum kuantum sayısı $L > S$ olduğunda $(2S + 1)$, $S > L$ durumunda ise $(2L + 1)$ kadar değer alır.

Şekil 3.3' de kuantum sayıları $s = 1/2$ ve $l = 2$ olan 2D terimli enerji seviyesine ait ince yapı yarımları verilmiştir. J toplam açısal kuantum sayısı $3/2$ ve $5/2$ değerlerini alır.



Şekil 3.3: Kuantum sayısı $s = 1/2$ ve $l = 2$ olan 2D terimli enerji seviyesine ait ince yapı yarımları.

Çok elektronlu atomlarda ince yapı yarımları arasındaki izinli geçişler ;

- Parite değişir
- $\Delta L = 0, \mp 1$
- $\Delta S = 0$
- $\Delta J = 0, \mp 1$

kuralı geçerlidir. Ancak $J = 0 \rightarrow J = 0$ geçişi yasak geçiştir [1].

3.5.AŞIRI İNCE YAPI

Yüksek ayırma gücüne sahip spektrometrelerle atomun spektrumu incelendiğinde bazı çizgilerin birden fazla bileşenden oluştuğu gözlenir. Bu bileşenler arasındaki ayrılmalar ince yapı ayrılmalarına oranla $10^3 - 10^4$ kat daha küçüktür. Birbirlerine oldukça yakın bu bileşenler spektral çizgilerin aşırı ince yapısını oluşturur.

Aiy deneysel olarak 1891' de Michelson tarafından keşfedildi. Çekirdeğin spin ve manyetik momentlerinin varlığını ilk kez 1924' te Pauli spektroskopik gözlemlerini açıklarken öngörmüştür. 1934' te Schüler çekirdekte manyetik dipol momentle birlikte bir de elektrik kuadropol momentin olduğunu öne sürmüştür.

Elektronun çekirdek etrafındaki yörünge ve spin hareketinden dolayı merkezdeki çekirdek üzerinde oluşan manyetik alan ile çekirdeğin manyetik dipol momenti etkileşime girer. Daha küçük bir etkileşim olmakla birlikte çekirdek üzerinde meydana gelen elektrik alanla, çekirdeğe ait elektrik kuadropol momentleri etkileşime girer. Bu etkileşimler sonuç olarak, F toplam açısal momentum kuantum sayısı ile gösterilen aiy yarılmaları olarak adlandırılan yeni enerji yarılmalarına neden olur.

Aiy dikkate alındığında, atomun toplam açısal momentumu \vec{F} , elektronun toplam açısal momentum kuantum sayısı \vec{J} ve çekirdek spin kuantum sayısı \vec{I} vektör değerlerinin toplamından meydana gelir. Sırasıyla vektörel ve skaler değerleri;

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (3.57)$$

$$|\vec{F}| = \sqrt{F(F+1)}\hbar \quad (3.58)$$

eşitlikleri ile verilir. Atomun toplam açısal momentumu;

$$|J - I| \leq F \leq J + I \quad (3.59)$$

değerlerine sahip olabilir. Çekirdeğe ait spin açısal momentumunun büyüklüğü,

$$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (3.60)$$

eşitliğine bağlı olarak bulunur.

Çekirdeğin spin manyetik momentleriyle spini arasındaki ilişki, elektronun spin manyetik momentleriyle spin arasındaki ilişki benzerlik göstermektedir. μ_N çekirdek manyetonu ve g_I çekirdek spinine ait Landé çarpanı olmak üzere;

$$\vec{\mu}_I = \frac{g_I \mu_N}{\hbar} \vec{I} \quad (3.61)$$

olarak verilir [1].

Elektronların meydana getirdiği manyetik alanın çekirdeğin spiniyle etkileşmesinin dikkate alınması sonucunda sisteme ait toplam Hamiltonian operatörüne (Denklem 3.54) ek olarak,

$$\hat{H} = \text{Denklem}(3.54) + \sum_{i=1}^N a_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j \quad (3.62)$$

Çekirdek-elektron
arasındaki dipol-dipol
etkileşmesi

olarak modifiye edilir. Bohr manyetonu (μ_B) cinsinden atoma ait toplam dipol moment;

$$\vec{\mu}_F = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \vec{F} \quad (3.63)$$

ifadesi ile verilir. Atoma ait toplam Landé g çarpanı olan g_F değeri,

$$g_F \approx g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (3.64)$$

ifadesi yardımıyla hesaplanabilir.

Enerji seviyesi

$J > I$ ise $(2I + 1)$ kadar,

$J < I$ ise $(2J + 1)$ kadar aiy ayrışmaları sonucunda her bir enerji seviyesine F kuantum sayısının karşılık geleceği yeni enerji seviyelerine ayrılır[1].

Her bir aiy geçişinin şiddeti Denklem (3.65)' teki formül ile verilir.

$$H_{(F_0 \rightarrow F_u)} \cong (2F_0 + 1)(2F_u + 1) \left\{ \begin{matrix} I & F_0 & J_0 \\ 1 & J_u & F_u \end{matrix} \right\}^2 \quad (3.65)$$

Büyük parantez içi 6j sembolleri olarak bilinir. Bu 6j sembollerinin açılımı aşağıdaki şeklindedir.

$$\left\{ \begin{matrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b-1 \end{matrix} \right\} = (-1)^s \left[\frac{s(s+1)(s-2a-1)(s-2a)}{(2b-1)2b(2b+1)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.66)$$

$$\left\{ \begin{matrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b \end{matrix} \right\} = (-1)^s \left[\frac{2(s+1)(s-2a)(s-2b)(s-2c+1)}{(2b+1)2b(2b+2)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.67)$$

$$\left\{ \begin{matrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b+1 \end{matrix} \right\} = (-1)^s \left[\frac{(s-2b-1)(s-2b)(s-2c+1)(s-2c+2)}{(2b+1)(2b+2)(2b+3)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.68)$$

$$\left\{ \begin{matrix} a & b & c \\ 1 & c & b \end{matrix} \right\} = (-1)^{s+1} \frac{2[b(b+1)+c(c+1)-a(a+1)]}{[2b(2b+1)(2b+2)2c(2c+1)(2c+2)]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.69)$$

$$s = a + b + c \quad (3.70)$$

Burada üst ve alt enerji seviyelerine ait olan F ve J kuantum sayıları ile çekirdeğin spininin bilinmesi durumunda, her bir ay geçişinin şiddeti kolaylıkla hesaplanır.

3.5.1. Manyetik Etkileşim

Çekirdeğe ait manyetik moment μ_I ile elektronun çekirdek etrafındaki hareketinden dolayı çekirdek üzerinde oluşan manyetik alan B_J ile etkileşir. Bu etkileşim enerjisi;

$$W_{magn} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J = -\mu_I B_J \cos(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)} B_J \cos(I, J) \quad (3.71)$$

ile verilir. $\cos(\vec{I}, \vec{J})$ ifadesini kosinüs teoremi ile açarsak

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}} \quad (3.72)$$

şeklinde yazabiliriz. Denklem (3.72)' yi kullanarak aşırı ince yapının manyetik etkileşim enerjisi;

$$W_{magn} = \mu_I B_J \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}} \quad (3.73)$$

olarak verilir. Herbir enerji seviyesi için sabit olan ve manyetik dipol ayı sabiti olarak bilinen A ifadesi

$$A = \frac{\mu_I B_J}{\sqrt{I(I+1)J(J+1)}} = \frac{g_I \mu_N B_J}{\sqrt{J(J+1)}} \quad (3.74)$$

eşitliği ile verilir.

$$C = F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1) \quad (3.75)$$

olmak üzere, Denklem (3.73)' ü ve Denklem (3.74) ve Denklem (3.75) kullanarak yazarsak,

$$W_{magn} = A \frac{C}{2} \quad (3.76)$$

Atom numarası ne kadar büyük ise, aiy yarılmasının genişliği o kadar büyüktür [2].

3.5.2.Elektrik Kuadropol Etkileşim

Manyetik etkileşimden daha az etkisi olan elektrik kuadropol etkileşimi, elektronun çekirdek üzerinde oluşturduğu elektrik alan ile çekirdeğe ait kuadropol momentinin etkileşmesinden meydana gelir. Elektrik kuadropol momenti çekirdeğin yük dağılımının küresel dağılmamasıyla ilgilidir. Çekirdek spini 0 veya 1/2 değerinde ise küresel simetrik bir yük dağılımı olur ve elektrostatik etkileşme gerçekleşmez. Ayrıca $J=1/2$ olan ince yapı enerji seviyelerinde de elektrostatik etkileşme gerçekleşmez.

Elektrik kuadropol etkileşim enerjisi

$$\Delta W_{el} = \frac{eQ'}{4} \overline{\varphi_{JJ}(0)} \quad (3.77)$$

şeklindedir.

Q : Kuadropol moment tensörü

Q' : Q tensörünün z bileşeni

$\overline{\varphi_{JJ}(0)}$: yörünge elektronlarının J' nin etrafında silindirik simetrik olarak oluşturdukları elektrik alanın vektör gradyentidir.

Yük dağılımının küresel simetrik olması için;

$$Q' = Q \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \quad (3.78)$$

olmalıdır.

Serbest atomların kuadropol etkileşiminde \vec{I} (çekirdek spin açısal momentum vektörü) ile \vec{J} (elektronun toplam açısal momentum vektörü) arasındaki açı sabittir ve etkileşim enerjisi;

$$W_{el} = \frac{B}{4} [\frac{3}{2} \cos^2(I, J) - \frac{1}{2}] \quad (3.79)$$

olarak verilir. Elektrik kuadropol aiy sabiti B olarak gösterilir ve

$$B = eQ\overline{\varphi_{JJ}(0)} \quad (3.80)$$

ile ifade edilir. Bu durumda elektrik kuadropol etkileşme enerjisi Denklem (3.81)' deki gibi yazılır.

$$W_{el} = \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad (3.81)$$

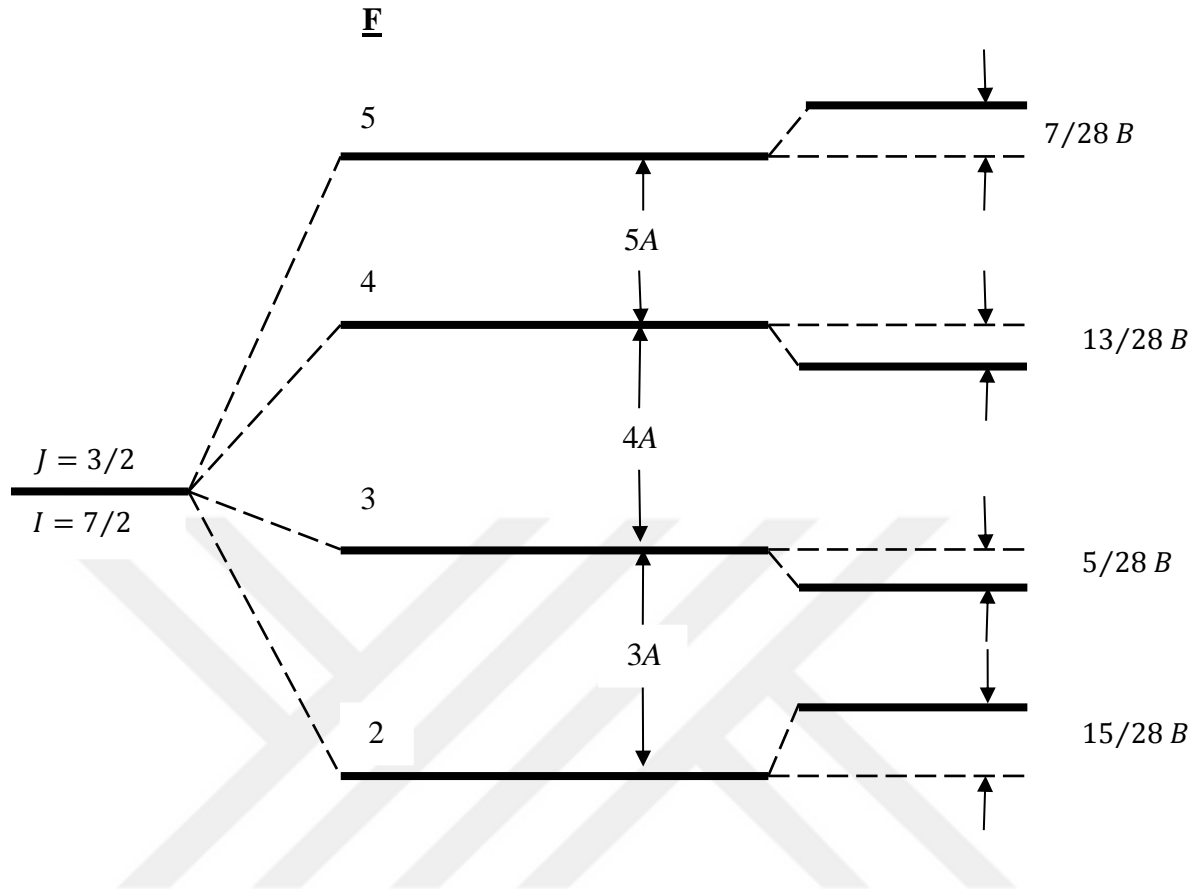
Aiy yarımaları dikkate alındığında, her bir J kuantum sayısına karşılık gelen toplam enerji W_J 'ye ek olarak, iki enerji terimini eklememiz gerekir:

$$W_F = W_J + \frac{A}{2}C + \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad (3.82)$$

$I = 1/2$ değerine sahip tüm çekirdeklere, ayrıca çekirdek spini $I = 1/2$ ve $J = 1/2$ değerine sahip bütün enerji seviyelerinin elektrik kuadropol etkileşimi sıfıra eşittir.

$F = 0$ enerji seviyesinden $F = 0$ enerji seviyesine geçiş yasak geçiştir. $\Delta F = 0, \mp 1$ şartını ve ince yapı enerji seviyelerinin paritelerinin farklı olması şartını sağlayan tüm geçişler izinli geçişlerdir[2,34].

Örnek olarak Şekil (3.4) te çekirdek spini $I = 7/2$ ve toplam açısal momentumu $J = 3/2$ olan bir ince yapı seviyesi için, aiy sabitleri kullanılarak enerji seviyelerindeki yarıma A ve B sabitlerine bağlı olarak gösterilmektedir. Bu şekilde birbirini takip eden iki aiy enerji seviyesi arasındaki farklar aralık kuralı ile verilmiştir.



Şekil 3.4 : Çekirdek spini $I = 7/2$ ve elektrona ait toplam açısal momentum $J = 3/2$ olan ayı yarımları ve enerji seviyeleri arasındaki farklar.

3.6.SPEKTRAL ÇİZGİ GENİŞLEMESİ

Atomlar tarafından absorpsiyona veya emisyon sonucu elde edilen spektrumdaki spektral çizgiler monokromatik değildir. Çözünürlüğü yüksek interferometrelerde bile $\nu_0 = (E_i - E_k)/h$ merkez frekansı civarında absorpsiyon ve emisyon şiddeti bir spektral dağılımda olup, atomik geçişlerdeki alt-üst seviyeleri arasındaki enerji fark aşağıdaki gibi verilir;

$$\Delta E = h(\nu_i - \nu_k) \quad (3.83)$$

Merkez frekans civarındaki, emisyon veya absorpsiyon şiddetinin spektral dağılım fonksiyonu $I(\nu)$ 'ye çizgi profili adı verilir.

Çizgi profilindeki şiddetin yarıya düştüğü noktalara karşılık gelen frekans değerlerinin farkı, çizginin yarı genişliğini $(\delta\nu)$ 'yü verir.

$$\delta\nu = \nu_2 - \nu_1 \quad (3.84)$$

Yarı genişlik ifadesi dalgaboyu (λ) veya açısal frekans (ω) ile verilebilir. Denklem (3.85)' da birbirleri arasındaki ilişki verilmiştir.

$$\left| \frac{\delta\nu}{\nu} \right| = \left| \frac{\delta\omega}{\omega} \right| = \left| \frac{d\lambda}{\lambda} \right| \quad (3.85)$$

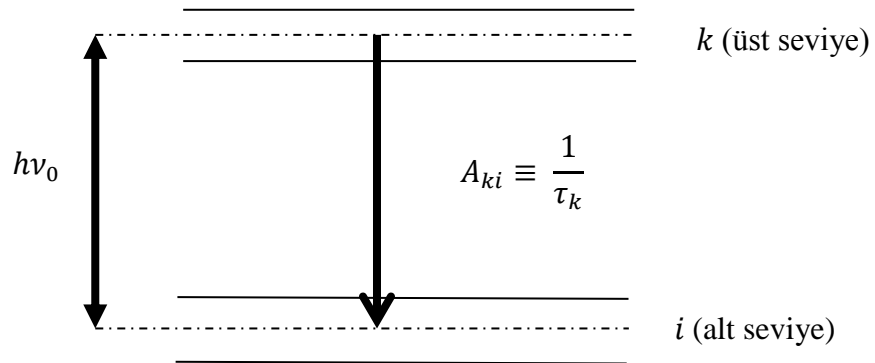
Yarı genişliğin ne kadar olacağı farklı sebeplere bağlıdır. Yarı genişlik, ölçüm cihazının ya da ölçüm metodunun kapasitesi dışında enerji seviyesindeki yaşam süresine, atomların hız dağılımına, ortamdaki gaz basıncına bağlıdır. Çizgi genişlemesi temel olarak ikiye ayrılır. Tüm atomlar için absorpsiyon veya emisyon olasılığı aynı ise homojen, aynı değil ise homojen olmayan çizgi genişlemesi olarak adlandırılır. Çizgi genişlemeleri sebeplerine bağlı olarak doğal, Doppler, basınç ve çarpışma, saturasyon genişlemesi olarak ayrılırlar [35].

3.6.1. Doğal Çizgi Genişlemesi

Alt enerji seviyesinde bulunan atom uyarılarak daha üst enerji seviyesine geçer. Heisenberg belirsizlik ilkesine göre üst enerji seviyesinde belirli bir zaman kaldıktan sonra, yani sonlu bir yaşam süresinden sonra, kendiliğinden emisyon ile fazla enerjisini salarak alt enerji seviyesine düşer. Bu sonlu yaşam süresi Δt ise, üst enerji seviyesinin ölçülebilen ΔE enerjisi tam olarak bilinemez. Belirsizlik ilkesi;

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2 \quad (3.86)$$

şeklinde verilir.



Şekil 3.5: İki enerji seviyesi arasında meydana gelen kendiliğinden emisyonun şematik gösterimi.

Üst enerji seviyesindeki belirsizlik ΔE_k , seviyedeki sonlu yaşam süresine ait belirsizlik ise $\Delta t_k = \tau$ ile verildiğinde belirsizlik ifadesi ;

$$\Delta E_k = h \Delta \nu_k = \frac{\hbar}{2\tau} \quad (3.87)$$

Geçişin meydana geldiği her iki seviyenin enerjilerindeki belirsizlikler çizgi genişlemesine neden olur. Doğal çizgi genişlemesinin şiddet dağılımı Lorentz profiline uyar. γ bozunma sabiti, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ geçişin açısal frekansı olmak üzere Lorentz profili;

$$I(\omega - \omega_0) = \frac{\frac{\gamma}{2\pi}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (3.88)$$

ile verilir. Doğal çizgi genişlemesi homojendir. Gelişmiş yöntemler kullanılsada bu genişlik indirgenemez[36].

3.6.2. Doppler Çizgi Genişlemesi

Doppler çizgi genişlemesinin sebebi, atomların termal hareketine bağlı olarak bir hıza sahip olmalarından dolayı soğurma ve emisyon frekanslarında, meydana gelen kaymadır. Doğal çizgi genişlemesine göre daha büyük genişlemeye sebep olan bu durum tarama genişliği küçük MHz boyutuna sahip spektral çizgilerde ölçüm analizlerinde zorluk yaratabilir. Hatta bazı çizgilerin ayrışmasına engel olabilir. Atomlar herbir yöne dağılabileceğinden tüm hızlar ve yönler olasıdır. Bu sebeple Doppler profili simetriktir.

Akustik fiziğindeki doppler etkisiyle doppler çizgi genişlemesini benzeştirebiliriz. Nasıl ki akustik fizikte ses kaynağı gözlemci dedektöre doğru gelirken ses dalgasının frekansı artıp uzaklaştığında azalıyor, ϑ hızındaki atomun yayınladığı ışığın frekansı, gözlemci dedektöre sabit bir noktadan gelen frekanstan farklı olacaktır. Şayet gözlemciye doğru geldiğinde frekans artıp dalgaboyu azalır. Hareket yönü tam tersi olduğunda ise frekans azalıp dalgaboyu artar. ω_0 frekanslı bir kaynak gözlemciye göre ϑ hızında hareket ediyorsa gözlemcinin elde edeceği frekans;

$$\omega = \omega_0 \left(1 \mp \frac{\vartheta}{c}\right) \quad (3.89)$$

olur. Burada c ışık hızıdır. Doppler kaymasının olduğu absorpsiyon veya emisyon çizgisine ait şiddet profili;

$$I(\omega) = I_0 e^{-\left(\frac{c(\omega-\omega_0)}{\omega_0 v_p}\right)^2} \quad (3.90)$$

olarak verilir. Bu eşitlik Gauss fonksiyonuna uyar.

I_0 = maksimum şiddet

v_p = en olası hız

ω_0 = merkez frekansı

Atomlar termal dengedeki T sıcaklığında Maxwell-Boltzman istatistiğine uyarlar. O halde v_p hızı;

$$v_p = \left(\frac{2k_B T}{M}\right)^{1/2} \quad (3.91)$$

k_B = Boltzman sabiti

M = Atomun kütlesi

Doppler çizgi genişlemesi olan spektral çizginin yarı genişliği;

$$\delta\omega_D = |\omega_1 - \omega_2| = 2\sqrt{\ln 2} \frac{v_p \omega_0}{c} = \left(\frac{\omega_0}{c}\right) \sqrt{\frac{8 \ln 2 \cdot k_B T}{M}} \quad (3.92)$$

olarak ifade ederiz. Denklem (3.92)'yi düzenlersek

$$\delta\nu_D = 7,16 \times 10^{-7} v_0 \sqrt{T/M} \quad (3.93)$$

sonucuna ulaşırız[36]. Denklemden yapabileceğimiz çıkarımlar

- Spektral çizginin frekansı ne kadar yüksek olursa Doppler çizgi genişlemesi o kadar büyük olur. Dalga boyu düşük ise çizgi genişlemesi büyük olur. Örneğin ultraviyole bölgedeki çizgiler için Doppler genişlemesi kırmızı bölgedeki çizgilerden daha büyüktür.
- Ağır atomlarda Doppler çizgi genişlemesi hafif atomlara göre daha azdır.
- Çizgi genişlemesi sıcaklığın karekökü ile doğru orantılıdır. Sıcaklık arttıkça genişleme artar.

3.6.3.Çarpışma ve Basınç Çizgi Genişlemesi

E_i ve E_f enerji seviyelerine ait bir A atomu bir B atomuna yaklaşırsa, aralarındaki etkileşmeden dolayı A atomunun enerji seviyeleri bir miktar değişir.

Bu enerji kayması atomların yapısına ve aralarındaki uzaklığa (R) bağlıdır. Eğer mesafe birbirlerini etkileyecek kadar yakın ise buna çarpışma denir.

Bir atomun E_i ve E_f seviyeleri arasında absorpsiyon veya emisyon sırasında diğer atomlarla etkileştiği takdirde bu iki seviye arasındaki enerji farkı aşağıdaki gibi verilir,

$$h\nu_{if} = |E_f(R) - E_i(R)| \quad (3.94)$$

Bir gaz karışımındaki A ve B atomlarının aralarındaki R uzaklığı, ortalama bir değer etrafında bir dağılım gösterir. Bu dağılım gazın sıcaklığına ve basıncına bağlıdır. Dolayısı ile ν_{if} frekansı, $\bar{\nu}$ ortalama frekansı civarında istatistiksel bir dağılım gösterir ve genel olarak rahatsız edilmemiş bir atomun ν_0 frekansına göre kaymıştır. Bu kayma,

$$\Delta\nu = \nu_0 - \bar{\nu} \quad (3.95)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Basınç genişlemesi bir Lorentz dağılımı gösterir. Bunun yanında enerji seviyelerinin ömrü çarpışma yüzünden kısadır. Böylece çizgi genişlemesi ayrıca büyür.

3.6.4.Saturasyon Çizgi Genişlemesi

Rezonans frekansının yakınlarında yüksek şiddetli bir laser atomik sistemi uyarırsa, enerji seviyelerinin nüfus yoğunluğu büyük ölçüde değişir. Kendiliğinden salınım yoluyla enerji salması uyarılmasından daha yavaş olduğundan çizgi genişlemesine neden olur. Bu genişlemeye güç veya saturasyon genişlemesi adı verilir [36].

