

168976

YARİMETAL $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ALAŞIMLARINDA
ULTRASONİK KUANTUM OSİLYONLARI

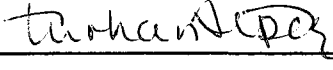
Mehmet Cankurtaran


Hacettepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetmeliğinin
Fizik Ana Bilim Dalı İçin Öngördüğü
DOKTORA TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

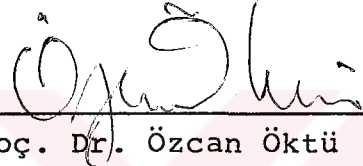
Ocak-1985

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne

İşbu çalışma, jürimiz tarafından FİZİK Ana Bilim Dalında
DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan : 
Prof. Dr. Turhan Alper

Üye : 
Prof. Dr. Dinçer Ülkü

Üye : 
Doç. Dr. Özcan Öktü

Üye : 
Doç. Dr. Y. Cevdet Akgöz

Üye : 
Dr. Hüseyin Çelik

ONAY

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

/ /



Prof. Dr. Acar Işın

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Ö Z E T

Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x \leq 0,04$) elektronik özellikleri ultrasonik kuantum osilasyonları tekniği ile incelendi. Ultrasonik attenuasyon katsayısındaki değişimler puls-yankı yöntemi ile ölçüldü. Deneyler, 8-270 MHz frekanslarında boyuna ses dalgaları kullanılarak, 1,2-4,2K sıcaklık aralığında, 0,05-2,3 T magnetik alan bölgesinde yapıldı. dHvA-bölgesi ile ara-bölgeye özgü kuantum osilasyonları, \vec{q} //z-ekseni ve \vec{H} //yz-düzlemi; \vec{q} //z-ekseni ve \vec{H} //xz-düzlemi; \vec{q} //z-ekseni ve \vec{H} //xy-düzlemi; \vec{q} //y-ekseni ve \vec{H} //yz-düzlemi, koşullarında incelendi.

Ultrasonik kuantum osilasyonları periyotlarının açılı ile değişiminden, elektron Fermi yüzeyi kesitleri ile elektronların etkin kütleleri bulundu. Antimon konsantrasyonu arttıkça, elektronların Fermi yüzeyi kesitlerinin, siklotron kütlelerinin, Fermi enerjisinin ve taşıyıcı yoğunluğunun azaldığı, elektron paketlerinin sayısının, şeklinin ve tilt açısının değişmediği saptandı. Bu alaşımların elektron Fermi yüzeyi, şeklini ve yönelmesini koruyarak, küçülmektedir. Band tabanındaki elektron siklotron kütlelerinin antimon konsantrasyonu ile değişiminden, Brillouin bölgesinde L-noktalarındaki yasak enerji aralığının azaldığı ve $x_c \approx 0,04$ 'de L-bandlarının kesiştikleri belirlendi.

Fermi düzeyinin ve taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimi, Lax iki-band modeli çerçevesinde, incelendi. Buradan, elektron Fermi enerjisi, taşıyıcı yoğunluğu ve elektronların kuantum limiti (\vec{H} //y-ekseni için) bulundu. Antimon konsantrasyonu arttıkça, kuantum limitinin daha düşük magnetik alanlara kaydığı gözlemlendi.

Pik yerlerinin magnetik alanın yönelmesine bağlı değişimi incelenerek, osilasyonların hangi taşıyıcı paketten kaynaklandıkları, piklerin Landau ve spin kuantum sayıları belirlendi. Konsantrasyon arttıkça, aynı Landau sayılı piklerin daha düşük alanlara kaydığı gözlemlendi. Bizmut-

ta osilasyonların spin yarılmaları incelendi ve yz-düzleminde elektronların spin yarılma faktörü yaklaşık 1,07 olarak ölçüldü.

dHvA-tipi osilasyonların genliklerinin sıcaklık ve magnetik alan ile değişimi incelenerek, elektronların Fermi düzeyindeki siklotron kütleleri, Dingle sıcaklığı ve ortalama ömür süreleri elde edildi. Antimon konsantrasyonu arttıkça, Dingle sıcaklığının arttığı, ortalama ömür süresinin kısaldığı gözlemlendi. Antimon konsantrasyonu ve dislokasyonların, osilasyonların çizgi-şekli ile Dingle sıcaklığına etkisi tartışıldı ve alaşımların durulma mekanizmalarında başat etkenin dislokasyonlar olduğu sonucuna varıldı.



SUMMARY

The electronic properties of semimetallic $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys ($0 \leq x \leq 0.04$) have been investigated by ultrasonic quantum oscillations technique. The changes in the ultrasonic attenuation coefficient were measured using the pulse echo method. Experiments were carried out in the temperature range 1.2-4.2 K using longitudinal ultrasonic waves of frequencies up to 270 MHz and magnetic fields between 0.05 and 2.3 T. Oscillations in the dHvA region and the intermediate region were studied in the following four cases: $\vec{q} // z$ -axis, $\vec{H} // yz$ -plane; $\vec{q} // z$ -axis, $\vec{H} // xz$ -plane; $\vec{q} // z$ -axis, $\vec{H} // xy$ -plane; and $\vec{q} // y$ -axis, $\vec{H} // yz$ -plane.

The Fermi surface sections and effective masses of electrons were obtained from the angular dependence of the measured periods of ultrasonic quantum oscillations. With increasing antimony concentration the Fermi surface sections, the cyclotron masses, the Fermi energy and the density of electrons in the alloys decrease, but the shape, the number and the tilt angle of the electron ellipsoids do not change. The electron Fermi surface in the alloys contracts toward its centre, preserving its shape and orientation. By studying the concentration dependence of band edge cyclotron masses, it is found that the energy gap at the L-points of the Brillouin zone decreases with increasing antimony concentration, and at $x_c \approx 0.04$ the bands at the L-points intersect each other.

The variation of Fermi level and carrier concentration in the alloys with magnetic field were studied in the framework of the Lax two-band model. Fermi energy, the carrier concentration and the quantum limit of electrons (in the case of $\vec{H} // y$ -axis) were obtained. With increasing antimony concentration the quantum limit shifts to the lower fields.

Landau and spin quantum numbers of oscillation peaks and the carrier pockets from which they originated were determined from the angular dependence of the peak positions. It is observed that, with increasing antimony concentration, the oscillation peaks with the same Landau numbers shift to the lower magnetic fields. The spin splitting of the oscillations in bismuth were studied. It is found that the spin splitting factor of the electrons in the yz-plane is approximately equal to 1.07.

The temperature and magnetic field dependence of the amplitudes of dHvA type oscillations were studied and electron cyclotron masses at the Fermi level, the Dingle temperature and the mean life time of electrons were obtained. With increasing antimony concentration the Dingle temperature increases, but the mean life time of electrons decreases. The effects of antimony concentration and dislocations on the line shape of oscillations and Dingle temperature were discussed and it is concluded that the dislocations are the dominant effect in the relaxation mechanisms in the alloys.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde çok değerli yardımları ve sürekli desteği için tez yöneticisi Prof. Dr. Turhan Alper'e ve Dr. Hüseyin Çelik'e teşekkür ederim.

Deneysel düzeneğin kurulmasında ve bakımında emeği geçen mekanik atölye ve elektronik araştırma laboratuvarı çalışanlarına, özellikle Öğretim Görevlisi Fikri Yanıkoğlu, Öğretim Görevlisi Hüseyin Ertuğrul, Öğretim Görevlisi Orhan Çelebi, Öğretim Görevlisi Turhan Fulat ve Araştırma Görevlisi Osman Höke'ye; sıvı helyum üretiminde her an yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Mehmet Acet'e; transdüserlerin elektrodlarını hazırlayan Dr. Necdet Baştürk'e; X-ışınları çalışmalarında yardımlarını gördüğüm Prof. Dr. Dinçer Ülkü ve Araştırma Görevlisi Tuncer Hökelek'e; konsantrasyon tayininde yardımlarını esirgemeyen Prof. Dr. Yalçın Sanalan, Doç. Dr. Hasbi Yavuz (İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü), Doç. Dr. Hakkı Kızıltan ve Muammer Güler'e (Maden Tetkik ve Arama Enstitüsü); bilgi işlem programlarının yazılmasında yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Tezer Fırat ve Serpil Karslıoğlu'na; fotoğraf işlerini yapan Öğretim Görevlisi Bedirhan Yiğitbaş ve Hilmi Sedefoğlu'na teşekkürü borç bilirim.

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde, TBAG-622 nolu proje çerçevesinde, maddi destekte bulunan Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumuna teşekkür borçluyum.

Ayrıca, bu tezi özenle daktilo eden Bahar Öztunç'a ve çalışmalarım süresince manevi desteği için eşim Nilgün Cankurtaran'a teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
I. GİRİŞ	1
II. KURAM	6
2.1. Bi ve Bi _{1-x} Sb _x Alaşımlarının Enerji Band Yapısı	6
2.1.1. Arsenik kristal yapısı	6
2.1.2. Brillouin bölgesi	9
2.1.3. Band yapısı	9
2.1.4. Bizmutun Fermi yüzeyi	12
2.1.5. Lax iki-band modeli	14
2.1.6. Taşıyıcı yoğunlukları	18
2.1.7. Bi _{1-x} Sb _x alaşımlarının band yapısı	20
2.2. Ultrasonik Kuantum Osilasyonları	23
2.2.1. Elektron çarpışmalarının ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisi	27
2.2.2. dHvA-tipi ultrasonik kuantum osilasyonları..	29
III. DENEYSEL YÖNTEM	34
3.1. Kristal Büyütme ve Denek Hazırlama	34
3.1.1. Bölgesel eritme yöntemi ile bizmutun arıtılması ve Bi _{1-x} Sb _x tek kristal alaşımlarının hazırlanması	34
3.1.1.a. Kristal büyütme sistemi	37
3.1.1.b. Bizmutun saflaştırılması	39
3.1.1.c. Bi _{1-x} Sb _x tek kristal alaşımlarının hazırlanması	42
3.1.2. Kristallerin yönlendirilmesi ve deneklerin hazırlanması	44
3.1.3. Konsantrasyon tayini	47
3.1.3.a. Yoğunluk ölçümleri ile konsantrasyon tayini	47

İÇİNDEKİLER DİZİNİ (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
3.1.3.b. Nötron aktivasyon analizi	48
3.2. Denek tutucu	53
3.3. Krayostat	56
3.4. Transdüser'ler ve Bağ Maddesi	57
3.5. Puls-Yankı Yöntemi ve Otomatik Attenuasyon Ölçme Düzeneği	57
3.6. Deneysel Düzenek ve Ölçme Tekniği	64
IV. DENEYSEL VERİLER VE ANALİZİ	66
4.1. Deneysel Veriler	67
4.2. Osilasyon Periyotlarının Bulunması	83
4.3. Osilasyon Piklerinin Landau ve Spin Kuantum Sayılarının Belirlenmesi	98
V. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	105
5.1. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ Alaşımlarının Elektron Fermi Yüzeyi	105
5.1.1. Fermi yüzeyi kesitlerinin Sb konsantrasyonu ile değişimi	105
5.1.2. Etkin kütleler	107
5.1.3. Taşıyıcı yoğunluğu ve tilt açısı	111
5.1.4. Elektron Fermi enerjisi ve yasak enerji aralığı	113
5.2. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ Alaşımlarında Elektron Fermi Enerjisi ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Magnetik Alan İle Değişimi	115
5.3. Genlik Analizi	123
5.3.1. Osilasyon genliğinin sıcaklıkla değişimi ...	124
5.3.2. Osilasyon genliğinin magnetik alanla değişimi	128
5.4. Bizmutta Elektron Spin Yarılma Faktörlerinin Bulunması	132
VI. GENEL SONUÇLAR	136
EK- 1. Fourier analizi ve polinom interpolasyonu programları	141
EK- 2. En küçük kareler yöntemi ile deney noktalarına analitik formu bilinen bir eğri çakıştıran program	146

İÇİNDEKİLER DİZİNİ (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
EK- 3. Ardışık yaklaşımlar yöntemi ile C_1 katsayılarından (Bkz. Çizelge 4.1) kütle tensörünün elemanlarını ve $\Gamma(E)$ niceliğini bulan program	150
EK- 4. Fermi enerjisi ve taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimini bulan program	151
DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ	154



ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Bizmutun enerji band yapısı (şematik)	3
2.1. A7 (arsenik) kristal yapısı. Rombohedral hücre-yüzey merkezli kübik örgü dönüşümü.	7
2.2. Bizmutun birinci Brillouin bölgesi.	10
2.3. (a) Ayna düzleminde tilt olmuş elektron elipsoidi (şematik),	
(b) Elektron elipsoidlerinin trigonal düzlemdeki izdüşümleri (şematik).	13
2.4. $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında band yapısının Sb konsantrasyonu ile değişimi. Bandların x ile kaymasını belirtebilmek için L ve T bandları üstüste çizilmiştir.....	22
2.5. Yüksek magnetik alanlarda ($\hbar\omega_c \gg kT$) birkaç elektron Landau düzeyi.	26
3.1. Bi-Sb alaşımlarının faz diyagramı (Hansen and Anderko'dan, 1958).	36
3.2. Çözücü sıcaklığının çözünen konsantrasyonu ile arttığı (a) ve azaldığı (b) faz diyagramlarından parçalar	36
3.3. Bizmutun arıtılmasında ve $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının hazırlanmasında kullanılan zone fırını. ..	38
(a) Kesit resmi,	
(b) Kristal büyütme sistemine bağlanmış halde fırının fotoğrafı.	
3.4. Bizmutu eriterek potaya akıtmak için kullanılan Y-tüp	40
3.5. $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının birinde cleave düzleminden çekilen X-ışınları geri yansımali Laue filmi	46
3.6. $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının birinde y-düzleminden çekilen X-ışınları geri yansımali Laue filmi.	46
3.7. Nötron aktivasyon analizinde kullanılan teflon tüp	51
3.8. Kolimatör düzeneği	52

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

3.9.	Standart antimonun aktiflendikten 3 hafta sonra elde edilen gama spektrumu	54
3.10.	Standart ve örnek alaşımın ($x = 0,033$) 603 KeV'lik piklerinin karşılaştırılması	55
3.11.	Kartezyen monostat sistemi	58
3.12.	$Bi_{1-x}Sb_x$ tek kristal deneklerin fotoğrafı (transdüser bağlanmış halde)	59
3.13.	Otomatik attenuasyon ölçme sisteminin blok diyagramı	60
3.14.	(a) Tipik bir puls-yankı treni (denek C13, $f=8$ MHz), (b) Attenuasyon ölçümleri için puls-yankı treninde seçilen iki yankı	63
3.15.	DeneySEL düzeneğin blok-diyagramı	65
4.1.	I. durumda gözlenen tipik ultrasonik kuantum osilasyonları. (a) Bi ($\theta=25^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K). (Çelik ve Alper'den, 1982); (b) $x=0,012$ ($\theta=94^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K);..... (c) $x=0,019$ ($\theta=30^\circ$, $f=50$ MHz, $T=2,79$ K); (d) $x=0,033$ ($\theta=90^\circ$, $f=50$ MHz, $T=1,42$ K).....	68
4.2.	II. durumda gözlenen tipik ultrasonik kuantum osilasyonları	70
	(a) $x=0,012$ ($\theta=135^\circ$, $f=70$ MHz, $T=4,1$ K); (b) $x=0,019$ ($\theta=95^\circ$, $f=70$ MHz, $T=1,47$ K).	
4.3.	III. durumda $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ alaşımında gözlenen tipik ultrasonik kuantum osilasyonları	71
	(a) $\theta=30^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K; (b) $\theta=90^\circ$, $f=170$ MHz, $T=4,1$ K, tek yankı.	
4.4.	IV. durumda saf Bi'ta gözlenen ultrasonik kuantum osilasyonlarına tipik örnekler (a) dHvA-tipi osilasyonlar ($\theta=-5^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,39$ K); (b) Ara-bölgeye özgü dev kuantum osilasyonları ($\theta=-5^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,40$ K);	72

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

(c) Osilasyonların spin yarılmasını gösteren bir örnek ($\theta=45^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,37$ K);	
(d) $H \approx 2T$ 'daki osilasyon pikinin daha ayrıntılı çizilmiş hali ($\theta=45^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,37$ K)	73
4.5. Ara bölgeye özgü kuantum osilasyonları	74
(a) Bi (IV. durum, $\theta=15^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,33$ K);	
(b) $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ (I. durum, $\theta=98^\circ$, $f=50$ MHz, $T=2,16$ K)	
4.6. Saf Bi ve $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında $\theta=0^\circ$ ($\vec{H} // \vec{q}$) ve $\theta=90^\circ$ ($\vec{H} \perp \vec{q}$) 'de gözlenen kuantum osilasyonları	
(a) Bi (IV. durum, $f=10$ MHz, $T=1,38$ K)	75
(b) $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ (I. durum, $f=70$ MHz, $T=4,12$ K)	76
(c) $Bi_{0,981}Sb_{0,019}$ (I. durum, $f=50$ MHz, $T=2,13$ K)	77
4.7. Sıcaklığın ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisini gösteren tipik bir örnek ($Bi_{0,987}Sb_{0,013}$ I. durum, $\theta=0^\circ$, $f=50$ MHz)	80
4.8. Frekansın ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisini gösteren tipik örnekler	81
(a) $x=0,012$, I. durum, $\theta=125^\circ$, $T=4,1$ K;	
(b) $x=0,025$, I. durum, $\theta=60^\circ$, $T=1,36$ K.	
4.9. Ultrasonik kuantum osilasyonlarınının Sb konsantrasyonu ile değişimi (I. durum, $\theta=25^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K).....	82
4.10. Pik numarasına karşı çizilen $1/H_p$ grafiklerine örnekler ($Bi_{0,988}Sb_{0,012}$, I. durum)	84
4.11. (a) Fourier analizi yapılan ve birden fazla periyot içeren bir deneysel attenuasyon eğrisi	85
($Bi_{0,988}Sb_{0,012}$, I. durum, $\theta=80^\circ$, $f=70$ MHz, $T=4,1$ K)	
(b) Bu attenuasyon eğrisinin frekans spektrumu ($N=128$, $\Delta x=3$ mm).	
4.12. Fourier analizinden bulunan noktalardan polinom interpolasyonu yapılarak geçirilen eğri ($Bi_{0,988}Sb_{0,012}$, II. durum, $\theta=120^\circ$)	87
4.13. $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ alaşımında, üç farklı durum için, osilasyon periyotlarının açısı ile değişimi	
(a) I. durum	88
(b) II. durum	89
(c) III. durum	90

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

4.14.	$\text{Bi}_{0,981}\text{Sb}_{0,019}$ alaşımında, iki farklı durum için, osilasyon periyotlarının açısı ile değişimi.	
	(a) I. durum	91
	(b) II. durum	92
4.15.	$\text{Bi}_{0,967}\text{Sb}_{0,033}$ alaşımında osilasyon periyotlarının açısı ile değişimi (I. durum).....	93
4.16.	Bizmutta osilasyon periyodunun açısı ile değişimi (IV. durum)	94
4.17.	a-elipsoidine ait osilasyon periyodunun binary-düzlemde konsantrasyon ve açısı ile değişimi (I. durum)	96
4.18.	$\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$ alaşımında pik yerlerinin açısı ile değişimi (I. durum)	100
4.19.	$\text{Bi}_{0,981}\text{Sb}_{0,019}$ alaşımında pik yerlerinin açısı ile değişimi (I. durum)	101
4.20.	$\text{Bi}_{0,967}\text{Sb}_{0,033}$ alaşımında pik yerlerinin açısı ile değişimi (I. durum)	102
4.21.	$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında konsantrasyon arttıkça aynı Landau sayılı osilasyon piklerinin daha düşük alanlara kaydığını gösteren tipik bir örnek (I. durum, $\theta=120^\circ$, $f=50$ MHz)	103
5.1.	$[\Delta(1/H)]_{\text{alaşım}}/[\Delta(1/H)]_{\text{Bi}}$ oranının θ ile değişimi	106
5.2.	Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında $(S)_{\text{alaşım}}/(S)_{\text{Bi}}$ oranının Sb konsantrasyonu ile değişimi	108
5.3.	Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında a-elektronlarının siklotron kütlesinin x ve θ ile değişimi.	110
5.4.	Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektron siklotron kütlesinin (band tabanında) Sb konsantrasyonu ile değişimi	112
5.5.	Elektron Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi (\vec{H}/z -ekseni)	118
5.6.	Elektron Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi (\vec{H}/y -ekseni)	119
5.7.	Toplam taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimi (\vec{H}/y -ekseni)	120

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

- 5.8. Her elektron paketindeki taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimi (\bar{H}/y -ekseni) 122
- 5.9. dHvA-tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarında genliğin sıcaklıkla değişimi 126
 (a) α_{gen}/T -T grafikleri,
 (b) $\ln(\alpha_{gen}/T)$ -T/H grafikleri .
- 5.10. Osilasyon genliğinin sıcaklığa bağımlılığını gösteren örnekler 127
- 5.11. $\ln(\alpha_{gen}\sqrt{H})-1/H$ grafiklerine örnekler 129
- 5.12. Denek Cl3'de tavlama işleminden önce (a) ve tavlama işleminden sonra (b) elde edilen atenuasyon eğrileri (I. durum, $\theta=90^\circ$, $f=24$ MHz, $T=1,34$ K) 131
- 5.13. Bizmutta elektronların magnetik enerji düzeylerinin olası durumları 133
 (a) $\Delta E_s \ll E_o$, $\gamma \ll 1$
 (b) $\Delta E_s \approx E_o$, $\gamma \lesssim 1$
 (c) $\Delta E_s \approx E_o$, $\gamma \geq 1$
- 5.14. Bizmutta spin yarıлма faktörlerini belirlemek için çizilen $1/H_p$ -p grafiklerine örnekler 133
- 5.15. Bizmutta elektron spin yarıлма faktörünün yz-düzleminde açı ile değişimi 135

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge	Sayfa
2.1. Bi,Sb ve As'ın 4,2 K'de kristal yapı parametreleri	8
3.1. Arıtılan bizmattan (28 zone) alınan örneklerde artık direnç oranları	41
3.2. Arıtılan bizmutta (28 zone) yapılan Yarı Nicel Optik Emisyon Spektroskopisi sonuçları	42
3.3. İncelenen $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ölçülen Sb konsantrasyonları	53
4.1. Deneysel periyot değerlerinden bulunan C_i katsayıları	97
4.2. Bi ve $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ 'de a-elektronlarına ait $H_{n,s}$ değerleri (I. durum, $\theta=120^\circ$)	99
5.1. Eş. (5.2) ile tanımlanan a_1 ve a_2 katsayıları.	107
5.2. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında temel elipsoidin etkin kütleleri (kristalografik eksen takımında, m_0 cinsinden) ile $\Gamma(E)$ değerleri	109
5.3. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektron elipsoidlerinin tilt açısı ve taşıyıcı yoğunluğu .	113
5.4. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektron Fermi enerjisi	115
5.5. Fermi düzeyinin magnetik alanla değişiminden bulunan E_{Fe} ve N_e nicelikleri	121
5.6. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında Fermi düzeyinin magnetik alan ile değişiminden bulunan H_a^{qu} ve H_b,c^{qu} değerleri ($\vec{H} // \vec{y}$ -ekseni)	123
5.7. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektronların ortalama ömür süreleri ve Dingle sıcaklıkları.	130

I. GİRİŞ

Magnetik alan içinde elektronların enerjileri kuantalıdır ve yörüngeleri genellikle kapalıdır. Bu olay, Landau kuantizasyonu olarak bilinir ve birçok fiziksel niceliğin magnetik alanla osilasyonlu değişmesinin nedenini oluşturur. Örneğin magnetizasyon, elektriksel iletkenlik, ultrasonik attenuasyon ve ses hızı düşük sıcaklıklarda magnetik alanın tersi ile periyodik davranış gösterirler. Osilasyonların periyodu Fermi yüzeyi kesitleri hakkında bilgi verir.

Ultrasonik kuantum osilasyonları (UQO), çok saf metallerde, düşük sıcaklıklarda ve yüksek magnetik alanlarda gözlenebilen bir kuantum olayıdır. Ultrasonik attenuasyon katsayısındaki bu osilasyonlar, deneysel olarak ilk defa bizmutta gözlenmiştir (Reneker, 1959) ve kuramsal olarak da Gurevich et al. (1961) tarafından ortaya atılmıştır. Günümüze kadar, UQO birçok maddede gözlenmiş ve çeşitli fiziksel yaklaşımlar ve matematiksel yöntemler kullanılarak UQO kuramı geliştirilmiştir. Örnek olarak Skobov (1961), Liu and Toxen (1965), Kaner and Skobov (1968), Nagai and Fukuyama (1976), Kuramoto (1979, 1982), Mase et al. (1981a)'in çalışmaları verilebilir. 1968 yılına kadar olan çalışmaların toplu bir değerlendirmesi Shaphira (1968) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmaların tümünde osilasyon periyodu için aynı ifade bulunmuştur, ancak osilasyonların genliğinin ve çizgi-şeklinin (line-shape) ultrasonik frekans, sıcaklık ve magnetik alan ile davranışını veren ifadeler oldukça farklıdır.

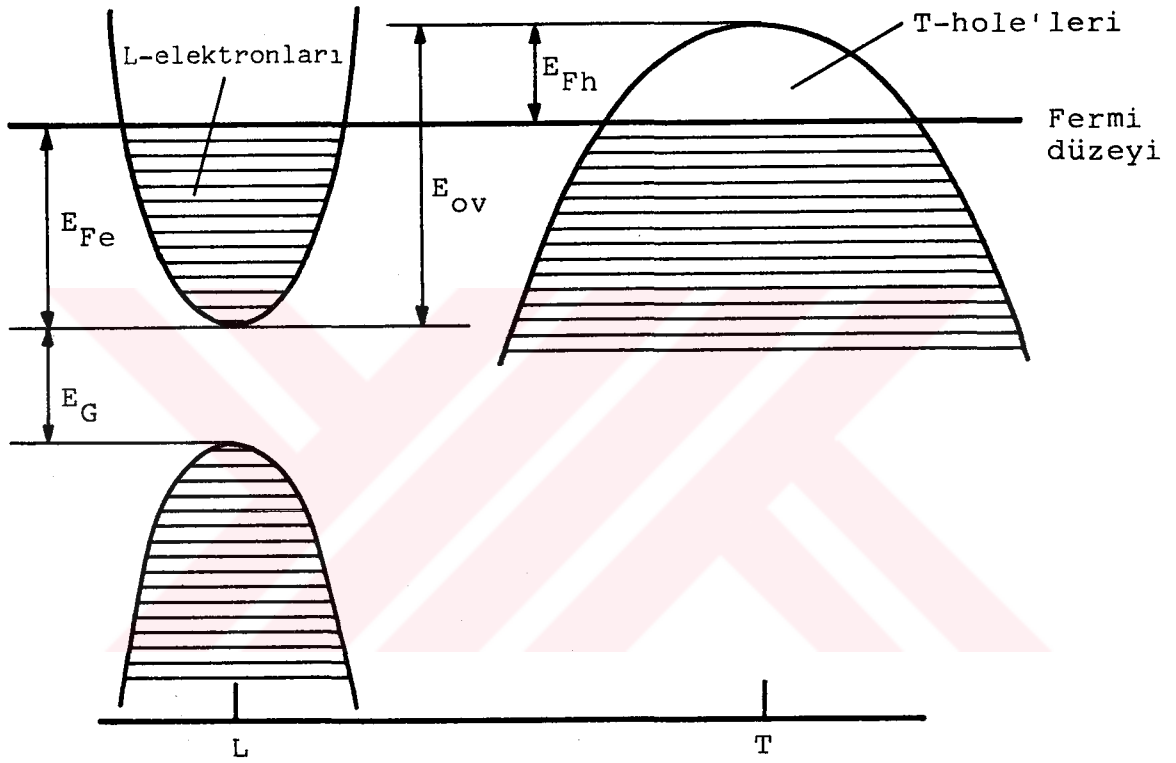
Ultrasonik kuantum osilasyonları, yarımetallerin elektronik özelliklerinin incelenmesinde güçlü bir yöntem oluşturmaktadır. Bunun başlıca nedeni, magnetik alana eşlik eden kuantum osilasyonlu olayların gözlenebilmesi için gerekli olan $w_c \tau > 1$ ve $\hbar w_c > kT$ koşullarınının, küçük etkin kütleleri

nedeniyle, yarımetallerde kolayca sağlanabilmesidir. Burada w_c siklotron frekansı, τ yük taşıyıcılarının ortalama çarpışma zamanı ve T sistemin mutlak sıcaklığıdır. $w_c \tau > 1$ koşulu, elektronların saçılmaya uğramadan önce kapalı yörüngede en az bir defa dolanmaları gerektiğini ifade etmektedir. Landau düzeylerini ayırdedebilmek için de karakteristik magnetik enerji ($\hbar w_c$), taşıyıcıların termal enerjisinden (kT) büyük olmalıdır. Ultrasonik kuantum osilasyonlarının periyodu ve çizgi-şekli incelenerek metal ve yarımetallerde: Fermi yüzeyinin geometrisi, taşıyıcıların etkin kütleleri, spin-yarılma faktörleri ve dağılım fonksiyonları gibi salt elektronik özelliklerin yanında; iletim elektronları ile ultrasonik dalganın etkileşmesi hakkında bilgi edinilebilir.

Periyodik tablonun V. grup elementlerinden bizmut (Bi), antimon (Sb) ve arsenik (As) yarımetaldir. Yarımetalleri metal ve yarıiletkenlerden ayıran en belirgin özellik, en yüksek valans bandı ile en düşük iletkenlik bandının çakışmasıdır. Bu yarımetallerde, ilk beş bandı tamamen doldurmak için yeterli sayıda elektron bulunmasına karşın, yarıiletkenlerin aksine, en yüksek valans bandı tamamen dolu değildir. Kristal yapının deformasyonu nedeniyle (Cohen et al., 1964) valans bandı ile iletkenlik bandı çakışırlar ve valans bandındaki elektronların bir kısmı, geride eşit sayıda hole bırakarak, daha düşük enerji düzeyleri bulunan iletkenlik bandına dökülürler. Bu nedenle mutlak sıfırda yarımetallerin yük taşıyıcı yoğunluğu sıfırdan farklıdır ve bu yönü ile yarıiletkenlerden ayrılırlar. Bununla beraber, yarımetallerin taşıyıcı yoğunlukları metallere göre birkaç merteye daha küçüktür ve sıcaklıkla değişimi, metal ve yarıiletkenlerden çok farklıdır. Metalik davranış, band çakışmasının büyüklüğüne bağlıdır ve bizmuttan arseniğe doğru artar.

Tipik bir yarımetal olan bizmutun enerji band yapısı, Fermi düzeyi yakınında ve Brillouin bölgesinin L ve T noktaları civarında, Şekil 1.1'de gösterilmiştir. Elektron

ve hole sayıları eşittir, ancak Brillouin bölgesinde farklı noktalarda bulunurlar. Bizmutta elektronlar L-noktalarında, hole'ler ise T-noktalarındadır. T-valans bandı ile L-iletkenlik bandının çakışması (E_{ov}) 40 meV kadardır ve L-valans bandı ile L-iletkenlik bandı yaklaşık 15 meV'luk yasak enerji aralığı (E_G) ile ayrılmışlardır.



Şekil 1.1. Bizmutun enerji band yapısı (şematik).

V. grup yarımetallerin elektronik özellikleri, Fermi düzeyi civarındaki küçük yasak enerji aralığı nedeniyle çok ilginçtir. Örneğin, yarımetallerdeki yüksek taşıyıcı mobiliteleri, küçük etkin kütleler ve non-parabolik enerji-momentum bağıntıları, bu küçük yasak enerji aralığı ile ilişkilidir. Elektriksel iletkenlikleri küçük, fakat Hall katsayısı, Seebeck katsayısı ve magnetorezistans büyüktür. Bu gibi alışılmamış özellikleri nedeniyle yarımetaller, deneysel ve kuramsal çok sayıda araştırmaya konu olmuşlar-

dır. Ayrıca yarım metaller bazı cihaz uygulamalarında da kullanılmışlardır (Lovett, 1977). V. grup yarım metallerin katıhal fiziğindeki asıl önemi, birçok temel fiziksel olayın ilk defa bu maddelerde gözlenmesinden kaynaklanmaktadır. Örneğin Shubnikov de Haas olayı, de Haas-van Alphen olayı, magnetoakustik olaylar v.b. ilk defa bizmutta gözlenmiştir.

V. grup yarım metallerin kendi aralarında alaşımları yapılarak, yasak enerji aralığı ile bandların çakışma miktarı değiştirilebilir hatta, Bi-Sb sisteminde olduğu gibi, elektronik faz geçişleri de yapmak olasıdır.