3.6.5. Voigt Fonksiyonu

Deneysel elde edilen spektral çizgilerde açıkladığımız tüm çizgi genişlemeleri mevcuttur. Deneysel düzeneği veya ölçüm cihazlarının parametrelerini değiştirerek doğal çizgi genişlemesi dışındaki genişlemeleri azaltabiliriz. Ancak tamamen yok edemeyiz. Bu nedenle toplam çizgi genişlemesi Lorentz ve Gauss profillerini içeren bir fonksiyonla tanımlanmalıdır. Bu fonksiyonlardan bir tanesi Voigt fonksiyonudur.

$$I_V(\nu) = I_G(\nu) * I_L(\nu)$$

Burada (3.96)

$I_V(\nu)$ = Voigt profili

$I_G(\nu)$ = Gauss profili

$I_L(\nu)$ = Lorentz profilidir.

Lorentz profiline ait şiddet dağılımı;

$$I_L(\nu) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\nu_L}{(\nu-\nu_0)^2 + \left(\frac{\delta\nu_L}{2}\right)^2} \quad (3.97)$$

Gauss profiline ait şiddet dağılımı;

$$I_G(\nu) = \frac{I_0}{\delta\nu_G} \left(\frac{4\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} e^{-4\ln 2 \left(\frac{\nu_0-\nu_G}{\delta\nu_G}\right)^2} \quad (3.98)$$

ile verilir. Voigt profili ise aşağıdaki gibi verilir;

$$I_V(\nu) = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{I_0}{\delta\nu_G} \left(\frac{4\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} e^{-4\ln 2 \left(\frac{\nu_0-\nu_G}{\delta\nu_G}\right)^2} \cdot \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\nu_L}{(\nu-\nu_0)^2 + \left(\frac{\delta\nu_L}{2}\right)^2} \quad (3.99)$$

3.7. VANADYUM ELEMENTİ

Vanadyum (atom numarası, Z=23) doğal halinde sadece bir kararlı izotopa sahiptir. ^{51}V (çekirdek spini $I = 7/2$) kararlı izotopunun atomik spektrumu, büyük çekirdek manyetik dipol momentle $\mu_I = +5.1574 \mu_N$ ve buna karşılık küçük elektrik kuadropol momentle $Q = -0.052b$ tanımlanır. Aiy çalışmalarında, kuadropol etkileşme sabiti B^3 lerin küçük olması zayıf bir ayrışmaya sebep olur.

Doğada fosil yakıt rezervi ve 65 farklı mineral içinde bulunmaktadır. Vanadyum korozyona karşı dayanıklıdır. Kimya endüstrisi için özel tüp ve pipetler yapmak için kullanılır. Nötronları kolayca absorbe etmediği için nükleer enerji endüstrisinin bazı uygulamalarında yer alır. Titanyumun çelik ile bağlanabilmesi için ince bir vanadyum katmanı kullanılır.

Üretilen vanadyumun neredeyse % 80' i ferrovanadyum yapmak ya da çeliğe bir katkı maddesi olarak kullanılır. Ferrovanadyum, % 1 ila % 6 arasında vanadyum içeren güçlü, darbeye dayanıklı ve korozyona dayanıklı bir demir alaşımıdır. Ferrovanadyum ve vanadyum-çelik alaşımları akslar, krank milleri ve otomobiller, jet motorları, yaylar ve kesici takım parçaları gibi şeyleri yapmak için kullanılır.

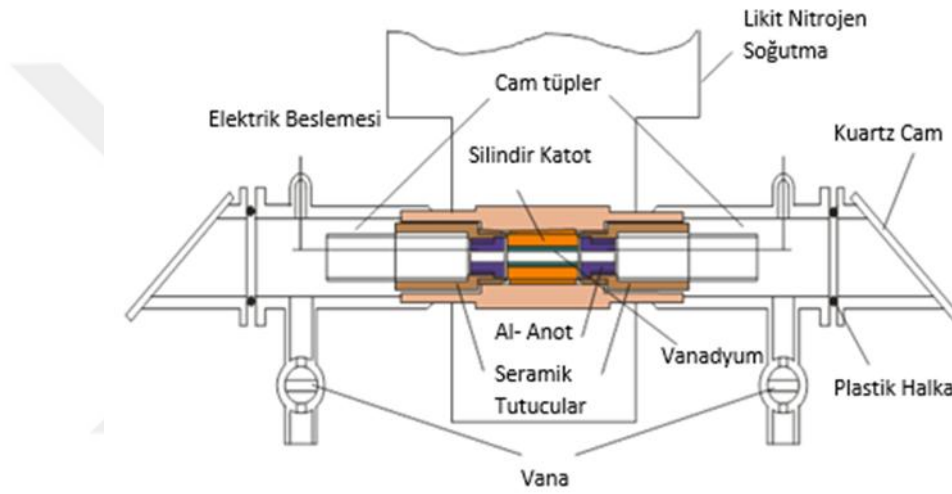
Vanadyum pentoksit (V_2O_5) belki de en faydalı bir bileşiktir. Kumaşlara boya kalıcı olarak sabitlemede kullanılır. Vanadyum pentoksit ayrıca bazı kimyasal reaksiyonlarda ve seramik üretiminde bir katalizör olarak kullanılır. Vanadyum pentoksit, galyum ile süper iletken müknaşlar oluşturmak üzere karıştırılabilir [37,38]

Tablo 3.2 : ^{51}V elementinin temel fiziksel ve kimyasal özellikleri [38].

Özellikler	^{51}V
Atom Numarası	23
Atom Ağırlığı	50.9415 (1) <i>u</i>
Element Kategorisi	Geçiş Elementi
Çekirdek Spini	7/2
Çekirdek Dipol Momenti (μ_I)	+5.1514 <i>nm</i>
Çekirdek Kuadropol Momenti (Q)	-0.052 <i>barn</i>
Atom Yarıçapı	192 <i>pm</i>
Elektronik Konfigürasyonu	[Ar] 3d ³ 4s ²
Kristal Yapı	Kübik
Oda sıcaklığında Faz	Katı
Elektronegatiflik	1.63
Isı İletkenliği	0.307 <i>W/m.K</i>
Erime Noktası	1910 °C
Kaynama Noktası	3407 °C
1. İyonlaşma Enerjisi	<i>kJ/mol</i> (6.746 <i>eV</i>)
1. İyonlaşma Potansiyeli	6.746 <i>V</i>
Yoğunluk	6.10 <i>g/cm³</i>
Kararlı İzotop Sayısı	1

3.8.SİLİNDİR KATOT

Laser spektroskopik metotlar ile atomik ölçümlerde kaynak olarak kullanılan en uygun ekipman silindir katot lambasıdır. İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Laser Spektroskopi Laboratuvarında deneylerde kullanılan katot lamba Helmut Schmid Üniversitesi Laboratuvarında yapıldı. Deney düzeneğinde kullanılan silindirik katod lambası Şekil 3.7' de görülmektedir. Silindirik katodun içi 0.125 mm kalınlığındaki vanadyum plaka ile kaplanarak alüminyumdan yapılmış olan iki anot arasına yerleştirildi.



Şekil 3.7 : Silindirik katod lambasının şematik gösterimi

Silindirik katod lambası 10^{-7} Torr' a kadar vakumlandıktan sonra yaklaşık 1 Torr basınç altında neon gazı ile dolduruldu. Uygulanan basınç, 1.1 - 1.4 Torr civarında incelenen spektral çizgiye ve boşalım koşullarına bağlı olarak değiştirildi. Asal gaz, akım boşalımının sağlanması için taşıyıcı gaz olarak kullanılır. Basınç altında bulunan asal gaz atomlarının bazıları kendi aralarındaki çarpışmalar sonucunda iyonlaşırlar. Silindir katod uçlarına uygulanan gerilim ile pozitif asal gaz iyonları negatif katoda doğru hızlanarak katod yüzeyindeki metal atomlarının kopmasına neden olurlar. Bu sürece "katod sıçraması" adı verilir. Deney düzeneğinde, silindirik katod lambasını yakmak için DC güç kaynağı kullanılarak 70 mA akım uygulandı. Uyarılmış atomlar temel halde bulunmakla birlikte çoğu uyarılmış haldedir. Ayrıca kopan atomlar silindirik katod içindeki çarpışmalar sebebi ile de uyarılmış hale geçebilirler. Bu uyarılmış haldeki atom ve iyonlar temel hallerine dönerken

karakteristik ışınlar yayarlar. Silindir katod içindeki parçacıklar arasındaki çarpışmalar ortamın sıcaklığını artırır. Sıcaklığın artması Doppler genişlemesini arttırdığından, bu genişlemenin bir miktar azaltılabilmesi için silindir katod lambasının, çelik haznesine sıvı azot konularak lamba soğutulur.

3.9.LASER SPEKTROSKOPİK METOTLAR

Bu tez çalışmasında vanadyum elementinin serbest atomlarının aşırı ince yapısını incelemek amacı ile Doppler indirgenmiş metodlardan olan, saturasyon absorpsiyon spektroskopisi (SAS) ile Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (IMLIF) yöntemleri kullanıldı. Ayrıca Doppler genişlemeli spektral çizgiler ile Doppler indirgenmiş spektral çizgilerin karşılaştırılması amacı ile incelenen her bir çizgi Doppler genişlemeli Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (LIF) metodu ile ölçüldü.

3.9.1.Saturasyon Absorpsiyon Spektroskopisi (SAS)

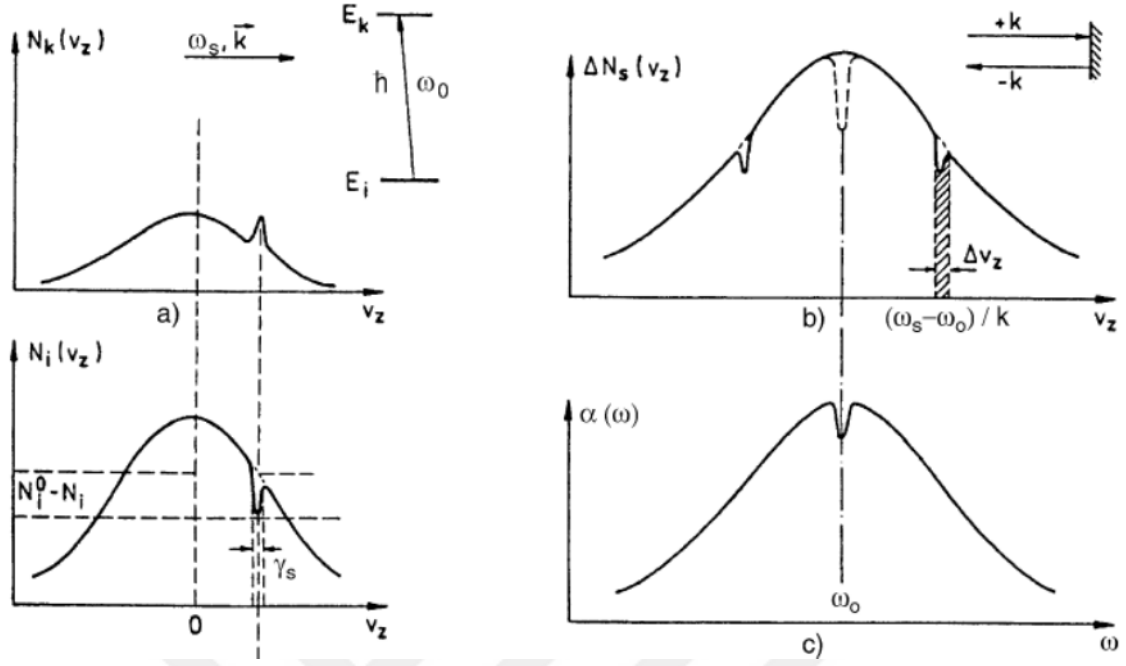
Ölçüm ortamındaki yüksek sıcaklıklardan dolayı spektral çizgiler genişler ve bu genişleme spektrumların ayrışmasını güçleştirir. Eğer çizgiler ayı gösteriyor ise bu daha da problem olur. Bu genişlemeyi yok etmenin bir yolu sıcaklığı çok düşürerek atomun hızını çok azaltmaktır. Ancak bunun gerçekleşmesi çok güçtür. Bu nedenle spektroskopik teknikler geliştirilerek Doppler genişlemesi azaltılabilir. Bu metodlardan bir tanesi olan saturasyon absorpsiyon spektroskopisi bu tezde uygulan metotlardan birisidir. Dar bir bant aralığında ilk saturasyon spektroskopisi ayarlanabilir laser kullanarak Hänsch [40], Schawlow ve arkadaşları [41] ve Borde [42] tarafından yapılmıştır.

Monokromatik bir laser ışını, x doğrultusunda gaz fazında atomların bulunduğu bir ortamdan geçsin

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx), \quad k = k_x \quad (3.100)$$

Atomlar, ısıl harekette bulunduğundan Maxwell-Boltzmann istatistiği ile belirlenen hız dağılımı ile, Doppler genişlemeli soğurma profili, merkez frekansı ω_0 olan Gauss profili biçimindedir. Atomların rezonans frekansları $\Delta\omega = k\vartheta_x$ kadarlık Doppler kaymalı olduğundan, atomlar gelen ışığın frekansı $\omega_L = \omega_0 + k\vartheta_x$ olduğunda absorblar. E_i alt enerji

seviyesindeki atomlar bir üst E_k enerji seviyesine pompalandıklarında alt enerji seviyesinin nüfus yoğunluğu $N_i(\vartheta_x)$ azalırken, üst enerji seviyesinin nüfus yoğunluğu $N_k(\vartheta_x)$ artar [35]. Saturasyon spektroskopisinde tek bir laser ışını yerine aynı frekansa sahip karşılıklı olarak yayılan iki laser ışını gaz formdaki atomların içinden geçirilir. SAS yönteminde bu olay, bir laser ışınını güçlü (pompa) ve zayıf (deneme) olmak üzere ikiye ayırarak atomların içinden zıt yönlerde geçirilerek yapılır. Bu iki ışın atomların bulunduğu ortamın içinde çok iyi üst üste gelmelidir. Güçlü olan pompa ışınının şiddeti mekanik ışın kesici ile modüle edilir ve bu modülasyon frekansı referans frekansı olarak lock-in güçlendiricisini besler. Dedektör atomların bulunduğu ortamı geçen zayıf deneme ışınının şiddetini, w_L laser frekansının fonksiyonu olarak dedekte eder ve dedektörün çıkışı lock-in güçlendiriciye verilir. Farklı hızlara sahip atomların bulunduğu ortamdan geçen laser frekansı spektral çizginin Doppler genişlemeli absorpsiyon profili üzerinden taranır. w_L laser frekansı absorpsiyon çizgisinin merkezinin w_0 frekansına geldiğinde sadece dv_x aralığında, $v_x=0$ olan atomlar laser ışığı ile etkileşir. Böylece güçlü pompa ışını şiddetle absorblanırken, alt seviyenin nüfus yoğunluğunda azalma üst seviyenin nüfus yoğunluğunda bir artma gözlenir. Alt seviyenin hız dağılımında $N_i(\vartheta_x)$ dar bir çukur oluşurken, üst seviyenin hız dağılımında $N_k(\vartheta_x)$ dar bir pik oluşur. Absorpsiyon katsayısı $\alpha(\omega)$ ' nın Doppler genişlemeli çizgi profilinin tam ortasındaki ω_0 frekansında bir çukur oluşur. Zıt yönde yayılan zayıf deneme ışını, güçlü pompa ışını ile sature olmuş yani alt enerji seviyeleri boşalmış atomlarla etkileşir. Sonuç olarak çizginin tam ortasında foto diyot tarafından dedekte edilen deneme ışınının absorpsiyonunda keskin bir azalma olur. Deneme ışınının şiddeti ışın kesici ile modüle edildiğinden, deneme ışını şiddetinin modüle edilmiş kısmı faza duyarlı lock-in güçlendiricisi tarafından sadece sature olmuş absorpsiyona bağlı olarak kaydedilir. Lock-in Doppler genişlemesinin sature olmamış kısmını dedekte etmez. Zayıf deneme ışınının dedekte edilmesiyle elde edilen, Absorpsiyonda saturasyonunun sebep olduğu, Doppler genişlemeli absorpsiyon profilinin merkezindeki çukur Lamp Dip (Lamb Çukuru) olarak anılır [42].



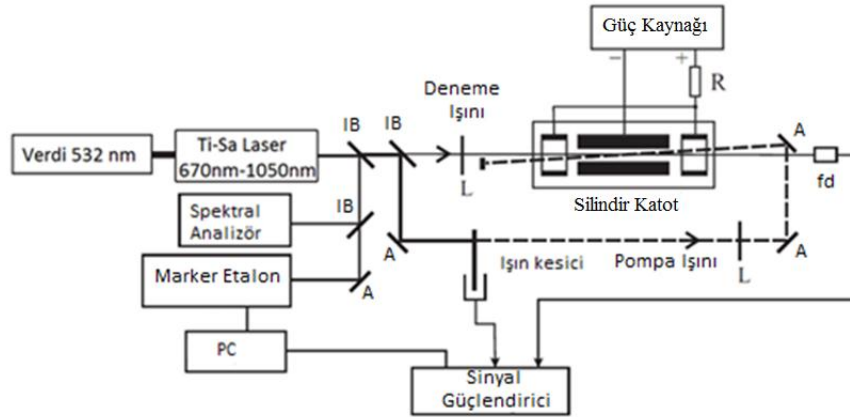
Şekil 3.8: a) $\omega \neq \omega_0$ durumunda Doppler profili üzerinde meydana gelen çukur ve pik. b) $\omega \neq \omega_0$ durumunda birbirine zıt yönde ilerleyen iki laser ışığının oluşturduğu çukurlar, kesikli çukur $\omega = \omega_0$ durumunda meydana gelir. c) $\alpha_s(\omega)$ soğurma profilinde meydana gelen Lamb çukuru[35].

Bu çukur ilk defa Willis Lamb tarafından teorik olarak açıklanmıştır. Dedektör atomların içinden geçen deneme ışını dedekte ettiğinden, Laser ışığı atomik geçişin merkez frekansında olduğunda geçen şiddette bir Lamb piki gözlenir. Çünkü bu frekansta absorpsiyonda bir çukur gözlenir. SAS metodunda kaydedilen pikler Lamb pikleridir ve Yarı genişlikleri Doppler genişlemesinden çok daha azdır. Yeterince küçük çizgi genişliğine sahip laser kullanıldığında kaydedilen Lamb çukurunun yarı genişliği her zaman doyma genişlemesi ile sınırlıdır[35]. Şekil 3.8 de ω frekanslı laser ışığının, merkez frekansı ω_0 olan çizgi profilinin üzerine gönderilerek Doppler profili oluşan çukur ve pik noktaları gösterilmiştir.

Bu tez çalışmasında uygulanan SAS ve IMLIF metodlarının her ikisinde de sürekli ışık veren taranabilir dairesel rezonatöre sahip Titan Safir (Ti-Sa) laser (MBR-110, Coherent) kullanıldı. Laserin çıkış gücü 4 W olup, 650 nm ile 1000 nm aralığında taranabilmektedir. Bu dalgaboyu aralığına üç ayrı ayna seti ile ulaşılmaktadır. Deneyler sırasında sadece 760 nm – 850 nm dalgaboyu aralığında çalışıldı. Pompa laseri olarak 18 W gücünde 532 nm sürekli ışık veren katihal laser (Verdi 7) kullanıldı. Laserin dalgaboyu kesin olarak dalgaboyu ölçerle (HighFinesse WS/6 200) 200 MHz doğrulukla ölçüldü. Taranan laserin relatif frekansı

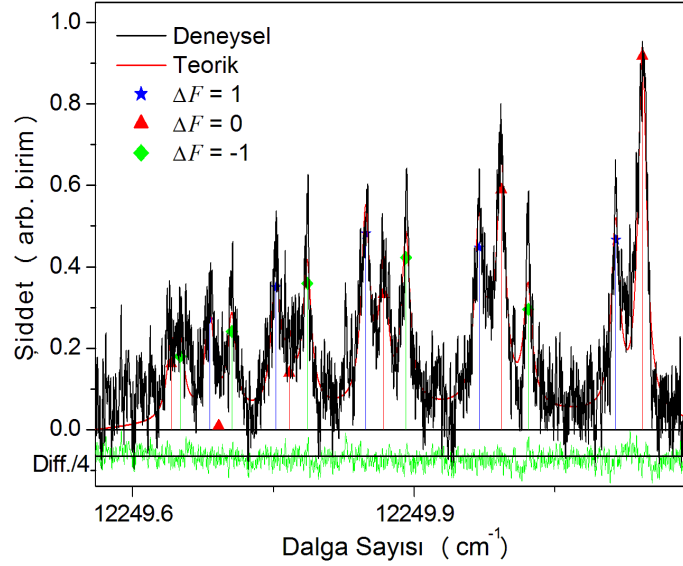
laboratuvarımızda yapılmış sıcaklığı aynı derecede sabit tutulan konfokal Fabry-Perot interferometresi ile belirlendi. Yapılan kalibrasyon sonucunda Fabry-Perot interferometresinin serbest spektral bölgesi 299.0010 (8) MHz olarak bulundu ve bu değer ölçülen spektral çizgilerin analizinde kullanıldı.

Şekil 3.9' da gösterilen SAS deney düzeneğinde vanadyum atomlarının bulunduğu plazmanın oluşturulduğu silindirik katod lambası görülmektedir. Laser ışını, ışın bölücü ile güçlü pompa ışını ve zayıf deneme ışını olmak üzere ikiye ayrılarak bu iki ışın aynalar yardımı ile çapraz olarak silindir katodun içinden geçirildi. Doppler genişlemesinin indirgenebilmesi, birbirine zıt yönde ilerleyen bu iki ışın arasındaki açının mümkün olduğu kadar küçük olmasına bağlıdır. Bu, aynaların ve lenslerin optik ayarlaması ile gerçekleştirildi. Pompa ışını mekanik ışın kesiciden geçirilerek, Lock-in güçlendirici için referans frekansı olarak kullanıldı. Deneme ışını dedektörle dedekte edildi. Sinyal, dedektörün gördüğü ve güçlendiriciden gelen frekans kullanılarak elde edilir.



Şekil 3.9: Saturasyon Absorbsiyon Spektroskopisi deney düzeneği şeması

SAS ile ölçülen spektral çizgilere bir örnek olarak Şekil 3.10 de $12249.941 \text{ cm}^{-1}$ dalga sayısına ve 816.1061 nm dalga boyuna sahip spektral çizginin spektrumu gösterildi.

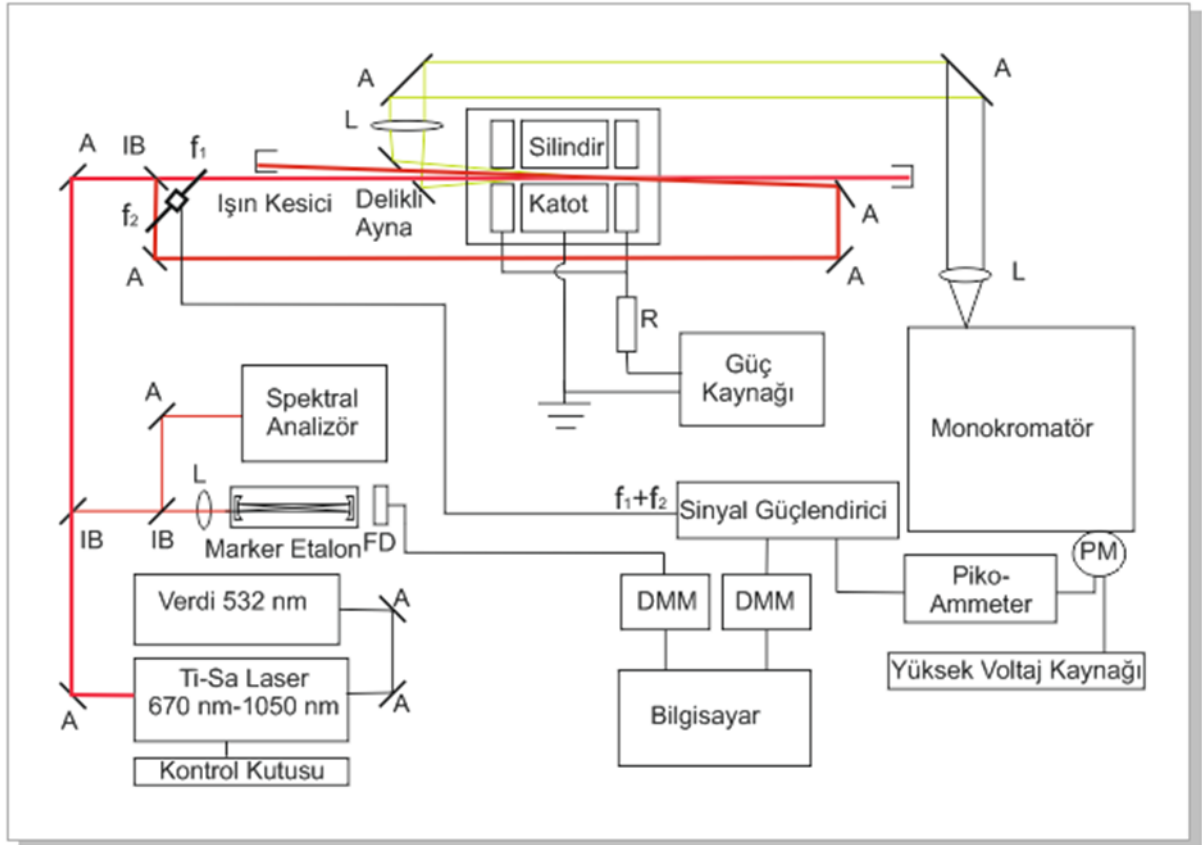


Şekil 3.10: 12249.941 cm^{-1} dalga sayısına ve 816.1061 nm dalga boyuna sahip spektral çizginin SAS metodu ile ölçülen ve analiz edilen spektrumu.