Bu çalışmada yarım metal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x < 0,04$) elektronik özellikleri, ultrasonik kuantum osilasyonları yöntemiyle incelendi. Burada x , atomik olarak Sb konsantrasyonudur. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımları, Sb konsantrasyonuna bağlı olarak, yarım metal veya yarıiletken olarak davranırlar. Alaşım, $0,07 < x < 0,22$ bölgesinde yarıiletken, bu aralığın dışında ise yarım metal özellik gösterir. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının elektronik özellikleri basınca, sıcaklığa ve yüksek magnetik alanlara çok duyarlıdır. Konsantrasyondaki değişmeye ilave olarak bu parametreler de elektronik faz geçişleri yaratabilirler (Brandt et al., 1972; Hiruma and Miura, 1983). Bu alaşımların elektronik özellikleri, genellikle düşük sıcaklıklarda, de Haas-van Alphen (dHvA) olayı, galvanomagnetik ölçümler, Shubnikov-de Haas (SdH) olayı, siklotron rezonans, magneto-optik ölçümler ve magneto-plazma dalgaları tekniği ile araştırılmıştır (Brandt et al., 1962, 1968, 1982; Goldsmid, 1970; Herrmann et al., 1975; Vecchi et al., 1976; Braune et al., 1979; Mironova et al., 1980). Yarım metal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında UQO ilk defa, $0 < x < 0,001$ aralığında, Fukami et al., (1979) tarafından gözlenmiştir. Bu araştırmacılar band yapısından ziyade ses soğurma mekanizması ile ilgilenmişler ve seyreltik alaşımlarda tilt olayının gözlenmemesi; ses dalga vektörünün (\vec{q}) magnetik alana (\vec{H}) dik olduğu durumlarda osilasyon genliklerinin artması gibi olayları açıklamaya çalışmışlar-

dır. (Akinaga et al., 1979; Matsumoto et al., 1979, Mase et al., 1981). Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında ($0 < x < 0,04$) band yapısı ve Fermi yüzeyinin Sb konsantrasyonu ile değişimi, UQO yöntemiyle ilk defa bu çalışmada incelenmiştir.



II. KURAM

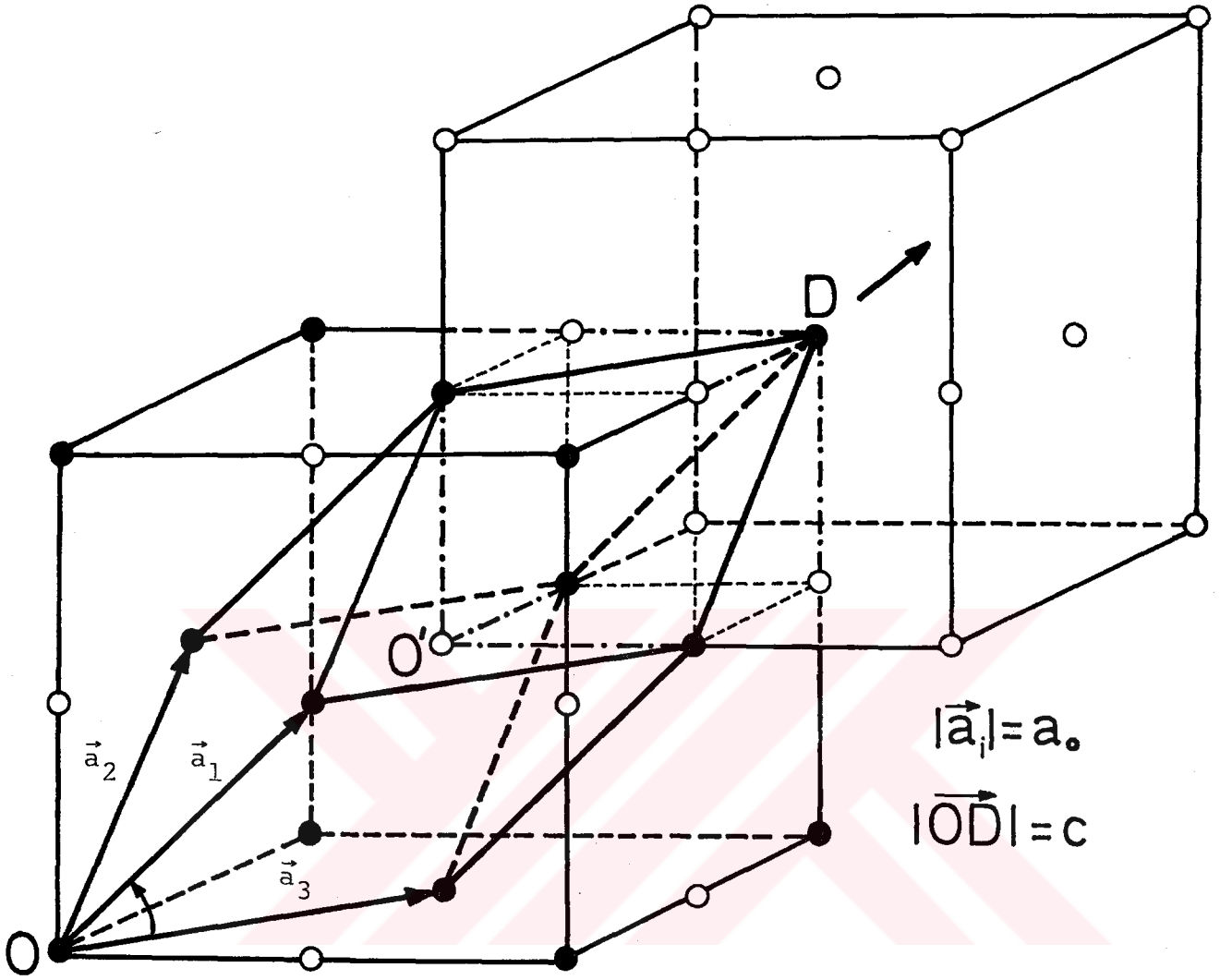
Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının enerji band yapısı bizmutun enerji band yapısına benzerdir, ancak Sb konsantrasyonu arttıkça band ve taşıyıcı parametrelerinde önemli değişiklikler olmaktadır. Bu nedenle Bi 'un band yapısı ve Fermi yüzeyini tanıtmada yarar olacaktır. Bu bölümde Bi ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının kristal yapısı, enerji band yapısı ve bizmutun elektron bandları için geliştirilen Lax iki-band modeli genel hatlarıyla tanıtıldı. Ultrasonik kuantum osilasyonlarının fiziksel esasları ve kristal kusurlarının UQO'na etkisi tartışıldı.

2.1. Bi Ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ Alaşımlarının Enerji Band Yapısı

2.1.1. Arsenik kristal yapısı

Bizmutun yarımetalik özelliği, Fermi düzeyi civarındaki enerji bandlarının çakışmasından kaynaklanmaktadır. Bandların çakışması ile elektron ve hole'lerin Brillouin bölgesinde (BB) farklı noktalarda bulunmalarını açıklayabilmek için, bizmutun kristal yapısını tanıtmada yarar vardır.

V. grup yarımetalleri Bi, Sb ve As ile bunların izoelektronik alaşımları, arsenik (A7) kristal yapısındadır. Birim hücre rombohedraldir ve iki atom ihtiva eder; atomlardan biri köşelerde diğeri ise cisim köşegeni üzerinde ($2u, 2u, 2u$) noktasındadır. Rombohedral örgü basit kübik örgüden, iki küçük bağımsız distorsiyon uygulanarak, elde edilebilir. Basit kübik örgünün, birinin köşesi diğerrinin merkezinde olacak şekilde, içiçe geçmiş iki yüzey merkezli kübik (fcc) örgüden oluştuğunu düşünelim ve rombohedral hücreyi basit kübik örgü içine Şekil 2.1'de görüldüğü gibi oluşturalım. Bu durumda fcc yapının \vec{a}_1, \vec{a}_2 ve \vec{a}_3 birim hücre vektörleri arasındaki açı (α , rombohedral açı) 60



Şekil 2.1. A7 (arsenik) kristal yapısı. Rombohedral hücre-yüzey merkezli kübik örgü dönüşümü.

derecedir ve birim hücre vektörlerinin boyları eşittir. Bu birim hücre vektörleri aynı zamanda rombohedral birim hücre vektörleridir. Birinci distorsiyon, kübik örgünün cisim köşegeni boyunca biraz uzatılması ile oluşur ve neticede α açısı 60 dereceden biraz küçülür. İkinci distorsiyon ise, fcc alt-örgülerden birinin diğerine doğru aynı cisim köşegeni boyunca itilmesi ile oluşur. Bunun sonucunda cisim köşegeni üzerindeki merkez atomu yerdeğiştirir ve $u = \frac{1}{4}$ olur. Böylece A7 kristal yapısı elde edilmiş olur. Cisim köşegeni (trigonal eksen) üzerindeki O' atomunun konumunu belirleyen u parametresi, $u = \frac{1}{2} \frac{\overline{OO'}}{\overline{OD}}$ olarak tanımlanır ve distorsiyona uğramamış rombohedral hücrede $u = \frac{1}{4}$ dir. V. grup yarımetallerde rombohedral gerilmeyi ve atomların iç yerdeğiştirmesini karakterize eden α ve u parametreleri ile örgü parametreleri, toplu halde Çizelge 2.1'de verilmiştir (Schiferl and Barrett, 1969).

Çizelge 2.1 Bi, Sb ve As'in 4,2K'de kristal yapı parametreleri.

	α	u	$a_0 (10^{-10} \text{m})$	$c (10^{-10} \text{m})$
Basit Kübik	60°	0,25		
Bi	$57,35^\circ$	0,234	4,724	11,797
Sb	$57,23^\circ$	0,233	4,489	11,222
As	$54,55^\circ$	0,227	4,102	10,441

Rombohedral örgüde, üç katlı simetriye sahip bir trigonal ekseni, trigonal ekseni ihtiva eden üç ayna düzlemi, herbiri ayna düzlemlerine ve trigonal eksene dik üç binary ekseni ve bir terslenme merkezi vardır. Ayna düzlemi (binary düzlemi) içinde kalan ve trigonal eksene dik bir bisectrix ekseni tanımlıdır; öyle ki, binary (x), bisectrix (y) ve trigonal (z) eksenleri bir sağ-el

dik eksen takımı oluştururlar. Binary ve bisectrix eksenleri trigonal düzlemi tanımlarlar ve ardışık iki binary (veya bisectrix) ekseni arasındaki açı 60 derecedir; ardışık binary ve bisectrix eksenleri arasındaki açı ise 30 derecedir.

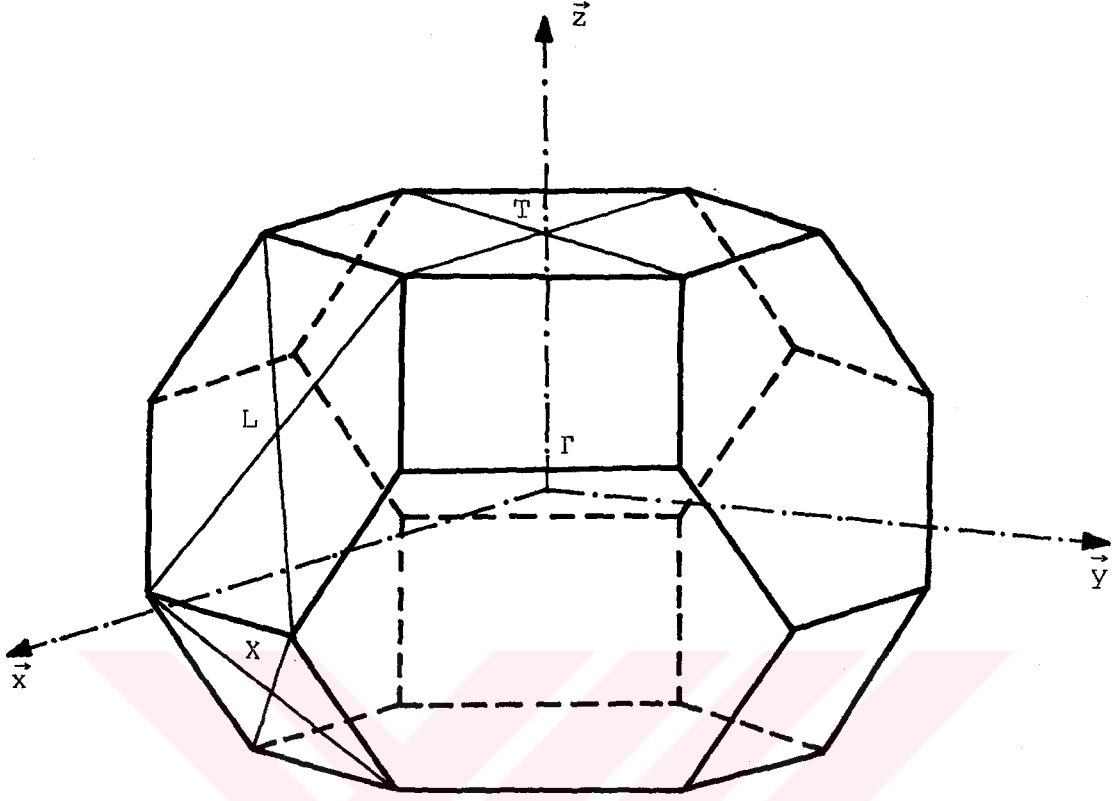
2.1.2. Brillouin bölgesi

A7 yapısı ile fcc örgünün kristal yapıları arasındaki benzerlik Brillouin bölgeleri için de geçerlidir. A7 yapısının Brillouin bölgesi, fcc örgünün Brillouin bölgesinin (truncated octahedron) trigonal ekseni boyunca biraz sıkıştırılması ile elde edilebilir. Bu distorsiyonun sonucu olarak: fcc yapının Brillouin bölgesindeki kare yüzeyler (altı adet, orta noktaları X) dikdörtgen olur ve trigonal eksene dik olmayan altıgen yüzeyler (altı adet, orta noktaları L) de artık eşkenar altıgen değildir. Trigonal eksene dik iki adet ve orta noktaları T ile gösterilen yüzeyler ise eşkenar altıgen olarak korunurlar. Brillouin bölgesinin merkezi Γ ile gösterilir. A7 yapısının Brillouin bölgesindeki L-noktaları, fcc yapının BB' ne kıyasla, daha düşük ve farklı simetriye sahiptirler.

Şekil 2.2'de bizmutun Brillouin bölgesi ve bazı simetri noktaları Cohen (1961) notasyonuna göre gösterilmiştir. Bu Brillouin bölgesinin genel şekli, V. grup yarımetallerin hepsi ve onların izoelektronik alaşımları için aynıdır, fakat distorsiyonun büyüklüğüne bağlı olarak Brillouin bölgesinde bazı küçük değişiklikler vardır. Şekil 2.2'de ayrıca binary (x), bisectrix (y) ve trigonal (z) eksenleri de işaretlenmiştir.

2.1.3. Band yapısı

V. grup yarımetallerin birim hücrelerinde iki atom ve her atom başına da beş valans elektronu bulunduğundan,



Şekil 2.2. Bizmutun Birinci Brillouin bölgesi.

ilk beş bandı tamamen doldurmak için yeterli sayıda valans elektronu vardır. Ancak A7 kristal yapısında elektronik enerji durumları hesaplamalarına göre, bu maddeler ya yarı-metal ya da darbantlı yarıiletken özellikleri gösterirler. Pratikte hem yarıiletken hem de yarımetal davranış gözlenmiştir, fakat yarımetalik davranış çok daha yaygındır. V. grup yarımetallerin kendi aralarında izoelektronik alaşımları yapılarak, Bi-Sb sisteminde olduğu gibi, yarıiletken elde edilebilir.

V. grup yarımetallerin enerji band yapısı, çeşitli yaklaşımlar ve teknikler kullanılarak hesaplanmıştır. Örnek olarak Mase (1958), Abrikosov and Falkovskii (1963), Cohen et al. (1964), Falicov and Lin (1966), Golin (1968a)'nin çalışmaları verilebilir. Sonuç ister yarımetal ister yarıiletken olsun, çeşitli band hesaplamaları bir noktada birleşmektedir: Rombohedral distorsiyonun etkisi, Brillouin bölgesinde, L-noktasındaki bandları alçaltmak ve T-noktasındaki bandları yükseltmektir (enerji eksenini boyunca). Yarımetal oluşması durumunda L ve T bandları çakışır ve T-valans bandındaki elektronların bir kısmı, geride eşit sayıda hole bırakarak, daha düşük enerji düzeyleri bulunan L-iletkenlik bandına dökülürler. Böylece L-iletkenlik bandı ile L-valans bandı arasında küçük bir direkt yasak enerji aralığı oluşur. Sonuçta elektron paketleri L-noktasında, hole paketleri de T-noktası civarında oluşurlar. Bu yarımetallerde band çakışması (E_{ov}) ve Fermi düzeyi civarındaki yasak enerji aralıkları (E_G), karakteristik band genişliklerine oranla, çok küçüktür. Elektron paketlerinin L-noktasında, hole'lerin de T-noktasında buldukları deneysel olarak da kanıtlanmıştır.