3.9.2.Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi (IMLIF)

Doppler çizgi genişlemesi etkisinin azaltılması için kullanılan başka bir laser spektroskopik yöntem IMLIF yöntemidir. Temel çalışma prensibi ile benzer olan SAS ve IMLIF arasındaki fark, IMLIF’te silindir katod içinden çapraz geçirilen iki laser ışınının aynı şiddete sahip olması ve pompa ile deneme ışınlarının ışın kesici kullanılarak ayrı ayrı f_1 ve f_2 frekanslarında kesilmesidir. Ayrıca IMLIF’te laser uyarımı sonucundaki emisyon, spektrometrede ölçülerek ışın çoğaltıcı ile dedekte edilir. SAS’ ta ise silindir katod içinden çapraz olarak geçen laser ışıklarından sadece güçlü olanı f_1 frekansında ışın kesici ile kesilir ve deneme ışını foto diyot ile dedekte edilir.

Kurulan IMLIF Deney düzeneğinin şematik gösterimi Şekil 3.11’ de (IB: ışın ayırıcı, L: Lens, A: Ayna, PM: ışın çoğaltıcı) görülmektedir.



Şekil 3.11: Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi deney düzeneği

Bu metotta Laser ışını ışın bölücü ile eşit şiddette ışın ayırıcı yardımı ile ikiye ayrılarak bu iki ışın aynalar yardımı ile çapraz olarak zıt yönlerde silindir katodun içinden geçirildi. Optik ayarlamalarla silindir katodun içinden çapraz geçen iki laser ışığının aralarındaki açı mümkün olduğu kadar küçük tutuldu. Bunun sebebi Doppler genişlemesinin maksimum düzeyde indirgenmesidir. Laserden hemen çıkışında ışın ayırıcı ile bölünerek ışığın çok küçük bir kısmı dalgaboyu ölçere ve frekans referansı olarak kullanılan sıcaklık kontrolü yapılan Konfokal Fabry-Perot interferometresine gönderildi. Konfokal Fabry-Perot interferometresinin serbest spektral bölgesi 299.0010(8) MHz' tir.

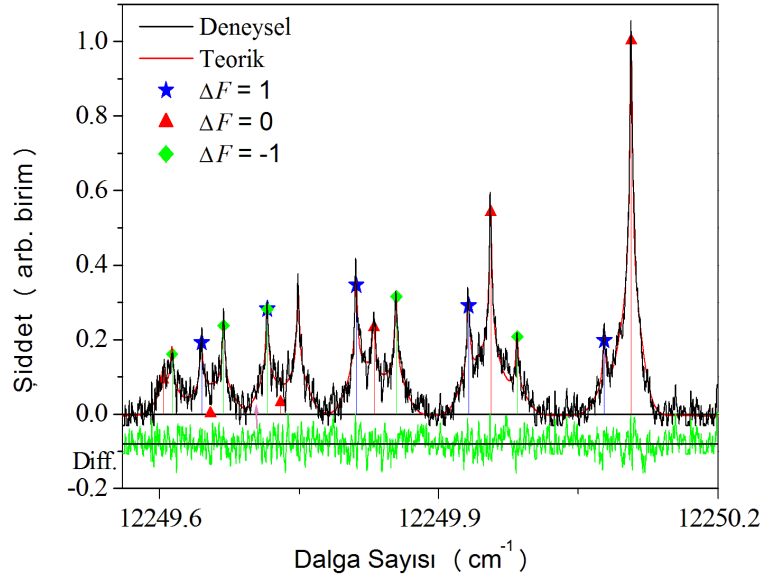
Silindir katotdan her yönde çıkan floresans ışığı ortasında laser ışığının geçmesi için 3 mm delik bulunan 100 mm çapındaki ayna ile toplandı. Zıt yönlerde yayılan laser ışınları optik ayarlamalarla bu delikten ayna tarafından herhangi bir yansımaya uğramadan geçirildi. Delikli ayna ile toplanan Floresans ışığı odak uzaklıkları $f=500$ mm ve $f=100$ mm olan lensler

yardımı ile paralel hale getirildi. Bu paralel ışık lens yardımı ile spektrometrenin giriş aralığına odaklandı. Spektrometre, McPherson 607 model, dispersif ortamı kırınım ağı olan, 0.67 m focal uzunluğa sahip bir spektrometredir.

Laserle alt enerji seviyesinden üst enerji seviyesine uyarılan atom bu üst enerji seviyesinden düşen floresans (pozitif floresans) çizgilerinden en şiddetli olan çizgide spektrometre sabit tutulur. Bu çalışmada sadece pozitif floresans ile ölçüm alındı. Birbirine çapraz olarak yayılan iki laser ışını, silindir katod içindeki boşalım ortamında farklı hızlara sahip atomları uyarır ve uyarılan seviyeden düşen floresans spektrometreye girer. Pompa ve deneme ışınları ışın kesici diskin iç ve dış çeperlerindeki farklı f_1 ve f_2 frekanslarına sahip deliklerinden geçirilerek farklı frekanslarda kesilir. Birbirlerine çapraz olarak yayılan laser ışınlarının doğrultularına dik yönde hıza sahip atomlardan (silindir katod içindeki plazma ortamındaki vanadyum atomları) yayınlanan floresans spektrometreden çıkarak ışın çoğaltıcıya gelen sinyal ile referans frekansı olarak kullanılan f_1+f_2 toplam frekansının lock-in güçlendiricisine verilmesi ile Doppler indirgenmiş sinyal elde edilir. Laser ışığı sürekli olarak 1-3 MHz aralıklarla 35 GHz e kadar taranarak IMLIF sepektrumu elde edildi.

Bu deney düzeneğinde kullanılan silindirik katod lambasındaki (Şekil 3.7) silindirik katodun içi 0.125 mm kalınlığındaki vanadyum plaka ile kaplanarak alüminyumdan yapılmış olan iki anot arasına yerleştirildi. Silindirik katod lambası 10^{-7} Torr' a kadar vakumlandıktan sonra yaklaşık 1 Torr basınç altında neon gazı ile dolduruldu. Deney düzeneğinde, silindirik katod lambasını yakmak için yüksek güce sahip DC güç kaynağı kullanılarak 70 mA akım uygulandı. Silindir katod içindeki sıcaklığın artması Doppler genişlemesini arttırdığından, bu genişlemenin bir miktar azaltılabilmek için silindir katod lambasının, çelik haznesine sıvı azot konularak lamba soğutuldu.

IMLIF ile ölçülen spektral çizgilere bir örnek olarak Şekil 3.12' de $12249.941 \text{ cm}^{-1}$ dalga sayısına ve 816.1061 nm dalga boyuna sahip spektral çizginin spektrumu gösterildi. SAS spektrumunun sinyal gürültü oranı IMLIF e göre (Şekil 3.10) 4 kat daha büyük olduğu görülmektedir. Bu nedenle deneylere sinyal gürültü oranı daha iyi olan IMLIF metodu ile devam edildi. Analizle ilgili detaylar daha sonraki bölümlerde verilecektir.



Şekil 3.12: 12249.941 cm⁻¹ dalga sayısına ve 816.1061 nm dalga boyuna sahip spektral çizginin IMLIF metodu ile ölçülen ve analiz edilen spektrumu.

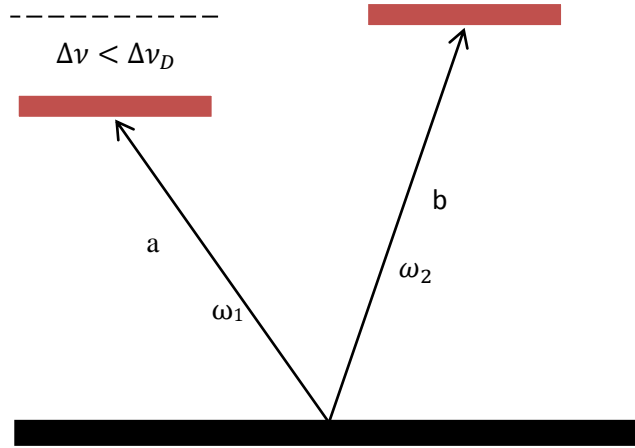
3.9.3. Cross-over Sinyal

Ortak bir alt veya ortak bir üst aiy seviyesine sahip iki geçiş Doppler genişliği içinde üst üste olması durumunda Cross-over (Şekil 3.13) sinyali gözlenir. Cross-over sinyali ayrı bir rezonans demektir.

ω_1 ve ω_2 frekanları, $|\omega_1 - \omega_2| < \Delta\omega_D$ ve yukarıdaki şartı sağlayan iki aiy geçişinin frekansları olsun. Cross-over sinyalinin frekansı,

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \quad (3.101)$$

değerindedir. Ölçülen spektrumda, iki aiy geçişinin tam ortasındaki frekansta cross over sinyalli gözlenir.



Şekil 3.13 : Ortak alt enerji seviyesinden farklı üst enerji seviyelerine geçiş [31].

3.10.FITTER BİLGİSAYAR PROGRAMI

Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans (IMLIF) ve Doymuş Absorbsiyon Spektroskopi (SAS) metotları ile ölçülen spektral çizgilerin alt ve üst enerji seviyelerine ait A manyetik dipol ve B elektrik kuadropol aiy sabitlerini elde etmek için “Fitter” bilgisayar programı kullanıldı [5].

Fitter programı ölçülen spektrumu, en küçük kareler metodunu kullanan en iyi fit değerlerini verebilen matematiksel bir fonksiyon ile fit eder. Fit sonucunda, manyetik dipol ve elektrik kuadropol aiy sabitleri ile spektral çizgilerinin ağırlık merkezini hesaplar. Aiy geçişlerinin her bir frekansı Denklem (3.102)’ de verilen eşitlik ile hesaplanır. Denklemden de anlaşılacağı gibi birden fazla aiy geçişinin frekansı deneysel olarak bulunduğu anda, lineer denklem sistemi oluşturularak alt ve üst seviyelerin aiy sabitleri A ve B ler bulunur.

$$\nu = \nu_s + \alpha_{üst}A_{üst} + \beta_{üst}B_{üst} - \alpha_{alt}A_{alt} - \beta_{alt}B_{alt} \quad (3.102)$$

ν_s : İncelenen spektral geçişin frekansı

A : Manyetik dipol aiy sabiti

B : Elektrik kuadropol aiy sabiti

α, β : Casimir faktörleri

$\vec{F}=\vec{I}+\vec{J}$ atoma ait toplam açısal momentum, \vec{I} çekirdek spini ve $\vec{J}=\vec{L}+\vec{S}$ elektrona ait toplam açısal momentum olmak üzere, alt ve üst seviyelerin α, β Casimir faktörleri aşağıdaki eşitlikler ile elde edilir.

$$\alpha = \frac{1}{2}[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (3.103)$$

$$\beta = \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (3.104)$$

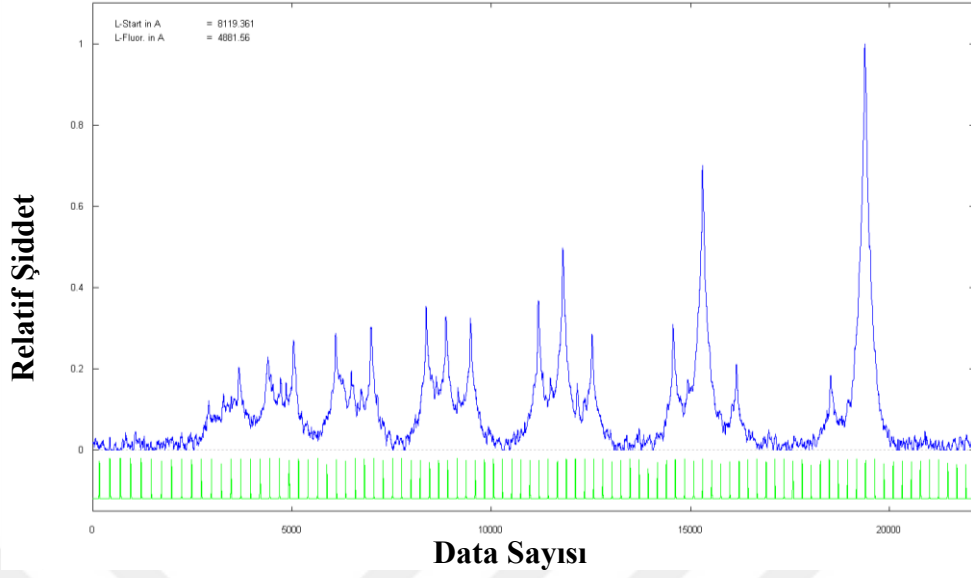
$$C = [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (3.105)$$

Teorik her bir aiy geçişinin şiddeti

$$H_{(F_o \rightarrow F_u)} \cong (2F_o + 1)(2F_u + 1) \begin{Bmatrix} I & F_o & J_o \\ 1 & F_u & J_u \end{Bmatrix}^2 \quad (3.106)$$

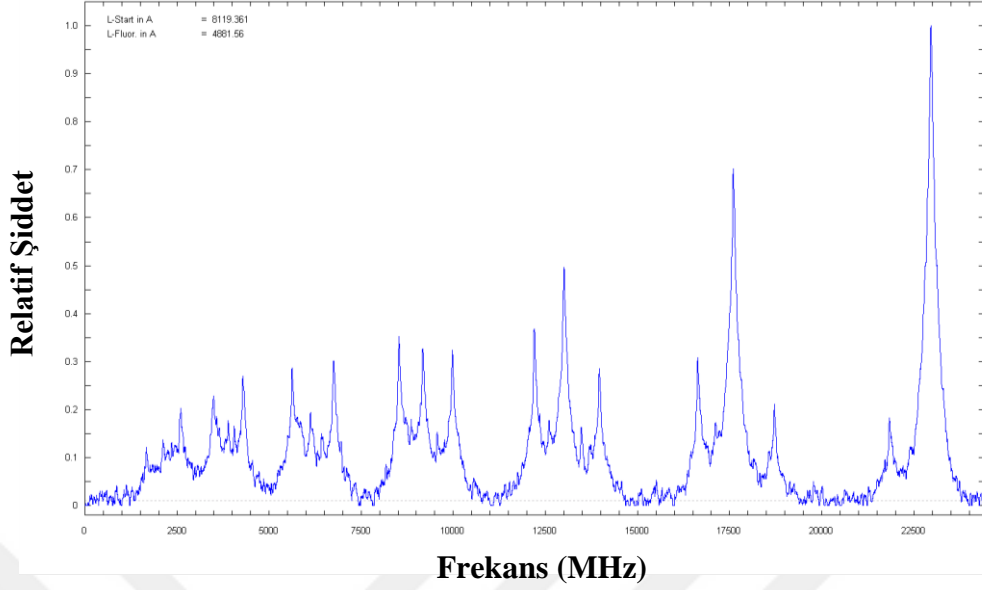
ile hesaplanır.

Bu hesaplamaları programın yapılması için, her bir spektral çizginin ayrı ayrı giriş datalarının oluşturulması gerekir. Deney sırasında alınan spektrumun yatay ekseninde data sayısı, dikey ekseninde ise spektral çizginin şiddeti verilir. Yatay eksenin frekansa dönüştürülmesi gerekir ve bu işlem ayrı bir “linearize” programı ile gerçekleştirilir. Deney sırasında deney düzeneğinde de gösterildiği gibi iki ayrı spektrum kaydedilir. Bunlardan bir tanesi spektral çizginin spektrumu diğeri ise Fabry Perot interferometresinden alınan kırınım maksimumlarının spektrumudur. Konfokal Fabry-Perot interferometresi sıcaklık kontrol mekanizması ile birlikte laboratuvarımızda yapılmıştır. Kalibrasyon işlemleri sonucunda serbest spektral bölgesi 299.0010(8) MHz olarak saptanmıştır. Linearize edilmeden alınan spektruma bir örnek olarak Şekil 3.14’ de IMLIF metoduyla elde edilen $12316.757 \text{ cm}^{-1}$ dalga sayısına (811.6788 nm) sahip çizginin aiy spektrumu ve alt kısımda aynı anda kaydedilen Fabry-Perot interferometresinin kırınım maksimumları görülmektedir.



Şekil 3.14 : V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ ($8715.747 \text{ cm}^{-1} J=7/2$ ve $21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) geçişinin lineerize edilmemiş spektrumu.

IMLIF ve SAS metoduyla ölçülen her spektrum, “lineerize” programı ile laser tarama başlangıç ve bitiş dalgalı boyu değerleri ve kullanılan Fabry-Perot interferometresinin serbest spektral bölgenin frekans değeri kullanılarak lineerize edilir. Böylece, her bir dataya karşılık gelen frekans değerleri MHz cinsinden hesaplanır ve spektrumun yatay eksenindeki data sayısı frekans değerine dönüşür. Aynı çizginin Lineerize edilmiş spektrumu Şekil 3.15’ de görülmektedir.



Şekil 3.15 : V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ ($8715.747 \text{ cm}^{-1} J=7/2$ ve $21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) geçişinin lineerize edilmiş spektrumu.

İncelediğimiz tüm spektral çizgilerin her biri için beş ölçüm alındı. Bunun nedeni ayı sabitlerinin standart sapmalarını hesaplayabilmektir. Ölçülen spektral çizgilerin Fitter bilgisayar programı ile analiz edilebilmesi için, giriş datalarının oluşturulması gerekir. Fit işlemi sırasında çekirdek spini, izotop sayısı ile izotopların katkısı ve spektral geçişin gerçekleştiği enerji seviyelerine ait J değerleri sabit tutulur ve değiştirilmez. Fit işleminde değişken olan parametreler çizgi bileşenlerinin frekans eksenindeki konumu, spektral geçişin gerçekleştiği enerji seviyelerinin ayı sabitlerine ait değerler, yarı genişlik, spektrumunun başlangıç ile bitiş gürültüsünün yüksekliği, Gauss ve Lorentz katkısıdır. Ayrıca $\Delta F = 0, \mp 1$ kuralı ile ayrışma gözlenilmemiş ayı bileşenlerinin şiddetlerini kuplaj yapılarak teorik değerler ile uyumlu olarak değişmesi sağlanır. Şekil 3.14' de verilen örnek spektral çizgi için oluşturulan giriş dosyası Şekil 3.16' de verildi.

```

Fitter 98 - V2316102 Editor: C:\fit-V-IMLIF-2017\12316\einW2316102.ein
Datei Bearbeiten Suchen Ansicht Rechnen Grafik Optionen Zusatz ?
[Icons]
1 // İZOTOP SAYISI
3.5 // ÜST ENERJİ SEVİYESİNİN J DEĞERİ
3.5 // ALT ENERJİ SEVİYESİNİN J DEĞERİ
3.5 // ÇEKİRDEĞİN SPİNİ
1 // İZOTOPLARIN KATKI ORANI
0 // X EKSENİNDEKİ DEĞİŞİM
1 22997 // EN ŞİDDETLİ PİKİN DEĞERİ
605.3 1 -160.187 13.874 // ÜST ENERJİ SEVİYESİNİN A, B DEĞERİ, ALT ENERJİ SEVİYESİNİN A, B DEĞERİ
110 110 // Y EKSENİNDEKİ DEĞİŞİM
4 // ÇİZGİ PROFİLİ (1:GAUSS, 4: LORENTZ, 7:VOİGHT)
650 // YARI GENİŞLİK(GAUSS PAYI)
100 // YARI GENİŞLİK(LORENTZ PAYI)
0.7 // TETA (GAUSS/LORENTZ ORANI)
0.0 // Verschiebung Gauß-Lorentz
1 1 1 1 1 0 0 1 1 // PARAMETRELER(ÜST A ve B, ALT A ve B, YARI GENİŞLİKTEKİ GAUSSVE LORENTZ KATKISI)
0 0 // Y EKSENİNDEKİ DEĞİŞİM PARAMETRELERİ
ja // Cross-Over SİNYAL ( VARSA JA YOKSA NE)
6 //
1 4 5 //
1 7 8 //
1 9 10 //
1 10 11 //
1 13 12 //
1 14 13 //
ne // KUPLAJ YAPILACAKSA ja YAPILMAYACAKSA ne
NE // Intensitäten im bel. Verh. koppeln ?
NE // Hyperfeinstrukturkonstanten koppeln ?
NE // Halbwertsbreite / Kurvenform koppeln ?
NE // Absolute Isotopieverschiebung vorgeben ?
NE // Relative Isotopieverschiebung vorgeben ?
NE // Absolute Abstaende vorgeben ?
NE // Relative Abstaende vorgeben ?
NE // Intensitäten zusammenfassen
NE // Intensitäten vorgeben
Ne // Fitintervall vorgeben ?
NE // Güteintervall vorgeben ?
1 // Skalierungsfaktor
NE // Flächennormierung (NN)
NE // Penalty (NN)
|

```

Zeile: 40 Spalte: 1 geändert

Şekil 3.16: V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ (8715.747 cm^{-1} ve $21032.503 \text{ cm}^{-1}$ enerji seviyeleri arasındaki) geçişi için Fitter bilgisayar programının giriş dosyası

Fit işlemi bitirildiğinde sonuçlar çıkış dosyasında (aus) yer alır. Bu dosyada yer alan fiziksel parametreler şunlardır:

- Spektrum fit edildikten sonra elde edilen spektrumun gözlenen aiy bileşenlerinin F kuantum sayıları ve bunlar arasındaki mümkün aiy geçişleri,
- Aiy geçişlerinin şiddetleri ve frekans değerleri,

- Spektral çizginin Voigt profilinde hesaplanan yarı genişliği ve bu genişliğe Gauss ve Lorentz çizgi profillerinin katkıları,
- Spektral çizginin ağırlık merkezi,
- Deneysel ve teorik spektrum arasındaki farkın döngü sonucunda minimuma ulaştığı durumda alt ve üst ince yapı enerji seviyelerinin manyetik dipol aiy sabiti A ve elektrik kuadropol aiy sabiti B değerleri.

Giriş dosyasında sabit tutulan değerler için “0”, değiştirilecek olan değerler için ise “1” yazılmalıdır. Spektrumlarda genellikle Doppler genişlemesinden dolayı aiy bileşenleri ayrışmamış durumdadır ya da kısmen ayrışmıştır. Bu nedenle alt ve üst enerji seviyelerinden bir tanesine ait aiy sabitleri daha önceden biliniyorsa bu değer fit programında sabit tutularak, bilinmeyen seviyenin aiy sabitlerinin değerleri daha hassas bulunmuş olur. Şekil 3.17’ de Şekil 3.14’ de verilen örnek spektral çizgi için fit işlemi sonrasında elde edilen “aus” çıkış dosyası verildi.

Fitter 98 - V2316I02 Editor: C:\fit-V-IMLIF-2017\12316\arb\W2316I02.aus

Datei Bearbeiten Suchen Ansicht Rechnen Grafik Optionen Zusatz ?