Kristal yapıları benzer olduğundan, rombohedral distorsiyona dayalı herhangi bir band modeli, V. grup yarımetallerin hepsi ve izoelektronik alaşımları için de geçerli olabilir. Fakat bu maddeler, band çakışması ve yasak enerji aralıklarının büyüklükleri, taşıyıcı yoğunluğu ile Fermi yüzeyinin şekli ve büyüklüğü bakımından, önemli farklılıklar arzeder-

ler. Taşıyıcı yoğunluğu rombohedral distorsiyonun büyüklüğü ile sıkı bir şekilde ilişkilidir. Bizmattan arseniğe doğru distorsiyon arttıkça, taşıyıcı yoğunluğu da artmaktadır.

2.1.4. Bizmutun Fermi yüzeyi

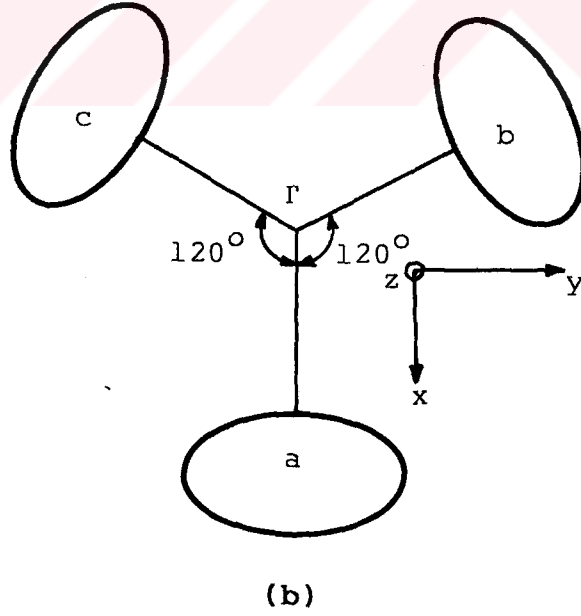
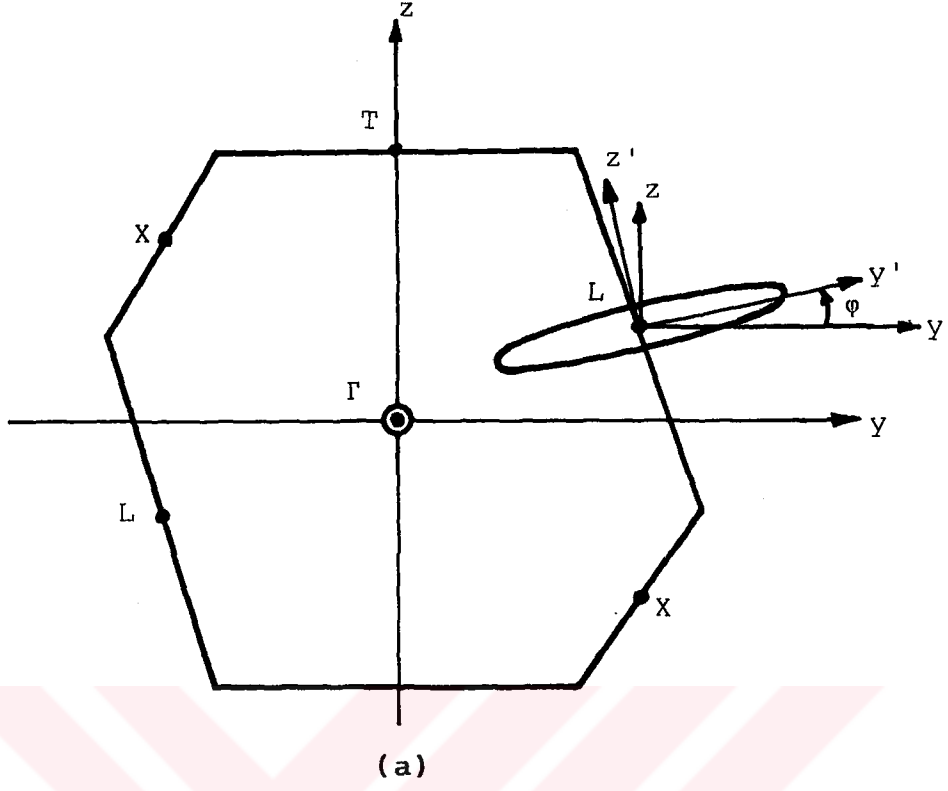
Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının elektronik özelliklerinin tartışılmasında sık sık değinileceğinden, bizmutun Fermi yüzeyini tanıtmak yarar sağlayacaktır. Diğer V. grup yarımetallerin Fermi yüzeyleri hakkında ayrıntılı bilgi, Dresselhaus'ın (1971) derleme makalesinde bulunabilir.

Bizmutun Fermi yüzeyi, L-noktalarına yerleşmiş üç adet elektron elipsoidi ve T-noktalarında bulunan bir hole elipsoidinden meydana gelmiştir. Hole paketi, merkezi Brillouin bölgesinde T-noktasında bulunan ve uzun eksenini trigonal eksenini boyunca yönelmiş olan bir dönel elipsoiddir. Elektronlar ise, L-noktalarında merkezlenmiş üç elipsoid pakette bulunurlar. Elektron elipsoidlerinin en kısa eksenleri binary eksene paraleldir, diğer iki eksen de ayna düzleminde bulunurlar. Elektron elipsoidleri trigonal düzlem ile bir tilt açısı (ϕ) yaparlar (Şekil 2.3). De Haas-van Alphen olayı, Shubnikov de Haas olayı ve siklotron rezonans deneylerinde tilt açısı ($+6,0 \pm 0,2$)^o olarak ölçülmüştür (Brown et al., 1968; Falkovskii, 1969). Pozitif yön, +x eksenini etrafında, +y ekseninden +z eksenine doğru dönme ile tarif edilmiştir (Brown et al., 1968).

Kristalografik eksen takımında temel elektron elipsoidi (a-paketi),

$$(\alpha_{xx}k_x^2 + \alpha_{yy}k_y^2 + \alpha_{zz}k_z^2 + 2\alpha_{yz}k_yk_z) = (2m_0 / \hbar^2) \Gamma(E) \quad (2.1)$$

bağıntısı ile temsil edilir. Diğer iki elektron elipsoidinin (b ve c-paketleri) analitik ifadeleri, bu eşitliğin trigonal eksen etrafında $\pm 120^\circ$ döndürülmesi ile elde edilir. Burada, m_0 serbest elektron kütlesi, k_i orjini L- noktasında seçilen elektron dalga vektörünün bileşeni, α_{ij} 'ler de



Şekil 2.3 a) Ayna düzleminde tilt olmuş elektron elipsoidi (şematik),
 b) Elektron elipsoidlerinin trigonal düzlemdeki izdüşümleri (şematik).

band tabanındaki ters etkin kütle tensörünün ($\hat{\alpha}$) elemanlarıdır. $\Gamma(E)$ elektron Fermi enerjisinin bir fonksiyonudur ve açık formu, elektron bandları için seçilen dispersiyon bağıntısına bağlıdır. Daha sonra belirtileceği gibi, bizmutun elektron bandları Lax iki-band modeline (Lax et al., 1960) oldukça iyi uymaktadır. E_{Fe} iletkenlik bandı tabanından itibaren ölçülen elektron Fermi enerjisi ve E_G L-noktasındaki yasak enerji aralığı olmak üzere Lax modelinde,

$$\Gamma(E) = E_{Fe} (1 + E_{Fe} / E_G) \quad (2.2)$$

olarak verilir. Elektron elipsoidlerinin tilt açısı,

$$\varphi = \frac{1}{2} \tan^{-1} [2 \alpha_{yz} / (\alpha_{yy} - \alpha_{zz})] \quad (2.3)$$

bağıntısından bulunabilir.

Bizmutta hole bandı paraboliktir ve hole Fermi yüzeyi,

$$[\beta_{xx}(K_x^2 + K_y^2) + \beta_{zz}K_z^2] = (2m_0 / \hbar^2) E_{Fh} \quad (2.4)$$

bağıntısı ile temsil edilebilir (Bhargava, 1967). Burada β_{ij} 'ler hole ters kütle tensörünün elemanlarıdır ve \vec{K} dalga vektörünün orjini T-noktasındadır. E_{Fh} ise, T-valans bandının tepesinden itibaren negatif yönde ölçülen, hole Fermi enerjisidir.

2.1.5. Lax iki-band modeli

Taşıyıcı paketlerinin Brillouin bölgesinde L ve T noktalarında bulunmaları, bu noktalara özel bir önem kazandırmaktadır. Mevcut deneysel veriler çoğunlukla bu noktalar civarındaki elektronik band yapısı ile ilgilidir. L-bandları ile ilgili veriler, genellikle $\vec{k} \cdot \vec{p}$ pertürbasyon teorisi üzerine kurulu fenomenolojik band modelleri kullanılarak, analiz edilmektedir.

Fenomenolojik band modelleri içinde en basiti, Lax iki-band modelidir (Lax et al., 1960). Bu model, aralarında çok küçük yasak enerji aralığı bulunan ve diğer bandlardan yeterince uzakta olan iki bandın bulunduğu fiziksel durumu çok iyi açıklamaktadır. Bizmut bu modele en iyi örnektir, çünkü L-noktasındaki iletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki yasak enerji aralığı 15 meV kadardır ve bu bandlardan herhangi birinin diğer bandlara olan en yakın uzaklığı 500 meV dolayındadır. Lax et al. (1960), sadece E_G aralığı ile ayrılmış iki bandın etkileşmesini dikkate alarak, bizmutta iletkenlik elektronları için dispersiyon bağıntısını

$$E\left(1 + \frac{E}{E_G}\right) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \vec{k} \cdot \hat{\alpha} \cdot \vec{k} \quad (2.5)$$

olarak bulmuşlardır. Burada E enerjisi iletkenlik bandının tabanından itibaren ölçülmektedir.

Lax modeli (Eş. (2.4)) küçük \vec{k} 'lar için parabolik \vec{k} -bağımlılığı ile başlar, fakat E_G ile kıyaslanabilir enerjilerde non-parabolik etkiler önem kazanmaya başlar. $E(\vec{k})$ ilişkisinin parabolik olmamasına rağmen, \vec{k} -uzayında elipsoidal sabit enerji yüzeyleri tanımladığından, Lax modeli, **ellipsoidal non-parabolic (ENP) model** olarak anılır.

L-noktasının simetri özelliklerinden dolayı (ayna ve terslenme simetrisi), $\hat{\alpha}$ 'nın sıfır olmayan yegane köşegen dışı elemanı $\alpha_{yz} = \alpha_{zy}$ dir ve kristalografik eksen takımında ters etkin kütle tensörü,

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy} & \alpha_{yz} \\ 0 & \alpha_{yz} & \alpha_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilir. Etkin kütle tensörü (\hat{m}^*) ile $\hat{\alpha}$ arasındaki bağıntı

$$\hat{m}^* = m_0 (\hat{\alpha})^{-1} \quad (2.6a)$$

şeklindedir.

Bizmutun elektron Fermi yüzeyi oldukça uzatılmış elipsoidlerden oluştuğundan, etkin kütle tensöründe ağır kütle bileşenleri vardır. Dolayısıyla L-iletkenlik ve L-valans bandı arasındaki etkileşme, elipsoidin uzun ekseninde zayıf olmalıdır ve diğer bandlar ile olan etkileşmelerin de hesaba katılması gerekmektedir. Bu düşünceden hareketle Cohen (1961), bizmutta elektronlar için yeni bir dispersiyon bağıntısı önermiştir. Cohen modeli, non-parabolik enerji-momentumu ilişkisi ve non-elipsoidal sabit enerji yüzeyleri verdiği için, **Cohen non-ellipsoidal non-parabolic (NENP) iki-band modeli** olarak anılır.

Deneysel sonuçların Cohen modeli ile analizi için çeşitli girişimler yapılmıştır (Dinger and Lawson, 1973). Ancak Lax modeli yerine bu modelin seçilmesi için zorlayıcı nedenler yoktur. Dinger and Lawson'un (1973) siklotron rezonans deneylerinden elde ettikleri sonuçlar, Vecchi and Dresselhaus'un (1974a) magnetoreflexion ölçümlerinin sonuçları ile, Lax modeli çerçevesinde, mükemmel uyum içersindedir. Diğer taraftan, elektron siklotron kütlelerinin açı ile değişiminin incelendiği ayrıntılı deneylerde (Edelman and Khaikin, 1966; Falkovskii, 1969; Edelman, 1977) ve diğer L-bandlarının etkilerini pertürbasyon olarak her yönde hesaba katarak yapılan yüksek mertebeden $\vec{k} \cdot \vec{p}$ pertürbasyon hesaplamalarında (Baraff, 1965), bizmutta elektron paketlerinin elipsoid formundan sapmalarının çok küçük olduğu bulunmuştur. Bizmutun L-bandlarına uygulanabilen modellerin bir derlemesi McClure and Choi (1977) tarafından yapılmış ve yeni bir band modeli önerilmiştir. McClure modeli, **modified non-ellipsoidal non-parabolic (MNENP) model** olarak anılmaktadır ve mevcut modellerden daha geneldir.

Ancak basitliği ve Fermi yüzeyinin karakteristiklerini çok açık bir şekilde sergileme olanağı sağladığından, bu çalışmada deney verilerinin analizi için Lax iki-band

modeli kullanılacaktır. ENP, NENP ve MNENP modellerinin karşılaştırılması Chen et al.(1984) tarafından yapılmıştır.

Lax modeli çerçevesinde, L-iletkenlik bandındaki elektronların dış magnetik alan içindeki enerji düzeyleri,

$$E(1 + E / E_G) = (n + 1 / 2 + s\gamma) \hbar \omega_c + \hbar^2 k_H^2 / 2m_H^* \quad (2.7)$$

bağıntısı ile ifade edilebilir. Burada n Landau sayısı, s(= ±1/2) spin kuantum sayısı, γ spin yarıma faktörü, k_H elektron dalga vektörünün magnetik alan boyunca bileşeni ve ω_c=eH/(m_c^{*}) siklotron frekansıdır. Siklotron etkin kütlesi (m_c^{*}) ve boyuna etkin kütle (m_H^{*})

$$m_c^* = (\det \hat{m}^* / m_H^*)^{1/2} , \quad m_H^* = \vec{h} \cdot \hat{m}^* \cdot \vec{h} \quad (2.8)$$

şeklinde tanımlıdır. Burada \vec{h} magnetik alan yönünde birim vektördür.

ENP modelinde \hat{m}^* enerjiye bağımlıdır ve Eş.(2.5)'e giren etkin kütle tensörü, band tabanında tanımlıdır. Fermi düzeyinde ölçülen siklotron kütlesi (m_F^{*}) ile band tabanındaki siklotron kütlesi (m_c^{*}) arasında

$$m_F^* = (1 + 2E_{Fe} / E_G) m_c^* \quad (2.9)$$

bağıntısı vardır (Smith et al., 1964).

Magnetik enerji düzeylerinin spin yarılmasının (ΔE_s) orbital yarılmaya (ΔE_o) oranı olarak tanımlanan spin yarıma faktörü (γ), Lax modelinde yaklaşık 1 dir (Cohen and Blount, 1960). Halbuki bizmutta elektronların magnetik enerji düzeylerinin ENP modeline tam olarak uymadığı, deneysel olarak bulunmuştur. Yani spin yarıma faktörü 1'den farklıdır ve açığa bağlıdır (Smith et al., 1964; Mase et al., 1966; Sakai et al., 1969; Takano and Koga, 1977). Baraff (1965), Fermi düzeyinden 1 eV kadar uzaktaki bandların L-iletkenlik bandına etkisini hesaba katarak, magnetik enerji düzeylerinin orbital yarılması ile spin-yarılması arasında bir fark oluşabileceğini göstermiştir.

Cohen and Blount (1960) ve Baraff (1965)'a göre, bizmutta magnetik enerji düzeylerinin Lax modelinden sapmalarının en belirgin olduğu yönelme \vec{H}/z -ekseni'dir ve bu olgu deneysel olarak da doğrulanmıştır (Sakai et al., 1969; Takano and Koga, 1977). Fakat \vec{H}/\vec{z} -ekseni koşulunda elde edilen magnetoreflexion spektrumlarında gözlenen interband Landau düzeyi geçişleri, bu yönelmedeki siklotron kütlesi oldukça büyük olmasına rağmen, Lax modeli ile çok iyi açıklanabilmektedir (Maltz and Dresselhaus, 1970; Vecchi and Dresselhaus, 1974a; Mendez et al., 1981).

Çeşitli deneysel yöntemlerin verdikleri çelişkili sonuçlara rağmen, Fermi yüzeyi parametrelerini belirlemek ve elektronların magnetik enerji düzeylerini incelemek için, magnetoreflexion ve boyuna magnetostriction ölçümleri ile desteklenen Lax iki-band modeli kullanılabilir.

Bizmutta hole'lerin parabolik dispersiyon bağıntısına sahip oldukları kabul edilir. Hole etkin kütlelerinin L-elektronlarının kütlelerinden çok büyük olması bu hipotezi desteklemektedir. Golin (1968a) modelindeki notasyona göre, T_{45}^- hole bandı ile buna en yakın iletkenlik bandı (T_6^+) arasındaki uzaklık 200 meV kadardır. Dolayısı ile hole'ler için non-parabolik etkiler, elektronlara kıyasla çok zayıftır; fakat birden fazla bandla etkileşme olduğundan, daha karmaşıktır.

2.1.6. Taşıyıcı Yoğunlukları

Saf yarımetallerde ve onların izoelektronik alaşımlarında elektron sayısı hole sayısına eşittir. ENP modelinde paket başına düşen serbest elektron yoğunluğu,

$$n_e = \frac{8 \pi (2)^{3/2}}{3h^3} \sqrt{\det \hat{m}^*} \int_0^{\infty} (\Gamma(E))^{3/2} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) dE \quad (2.10)$$

ifadesinden hesaplanabilir (Issi, 1979). Burada

$$f_0 = \{\exp [(E-E_F)/kT] + 1\}^{-1} \quad \text{Fermi-dirac dağılım fonksiyonu}$$

nudur. Yeterince düşük sıcaklıklarda ($E_{Fe} \gg kT$) Eş. (2.10)' den

$$n_e = \frac{8 \pi (2)^{3/2}}{3h^3} \sqrt{\det \hat{m}^*} (\Gamma(E))^{3/2} \quad (2.11)$$

bulunur. Görüldüğü gibi paket sayısı, bantların şekli ve etkin kütle tensörünün elemanları biliniyorsa, $\det \hat{m}$ tilt işleminden bağımsızdır, deneysel olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğundan Fermi enerjileri hesaplanabilir.

Eş. (2.11)'de görülen \hat{m}^* , band tabanındaki etkin kütle tensördür. Eğer Fermi düzeyindeki etkin kütle tensörü (\hat{m}_F^*) biliniyorsa, o zaman taşıyıcı yoğunluğu,

$$n_e = \frac{8 \pi (2)^{3/2}}{3h^3} \sqrt{\det \hat{m}_F^*} \left[\frac{E_{Fe} (1 + \frac{E_{Fe}}{E_G})}{(1 + \frac{2E_{Fe}}{E_G})} \right]^{3/2} \quad (2.12)$$

bağıntısından hesaplanabilir. Hole sayısı ise, Eş. (2.11)' de $\Gamma(E)$ yerine ($E_{ov} - E_{Fe}$) yazılarak ve hole kütle tensörünü kullanarak bulunabilir.

ENP modeli çerçevesinde, magnetik alan içinde bulunan bir yarımetalde, Fermi düzeyinin altında kalan toplam elektron yoğunluğu (paket başına),

$$n_e(H) = \frac{2^{3/2} eH}{h^2} (m_H^e)^{1/2} \sum_{n,s} [E_{Fe} (1 + E_{Fe}/E_G) - E_e(n,s)]^{1/2} \quad (2.13)$$

bağıntısı ile verilir (Smith et al., 1964). Burada

$$E_e(n,s) = (n + \frac{1}{2} + s \gamma_e) \hbar w_c^e \quad (2.14)$$

dir. Hole paketindeki toplam taşıyıcı yoğunluğu ise

$$n_h(H) = \frac{2^{3/2} eH}{h^2} (m_H^h)^{1/2} \sum_{n',s} [(E_{ov} - E_{Fe}) - E_h(n',s)]^{1/2} \quad (2.15)$$

$$E_h(n',s) = (n' + \frac{1}{2} + s \gamma_h) \hbar w_c^h \quad (2.16)$$

ifadelerinden bulunabilir. Buradaki toplamalar, karekök içindeki terimleri pozitif yapan tüm Landau ve spin kuantum sayıları üzerinden yapılır.

Düşük sıcaklıklarda metal ve yarımetallerde taşıyıcı yoğunluğu, magnetik alan ile osilasyonlu davranış gösterir. Yarımetallerde Fermi enerjisinin küçük olması nedeniyle, taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alan ile değişimi, Fermi düzeyinin salınmasına neden olur. Saf yarımetallerde Fermi enerjisinin magnetik alan ile değişimi yük nötraliyeti (charge neutrality) koşulundan bulunabilir.

2.1.7. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının band yapısı

Bizmut ile antimon bir sürekli katı-çözeltiler (solid-solution) serisi oluştururlar. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının kristal yapısı A7 simetrisini korur, ancak örgü parametreleri Sb konsantrasyonu ile değişir (Cucka and Barrett, 1962; Meisalo, 1970; Berger et al., 1982). X-ışınları difraksiyonu ve elektron mikroprob çalışmaları ile, $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında örgü parametrelerinin Sb konsantrasyonu ile değişimi ($T= 298\text{K}$ 'de)

$$a = (0,45469 \pm 0,00044) - (0,02398 \pm 0,00072)x \quad (2.17)$$

$$c = 1,186294 - 0,058632 / [1 + (1,260 \pm 0,043) (1/x - 1)] \quad (2.18)$$

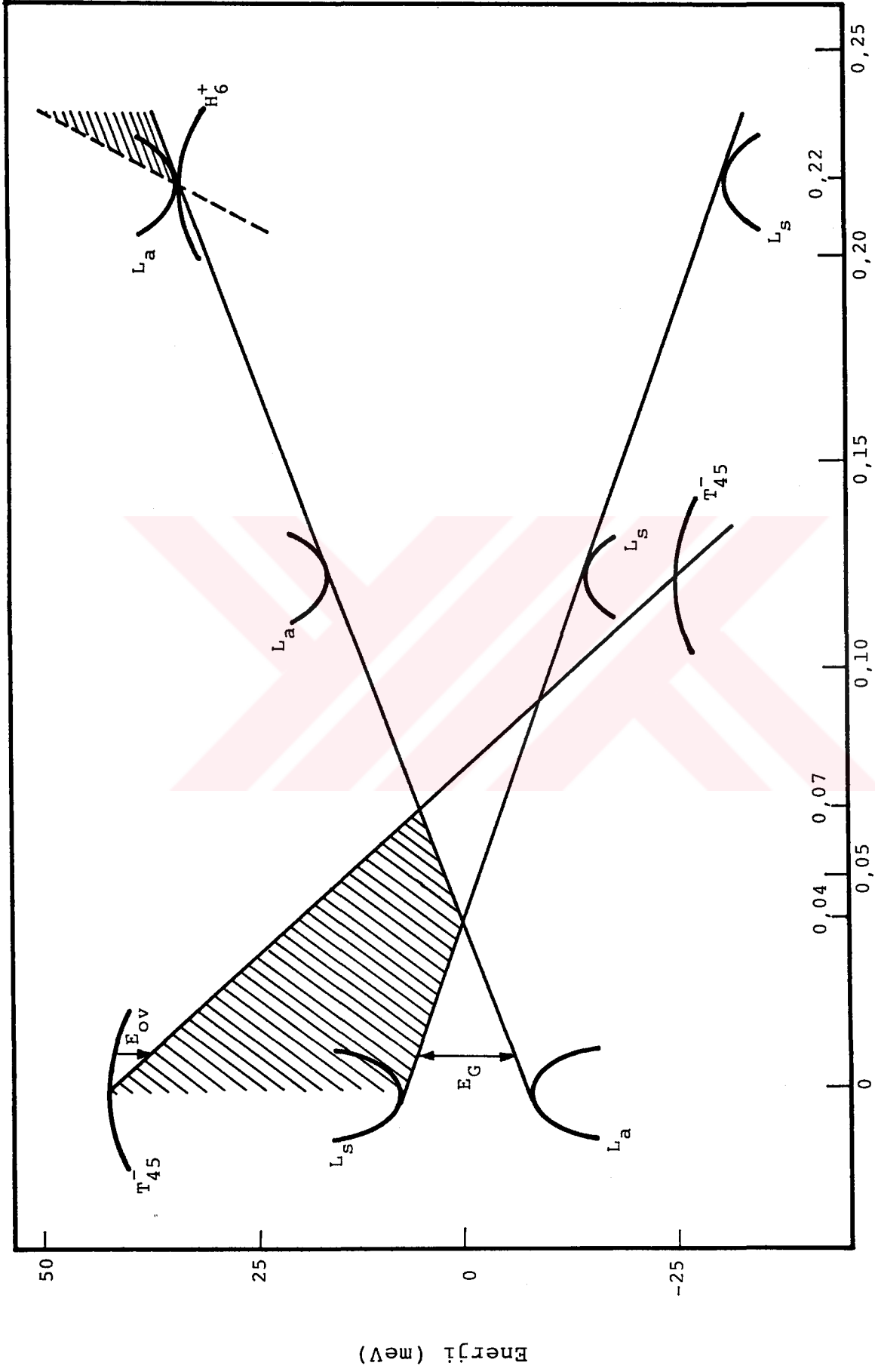
olarak bulunmuştur (Berger et al., 1982). Burada a ve c nanometre (nm) olarak ölçülmüştür.

Bizmuta antimon katıldıkça bandların çakışması başlangıçta azalır; $x \approx 0,07$ de çakışma ortadan kalkar (Chao et al., 1974; Kuhl et al., 1976) ve yarımetal-yarıiletken geçişi olur. Bu bölgede L-iletkenlik bandı ile T-valans bandının çakışması yaklaşık lineer olarak azalmaktadır.

Sb konsantrasyonu $0,07 < x < 0,22$ aralığında iken alaşım yarıiletken olarak davranır. Elektriksel direnç, Hall olayı, magnetik duygunluk ve siklotron rezonans ölçümler-

rinden; $x \approx 0,22$ 'de $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının yeniden yarım metalik özellik kazandığı bulunmuştur (Jain, 1959; Buot, 1971; Oelgart et al., 1976; Kraak et al., 1978). Bu konsantrasyonda, L-iletkenlik bandı tabanı ile T noktasında veya civarında yükselen bir valans bandı maksimumu çakışır ve alaşım yeniden yarımetal olur. Diğer taraftan, L-noktasındaki yasak enerji aralığı başlangıçta Sb konsantrasyonu ile azalır; $x \approx 0,04$ değerinde $E_G \approx 0$ olur (Tichovolsky and Mavroides, 1969) ve L-bandları kesişirler. Bu konsantrasyonda L-bandları terslenir (band inversion) ve konsantrasyon artınca E_G yeniden artar (Golin, 1968b; Tichovolsky and Mavroides, 1969). $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının band yapısının Sb konsantrasyonu ile değişimi, binary düzlemde Brillouin bölgesinin L ve T noktaları civarında ve Fermi düzeyi yakınında, Şekil 2.4'de görülmektedir. Bandların Sb konsantrasyonu ile kaymasını daha iyi belirtebilmek için L ve T bandları üstüste çizilmiştir.

$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında yarımetal-yarıiletken geçişi olabileceği ilk defa Heine (1956) tarafından ileri sürülmüştür. Bizmutta yaptığı sıkı bağlı (tight binding) enerji band hesaplamalarında Mase'de (1959) aynı sonucu bulmuştur. Ayrıca bu çalışmada Mase, taşıyıcıların yerleşimini ve simetrisini de doğru bir şekilde öngörmüştür. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında L-bandlarının $x \approx 0,04$ 'de kesişmesi ve terslenmesi teorik olarak da açıklanabilmektedir. Falicov and Lin (1966), antimonda L-bandlarının bizmutun L-bandlarına göre zıt simetride olduklarını göstermişlerdir. Buna göre $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında, konsantrasyon arttıkça L-bandlarının birbirlerine yaklaşmaları ve belli bir konsantrasyonda terslenmeleri gerekmektedir. Bu düşünceden hareketle $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımları için önerilen Golin (1968b) modelinde, E_G başlangıçta lineer olarak azalır ve elektronik faz geçişinden önce L-bandları kesişirler. Sb konsantrasyonu daha fazla artırılırsa E_G yaklaşık lineer olarak artar. Golin modelinde, çakışma enerjisi Sb konsantrasyonu



x (Sb konsantrasyonu)

Şekil 2.4. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında band yapısının Sb konsantrasyonu ile değişimi. Bandların x ile kaymasını belirtebilmek için L ve T bandları üstüste çizilmiştir.

ile yaklaşık lineer olarak azalır ve $x \approx 0,07$ de band çakışması ortadan kalkar. Nitekim kısa bir süre sonra magnetoreflexion ölçümlerinden (Tichovolsky and Mavroides, 1969), $x \approx 0,04$ ' de L-bandlarının kesiştikleri ve $x \approx 0,07$ 'de yarımetal-yarıiletken geçişi olduğu bulunmuştur.

Bizmut içine antimon katmakla band yapısının şeklen değişmemesine (rigid band structure) rağmen, band ve taşıyıcı parametrelerinde belirgin değişiklikler olmaktadır. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x \leq 0,07$) Fermi yüzeyi bizmutun Fermi yüzeyine benzerdir; elektronlar L-noktalarında, hole'ler de T-noktalarında bulunurlar. Sb konsantrasyonu arttıkça elektron ve hole paketlerinin elipsoid şekli ve tilt açısı korunmaktadır, ancak band çakışması azaldığından Fermi yüzeyleri küçülür ve taşıyıcı yoğunlukları azalır (Brandt and Chudinov, 1971; Brandt et al., 1968, 1982; Braune et al., 1982).

Birinci yarımetal bölgede L-noktasındaki yasak enerji aralığı çok küçük olduğundan, iki-band modeli, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x < 0,07$) alaşımları için de geçerli olmalıdır. Yarıiletken ve ikinci yarımetal bölgesindeki alaşımlarda McClure (1977) modelinin daha uygun olduğunu savunan araştırmacılar da vardır (Mironova et al., 1980b; Buyanova et al., 1978; Brandt et al., 1982).

Bu çalışmada yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x \leq 0,04$) elektronik özelliklerinin Sb konsantrasyonu ile değişimi, ultrasonik kuantum osilasyonları yöntemiyle araştırıldı. Deneysel veriler Lax modeli esas alınarak analiz edildi.