Isotope mit Kernspin :
 Isotop 1 : I = 7/2 Jo = 7/2 Ju = 7/2

Nr	Fo ->	Fu	Lage/MHz	Intensitaet	rel. Int.	lfit/lth.	Flaeche
21	0 ->	1	1686.88	17075.04	0.071212	0.00	-9.256e+061
20	1 ->	0	2127.70	16052.80	0.060923	0.00	-9.256e+061
19	1 ->	1	2290.25	13482.18	0.035049	0.00	-9.256e+061
18	1 ->	2	2614.78	115143.09	0.152419	0.00	-9.256e+061
17	2 ->	1	3497.53	118042.31	0.181600	0.00	-9.256e+061
16	2 ->	2	3822.07	17435.37	0.074839	0.00	-9.256e+061
15	2 ->	3	4307.48	120480.01	0.206136	0.00	-9.256e+061
14	3 ->	2	5634.38	120906.34	0.210427	0.00	-9.256e+061
27	3 ->	5/2	15877.09	14635.22	0.046655	0.00	-9.256e+061
13	3 ->	3	6119.79	19080.64	0.091399	0.00	-9.256e+061
26	3 ->	7/2	16442.09	12566.33	0.025831	0.00	-9.256e+061
12	3 ->	4	6764.40	123095.57	0.232462	0.00	-9.256e+061
11	4 ->	3	8538.79	126560.97	0.267342	0.00	-9.256e+061
25	4 ->	7/2	18861.09	12214.15	0.022286	0.00	-9.256e+061
10	4 ->	4	9183.40	124403.96	0.245631	0.00	-9.256e+061
24	4 ->	9/2	19584.18	12017.51	0.020307	0.00	-9.256e+061
9	4 ->	5	9984.97	125282.84	0.254478	0.00	-9.256e+061
8	5 ->	4	112211.30	128697.82	0.288850	0.00	-9.256e+061
23	5 ->	9/2	112612.08	1420.65	0.004234	0.00	-9.256e+061
7	5 ->	5	113012.87	142097.84	0.423724	0.00	-9.256e+061
6	5 ->	6	113968.61	122323.15	0.224688	0.00	-9.256e+061
5	6 ->	5	116652.44	122768.50	0.229170	0.00	-9.256e+061
22	6 ->	11/2	117130.31	12822.98	0.028414	0.00	-9.256e+061
4	6 ->	6	117608.18	163524.56	0.639389	0.00	-9.256e+061
3	6 ->	7	118714.75	114966.39	0.150640	0.00	-9.256e+061
2	7 ->	6	121862.74	113744.61	0.138343	0.00	-9.256e+061
1	7 ->	7	122969.31	199351.93	1.000000	0.00	-9.256e+061

rel. Schwerpunkt = 13587.219 MHz abs. Schwerpunkt = 12316.758 1/cm
 Vakuumwellenlänge = 8119.020 A Luftwellenlänge = 8116.787 A
 Profilfunktion: Summenfunktion
 Iso | HWB(Gauss) | HWB(Lor.) | 1-eta | eta | Versch.
 1 | 733.32 | 172.89 | 0.300 | 0.700 | 0.00

Hyperfeinstrukturkonstanten :
 Isotop 1 : I = 7/2 Jo = 7/2 Ju = 7/2
 Ao = 606.13 MHz Au = -159.76 MHz
 Bo = 27.12 MHz Bu = 27.36 MHz

Zeile: 58 Spalte: 2 geändert

Şekil 3.17: V I elementinin IMLIF metoduyla elde edilen sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ (8715.747 cm^{-1} ve $21032.503 \text{ cm}^{-1}$ enerji seviyeleri arasındaki) geçişi için, Fitter bilgisayar programının çıkış dosyası

4. BULGULAR

Bu çalışma kapsamında vanadyum elementinin Doppler indirgenmiş metotlar olan saturasyon absorpsiyon spektroskopisi ve frekans modüle edilmiş laser ile uyarılmış floresans spektroskopisi metodları ile aşırı ince yapısı incelendi. Aşırı ince yapılarının incelendiği 760-850 nm aralığındaki sekiz vanadyum çizgisinin dalga sayıları, dalgaboyu, şiddetleri (W/mK) ile alt ve üst enerji seviyeleri ve bu seviyelere ait konfigürasyon, spektral terim, J toplam açısal momentum kuantum sayısı değerleri ve spektrometrede sabit tutulan floresans değerleri (λ_f) Thorne ve diğ.[19]' den faydalanarak Tablo 4.1'de verildi.

Deneysel ve teorik olarak bulunmuş Tablo 2.1 ve Tablo 2.2 de verilen A ve B aiy sabitlerinin hataları yüksek olan enerji seviyelerini içine alan, Titan Safir Laser dalgaboyunda bulunan şiddetli spektral çizgiler belirlendi (Tablo 4.1). Vanadyum plazma ortamı, 1 Torr basınç altında taşıyıcı gaz olarak Neon asal gazı ile 70 mA akım verilerek silindirik katot lambası içinde oluşturuldu. Belirlenen 8 tane spektral geçiş İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde bulunan Laser Spektroskopi Laboratuvarı' nda ölçüldü. Her bir geçişe ait spektrum beş kez ölçüm alınarak analiz edildi ve her bir değer in standart sapması belirlendi.

Ölçülen spektral çizgilerin genişlikleri 5 ile 30 GHz aralığında değişmektedir. Spektral çizgilerin aşırı ince yapısını incelemek için öncelikle SAS yöntemi ile ölçüm alındı. Tüm ayarlamalara rağmen SAS ile alınan spektrumlar da gürültü çok yüksek olduğu görüldü. Bu sebeple bütün çizgiler IMLIF yöntemiyle de ölçülerek aiy sabitleri belirlendi.

Tablo 4.1: V I elementinin IMLIF yöntemi ile incelenen spektral geçişler.

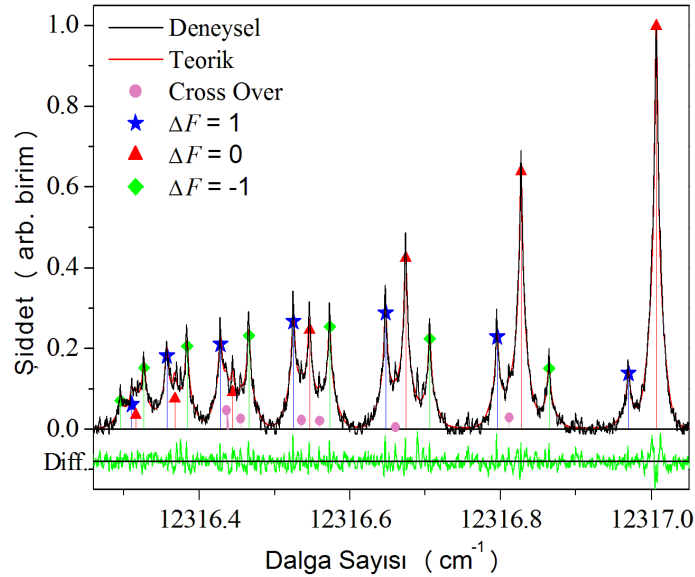
$\sigma_{vakum}(\text{ cm}^{-1})$	$\lambda_{air}(\text{ \AA})$	Şiddet	ALT ENERJİ SEVİYESİ				ÜST ENERJİ SEVİYESİ				$\lambda_f(\text{ \AA})$
			$E(\text{ cm}^{-1})$	Konfig.	Terim	J	$E(\text{ cm}^{-1})$	Konfig.	Terim	J	
12109.227	8255.896	194	8578.542	$3d^4(^5D)4s$	4D	5/2	20687.769	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	3/2	4864.7
12130.233	8241.599	233	8476.234	$3d^4(^5D)4s$	4D	3/2	20606.467	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	1/2	4851.49
12193.458	8198.865	122	8413.009	$3d^4(^5D)4s$	4D	1/2	20606.467	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	1/2	4851.5
12211.536	8186.728	175	8476.234	$3d^4(^5D)4s$	4D	3/2	20687.769	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	3/2	4864.7
12249.941	8161.061	244	8578.542	$3d^4(^5D)4s$	4D	5/2	20828.481	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	5/2	4875.5
12274.760	8144.56	115	8413.009	$3d^4(^5D)4s$	4D	1/2	20687.769	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	3/2	4864.7
12316.757	8116.789	283	8715.747	$3d^4(^5D)4s$	4D	7/2	21032.503	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	7/2	4881.56
12352.249	8093.467	227	8476.234	$3d^4(^5D)4s$	4D	3/2	20828.481	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	5/2	4875.5

Spektrumların analizleri Fitter[5] programı ile yapıldı. Ölçüm alınan her bir çizgi için literatür taramasından geçişin alt ve üst enerji seviyelerinin J toplam açılal momentum değeri ile ay sabitleri kullanarak giriş dosyası oluşturuldu. Her spektrum, “lineerize” edildi. Böylece, her bir dataya karşılık gelen frekans değeri MHz cinsinden hesaplandı (Şekil 3.15).

Şekil 3.15’da verilen $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ dalgaboyuna ($\sigma=12316.757 \text{ cm}^{-1}$) sahip geçişin fit edilmiş spektrumu Şekil 4.1’ de görülmektedir

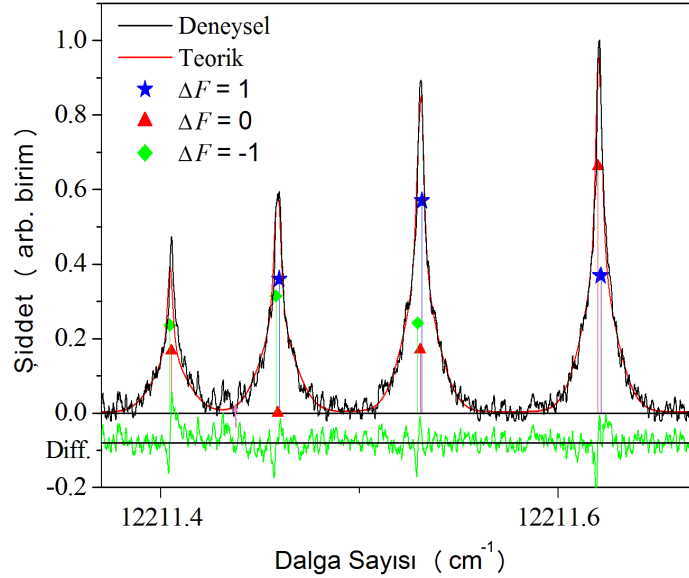
Şekil 4.1’ de kırmızı ile gösterilen spektrum teorik, siyah spektrum ise deneysel ve “ $y = 0$ ” ekseninin altında bulunan yeşil spektrum (Diff.) ise deneysel ve teorik spektrumlar arasındaki farkı gösterir. Bu farkın gürültü seviyesinde olması analiz işleminin kalitesini gösterir.

Her bir maksimumdaki verilen çizgi ay geçişlerini göstermektedir. Bu çizgiler ΔF değerlerine göre renklendirilmiştir. Mor çizgiler “cross-over” maksimumlarıdır. Bu maksimumların hafif ve güçlü şiddete sahip iki ay bileşeninin tam ortasında meydana geldiği, şekilden görülmektedir. Bu iki ay geçişinin üst seviyeleri aynı olup, yakınlıkları Doppler genişlemesi içindedir.



Şekil 4.1: Nötr vanadyum elementinin IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ olan ($21032.503 \text{ cm}^{-1} \quad J=7/2 \rightarrow 8715.747 \text{ cm}^{-1} \quad J=7/2$) spektral geçişine ait spektrum.

Doppler indirgenmiş metod uygulanmasına rağmen birbirine çok yakın olan aiy geçişlerini birbirinden ayırmak mümkün olmamıştır. Buna bir örnek Şekil 4.2 te verildi.



Şekil 4.2: Vanadyum elementinin IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, dalgaboyu $\lambda_{\text{hava}} = 818.6727 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \quad J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum.

Şekil (4.2.)’deki bu spektrumda dört maksimum gözlenmekle birlikte gerçekte her bir maksimum üçer yada ikişer spektral geçişi içermektedir. Bu tip spektrumlarda alt ve üst enerji seviyelerinden bir tanesine ait aiy sabiti daha önceden biliniyorsa bu değer fit programında sabit tutularak, bilinmeyen seviyenin aiy sabitlerinin değerleri daha hassas bulunmuş oldu. Tablo 4.2 de Childs ve diğerlerinden [10], 8476.234 cm^{-1} enerji seviyesine ait sabit tutulan aiy sabitlerinin değerleri verildi. Son kolonda kullandıkları spektral çizgilerin dalga sayıları verildi.

Tablo 4.2 : V I’ nin IMLIF yöntemi ile ölçülen spektral çizgilerinin fit işlemi sırasında sabit tutulan alt enerji seviyesine ait A ve B aiy sabitleri

$E \text{ (cm}^{-1} \text{)}$	Konfig.	Terim	J	A (MHz)	B (MHz)	$\sigma_{\text{vakum}} \text{ (cm}^{-1} \text{)}$
8476.234	$3d^4(^5D)4s$	4D	3/2	7.465(5)	-0.01(6)	12130.233
					-	12352.249
					-	12211.536

Tablo 4.3' te incelediğimiz spektral çizgilerin analizi sonucunda, bulunan çift pariteli enerji seviyelerine ait manyetik dipol aiy sabiti A ve elektrik kuadropol aiy sabiti B değerleri verildi. Eğer varsa referanslarda bilinen değerler de bu tabloda verildi. Altıncı sütunda birden fazla spektral geçiş aynı enerji seviyesinden gerçekleşiyor ise, $A_{ort.}$ ağırlıklı ortalama değeri olarak verildi. Standart sapma değeri parantez içinde belirtildi.

Tablo 4.4 de incelediğimiz spektral geçişlerdeki ait tek pariteli enerji seviyelerinin elde edilen A manyetik dipol aiy sabitlerine ait deneysel değeri, altıncı sütunda birden fazla spektral geçiş aynı enerji seviyesinden gerçekleşiyor ise, $A_{ort.}$ ağırlıklı ortalama değeri olarak verildi. Benzer şekilde sekizinci kolonda da birden fazla spektral geçiş aynı enerji seviyesinden gerçekleşiyor ise $B_{ort.}$ ağırlıklı ortalama değeri olarak verildi. Standart sapma değeri parantez içinde belirtildi. Referans olarak aldığımız aiy sabitleri referans [25]' ten alındı.

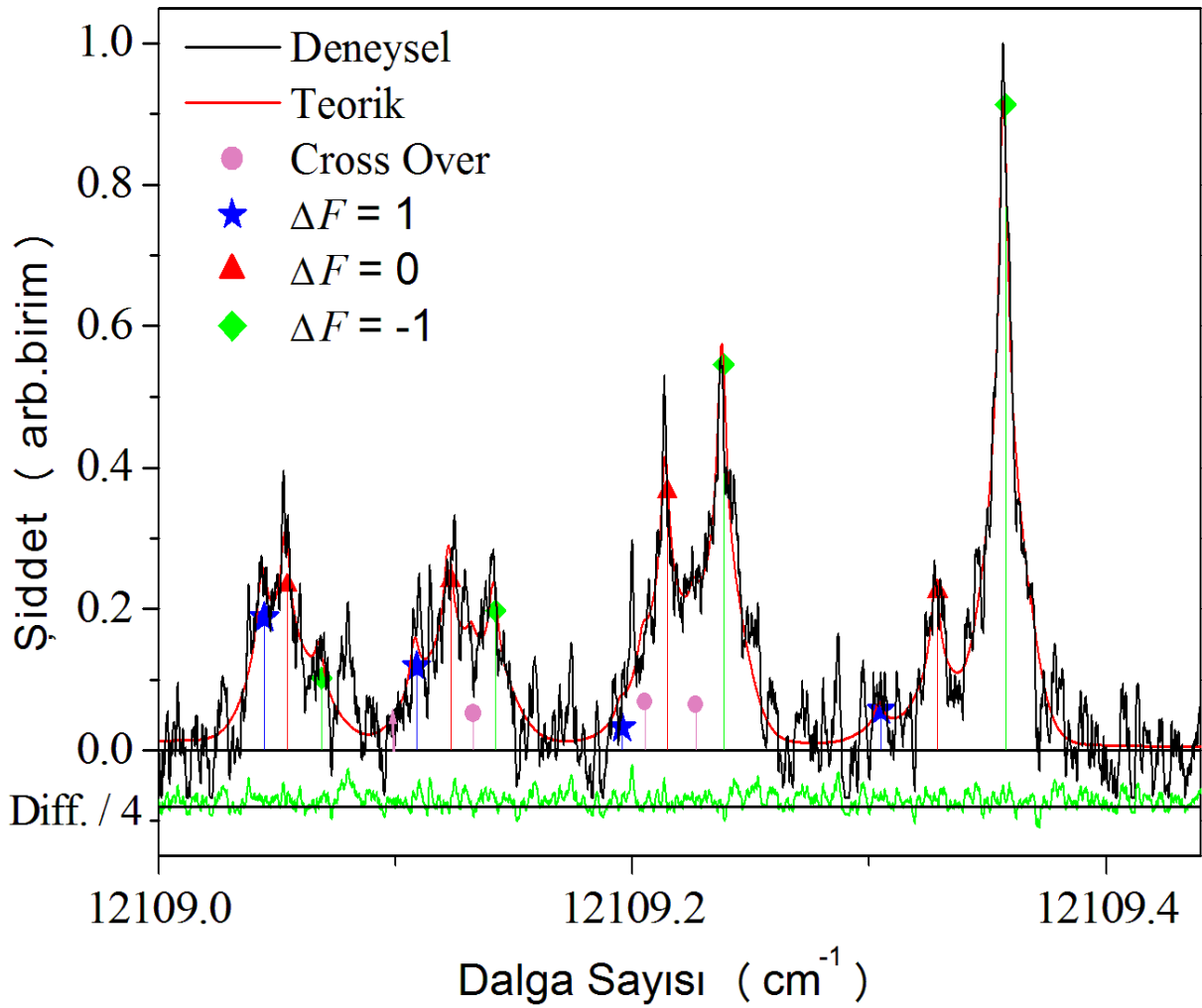
Tablo 4.3 : V elementinin, bu çalışma ile belirlenen çift pariteli enerji seviyelerine ait $A_{ort.}$ ve $B_{ort.}$ ile literatürden bilinen $A_{ref.}$ ve $B_{ref.}$ aiy sabitlerinin değerleri.

E (cm^{-1})	Konfig.	Terim	J	Bu çalışma			Referans			
				A_{deney} (MHz)	$A_{ort.}$ (MHz)	B_{deney} (MHz)	$A_{ref.}$ (MHz)	$B_{ref.}$ (MHz)	Ref.	σ_{vakum} (cm^{-1})
8413.009	$3d^4(^5D)4s$	4D	1/2	1272(3)	1270.6(1.5)		1278.6(5)	0	[25]	12193.458
				1270(2)			1277.2(4)	0	[10]	12274.760
8578.542	$3d^4(^5D)4s$	4D	5/2	-143.2(4)	-143.2(4)	-2(8)	-143.256(2)	5.145(20)	[10]	12109.227
8715.747	$3d^4(^5D)4s$	4D	7/2	-160.0(3)	-160.0(3)	16(12)	-160.187(2)	13.874(25)	[10]	12316.757

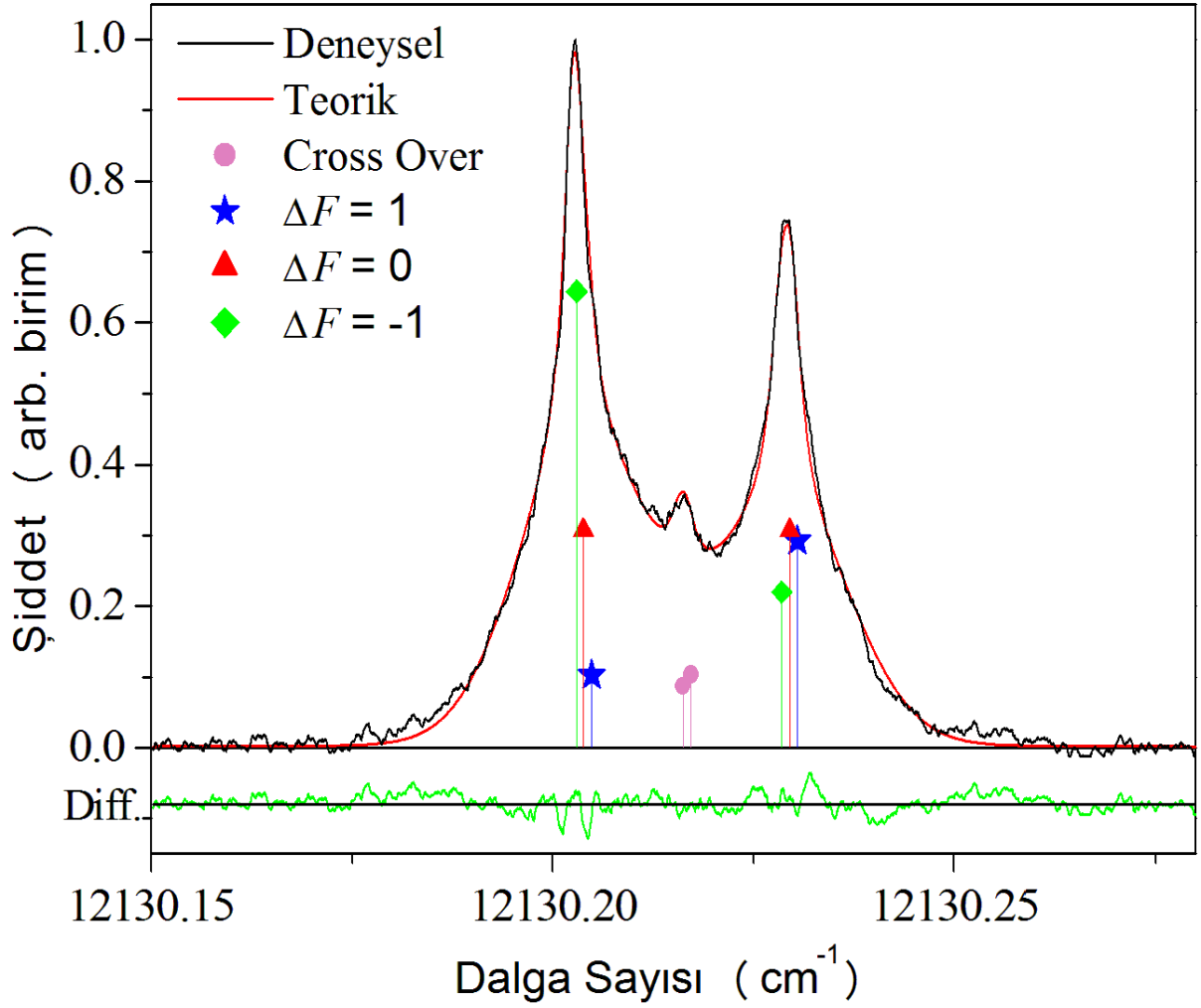
Tablo 4.4: V elementinin, bu çalışma ile belirlenen tek pariteli enerji seviyelerine ait $A_{ort.}$ ve $B_{ort.}$ ile literatürden bilinen $A_{ref.}$ ve $B_{ref.}$ aiy sabitlerinin değerleri.