2.2. Ultrasonik Kuantum Osilasyonları

Ultrasonik kuantum osilasyonlarının fiziksel temelini anlayabilmek için, magnetik alan içinde çok saf bir metalde ($\tau \rightarrow \infty$) yayılan ses dalgası ile metalin iletkenlik elektronlarının etkileşmesini, serbest elektron yaklaşımı ile, ele alalım. Bu durumda katı içinde yayılan ses dalgası koherent bir fonon demeti olarak düşünülebilir. Elektron-fonon etkileşmesinde ses dalgasından enerji

soğurular ve elektronlar buldukları enerji düzeyinden başka bir düzeye geçerler. Magnetik alan z-ekseni boyunca uygulanmış ise, fonon soğuran elektronun ilk durumu (n, k_z, s) , son durumu ise (n', k'_z, s') kuantum sayıları ile belirlenir. Bu etkileşimde enerji ve momentumun korunumu

$$(n + \frac{1}{2} + s\gamma)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_z} + \hbar\omega = (n' + \frac{1}{2} + s'\gamma)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k'_z{}^2}{2m_z} \quad (2.19a)$$

$$k_z + q_z = k'_z \quad (2.19b)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ω_c siklotron frekansı, m_z boyuna etkin kütle, ω ultrasonik frekans ve q_z de ses dalga vektörünün (\vec{q}) magnetik alan yönündeki bileşenidir. Bu iki eşitlik birleştirilirse

$$(n' - n)\hbar\omega_c + (s' - s)\gamma\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2}{2m_z} (2k_z q_z + q_z^2) = \hbar q v_s \quad (2.20)$$

yazılabilir. Burada $v_s (= \omega/q)$ ses hızıdır. Yüksek magnetik alanlarda ($\hbar\omega_c \gg \hbar\omega$) ses dalgasından soğurulan enerji, Landau düzeyleri arasında geçiş sağlayamaz, dolayısıyla $n=n'$ ve $s=s'$ olmalıdır. Elektronun enerjisindeki artış sadece k_z 'nin q_z kadar artması şeklindedir. Magnetik alan ile ses dalga vektörü arasındaki açıyı θ ile gösterirsek Eş. (2.20)'den

$$k_z = k_{z0} \equiv \frac{m_z v_s}{\hbar \cos \theta} - \frac{q}{2} \cos \theta \quad (2.21)$$

ifadesi elde edilir. Pratikte ultrasonik frekans, $[m_z v_s / (\hbar \cos \theta)] \gg q \cos \theta / 2$ koşulunu sağlayacak kadar düşüktür ve Eş. (2.21)'in sağ tarafındaki ikinci terim ihmal edilebilir. Böylece fonon soğuran elektronlar için

$$v_z \cos \theta = \frac{\hbar k_{z0} \cos \theta}{m_z} \approx v_s \quad (2.22)$$

bağıntısı bulunur. Buna göre Fermi yüzeyindeki elektronların hepsi değil, sadece hızlarının magnetik alan yönün-

deki bileşenlerinin \vec{q} dalga vektörü yönündeki izdüşümleri ses hızına eşit olanlar, fonon soğurabilirler. Bu bakımdan Eş. (2.22) seçme kuralı olarak bilinir. Bu yönü ile ultrasonik kuantum osilasyonları, diğer osilasyonlu davranış gösteren fiziksel niceliklerden farklıdır ve Landau düzeylerinden biri Fermi düzeyinden geçerken seçme kuralı sağlanırsa, ultrasonik attenuasyon katsayısında keskin pik gözlenir. Burada parabolik bandlar için türetilen seçme kuralı, en genel Fermi yüzeyi ve parabolik olmayan bandlar için de geçerlidir (Shaphira, 1968).

Ses hızı, elektronların Fermi hızından (v_F) genellikle çok küçüktür ($v_s/v_F \approx 10^{-2} - 10^{-3}$). Dolayısıyla θ açısı $\pi/2$ den yeterince farklı olduğu taktirde $k_{z0} \ll k_F$ yazılabilir. Yani, ultrasonik attenuasyon katsayısındaki yüksek genlikli ve keskin pikler, herhangi bir Landau düzeyinin tabanı Fermi düzeyinden geçerken meydana gelirler. Bu pikler dev kuantum osilasyonları (GQO) olarak bilinirler. Gerçekte birçok amaç için bu küçük k_{z0} niceliği ihmal edilebilir ve piklerin $k_z=0$ 'da meydana geldikleri düşünülebilir.

Radyo frekans (RF) bölgesindeki ultrasonik frekanslarda ve sıvı helyum sıcaklıklarında, fonon soğuran elektronun ilk düzeyi ve son düzeyi arasındaki fark ($\hbar\omega$), Fermi düzeyinin termal yayılmasından (kT) çok küçüktür. Buna göre, fonon soğuran elektronun ilk düzeyi ile geçtiği son düzey, Fermi düzeyi civarında kT aralığı içindedir. Elektron çarpışmalarının yokluğunda dev kuantum osilasyonlarının çizgi genişliğini kT niceliği belirler.

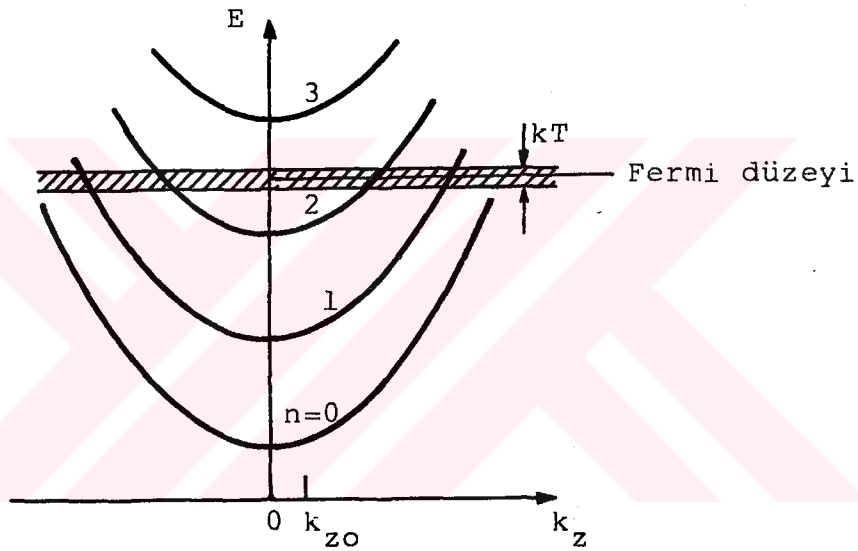
Şekil 2.5'de $\hbar\omega_c \gg kT$ koşulunu sağlayan magnetik alanlarda birkaç Landau düzeyi gösterilmiştir. n .ci Landau düzeyi Fermi düzeyinden geçerken seçme kuralı sağlanırsa fonon soğurulur ve ultrasonik attenuasyon katsayısında keskin bir pik gözlenir. Böylece magnetik alan taratılırsa ultrasonik attenuasyonda, geniş minimumlarla ayrılmış bir dizi keskin pikler oluşur. Olay magnetik alanın tersi ile periyodiktir. ENP modelinde osilasyon pikleri-

nin meydana geldiği magnetik alan değeri ve osilasyon periyodu, sırasıyla

$$\frac{1}{H_{n,s}} = \frac{e\hbar}{m_c^*} \left(E_{Fe} + \frac{E_G^2}{E_G} - \frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m_z} \right)^{-1} \left(n + \frac{1}{2} + s\gamma \right) \quad (2.23)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{1}{H_{n,s}} - \frac{1}{H_{n-1,s}} = \frac{e\hbar}{m_c^*} \left(E_{Fe} + \frac{E_G^2}{E_G} - \frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m_z} \right)^{-1} \quad (2.24)$$

ifadeleri ile verilmektedir. Diğer taraftan, ENP modelde



Şekil 2.5 Yüksek magnetik alanlarda ($\hbar\omega_c \gg kT$) birkaç elektron Landau düzeyi.

\vec{k} -uzayında $k_z = k_{z0}$ 'de Fermi yüzeyinin magnetik alana dik kesitlerinin alanı

$$S(k_{z0}) = 2\pi m_c^* \left(E_{Fe} + \frac{E_G^2}{E_G} - \frac{\hbar^2 k_{z0}^2}{2m_z} \right) \quad (2.25)$$

olarak verilir. Eş. (2.24) ve Eş. (2.25) birleştirilirse, ultrasonik kuantum osilasyonlarının periyodu ile Fermi yüzeyinin dik kesitleri arasında

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\pi e}{\hbar S(k_{z0})} \quad (2.26)$$

bağıntısı bulunur. Gerçekte bu bağıntı sadece elipsoid Fermi yüzeyi için değil, en genel Fermi yüzeyi için de geçerlidir (Shaphira, 1968). Deneysel olarak ölçülen periyot değerlerinden, Fermi yüzeyi kesitleri ve dolayısıyla Fermi yüzeyini belirleyen parametreler elde edilebilir.

Ultrasonik kuantum osilasyonlarının periyodu, $\hbar^2 k_{zo}^2 / 2m_z$ teriminden dolayı, SdH ve dHvA osilasyonlarının periyodundan farklıdır. Bu fark, $\hbar^2 k_{zo}^2 / 2m_z$ ile $(E_{Fe} + E_{Fe}^2 / E_G)$ terimleri birbirleri ile kıyaslanabilir oldukları zaman belirgindir ve çoğunlukla deneysel olarak gözlenemez. Daha önce belirtildiği gibi, $\theta \neq \pi/2$ için $k_{zo} \ll k_F$ olduğundan, $S(k_{zo})$ ekstremal kesit alanı olarak düşünülebilir. Bu nedenle, ultrasonik kuantum osilasyonlarının periyodu, SdH ve dHvA periyoduna eşit alınabilir.

Elektron çarpışmalarının yokluğunda $\theta = \pi/2$ 'de, seçme kuralı gereğince, dev kuantum osilasyonları gözlenemez. Bu yönelmede deneysel olarak gözlenen ultrasonik kuantum osilasyonları, sinüsel davranış gösterdiklerinden, dHvA-tipi osilasyonlar olarak bilinirler.

2.2.1. Elektron çarpışmalarının ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisi

Ultrasonik attenuasyon katsayısındaki dev kuantum osilasyonlarının gözlenebilmesi için, taşıyıcıların serbest yolları yeterince uzun olmalıdır ve $\hbar\omega_c \gg kT$ koşulu sağlanmalıdır. Bunun için yüksek alan, düşük sıcaklık ve çok saf maddeler gerekmektedir. Buraya kadar elektron saçılmaları dikkate alınmadı. Gerçekte ise safsızlıklar, örgü titreşimleri, kristal kusurları gibi saçılma merkezleri, elektronların ortalama serbest yollarını (ℓ) kısaltır. Bunun bir sonucu olarak attenuasyon katsayısındaki osilasyonlar genişler ve genlikleri küçülür. Ultrasonik frekans, elektronların ortalama serbest yolları ve uygulanan magnetik alanın şiddetine göre, ultrasonik kuantum osilas-

yonlarını:

- (i) dev kuantum osilasyonları;
- (ii) dHvA -tipi ultrasonik kuantum osilasyonları

olmak üzere iki grupta incelemek mümkündür. Burada, çok fazla ayrıntıya yer vermeden, elektron saçılmalarının ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisi ve bu iki bölgenin genel karakteristikleri tartışılacaktır.

Elektronların saçılması, elektron-fonon etkileşmesinde enerjinin ve momentumun korunumu bağıntılarına esneklik getirir ve seçme kuralını yıkacak yönde etki yapar. Saçılmalar nedeniyle, önceden ayırık (discrete) olan Landau düzeyleri enerji aralıklarına genişlerler ve fonon soğuran elektronların momentumunda bir belirsizlik doğar. Daha açık söylemek gerekirse, çarpışmalar nedeniyle:

- (i) bütün kuantum sayıları belirli olan $| n, k_y, k_z, s \rangle$ düzeyinin enerjisinde yaklaşık \hbar/τ kadar belirsizlik doğar (τ elektronların ortalama çarpışma zamanıdır);
- (ii) seçme kuralı artık kesin değildir.

Belirli bir k_z değeri için, $E(n, k_z, s)$ enerjisindeki \hbar/τ belirsizliği nedeniyle, $k_z = k_{z0}$ yerine $k_z = k_{z0} + \Delta k$ alınması gerekir. k_z 'deki $\Delta k = m_z^*/\hbar q \tau$ ($\vec{q} // \vec{H}$ için) belirsizliği nedeniyle, fonon soğuran elektronların enerjisinde δE kadar belirsizlik doğar. Böylece elektronların enerjisindeki toplam belirsizlik $\Delta E = \hbar/\tau + \delta E$ olur ve Fermi düzeyinde dalga vektörlerinin k_z bileşenleri

$$k_{z0} \left(1 - \frac{1}{w\tau} \right) \leq k_z \leq k_{z0} \left(1 + \frac{1}{w\tau} \right) \quad (2.27)$$

aralığında olan elektronlar, fonon soğurabilirler (Fenton and Woods, 1966; Bellessa, 1973). Bu ifadeden görüldüğü gibi, $w\tau \ll 1$ olunca seçme kuralı fiziksel anlamını yitirmektedir. Yani elektron-fonon etkileşmesinde enerji ve momentumun korunumu, Fermi düzeyinde fonon soğuran elektronlar hakkında herhangi bir sınırlama getirmemektedir. Bu

durumda ultrasonik kuantum osilasyonları, Fermi yüzeyinde seçme kuralı ile belirlenen kuşaktaki elektronların rezonans etkisinden ziyade, Fermi düzeyindeki taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişiminden kaynaklanmaktadır (Liu and Toxen, 1965; Bellessa, 1973) ve ideal dev kuantum osilasyonlarına kıyasla daha küçük genlikli ve daha yayvandırılar. Bununla birlikte, $w\tau < 1$ olmasına rağmen, eğer fonon soğuran elektronların enerjisindeki toplam belirsizlik (ΔE), elektronların serbest yolları ve magnetik alan şiddeti

$$\Delta E \ll \hbar w_c, \quad \Delta E \ll kT \quad (2.28a)$$

$$\hbar w_c \gg kT \quad (2.28b)$$

$$ql (\hbar w_c / E_F)^{1/2} \gg 1 \quad (2.28c)$$

koşullarını sağlayacak değerlerde ise, osilasyonlar hala keskin pikler şeklindedir. Landau düzeyleri çakışmazlar ve attenuasyon katsayısındaki her pik bir tek Landau düzeyindeki elektronlardan kaynaklanır. Yani pik genişlikleri, ardışık pikler arasındaki uzaklıktan çok küçüktür. $\Delta E < kT$ koşulu, attenuasyon piklerinin çarpışma genişlemesinin termal genişlemesinden küçük olduğunu ifade etmektedir. Eş. (2.28)'de verilen koşullar, ultrasonik attenuasyonda dev kuantum osilasyonlarının gözlenmesi için gerek ve yeter koşullardır (Gurevich et al., 1961; Shaphira, 1968; Nagai and Fukuyama, 1976).

2.2.2. dHvA-tipi ultrasonik kuantum osilasyonları

dHvA bölgesi, $w\tau \ll 1$, $ql \lesssim 1$ ve $\hbar/\tau \lesssim \hbar w_c$ koşulları ile karakterize edilir (Liu and Toxen, 1965). Bu bölgede seçme kuralı tamamen yıkılmıştır ve ortalama serbest yolun çok kısa olması nedeniyle, ardışık Landau düzeyleri çakışabilirler. Dolayısıyla Fermi düzeyindeki tüm elektronlar ve birden

fazla Landau düzeyi, aynı magnetik alan değerinde, attenuasyona katkıda bulunabilirler. Bununla birlikte, attenuasyon katsayısındaki her pik, Fermi düzeyinin altında ve Fermi düzeyine en yakın Landau düzeyi ile karakterize edilir ve attenuasyon katsayısındaki osilasyonlar, $\alpha(0)$ etrafında simetrik sinüsel salınımlar şeklindedir. Burada $\alpha(0)$ sıfır alan attenuasyon katsayısıdır. Çizgi-şeklinin magnetizasyondaki $dHvA$ osilasyonlarına benzemesi nedeniyle bu tür ultrasonik kuantum osilasyonlarına $dHvA$ -tipi osilasyonlar denilmektedir.

Literatürde yer alan birçok araştırmada gözlenen ultrasonik kuantum osilasyonları, çizgi-şekline bakılmaksızın, dev kuantum osilasyonları olarak anılmışlardır. Aslında bunların çoğunluğu, $\omega\tau < 1$ ve $(q_z \ell)^2 \gg \frac{E_F}{\hbar\omega_c} \geq 1$ koşulları ile karakterize edilen ara bölge ile $dHvA$ bölgesine özgü osilasyonlardır. Bu çalışmada daha çok $dHvA$ -tipi osilasyonlar gözleendiğinden, bu kesimde $dHvA$ -bölgesini inceleyen teoriler kısaca gözden geçirilecek ve kristal kusurlarının ultrasonik attenuasyona etkileri tartışılacaktır.

Elektronların safsızlıklardan saçılmasının neden olduğu Landau düzeyi genişlemesini (\hbar/τ) sistematik olarak ilk defa hesaba katan Skobov (1961), dev kuantum osilasyonları teorisini geliştirmiştir. Skobov ayrıca, uzun ortalama serbest yol ve düşük magnetik alanlarda $(\frac{E_F}{\hbar\omega_c} \gg (q_z \ell)^2 \gg 1)$ attenuasyon katsayısı için

$$\alpha(H,T) = \alpha(0) \left[1 + \frac{2}{\pi} q_z \ell \left(\frac{\hbar\omega_c}{2E_F} \right)^{1/2} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r^{1/2}} \frac{2\pi^2 r k T / \hbar\omega_c}{\text{Sinh}(2\pi^2 r k T / \hbar\omega_c)} \right. \\ \left. \cdot \text{Cos} \left(\frac{2\pi r E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \quad (2.29)$$

ifadesini bulmuştur. Bu ifade, birçok Landau düzeyinin aynı anda attenuasyona katkıda bulunduğu bir rejim tanımlamaktadır ve magnetik duygunluktaki dHvA osilasyonlarının ifadesine benzemektedir. Mase et al. (1966), $q\ell < 1$ koşulunda, küçük kuantum sayılı bölgedeki ($E_F / \hbar\omega_c \gtrsim 1$) osilasyonların da Eş. (2.29) ile tarif edilebileceğini göstermişlerdir.