E (cm^{-1})	Konfigürasyon	Terim	J	Bu çalışma				Referans		
				A_{deney} (MHz)	$A_{ort.}$ (MHz)	B_{deney} (MHz)	$B_{ort.}$ (MHz)	$A_{ref.}$ (MHz)	$B_{ref.}$ (MHz)	σ_{vakum} (cm^{-1})
20606.467	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	1/2	-184.6(9)	-186.3(6)			-196(14)	-	12130.233
				-187.7(8)						12193.458
20687.769	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	3/2	543.6(1.5)	543.8(8)	-1(7)	1(6)	543.8(1)	-	12274.760
				544(1)		6(11)				12211.536
				540.8(7.0)		20(40)				12109.227
20828.481	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	5/2	609.7(1.1)	609.5(9)	-6(7)	-6(5)	613.9(7)	-	12249.941
				609.2(1.4)		-7(8)				12352.249
21032.503	$3d^3(^4F)4s4p(^3P)$	4D	7/2	606.6(1.5)	606.6(1.5)	5(22)	5(22)	607.3(2)	27(3)	12316.757

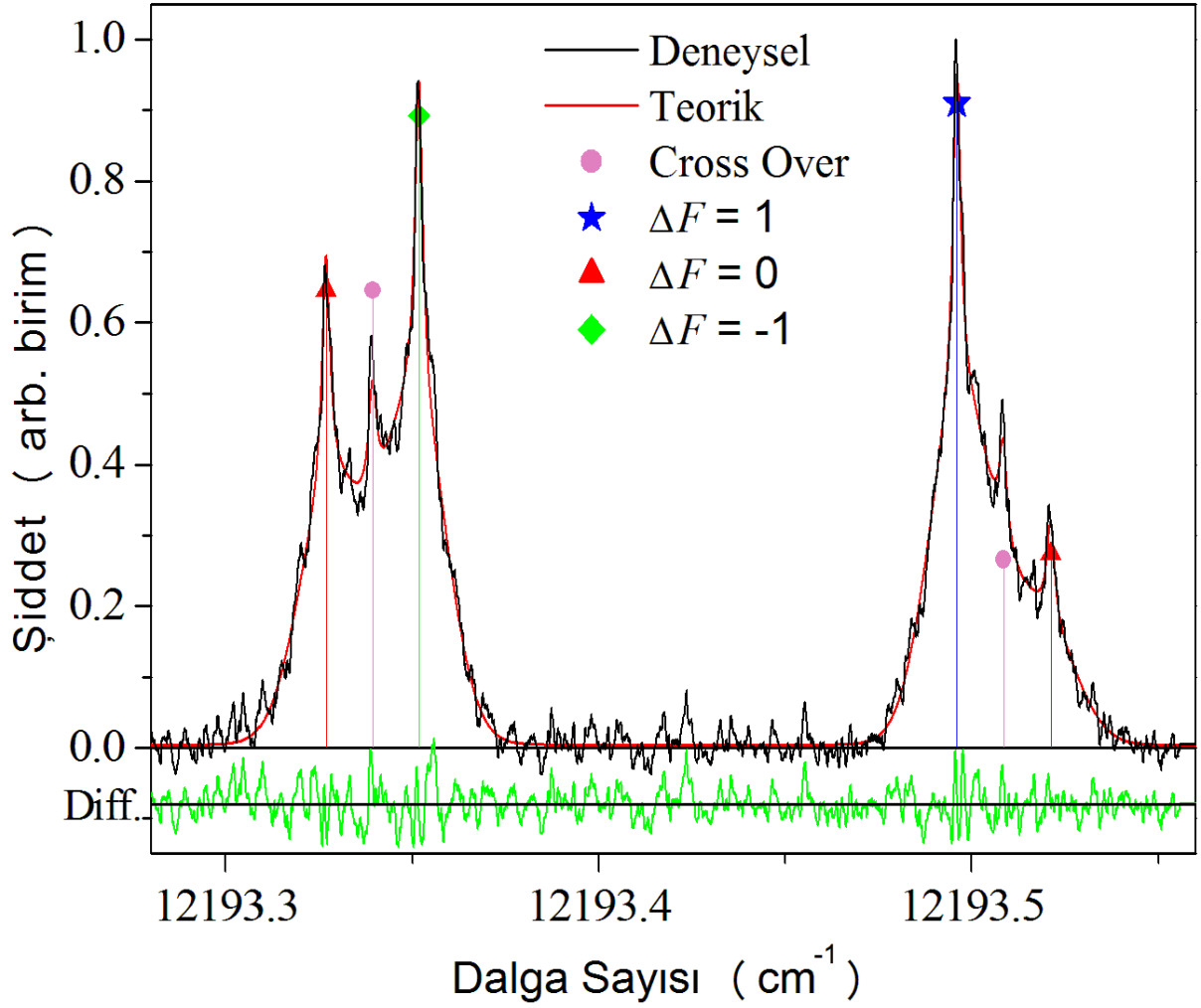
Nötr vanadyum elementinin 8 spektral geçişi incelendi. Bu çizgilerin IMLIF metodu ile incelenen aiy spektrumları Şekil 4.3 – 4.10 aralığında verildi



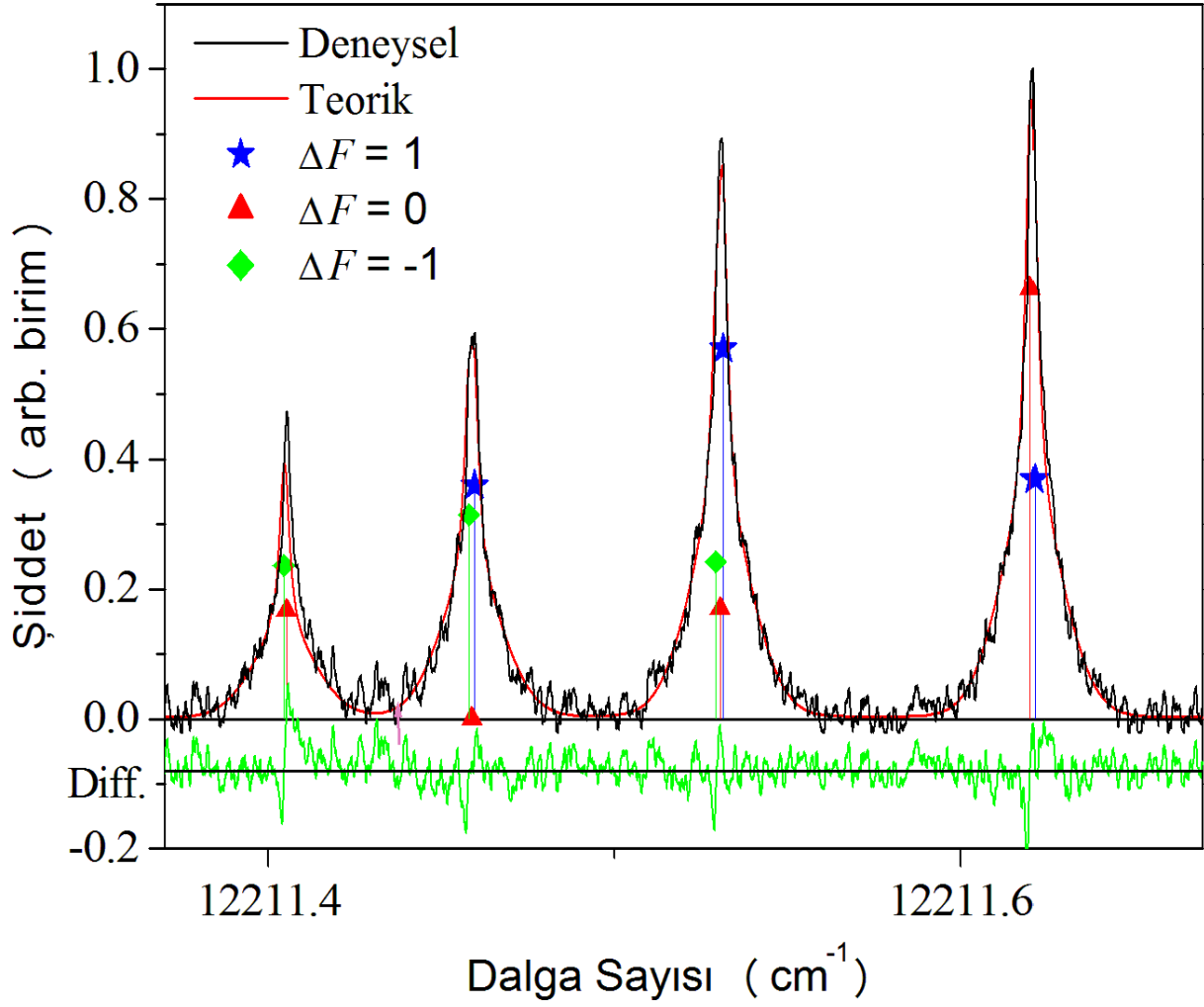
Şekil 4.3: Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12109.227 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 825.5896 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=3/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=5/2$) geçişine ait spektrum.



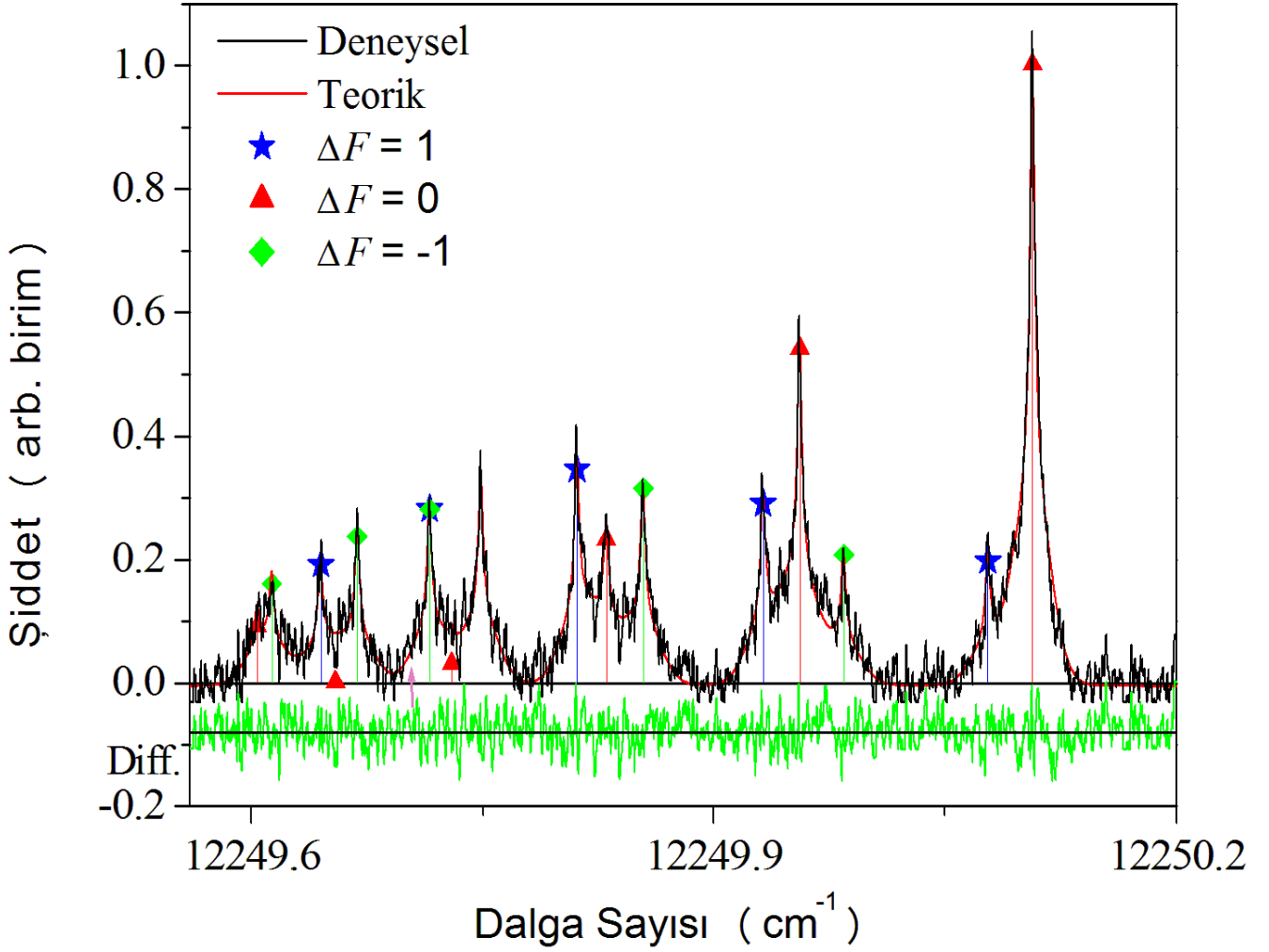
Şekil 4.4 : Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12130.233 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 824.3864 \text{ nm}$ olan ($20606.467 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum.



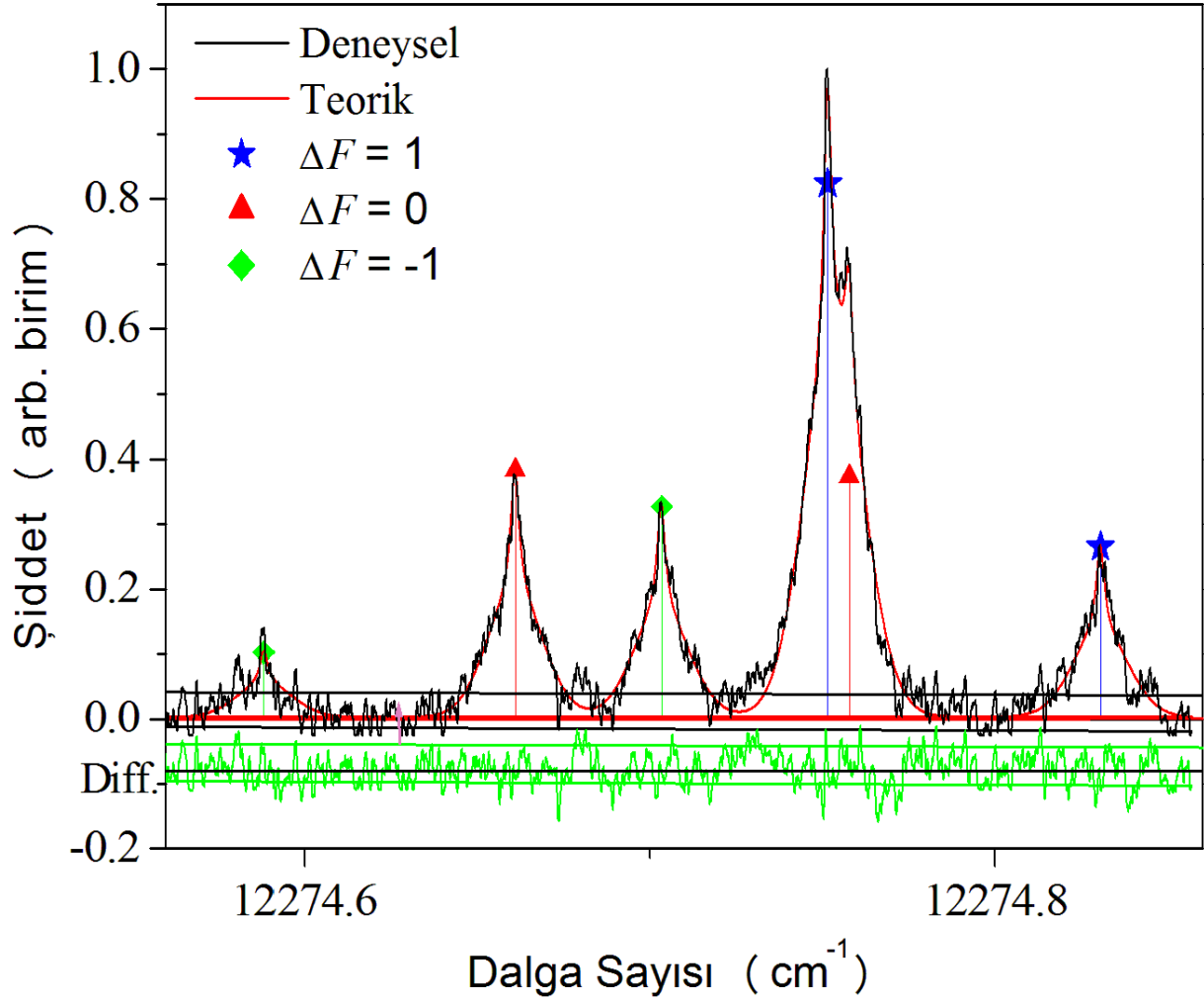
Şekil 4.5 : Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12193.458 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 819.8864 \text{ nm}$ olan ($20606.467 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum.



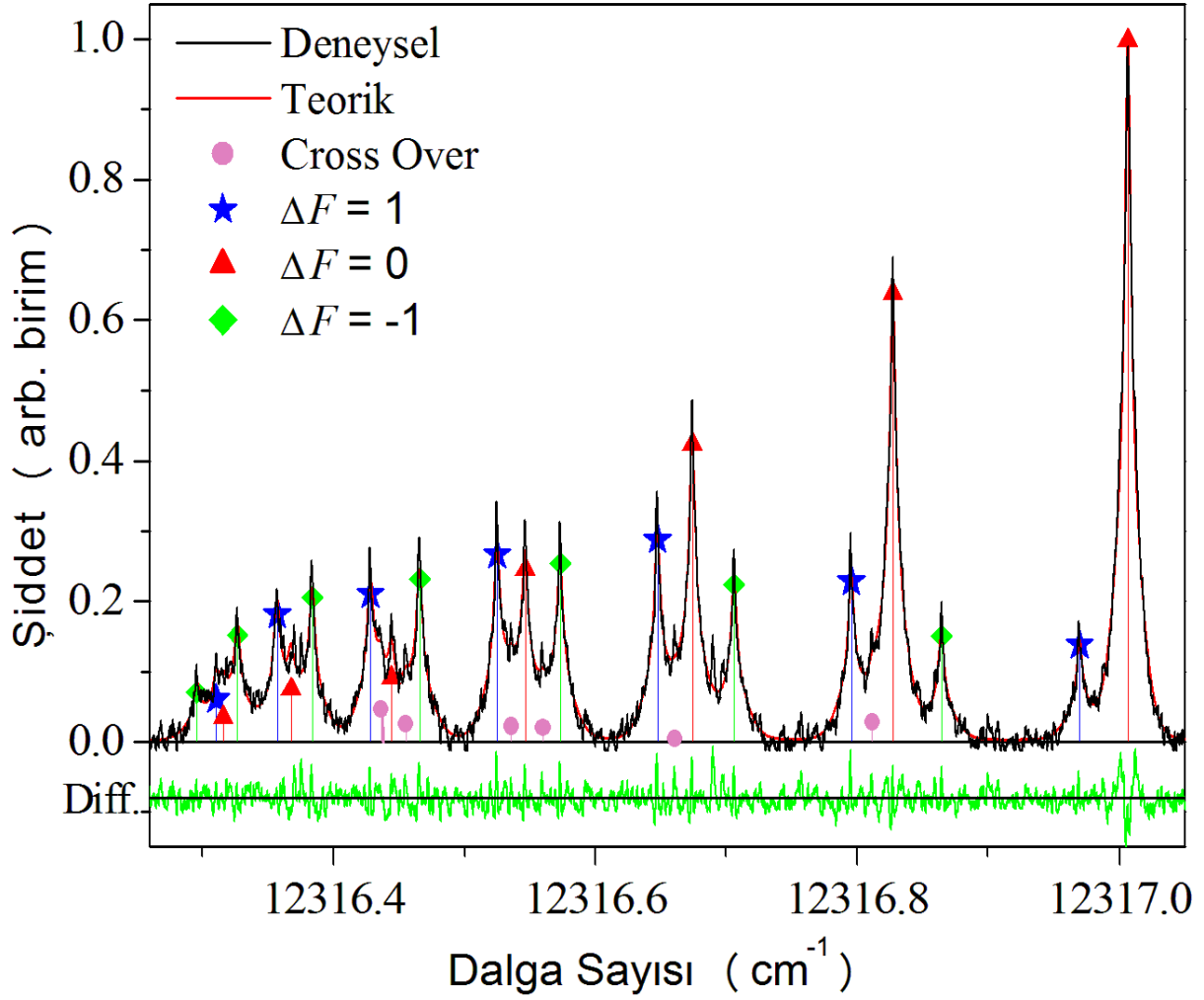
Şekil 4.6: Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 818.6727 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum.



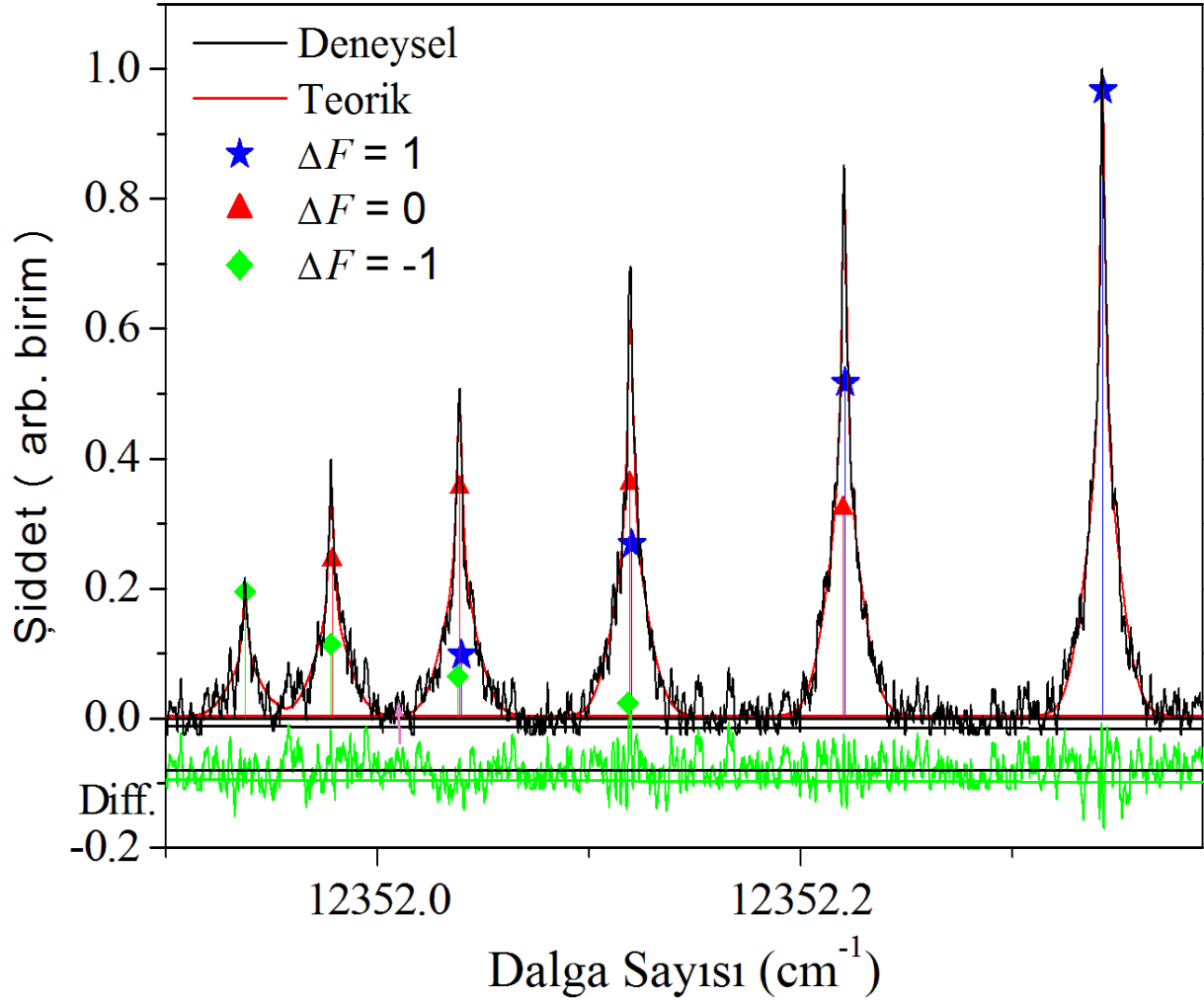
Şekil 4.7 : Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12249.941 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 816.1061 \text{ nm}$ olan ($20828.481 \text{ cm}^{-1} \text{ J}=5/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} \text{ J}=5/2$) spektral geçişine ait spektrum.



Şekil 4.8 : Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12274.760 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.4559 \text{ nm}$ olan ($20687.769 \text{ cm}^{-1} \ J=3/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} \ J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum.



Şekil 4.9: Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopisi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ olan ($21032.503 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=7/2 \rightarrow 8715.747 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=7/2$) spektral geçişine ait spektrum.



Şekil 4.10 : Vanadyum elementinin Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi yöntemi ile ölçülen ve fit edilen, dalga sayısı $\sigma = 12352.249 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 809.3466 \text{ nm}$ olan ($20828.481 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=5/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} \text{ } J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum.

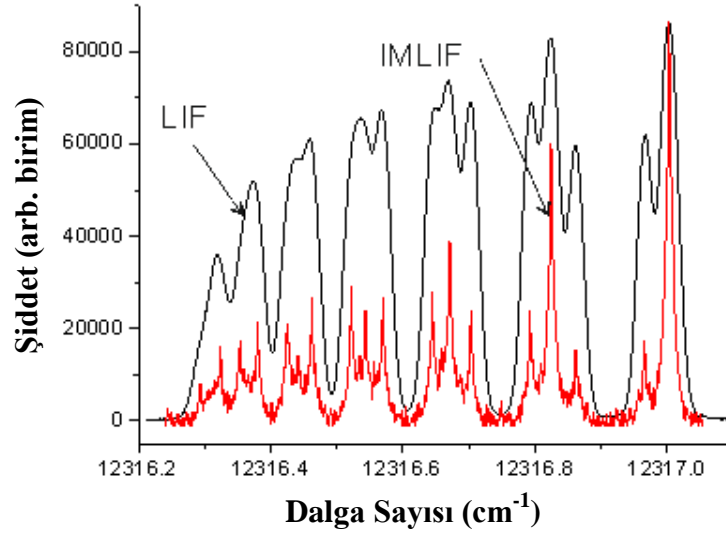
5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında nötr vanadyum (V I) elementine ait 750-850 nm dalgaboyu aralığında bulunan sekiz spektral çizgi, Frekans Modüle Edilmiş Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi (IMLIF) metoduyla **ilk** kez ölçüldü. Ayrıca İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Laser Spektroskopi Laboratuvarı'ndan elde edilen veriler ile yapılan **ilk** tez çalışmasıdır.