Liu and Toxen'in (1965) bizmutta yaptıkları magnetoakustik deneylere dayanarak ortaya attıkları teoride, dHvA bölgesinde teorik çizgi-şekli, Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunun magnetik alanla değişimini yansıtmaktadır ve osilasyon pikleri asimetriktir. Bu bakımdan Liu and Toxen'in sonuçları, dHvA osilasyonlarından oldukça farklıdır. Bu araştırmacılar, $q\ell$ niceliğinin daha fazla küçülmesinin, çizgi-şeklindeki asimetrinin genel karakterine etkisi olmadığı sonucuna varmışlardır. Buna karşın Mase et al. (1966), Liu and Toxen teorisini esas alarak, $q\ell < 0,3$ koşulunda çizgi-şeklindeki asimetrinin ortadan kalktığını ve osilasyonların Eş. (2.29)'a uyduğunu göstermişlerdir.

dHvA bölgesinin diğer bir tarifini Reed and Brickwedde (1971) yapmışlar ve $q\ell \approx 1$ olan metallerde gözlenen ultrasonik kuantum osilasyonlarının kaynağının, Fermi düzeyindeki durum yoğunluğunun magnetik alanla değişimi olduğunu ileri sürerek, attenuasyon katsayısı için

$$\alpha(H,T) = \alpha(0) \left[1 + \frac{N(E_F, H) - N(E_F, 0)}{N(E_F, 0)} \right] \quad (2.30)$$

ifadesini önermişlerdir. Burada $N(E_F, H)$ ve $N(E_F, 0)$ sırasıyla magnetik alan varken ve yokken Fermi düzeyinde fonon soğuran elektron yoğunluklarıdır ve $N(E_F, H) - N(E_F, 0)$ terimi, Helmholtz serbest enerjisinin osilasyonlu kısmından türetilmiştir. Safsızlıkların etkisi başka bir yolla hesaba katılmasına rağmen, Reed and Brickwedde'nin buldukları attenuasyon ifadesi, Skobov (1961) ve Liu and Toxen (1965) teorilerinde bulunmayan Dingle faktörü hariç, Eş.

(2.29) ile benzerdir. Dingle sıcaklığını (T_D) içeren ve osilasyonlu kısma gelen bu üstel azalan çarpan ($D_T = \exp(-2\pi^2 k T_D / \hbar \omega_c)$), Landau düzeylerinin safsızlık genişlemesi olarak yorumlanmıştır. Ancak, ultrasonik attenuasyon katsayısına tesadüfen gelen bu Dingle çarpanının fiziksel nedeni, daha sonraki yıllarda anlaşılabilmiştir.

Skobov teorisi, dHvA tipi osilasyonların sıcaklık ve magnetik alanla davranışını iyi bir doğrulukla vermesine rağmen, $q\ell < 1$ koşulunda osilasyon genliğinin çok küçük olmasını açıklayamamıştır. Dolayısı ile, en az Landau düzeylerinin çarpışma genişlemesi kadar önemli bir mekanizmaya daha ihtiyaç vardır. Barklie and Shoenberg (1975), sadece safsızlık saçılmalarından kaynaklanan Landau düzeyi genişlemesinin hesaba katıldığı GQO teorilerinin, deneysel koşullarda uygulanamayacağını belirtmişlerdir. Deneysel olarak gözlenen GQO piklerinin genişliği, dHvA ölçümlerinden elde edilen Dingle sıcaklığından hesaplanan Landau düzeyi genişlemesi ile, uyuşmamaktadır. Bundan başka bu Dingle sıcaklıkları, elektriksel direnç ölçümlerinden bulunan ve safsızlık saçılmalarının neden olduğu düşünülen Landau düzeyi genişlemesi ile de uyuşmamaktadır. Bu gerçeklere dayanarak Shoenberg (Barklie and Shoenberg, 1975; Shoenberg 1976, 1984), dHvA olayı, SdH olayı ve UQO gibi kuantum osilasyonlu olayların genliklerinin küçülmesinde başat etken olarak, dislokasyonlara eşlik eden değişken strain alanlarının önemli rol oynadığını belirtmiştir. Dislokasyonlar nedeniyle kristal (Skobov teorisinde kabul edildiği gibi), klasik yörünge boyutuna kadar homojen (uniform) olmayabilir ve dolayısıyla Eş. (2.29)'da Cos teriminin fazında kaymalar olur. Safsızlıklar dışındaki kristal kusurlarının neden olduğu genlik küçülmesi, Lorentzian dağılımına uyan bir faz yayılması (phase smearing) ile temsil edilebilir ve bu etkenin, matematiksel olarak, Dingle çarpanına eşdeğer olduğu gösterilmiştir (Watts, 1971). Böylece phase smearing olayının, enerji düzeyi genişlemesine kıyasla, daha başat bir mekanizma olduğu

durumlarda, attenuasyon katsayısı için

$$\alpha(H,T) = \alpha(0) \left[1 + \frac{\sqrt{2}}{\pi} q_z \ell \left(\frac{\hbar \omega_c}{E_F} \right)^{1/2} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r^{1/2}} \frac{(2\pi^2 r k T / \hbar \omega_c)}{\sinh(2\pi^2 r k T / \hbar \omega_c)} \right. \\ \left. \cdot \exp\left(-\frac{2\pi^2 r k T_D}{\hbar \omega_c}\right) \cos\left(\frac{2\pi r E_F}{\hbar \omega_c} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (2.31)$$

ifadesi bulunmuştur (Shoenberg, 1984). Burada T_D Dingle sıcaklığıdır ve Fermi düzeyinde attenuasyona katkıda bulunan elektronların ortalama ömür süresine (τ_D),

$$T_D = \frac{\hbar}{\pi k \tau_D} \quad (2.32)$$

şeklinde bağlıdır (Matsumoto and Mase, 1975). Eş. (2.31), Dingle faktörü dışında, Skobov'un (1961) elde ettiği bağıntı (Eş. (2.29)) ile aynıdır. Benzer bir formül, magnezyum (Reed and Brickwedde, 1971), antimon (Matsumoto and Mase, 1975) ve indium (Wilde and Groot, 1978)'da gözlenen dHvA -tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarının analizinde kullanılmıştır.

III. DENEYSEL YÖNTEM

Bu çalışmada yarım metal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x \leq 0,04$) elektronik özellikleri, sıvı helyum sıcaklıklarında, ultrasonik kuantum osilasyonları yöntemiyle incelendi. Alaşım tek kristalleri bölgesel eritme (zone melting) yöntemi ile büyütüldü. Ultrasonik attenuasyon katsayısındaki değişimler puls-yankı (pulse echo) yöntemiyle ölçüldü.

3.1. Kristal Büyütme ve Denek Hazırlama

Magnetoakustik ölçümlerde kullanılacak bir denek özetle şu özellikleri taşımalıdır:

- i) Yeterince saf ve kaliteli tek kristal olmalıdır,
- ii) Sesin yayılacağı doğrultuya dik yüzeyleri düzgün ve birbirlerine paralel olmalıdır,
- iii) Transdüserin yapıştırıldığı yüzeylerin alanı, kullanılan transdüserin etkin alanından büyük olmalıdır.

Kristal büyütme işleminin ilk aşamasında, yerli piyasadan sağlanan Bi bölgesel arıtma (zone refining) yöntemi ile arıtılmaya çalışıldı. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşım tek kristalleri, arıtılan Bi ve 5N saflığında Bi ve Sb (Johnson Matthey Metals Limited) kullanılarak, yatay bölgesel eritme (horizontal zone leveling) yöntemi ile büyütüldü.

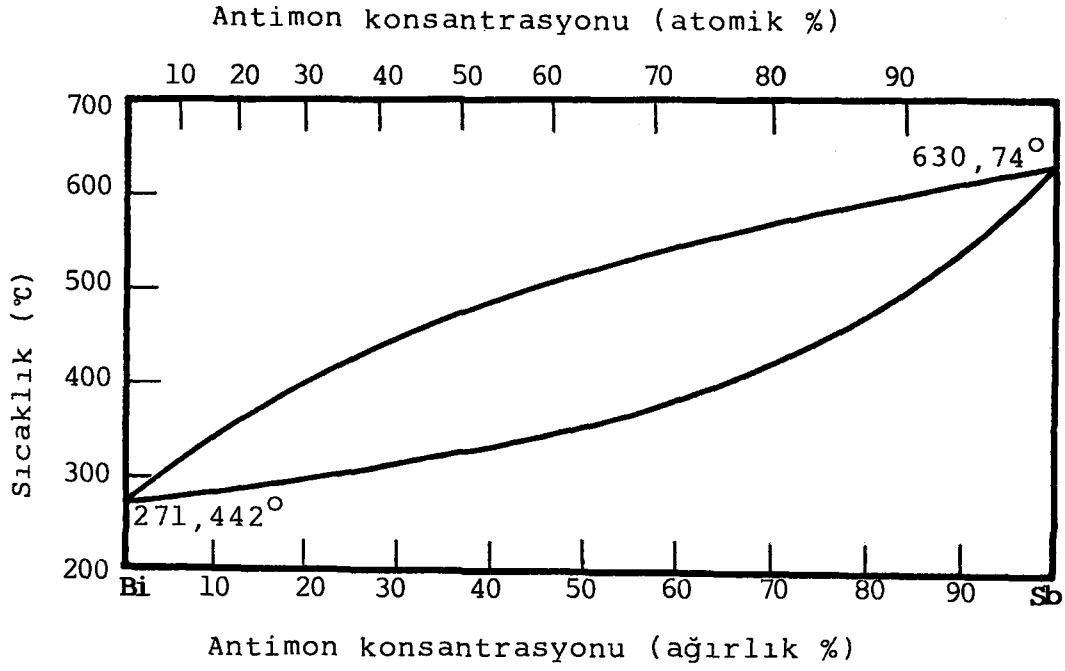
3.1.1. Bölgesel eritme yöntemi ile bizmutun arıtılması ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ tek kristal alaşımlarının hazırlanması

Bir maddeyi arıtma ve temiz bir maddeyi katkılama (alaşım yapma) işlemleri benzer ilkelerle açıklanabilir. Yani bizmutun arıtılmasıyla, arıtılmış bizmuta antimon katılması işlemleri benzerdir. Arıtma ve katkılama olayını açıklamak için Bi-Sb sisteminin faz diyagramını gözönüne alalım. Burada Sb, katkılama istediğimiz madde olduğu gibi, bizmuttan çıkarmayı düşündüğümüz maddeleri de temsil edebilir. Bi-Sb sisteminin faz diyagramı Şekil 3.1'de görülmektedir.

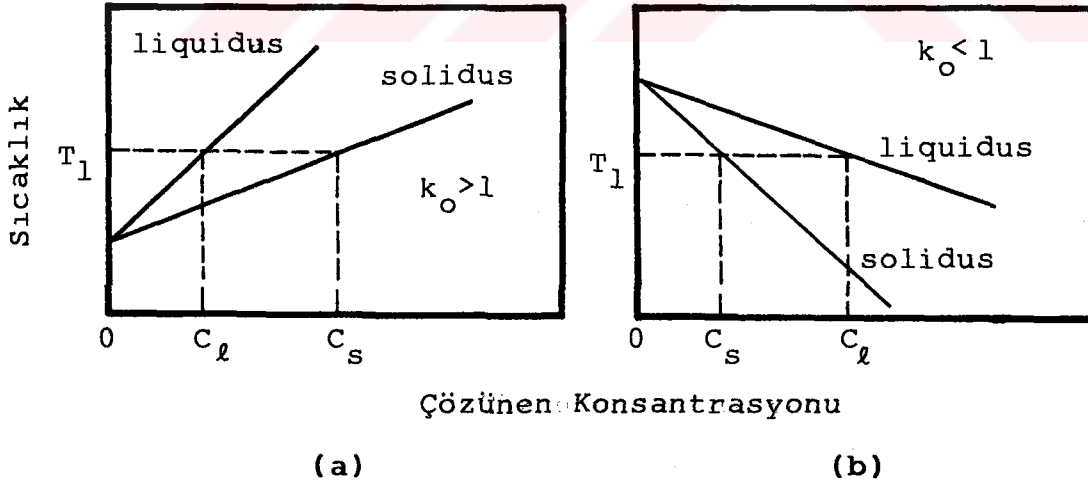
Bu tip faz diyagramına sahip olan ikili sistemler, katılaştırken **katı-çözelti** (solid-solution) oluştururlar. Belli bir sıcaklıkta dengede olan katı ve sıvı çözeltide Sb konsantrasyonu farklıdır. Bu fark genellikle k_0 **denge dağılım katsayısı** ile ifade edilir. C_L konsantrasyonundaki sıvı çözelti yavaş yavaş soğutulduğunda, **liquidus eğri**si üzerindeki T_1 sıcaklığının hemen altına inilince katılaşmaya başlar (Şekil 3.2). Oluşan ilk katıda Sb konsantrasyonu C_S ise, denge dağılım katsayısı $k_0 = C_S/C_L$ olarak tanımlanır. Çözünen madde (solute) çözücünün (solvent) erime sıcaklığını yükseltirse $k_0 > 1$; aksi halde $k_0 < 1$ ile 1 arasında değerler alır (Şekil 3.2).

Sb konsantrasyonu ile Bi-Sb alaşımlarının erime sıcaklığı arttığı için $k_0 > 1$ 'dir. Belirli bir konsantrasyondaki sıvı-çözeltinin bir uçtan başlanarak dar bir bölgesinin katılaştırıldığını ve bu katılaştıran kısmın zamanla diğer uca doğru kaydırıldığını varsayalım. Bu durumda, ilk oluşan katıda Sb konsantrasyonu fazla olur. Ancak, Sb oranı azalan sıvı-çözelti katılaştıkça, katı-çözeltide Sb miktarı gittikçe azalır. Bu nedenle, homojen Bi-Sb alaşımları hazırlamak zordur.

Bizmutun saflaştırılmasında ve Bi-Sb tek kristal alaşımlarının hazırlanmasında yatay bölgesel eritme yöntemi kullanıldı. Bölgesel eritme yöntemi, esas olarak bir saflaştırma tekniği olup, metal ve yarıiletkenlerin safsızlıklardan arındırma tekniklerinin temelini oluşturur (Pfann, 1966). Bu yöntemde, madde bir pota içine konulur ve madenin küçük bir bölgesi eritilir. Bu erimiş bölge (zone), pota veya ısıtıcının hareketi ile, yavaş yavaş pota boyunca kaydırılır. Bölgesel arıtma (zone refining), k_0 'ın 1'den farklı olması ilkesine dayanır. İlk oluşan katıda $k_0 > 1$ olan safsızlıklar daha çok, $k_0 < 1$ olanlar ise daha azdır. Buna göre, $k_0 > 1$ olan safsızlıklar katılaştıran ilk uçta; $k_0 < 1$ olanlar ise çubuğun (ingot) öteki ucunda birikir. Arıtma işleminde zone taratılması her defasında aynı uçtan başla-



Şekil 3.1. Bi-Sb alaşımlarının faz diyagramı (Hansen and Anderko, 1958'den).



Şekil 3.2. Çözücü sıcaklığının çözünen konsantrasyonu ile arttığı (a) ve azaldığı (b) faz diyagramlarından parçalar.

tılır. İyi arıtma için, zone geçme sayısı büyük, zone uzunluğunun çubuk uzunluğuna oranı küçük ve çekme hızı uygun olmalıdır. Yeterli sayıda zone geçirilen çubuğun orta kısmının safsızlıklardan arıtılmış olması beklenir.