IMLIF metodu ile vanadyum elementinin 750- 850 nm dalga boyu aralığındaki sekiz güçlü (şiddetli) spektral çizgilerinin analizi sonucunda 3 çift pariteli enerji seviyesine ve 4 tek pariteli enerji seviyesine ait olmak üzere toplam 7 adet *A* manyetik dipol aiy sabiti bulundu. Bununla birlikte, 2 çift pariteli enerji seviyesine ve 3 tek pariteli enerji seviyesine ait olmak üzere, toplam 5 adet *B* elektrik kuadropol aiy sabiti belirlendi. Bunlardan 3 tek pariteli enerji seviyesinin *B* sabiti **ilk** kez bu çalışmada bulundu. Analizler sonucu elde ettiğimiz diğer *A* ve *B* aiy sabitleri literatürdeki değerler ile uyum içinde olduğu gözlenilmiştir.

IMLIF metodu ile alınan spektrumlar, laboratuvarımızda daha önce yapılan Doppler genişlemeli Laserle Uyarılmış Floresans Spektroskopi metodu ile alınan spektrumlarla karşılaştırıldı[25].

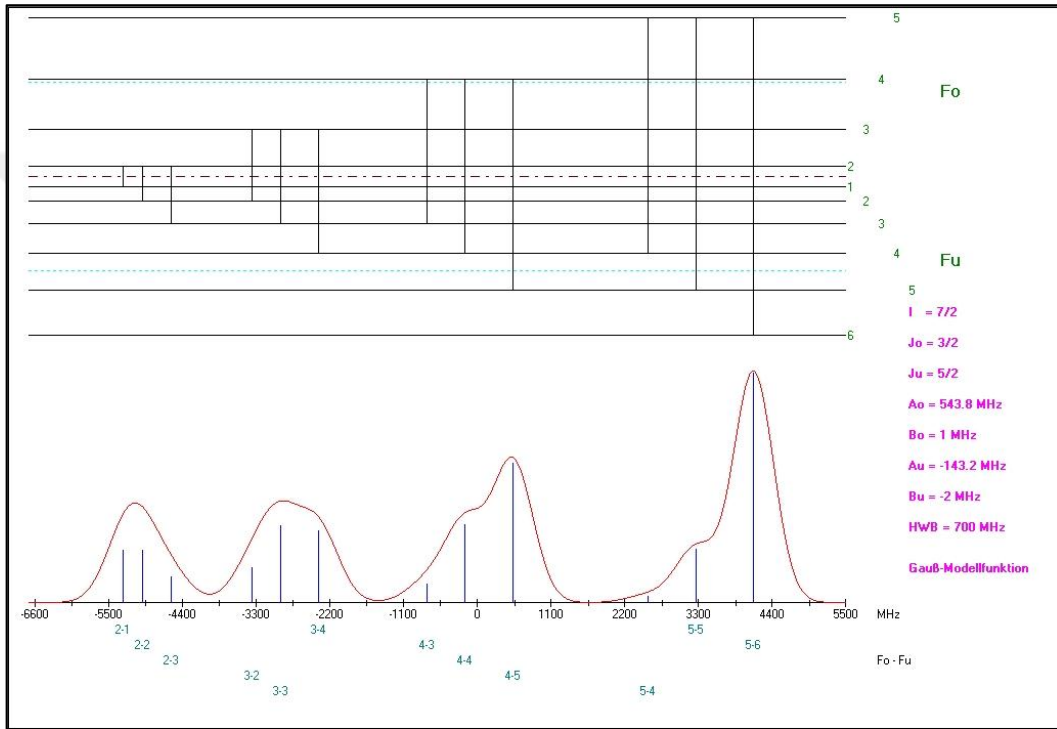
Şekil 5.1'de dalgaboyu $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788$ olan spektral çizginin IMLIF ve LIF metodları ile alınan spektrumları üst üste görülmektedir. IMLIF spektrumunun sinyal gürültü oranı, Doppler sınırlı LIF spektrumununkine kıyasla önemli ölçüde azaltılmıştır. Bu nedenle IMLIF ölçümleri ancak güçlü geçişlerle mümkündür. IMLIF yöntemi ile düşük bir sinyal gürültü oranı elde edilmesine rağmen, iyi çözülmüş spektrumlar verir. Analiz sonuçlarına göre, spektral çizgilerin yarı genişlikleri 860 MHz'den (Doppler yarı genişliği) 160 MHz'e (Lorentz yarı genişliği) düşürülmüştür. Bu nedenle, güçlü çizgilerin ayrışmamış yada kısmen ayrışmış spektrumlarını ayrıştırabiliriz.



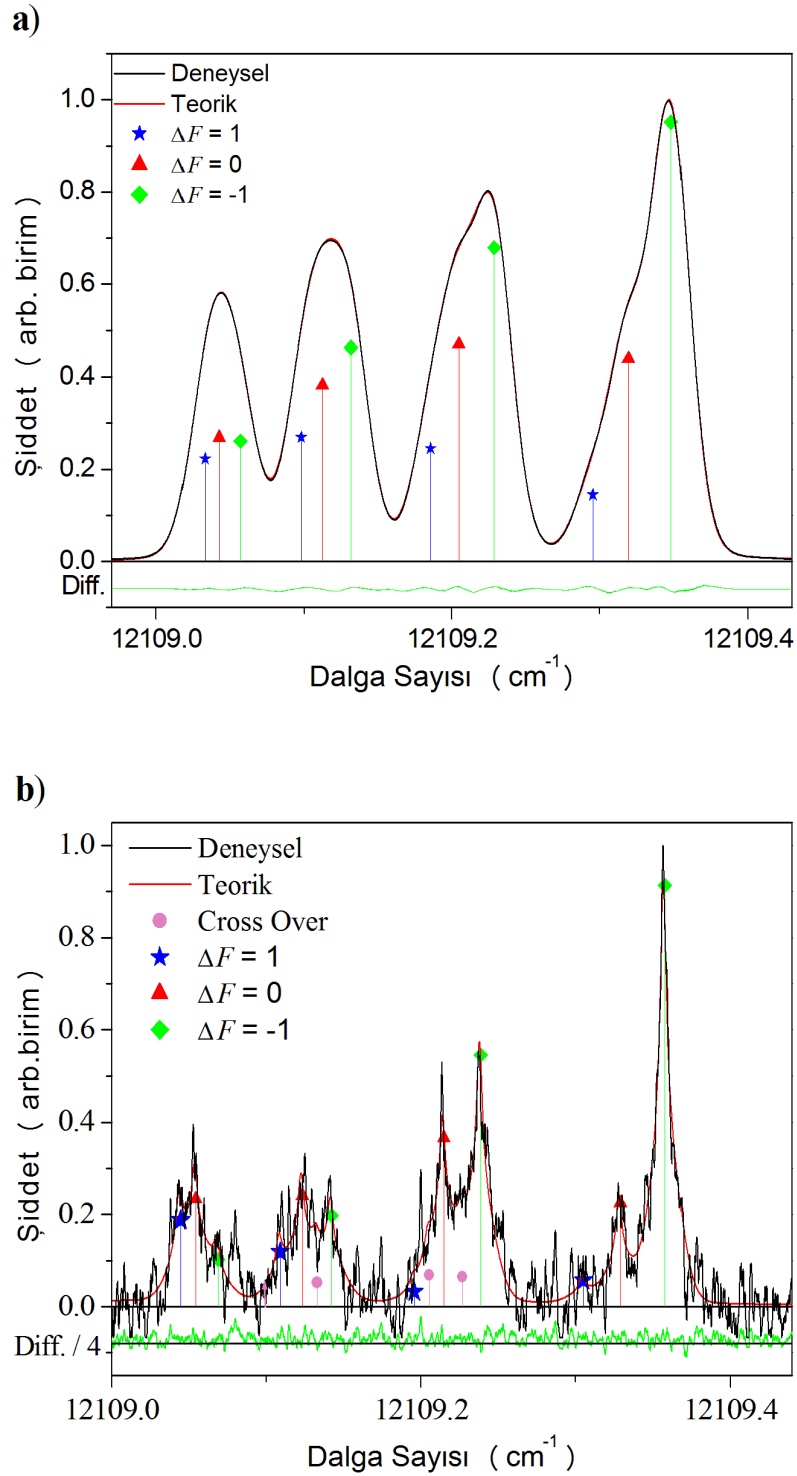
Şekil 5.1 : Doppler indirgenmiş IMLIF ve Doppler sınırlı LIF spektrumu $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6788 \text{ nm}$ olan ($21032.503 \text{ cm}^{-1} J = 7/2 \rightarrow 8715.747 \text{ cm}^{-1} J = 7/2$) spektral geçişine ait spektrum.

İncelenen sekiz spektral çizginin, alt ve üst enerji seviyelerin toplam açısal momentum değerleri, aşırı ince yapı sabitlerinin bu çalışmada elde edilen değerleri ve Doppler genişlemesine karşılık gelen 700 MHz' lik Gauss genişliği dikkate alınarak simüle edilen spektrumlar Şekil 5.2, Şekil 5.4, Şekil 5.6, Şekil 5.8, Şekil 5.10, Şekil 5.12, Şekil 5.14 ve Şekil 5.16' da verildi. Bu şekilşerin üst kısmında alt ve üst enerji seviyelerine ait aşırı ince yapı enerjileri bunların toplam açısal momentum F değerleri ile mümkün geçişleri gösterilmiştir.

$\lambda_{\text{hava}} = 825.5896$ nm dalga boyundaki spektral çizginin üst enerji seviyesi dört aşırı ince yapı seviyesine, alt enerji seviyesi de altı aşırı ince yapı seviyesine ayrılmaktadır (Şekil 5.2). Bu alt ve üst seviyeler arasında 12 aşırı ince yapı geçişi mümkündür. Şekil 5.3a' da görüldüğü gibi LIF metodu ile ölçülen spektrumda bu geçişlerin hiçbiri ayrılmamış durumdadır. Şekil 5.3b'de bu çizginin IMLIF metodu ile ölçülmüş spektrumu görülmektedir. Bu ölçümde gürültü seviyesi artmasına rağmen aşırı ince yapı geçişleri ayrılmış olarak gözlenmektedir.

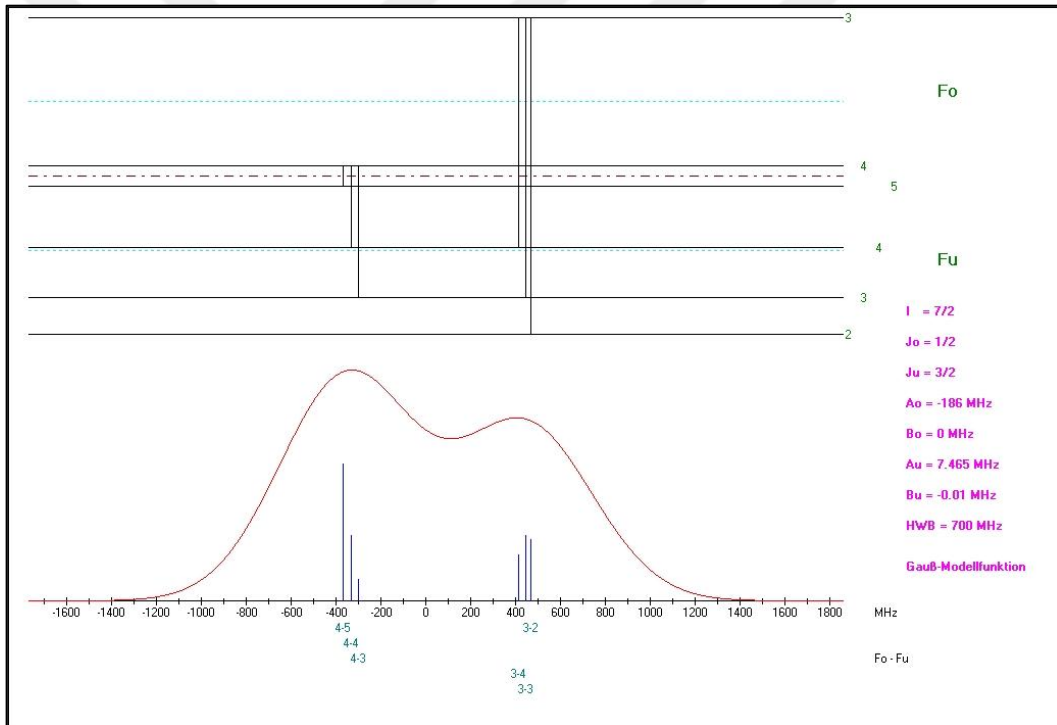


Şekil 5.2: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12109.227 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 825.5896$ nm ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.

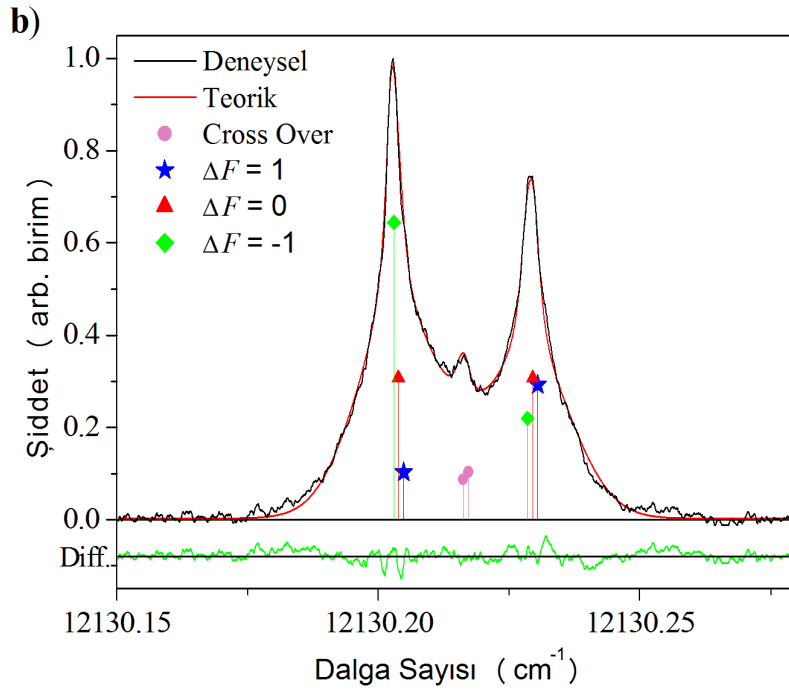
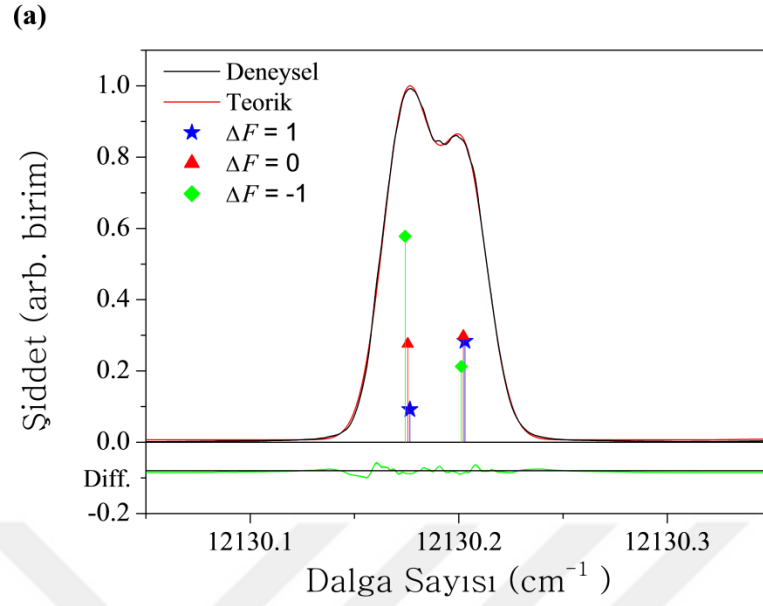


Şekil 5.3: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12109.227 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 825.5896 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen.

$\lambda_{\text{hava}} = 824.3864$ nm dalga boyundaki spektral çizginin üst enerji seviyesinin toplam açısal momentum değeri $J = 1/2$ olduğundan, üst enerji seviyesi sadece iki aşırı ince yapı enerji seviyesine yarılr. Alt enerji seviyesinin toplam açısal momentum değeri $J = 3/2$ olduğu için dört enerji seviyesine yarılr. Bu seviyeler arasında dokuz aşırı ince yapı geçişi mümkündür (Şekil 5.4). Şekil 5.5a'da görüldüğü gibi LIF metodu ile ölçülen spektrumda bu geçişlerin hiçbiri ayrışmamış durumdadır. IMLIF metodu ile ölçülen spektrumda ise (Şekil 5.5b) LIF' te olduğu gibi üçlü gruplar halinde ayrışma gözlenmektedir. Bunun sebebi alt enerji seviyesinin aşırı ince yapı sabiti A değerinin çok küçük olmasıdır. Bu iki maksimum arasında cross over sinyal gözlenmiştir. Bu maksimum analizler sırasında alt ve üst enerji seviyelerinin A ve B değerlerini belirlemede bu sinyal kullanılmıştır.



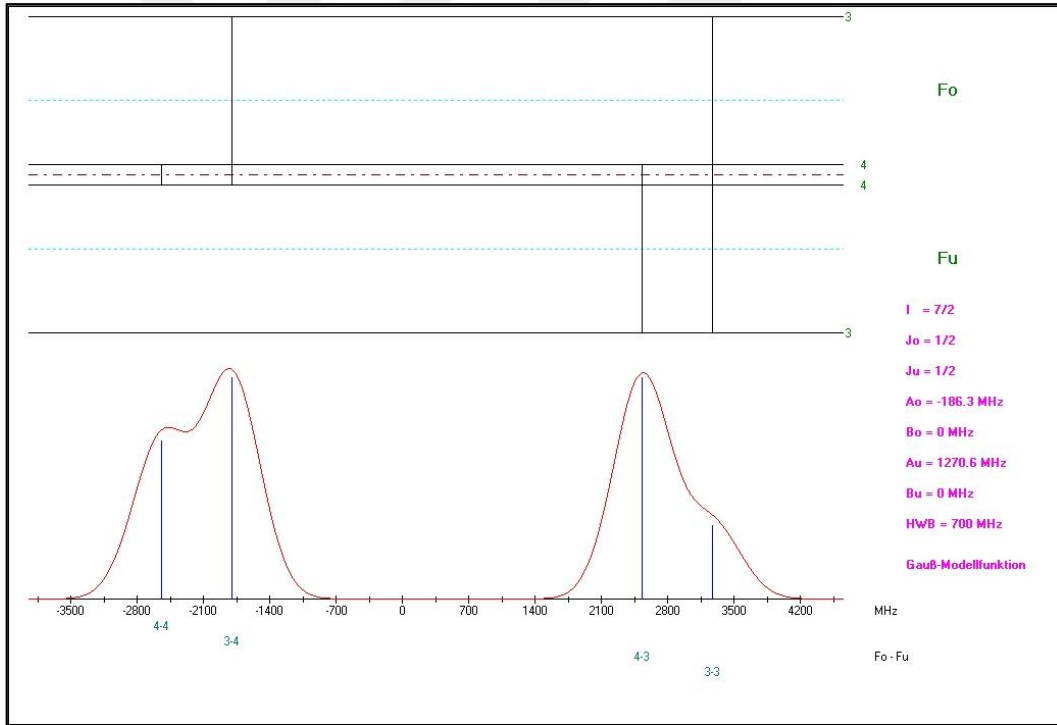
Şekil 5.4: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12130.233 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.1599$ nm ($20606.467 \text{ cm}^{-1} J = 1/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J = 3/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.



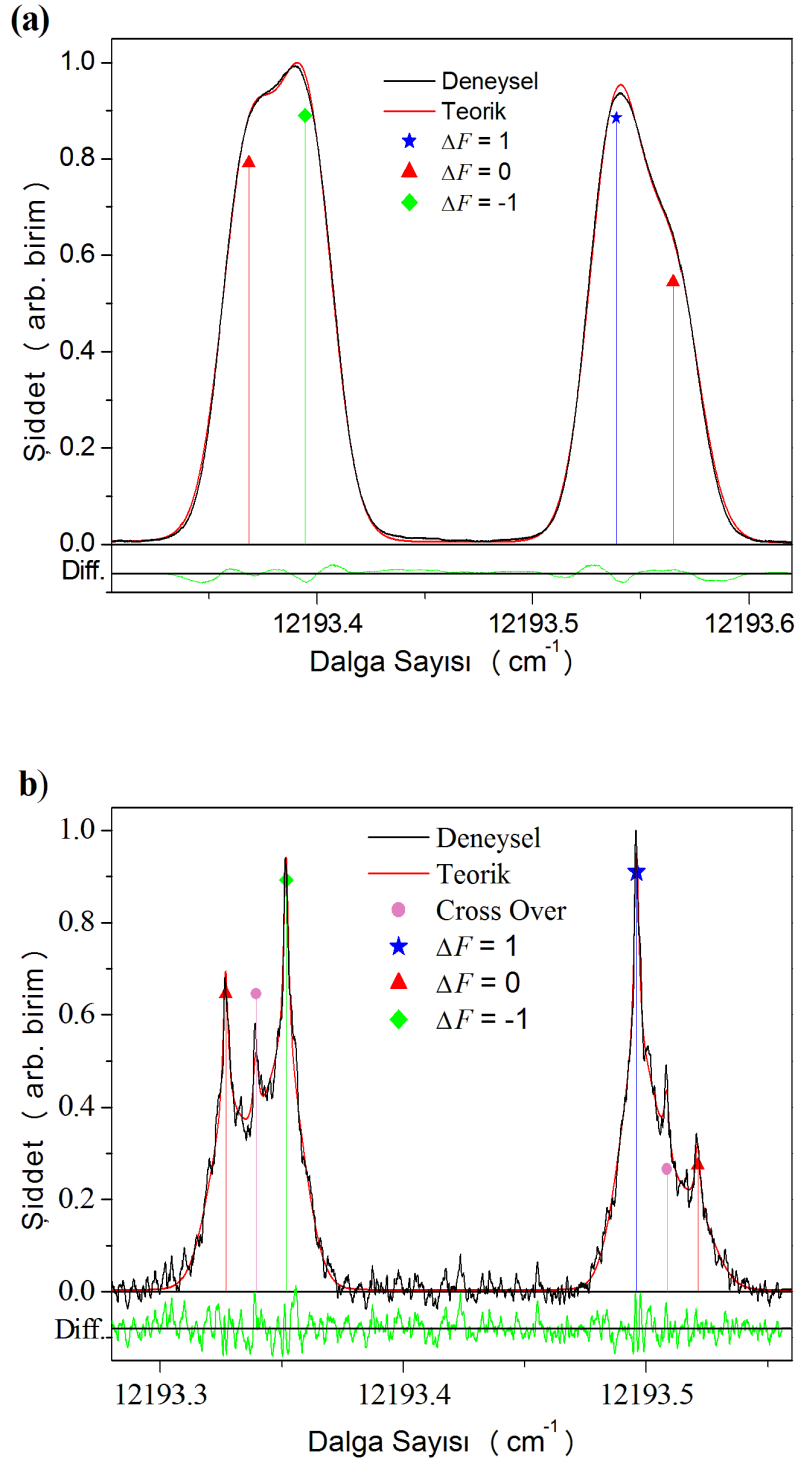
Şekil 5.5: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12130.233 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.1599 \text{ nm}$ ($20606.467 \text{ cm}^{-1} J=1/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen.

$\lambda_{\text{hava}} = 824.3864$ nm dalga boyundaki spektral çizginin alt ve üst enerji seviyelerinin her ikisinin de toplam açıl momentum değeri $J = 1/2$ olduğundan, alt ve üst enerji seviyeleri ikişer aşırı ince yapı enerji seviyesine yarırlar ve bu seviyeler arasında dört geçiş mümkündür (Şekil 5.6) LIF spektrumu Şekil 5.7a' daki LIF spektrumunda görülmektedir. Bu spektrumda tam ayrışma gözlenmemekle birlikte maksimumlardaki ayrılmalar gözlenebilmektedir. Teorik hesap ile verilen simülasyonda $4 \rightarrow 4$ ve $3 \rightarrow 3$ geçişlerinin şiddetleri Şekil 5.7a' da artmış olarak gözlenmiştir. Bunun sebebi zayıf şiddetli çizgilerin LIF metodunda laserin gücünden dolayı saturasyona uğramasıdır.

Dört adet aşırı ince yapı geçişi Şekil 5.7b' de verilen IMLIF spektrumunda tamamen ayrılmış olarak gözlenmektedir. $4 \rightarrow 3$ ve $3 \rightarrow 3$ geçişlerinin alt seviyeleri aynı olduğundan bu iki geçişin ortasında ve $3 \rightarrow 4$ ve $4 \rightarrow 4$ geçişlerinin ortasında cross-over sinyal gözlenmiştir.

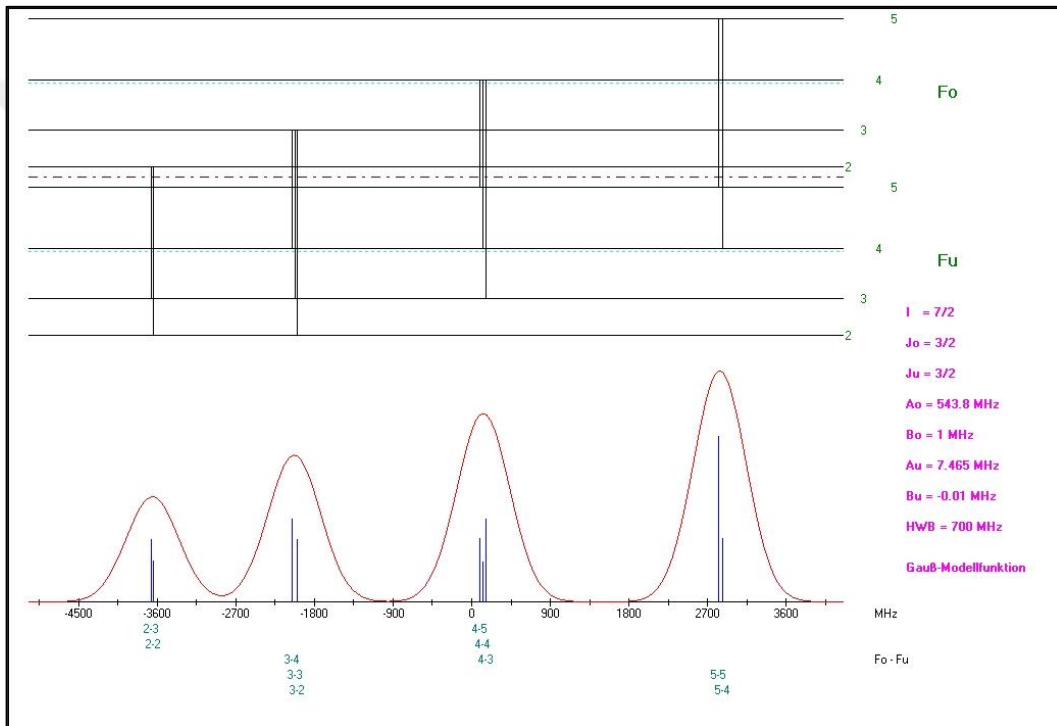


Şekil 5.6 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12193.458 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 819.8865$ nm ($20606.467 \text{ cm}^{-1} J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.

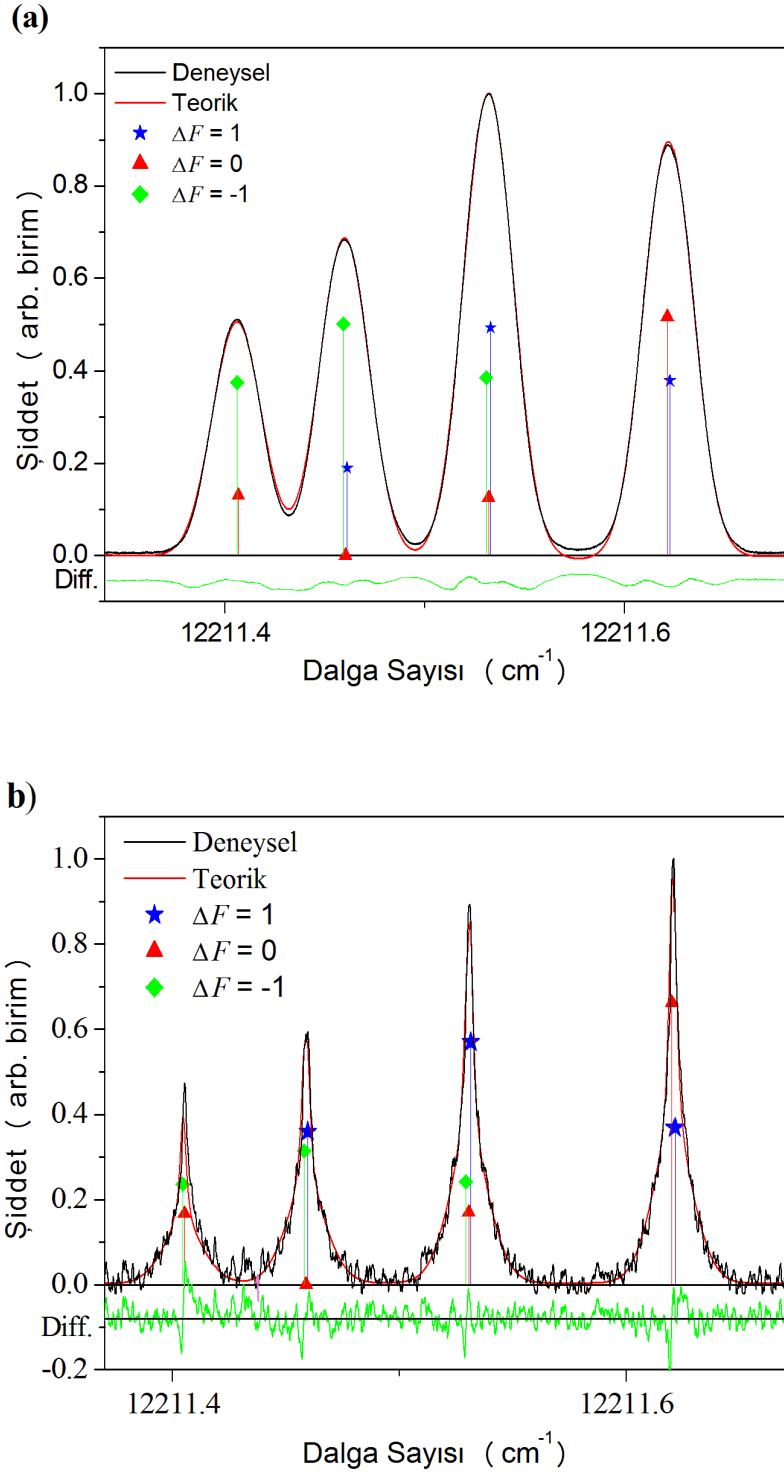


Şekil 5.7 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12193.458 \text{cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 819.8865 \text{ nm}$ ($20606.467 \text{ cm}^{-1} J=1/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen.

$\lambda_{\text{hava}} = 824.3864$ nm dalga boyundaki spektral çizginin üst ve alt enerji seviyelerinin toplam açısal momentum değeri $J = 3/2$ olduğu için her iki seviyede dört enerji seviyesine ayrılmıştır. Bu alt ve üst aşırı ince yapı enerji seviyeleri arasında 10 aşırı ince yapı geçişi mümkündür. Alt enerji seviyesinin A aşırı ince yapı sabitinin küçük olmasından dolayı bu geçişler LIF metodunda ayrılmamıştır. Spektrumlarda sadece dört pik gözlenmektedir (Şekil 5.9a). Aynı şekilde ayrılmamış bu pikler arasındaki fark çok küçük olduğundan Şekil 5.9b’ de görüldüğü gibi IMLIF metodu ile de bu pikler ayrıştırılmak mümkün değildir.

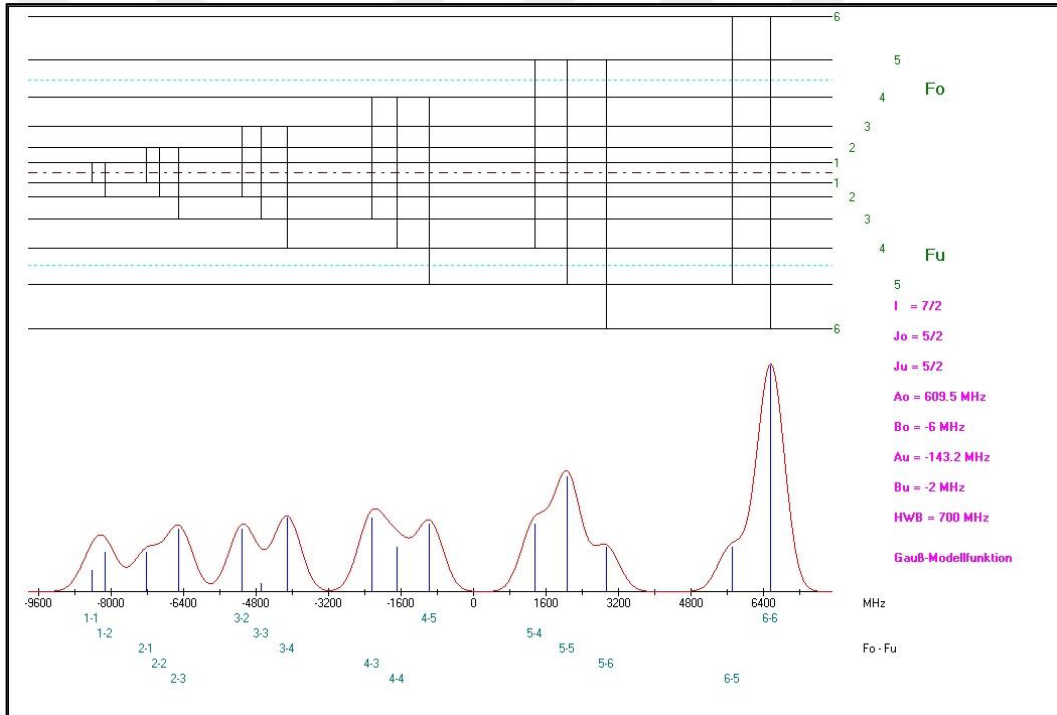


Şekil 5.8: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 818.6728$ nm ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.

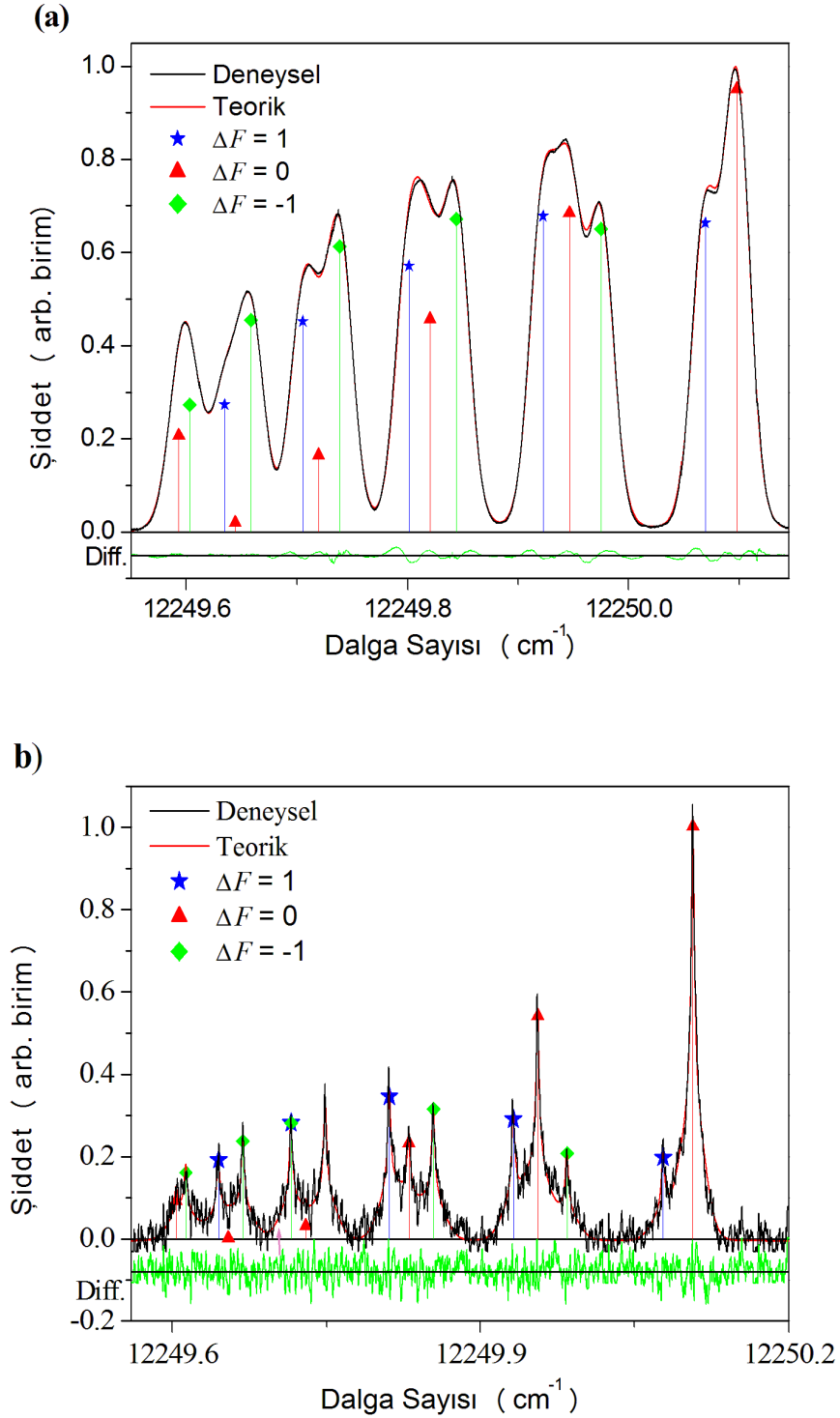


Şekil 5.9 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12211.536 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 818.6728 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen

$\lambda_{\text{hava}} = 816.1061$ nm dalga boyundaki spektral çizginin alt ve üst enerji seviyelerinin her ikisinin de toplam açısal momentum değeri $J = 5/2$ ' dir ve her iki enerji seviyesi de altı aşırı ince yapı seviyesine ayrılır. Bu aşırı ince yapı seviyeleri arasında 16 aşırı ince yapı geçişi mümkündür (Şekil 5.10). Simülasyon spektrumu (Şekil 5.10) ile LIF metodu ile ölçülen spektrumda (Şekil 5.11a) geçişlerin şiddetlerinin farklı olmasından dolayı farklılıklar gözlenmektedir. Bunun sebebi laserin gücünden ileri gelen, saturasyon sebebi ile zayıf şiddetli aşırı ince yapı geçişlerindeki meydana gelen şiddetlerdeki artıştır. LIF spektrumunda bazı geçişler ayrıştırılabilmiş bazıları ise hala ayrıştırılamamıştır. Şekil 5.11b' de görülen IMLIF spektrumunda herbir aşırı ince yapı geçişinin ayrıştığı görülmektedir.

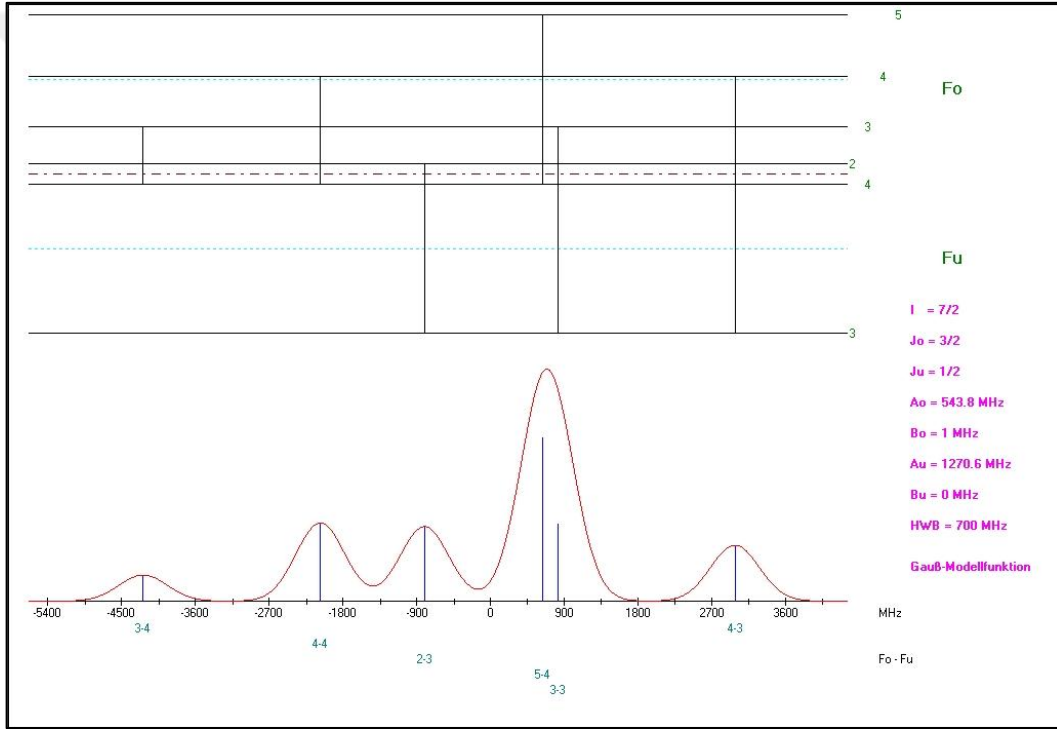


Şekil 5.10: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12249.941 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 816.1061$ nm ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.

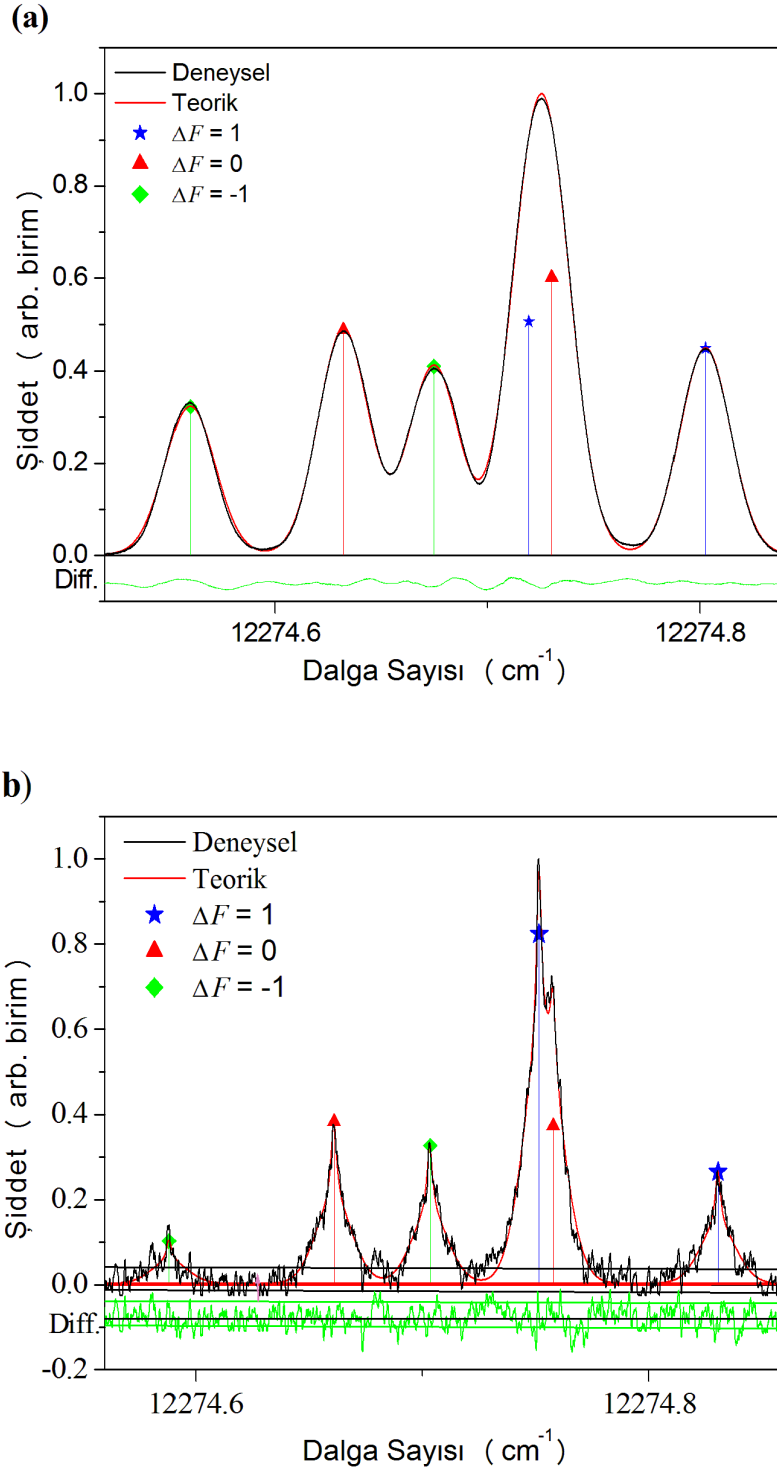


Şekil 5.11 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12249.941 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 816.1061 \text{ nm}$ ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=5/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen

$\lambda_{\text{hava}} = 814.456$ nm dalga boyundaki spektral çizginin üst enerji seviyesinin toplam açısal momentum değeri $J = 3/2$ olduğu için dört enerji seviyesine yarılmıştır. Alt enerji seviyesinin toplam açısal momentum değeri $J = 1/2$ olduğu için sadece iki aşırı ince yapı enerji seviyesine yarılmıştır. Bu seviyeler arasında altı aşırı ince yapı geçişi mümkündür (Şekil 5.12). LIF spektrumunda (Şekil 5.13a) görüldüğü gibi $3 \rightarrow 4$ ve $3 \rightarrow 3$ geçişleri hariç bütün geçişler ayrılmıştır. Burada yine zayıf şiddetli aşırı ince yapı geçişlerinin LIF spektrumunda güçlendiğini görüyoruz. Şekil 5.13b' de görüldüğü gibi $3 \rightarrow 4$ ve $3 \rightarrow 3$ geçişleri de dahil olmak üzere tüm aşırı ince yapı geçişleri IMLIF metodu ile ayrıştırılabilmektedir.

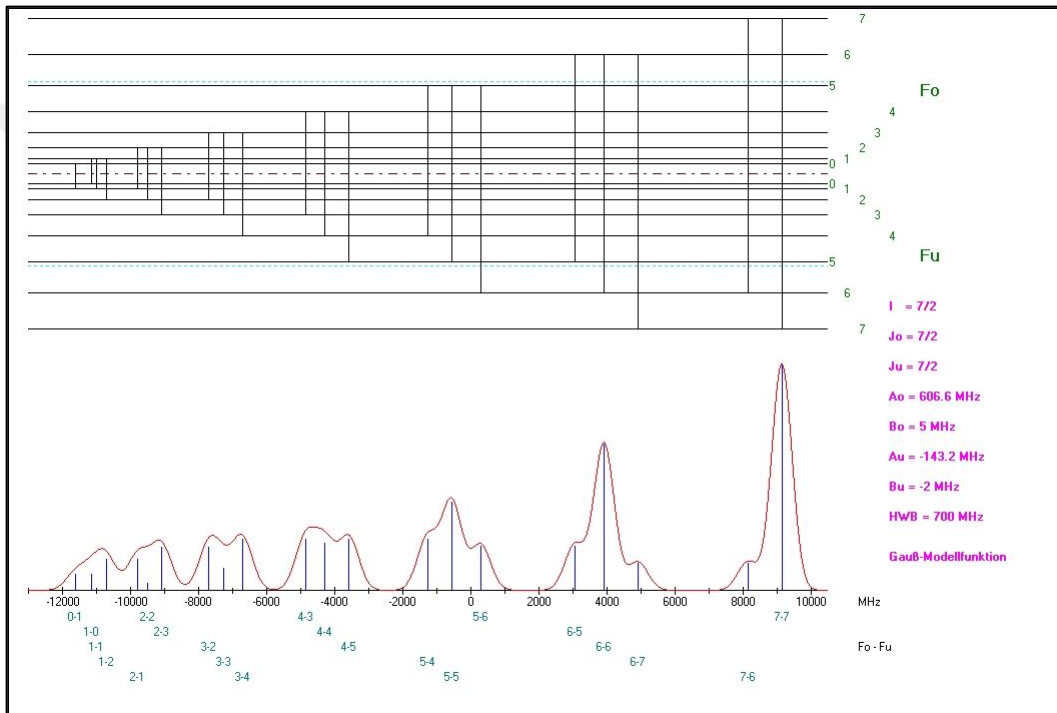


Şekil 5.12: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12274.760 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.456$ nm ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.

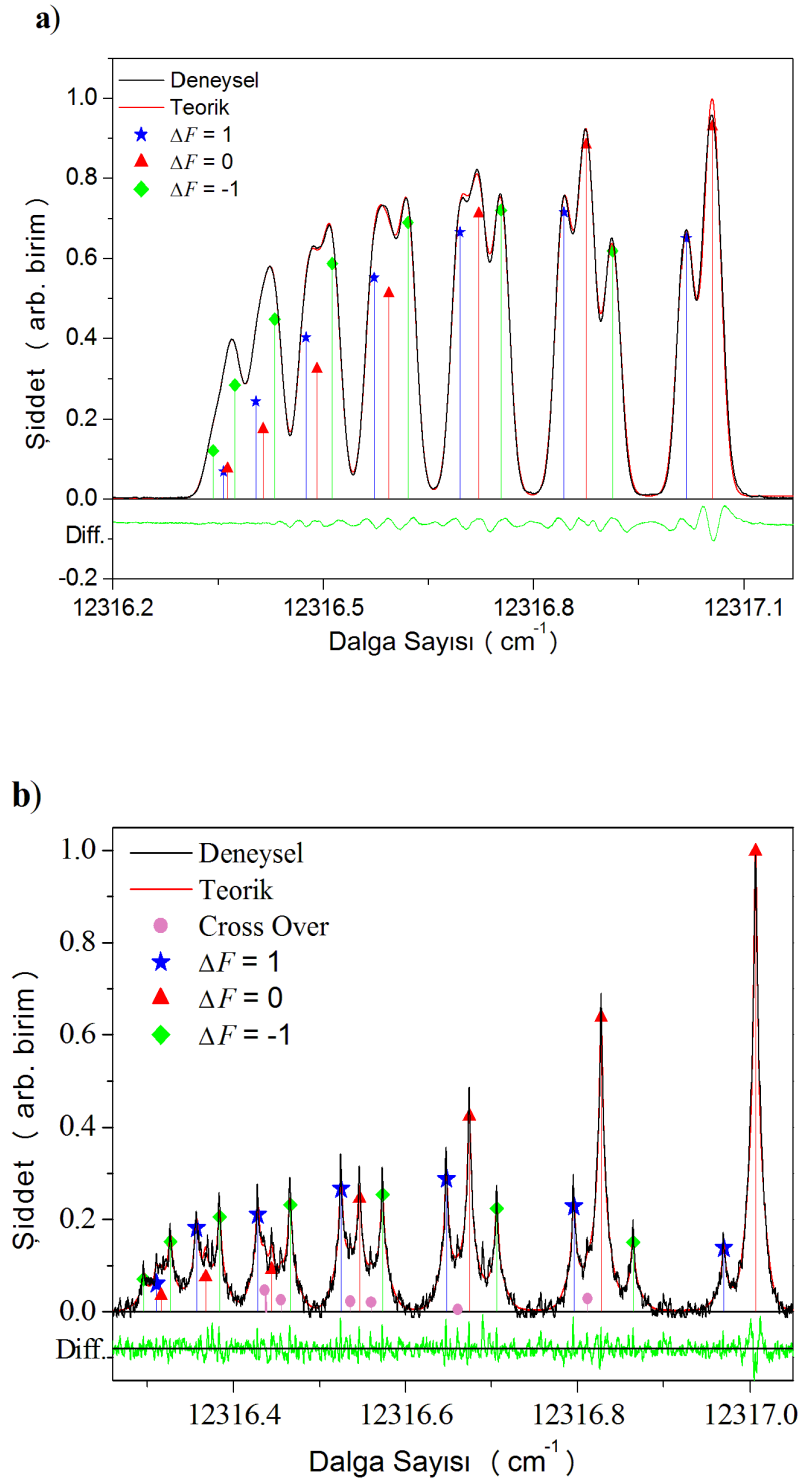


Şekil 5.13 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12274.760 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 814.456 \text{ nm}$ ($20687.769 \text{ cm}^{-1} J=3/2 \rightarrow 8413.009 \text{ cm}^{-1} J=1/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen

$\lambda_{\text{hava}} = 811.6789$ nm dalga boyundaki spektral çizginin alt ve üst enerji seviyelerinin her ikisinin de toplam açıl momentum değeri $J = 7/2$ ' dir ve her iki enerji seviyesi de sekiz aşırı ince yapı seviyesine ayrılır. Bu seviyeler arasında 20 aşırı ince yapı geçişi mümkündür (Şekil 5.14). LIF metodu ile alınan spektrumda (Şekil 5.15a) görüldüğü gibi simülasyonda (Şekil 5.14) verilen spektrumundaki zayıf şiddete sahip geçişlerin, şiddetlerinde artma gözlenmiştir. LIF spektrumu kısmen ayrılmış bir spektrumdur. Bazı geçişlerin ayrıştırılmadığı görülmektedir. Doppler indirgenmiş IMLIF metodunda ise her bir geçişin ayrıştığı görülmektedir. Bu spektrumda cross over sinyalleri gözlenmiştir.

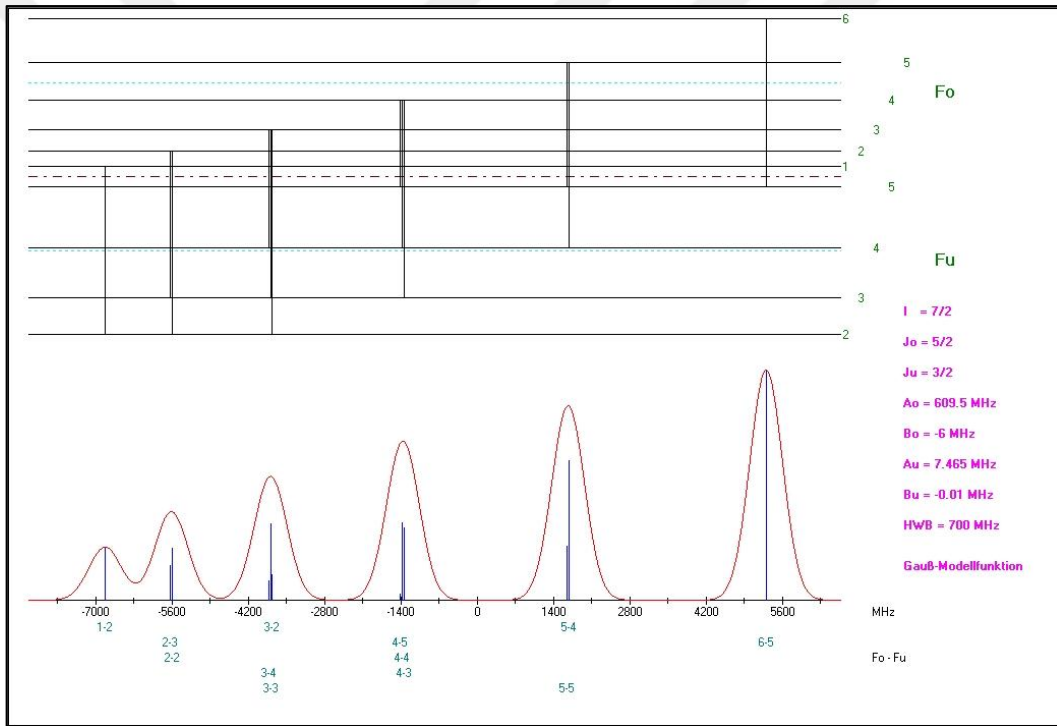


Şekil 5.14: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6789$ nm ($21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.

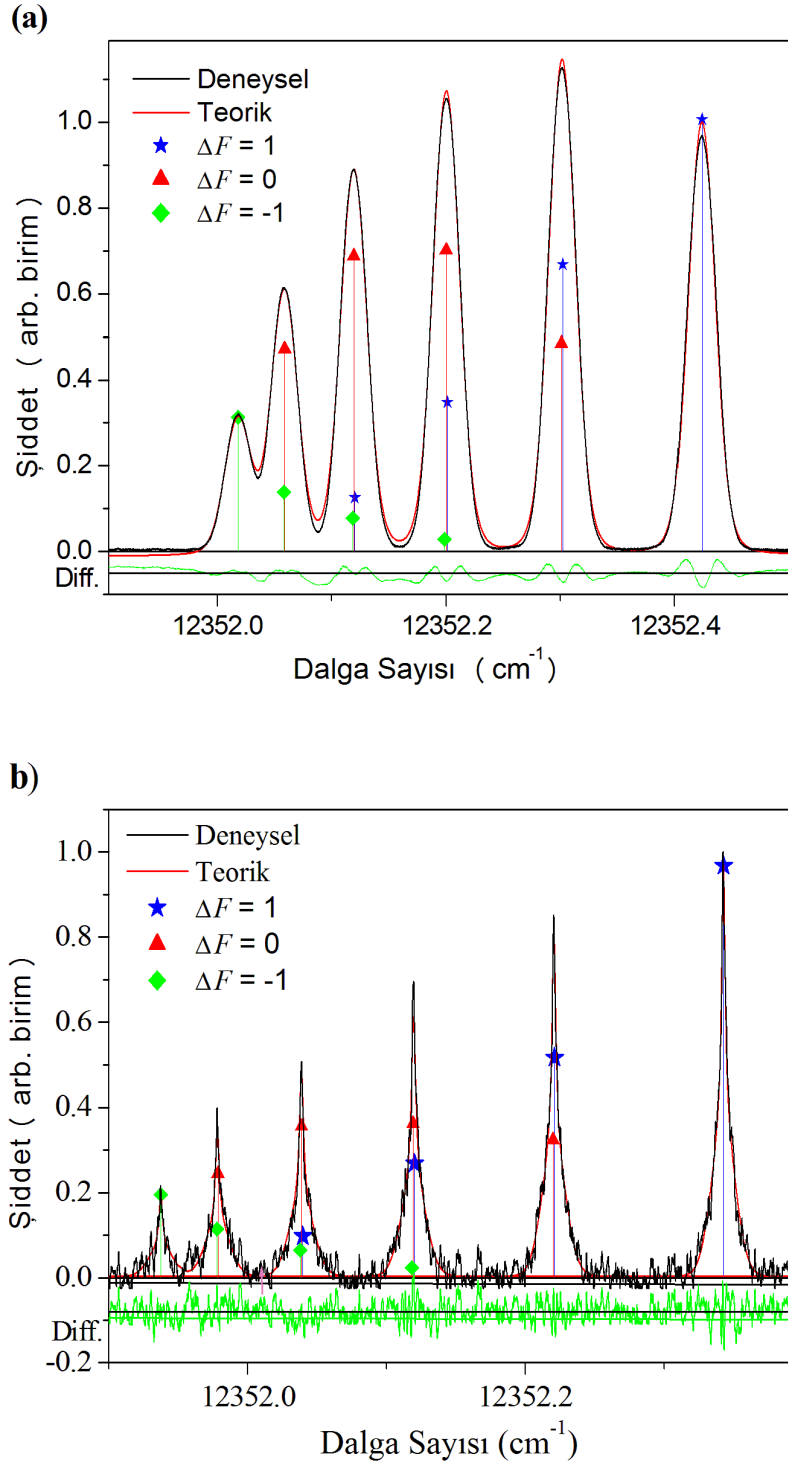


Şekil 5.15 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12316.757 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 811.6789 \text{ nm}$ ($21032.503 \text{ cm}^{-1} J=7/2 \rightarrow 8578.542 \text{ cm}^{-1} J=7/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen

$\lambda_{\text{hava}} = 809.3467$ nm dalga boyundaki spektral çizginin üst enerji seviyesinin toplam açısal momentum değeri $J = 5/2$ olduğu için altı aşırı ince yapı enerji seviyesine ayrılmıştır. Alt enerji seviyesinin toplam açısal momentum değeri $J = 3/2$ olduğu için dört aşırı ince yapı enerji seviyesine ayrılmıştır. Bu seviyeler arasında 12 aşırı ince yapı geçişi mümkündür (Şekil 5.16). Bu çizginin alt enerji seviyesinin manyetik dipol aşırı ince yapı sabiti A 'nın değeri çok küçük olduğundan aynı üst enerji seviyelerinden meydana gelen aşırı ince yapı geçişleri LIF metodu ile alınan spektrumda (Şekil 5.17a) görüldüğü gibi ayrıştırılamamıştır. Bu çizgiler IMLIF metodu ile alınan spektrumda (Şekil 5.17a) çizgiler arasındaki dalga sayısı farkı, IMLIF' de ölçülen Lorentz profilinin yarı genişliğinden çok çok küçük olmasından dolayı ayrıştırılamamış olup sadece Doppler genişlikleri indirgenmiş olarak ölçülmüştür.



Şekil 5.16: Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12352.249$ cm^{-1} , $\lambda_{\text{hava}} = 809.3467$ nm (20828.481 cm^{-1} $J=5/2 \rightarrow 8476.234$ cm^{-1} $J=3/2$) spektral geçişin bu çalışma bulunan A ve B değerleri ile gauss yarı genişliği 700 MHz olan aşırı ince yapı spektrumunun simülasyonu.



Şekil 5.17 : Vanadyum elementinin, dalga sayısı $\sigma = 12352.249 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_{\text{hava}} = 809.3467 \text{ nm}$ ($20828.481 \text{ cm}^{-1} J=5/2 \rightarrow 8476.234 \text{ cm}^{-1} J=3/2$) spektral geçişine ait spektrum **a)** LIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen **b)** IMLIF yöntemi ile ölçülen ve fit edilen

KAYNAKLAR

- [1]. Haken , H. , Wolf, H. C. , 2000 “*The Physic of Atoms and Quanta, Introduction to Experiments and Theory*”, Springer-Verlag, Berlin, Heideberg, NewYork, 3-540-674-5.
- [2]. Kopfermann, H., Schneider, E.E., 1958, *Nuclear Moments*, Academic PressInc, Catalog number 56-6607.
- [3]. Svanberg, S., 1991, *Atomic and Molecular Spectroscopy, Basic Aspectsand Practical Applviation*, Springer Verlag, Berlin, 0-387-52594-7.
- [4]. Wallace L. ve diğ., 2011 “*An Optical And Near-Infrared (2958-9250 Å) Solar Flux Atlas Astrophys Astrophys*”. J. Suppl. Ser. 195 6
- [5]. Guthöhrlein, G., 2004, Fitter, University of Bundeswehr Hamburg, yayınlanmamış.
- [6]. Kopfermann, H., Rasmussen, E., 1936, *Über die Hyperfein Structur Einiger Vanadium multiplette*, Zeitchrift für Physik, 98, 624-637.
- [7]. Murakawa, K., 1956, *The Quadrupole Moment of ^{51}V* , Journal of the Physical Society of Japan, 11, 422-425.
- [8]. Murakawa, K., 1966, *Quadrupole Moment of ^{51}V* , Journal of the Physical Society of Japan, 21, 1466-1466.
- [9]. Childs, W. J., Goodman, L. S., 1966 , “*Hyperfine Structure of Nine Levels in Two Configuration of ^{51}V , I.Experimental*”, Physical Review, 156, 64-70.
- [10]. Childs, W. J., Poulsen, O., Goodman, L.S., Crosswhite, H., 1979, “*Laser-Rf Double-ResonanceResonance Studies of the Hyperfinestructure of ^{51}V* ”, Physical Review, A, Vol .19, 168-176.
- [11]. Johann U. Et al, 1981, “*Experimental eviedence for far configuration mixing effects on off-diagonal hfs interacction between the (3d+4s)N+2 configurations of free atoms*” vol. 303, 7-12
- [12]. Gough, D.S., Hannaford, P., Lowe, R.M., Willis, A.P., 1985, ‘*Hyperfine Structure in ^{51}V Using Laser Saturation Spectroscopy in a Hollow-Cathode Discharge*’, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 18, 3895-3900.
- [13]. Unkel, P., Buch, P., Dembczynski, J., Ertmer, W., Johann, U., 1989 , “ *Sternheimer Free Determination of the ^{51}V Nuclear Quadrupole Moment from Hyperfine Structure Measurements*”, Zeitschrift für Physik D., 11, 259-271.
- [14]. El-Kashef, H., Ludwig, N., 1992, *High Precision Laser-RF Spectroscopic Measurements Hyperfine Structure of Vanadium-51*, Physica. Scripta B, 179, 103.

- [15]. Palmeri P. ve diğ., 1995, *Hyperfine structure of infrared vanadium lines*, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys., vol. 28, no. 17, p. 3741.
- [16]. Palmeri P. ve diğ., 1997 *Term analysis and hyperfine structure in neutral vanadium*, Phys. Scr., vol. 55, no. 5, pp. 586–598.
- [17]. Cochrane E. C. A.ve diğ., 1998, “*Hyperfine structure and isotope shifts in natural vanadium*,” Physics (College. Park. Md.), vol. 31, pp. 2203–2213.
- [18]. Lefebvre, P.H. ve diğ., 2002, “*Hyperfine Structure of Neutral Vanadium Lines and Levels*”, Physica. Scripta, Vol. 66, 363-366.
- [19]. Thorne, A.P. ve diğ., 2011, *The Spectrum and Term Analysis of VI Astrophysical Journal supplement*, 192,11.
- [20]. Güzelcimen F. ve diğ. , 2011, *Hyperfine structure of the 3d 3 4s4p 6 G multiplet of atomic Vanadium*, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys., vol. 44, no. 20, p. 205001.
- [21]. Güzelcimen F. ve diğ., 2014, *Hyperfine Structure Constants of Energetically High-Lying Levels of Odd Parity of Atomic Vanadium*, Astrophys. J. Suppl. Ser., vol. 214, no. 1, p. 9.
- [22]. Lawler J.E. ve diğ. 2014, *Improved log(gf) values for lines of V I and V II, new vanadium abundances in the sun and the metal-poor star*, ApJS, 215, 20
- [23]. Güzelcimen F. ve diğ., 2015, *Investigation of the hyperfine structure of weak atomic Vanadium lines by means of Fourier transform spectroscopy*, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys., vol. 48, no. 11, p. 115005.
- [24]. Holmes C. E. ve diğ., 2016, *Experimentally Measured Radiative Lifetimes And Oscillator Strengths In Neutral Vanadium*, Astrophys. J. Suppl. Ser., vol. 224, no. 35, p. 13
- [25]. Başar G. ve diğ. , 2017 “*Hyperfine structure measurements of neutral vanadium by laser-induced fluorescence spectroscopy in the wavelength range from 750 nm to 860 nm*” Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer vol.202 p. 193-199.
- [26]. Şahin, Y., Kurucu, Y., 2005, *Atom Fiziği*, Pegem A Yayınları, Ankara, 975-8792-57-1
- [27]. Dereli, T., Verçin, A., 1998, *Kuantum Mekaniği 1*, Odtü Geliştirme Vakfı Yayıncılık Ve İletişim A.Ş.,Ankara, 975-70640-9-2.
- [28]. Dereli, T., Verçin, A 2000, *Kuantum Mekaniği 2*, Odtü Geliştirme Vakfı Yayıncılık Ve İletişim A.Ş.,Ankara, 975-70642-7-7.
- [29]. Aygün, E.,Zengin, D.M., 1988, *Atom Ve Molekül Fiziği*, Bilim Yayınları,Ankara, 975-556-017-3.
- [30]. Demir, G.,2015, *Vanadyum Elementinin Aşırı İnce Yapısının İncelenmesi*, Yüksek lisans Tezi, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

- [31]. Kopfermann, H., Schneider, E.E., 1958, *Nuclear Moments*, Academic Press Inc, Catalog Number 56-6607.
- [32]. Taylor, J. R., Zafaritos, C., 1996, *Fizik ve Mühendislikte Modern Fizik*, Güven Yayınları, İstanbul.
- [33]. Thorne, A., Litzen, U., Johansson, 1999, *Spectrophysics*, Springer, Verlag Berlin, 3-540-65117-9.
- [34]. Woodgate Woodgate, G. K., 1970, *Elementary Atomic Structure*, Mcgraw-Hill Publishing Publishing Company Company Limited, England, 07-094137-8.
- [35]. Demtröder, W., 1998, *Laser Spectroscopy Basic Concepts and Instrumentation*, Springer, Germany, 3-540-57171-X
- [36]. Demtröder, W., 2006, *Atoms, Molecules and Photons, an Introduction to Atomic, Molecular and Quantum Physics*, Springer, Verlag Berlin Heidelberg, 13 978-3-540-20631-6.
- [37]. <https://education.jlab.org/itselemental/ele023.html>[Ziyaret Tarihi 11.09.2017].
- [38]. Güzelçimen F.,2011, *Lantan I Ve Vanadyum I Elementlerinin Aşırı İnce Yapılarının İncelenmesi*, Doktora Tezi, İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
- [39]. <https://sciencenotes.org/wjpccontent/uploads/2013/06/PeriodicTableNoBackground2.png>. [Ziyaret Tarihi 11.09.2017].
- [40]. T. W. Hänsch, I. S. Shahin, and A. L. Schawlow, 1971, *High-Resolution Saturation Spectroscopy Spectroscopy of the Sodium D Lines with a Pulsed Tunable Dye Laser*, Phys. Rev. Lett. 27, 707
- [41]. M. D. Levenson, A. L. Schawlow, 1972, *Hyperfine Interactions in Molecular Iodine* Phys. Rev. Lett. A 6, 1
- [42]. C. Borde, 1970, *High precision saturation spectroscopy of 127I2 with argon lasers at 5 145 °A and 5 017 °A*, Acad. Sci. B 271, 371
- [43]. Siddiqui, I., 2010, *Hyperfine Structure Studies Of Praseodymium Atoms And I Ons*, Doktora Tezi, Avusturya Graz Teknik Üniversitesi Deneysel Fizik Enstitüsü.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Doğukan BİNGÖL
Doğum Yeri	İstanbul
Doğum Tarihi	31.05.1991
Uyruğu	<input checked="" type="checkbox"/> T.C. <input type="checkbox"/> Diğer:
Telefon	+90 (551) 432-0901
E-Posta Adresi	dgknbngl@gmail.com
Web Adresi	



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	25.06.2014

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik
Programı	Atom ve Molekül Fiziği Anabilim Dalı
Mezuniyet Tarihi	18.12.2017

Makale ve Bildiriler	
Bingöl D. , Başar Gü., Başar Gö., “Fabry-Perot İnterferometresi Kalibrasyonu” Türk Fizik Derneği 29. Uluslararası Fizik Kongresi, 2012, Bodrum, Poster Sunumu	
Bingöl D. , Başar Gü., Başar Gö., “Fabry-Perot İnterferometresi Yapımı ve Kalibrasyonu” Türk Fizik Derneği 31. Uluslararası Fizik Kongresi, 2014, Bodrum, Sözlü Sunumu	
Bingöl D. , Başar Gü., Öztürk İ. K., Güzelçimen F., Kröger S., Başar Gö.,” “Inter Modulated Laser-Induced Fluorescence Spectroscopy Measurements Of Vanadium-Neon Plasma” Türk Fizik Derneği 32. Uluslararası Fizik Kongresi, 2016, Bodrum, Poster Sunumu	
Bingöl D. , Başar Gü., Öztürk İ. K., Güzelçimen F., Kröger S., Başar Gö.,” “Hyperfine Structure Investigation of Vanadium By Using Saturation Absorption Spectroscopy” Türk Fizik Derneği 32. Uluslararası Fizik Kongresi, 2016, Bodrum, Poster Sunumu.	
Bingöl D. , Başar Gü., Öztürk İ. K., Güzelçimen F., Er A. Kröger S., Başar Gö.,” “Laser Spectroscopic Measurements of Atomic Vanadium in the Red Wavelength Range” Türk Fizik Derneği 33. Uluslararası Fizik Kongresi, 2017, Bodrum, Poster Sunumu.	

Bingöl D. , Başar Gü., Öztürk İ. K., Güzelçimen F., Kröger S., Başar Gö.,” Doppler-reduced Spectroscopic Measurements of the Hyperfine Structure of Atomic Vanadium in the Wavelength Range from 760 nm to 850 nm” Türk Fizik Derneği 33. Uluslararası Fizik Kongresi, 2017, Bodrum, Poster Sunumu

“Hyperfine structure measurements of neutral vanadium by laser-induced fluorescence spectroscopy in the wavelength range from 750 nm to 860 nm”, Başar Gü., Öztürk İ. K., Güzelçimen F., Er A., Bingöl D., Kröger S., Başar Gö., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2017