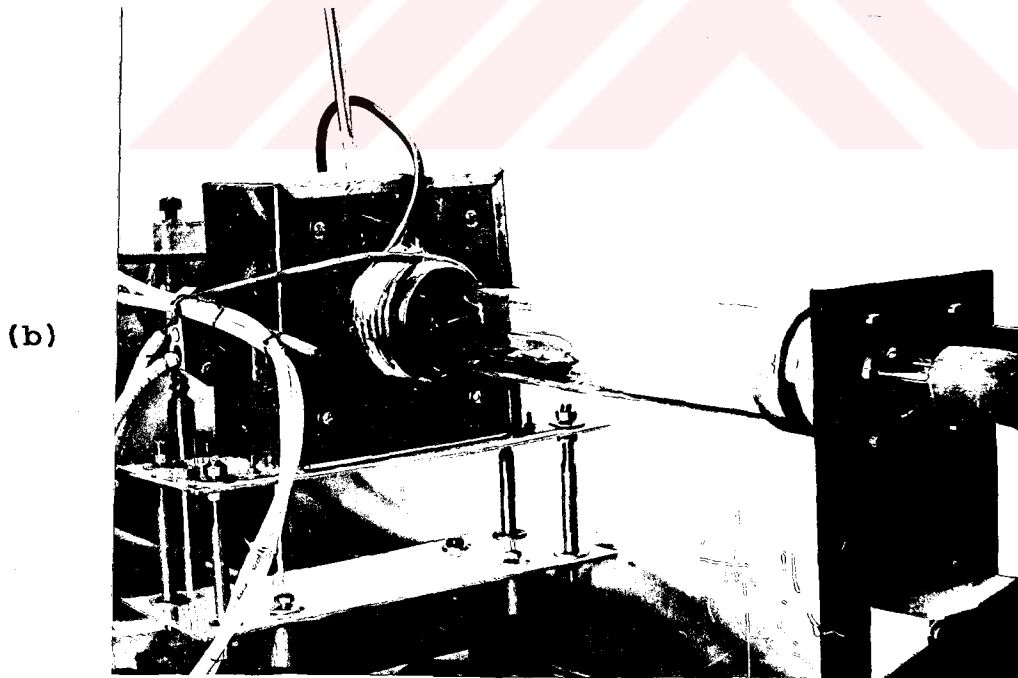
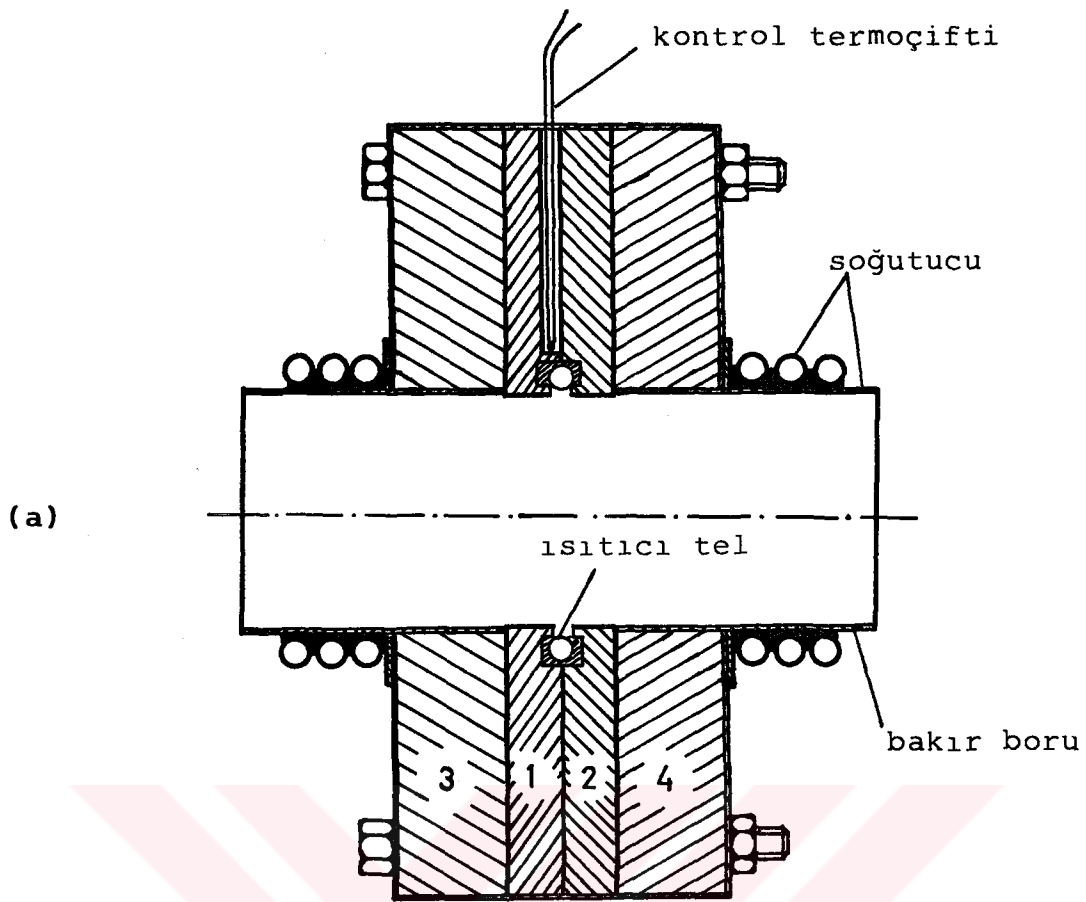
Bölgesel eritme yöntemi ile alaşım kristalleri hazırlama işlemine **zone leveling** denir. Bölgesel arıtma yönteminin farkı, her iki yönde de aynı hızla zone geçirilmesidir. Bu yöntemde esas amaç, homojen bir dağılım elde etmektir.

3.1.1.a. Kristal büyütme sistemi

Erimiş bölge elde etmek için, direnç ısıtıcılı iki taraftan su soğutmalı bir fırın yapıldı. Isıtıcı olarak helezon sarılmış $\approx 2 \Omega$ 'luk kanthal tel kullanıldı. Bu fırın ile 10-15 mm genişliğinde zone elde edildi. Fırının kesit resmi ve fotoğrafı Şekil 3.3'de görülmektedir. Bu şekilde 1 ve 2 numaralı plakalar seramiktir (castible ceramics). Bu plakalara direnç teli için yuva, sıcaklık kontrol termoçifti için de bir kanal açıldı. Isı kaybını önlemek için seramik plakaların iki tarafına Ytong bloklar (3 ve 4 nolu plakalar) konuldu. Direnç teli, yarıklar ve çatlaklar alüminyum çimentosu ile sıvanarak, fırın saçıdan bir kutu içine yerleştirildi ve çekme sistemine bağlandı.

Soğutucu, seramik plakalara kadar uzanan bakır borular üzerine 8 mm çapında bakır borudan sarılmış seri iki kangaldan ibarettir. Bu kangallardan, debisi kontrol edilebilen su geçilerek fırın iki taraftan soğutuldu.

Fırın sıcaklığı, orantılı çalışan bir sıcaklık kontrol sistemi (Research Incorporated, Thermac Controller, Series 6000, Model D30) ile $\pm 0,5^\circ\text{C}$ içinde kontrol edildi. Fırın eksenindeki sıcaklık başka bir termoçift ile ölçüldü. Eksen sıcaklığı 280°C iken sıvı-katı arayüzeyindeki sıcaklık gradiyenti yaklaşık $20^\circ\text{C}/\text{cm}$ olarak ölçüldü (Cankurtaran v.d., 1983). Soğutma suyunun debisi ayarlanarak bu gradiyent $30-35^\circ\text{C}/\text{cm}$ 'ye kadar yükseltildi. Bu fırına yaklaşık



Şekil 3.3. Bizmutun arıtılmasında ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının hazırlanmasında kullanılan zone fırını:
 a) Kesit resmi,
 b) Kristal büyüme sistemine bağlanmış halde fırının fotoğrafı.

5A akım sürüldüğünde, yeterli soğutma ile gerekli zone sağlanabilmektedir.

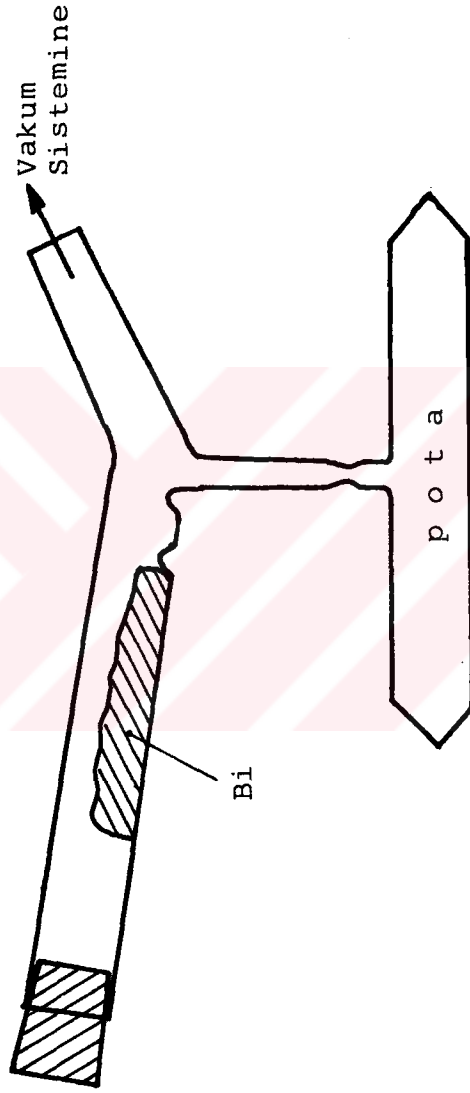
Çekme sistemi olarak Materials Research Corporation'ın **Kristal Büyütme ve Bölgesel Eritme Sistemi** (Model Z83) kullanıldı. Bu sistemde pota sabit fırın hareketlidir. Fırın içinden, fırın çapına yakın çapta ve 1 m uzunluğunda kuvartz tüp geçirildi ve bu tüp uygun O-ring'li düzeneklerle vakum sistemine bağlandı.

3.1.1.b. Bizmutun saflaştırılması

Bizmut, erime sıcaklığında **Pyrex cam** ile tepkimeye girmez, yapışmaz ve ıslatmaz. Bu nedenle Bi'un saflaştırılmasında Pyrex potalar kullanıldı. Yerli piyasadan sağlanan Bi'un atomik emisyon spektroskopisi ile yaklaşık % 99 saflığında olduğu ve safsızlıkların Ni, Pb, Ag, Cu, Al, Sn ve Mg olduğu saptandı¹. Bu elementlerin Bi içindeki dağılım katsayıları 1'den küçüktür (Wernick et al., 1957; Cucka and Barrett, 1962).

Saflaştırma işlemi, oda sıcaklığında vakum edilmiş iki ucu konik pyrex ampuller içinde yapıldı. Yüzey oksitlerini ve bazı yabancı maddeleri, kısmen de olsa, atabilmek için şu yöntem kullanıldı. Şekil 3.4'de görülen Y-tüp, deterjan, nitrik asit, saf su ve alkol ile temizlendikten sonra uzun süre vakum edildi ve ısıtıldı. Ultrasonik temizleyicide aseton ve alkol içinde temizlenen bizmut, Y-tüpün bir koluna konuldu ve bu kol lastik tıpa ile kapatıldı. Y-tüpün diğer kolu bir soğuk tuzak (cold trap) aracılığı ile vakum sistemine bağlandı ve mekanik pompa ile 15 saat kadar pompalandı. Bizmut, hamlaç ile yavaş yavaş ısıtılarak eritildi ve 23-25 cm uzunluğunda 22 mm iç çapında yatay potaya akıtıldı. Pota içine akan Bi parlak metalik bir renk aldı ve bazı kir maddelerinin Y-tüpüne yapışıp kaldığı gözlemlendi. Bu işlemlerden sonra pota, 5 saat süreyle, difüzyon pompası ile pompalandı ve vakum altında kapa-

¹ Atomik emisyon spektroskopisi M.I.A. Enstitüsünde yapıldı.



Şekil 3.4. Bizmutu eriterek potaya akıtmak için kullanılan Y-tüp.

tıldı. Hazırlanan ampul pota çekme sistemine yerleştirildi ve fırın, 15 mm uzunluğunda zone elde edecek kadar ısıtıldı. Her defasında aynı uçtan başlanarak 4,5 cm/h hızı ile 30-60 zone geçirildi. Kütle taşınması (mass transfer) nedeniyle, bizmutun yaklaşık 3 derecelik açı yapacak şekilde potanın bitiş ucuna taşındığı gözlemlendi (Cankurtaran v.d., 1983). Kütle taşınmasını önlemek için potaya başlangıçta 3 derecelik eğim verildi.

Arıtma işlemini test etmek için, arıtılan Bi çubuklarından birinin her iki ucundan 25 mm'lik kısım ark kesicisi (spark cutter, SERVOMET SDM) ile kesilerek alındı. Geriye kalan çubuğun ortasından ve iki ucundan 1,5 mm kalınlığında kesilen dilimlerden direnç ölçümleri için denekler hazırlandı (Cankurtaran v.d., 1983). Oda sıcaklığında ve sıvı helyum sıcaklığında dört nokta yöntemi ile ölçülen dirençlerden artık direnç oranları (RRR) hesaplandı (Çizelge 3.1).

Çizelge 3.1. Arıtılan bizmuttan (28 zone) alınan örneklerde artık direnç oranları

Örnek	$R_{300K} (10^{-3} \Omega)$	$R_{4,2K} (10^{-3} \Omega)$	$R_{300K}/R_{4,2K}$
1(zone başlangıcı)	9,88	0,173	57,1
2(orta kısım)	13,70	0,253	54,2
3(zone bitimi)	11,25	0,468	24

Burada arıtılan Bi içindeki safsızlıkların dağılım katsayıları 1'den küçük olduğundan, bunların zone'nun bitiş ucunda birikmeleri beklenir. Bitiş ucunda RRR'in küçük çıkması bunu doğrulamaktadır. Başlangıç ucunda artık direnç oranının orta kısımdaki kadar büyük olması, Bi içinde $k_0 > 1$ olan safsızlıkların olmadığını gösterir. Arıtılan Bi'un orta kısmından alınan örnekte yapılan optik emisyon spektroskopisinde, başlangıç maddesindeki safsızlıkların dedek-

siyon limitleri içinde gözlenememesi (Çizelge 3.2), RRR ölçümleri sonuçlarını doğrulamaktadır. Johnson Metals Limited firmasından sağlanan 5N saflığında Bi ile burada arıtılan Bi örneklerinde yapılan nötron aktivasyon analizi sonuçları da arıtma işleminin başarılı olduğunu göstermektedir.

Çizelge 3.2 Arıtılan bizmutta (28 zone) yapılan Yarı Nicel Optik Emisyon Spektroskopisi sonuçları

Safsızlık	Ölçülen Miktar (%)	Dedeksiyon Limiti (%)
Cu	-	0,0004
Pb	-	0,002
Sn	-	0,002
Ag	< 0,0001	0,0001
Mg	<< 0,002	0,002
Ni	-	0,002
Al	-	0,01

Direnci ölçülen Bi örneklerinin polikristal olmasına karşın, artık direnç oranının büyük çıkması, arıtma işleminin başarılı olduğunu gösterir. Cucka and Barrett (1962), % 99,999 saflığındaki bizmutta RRR'i 60 olarak ölçmüşlerdir. Buna göre, burada arıtılan bizmutun da yaklaşık bu saflıkta olduğu söylenebilir. Arıtılan bizmuttan hazırlanan $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşım kristallerinde gözlenen ultrasonik kuantum osilasyonlarının kalitesi, arıtılan bizmutun 5N saflığında olduğunu doğrulamaktadır.

3.1.1.c. $Bi_{1-x}Sb_x$ tek kristal alaşımlarının hazırlanması

Eriyikten, homojen alaşım tek kristalleri büyütmek zordur. Büyütme hızı, sıvı-katı arayüzeyindeki sıcaklık gradiyenti, büyüme esnasında sıcaklık ve çekme hızındaki dalgalanmalar, hazırlanan alaşımın homojenliğini ve tek kristalliğini

etkiler. Bu faktörler uygun seçilmezse homojen olmayan hücreli bir yapı oluşur ve tek kristal yerine polikristal elde edilir. Bu hücreli yapının oluşması **yapısal aşırı-soğuma** (constitutional supercooling) olayı ile açıklanabilir (Yim and Dismukes, 1966).

Bi-Sb sisteminin faz diyagramından da görüldüğü gibi, belli bir sıcaklıkta katı ve sıvı fazın konsantrasyonları çok farklıdır. Bunun sonucu olarak k_0 denge dağılım katsayısı 1'den oldukça büyüktür. Sb'nin sıvı Bi içindeki difüzyon katsayısı (D_ℓ) 300 °C de 10^{-5} cm²/s mertebesinde (Brown and Heumann, 1964) ve katı Bi içindeki difüzyon katsayısı ise ihmal edilecek kadar küçüktür. Böyle bir alaşım sistemini hazırlarken, yapısal aşırı-soğuma kavramını dikkate almak gereklidir. Homojen Bi-Sb tek kristal alaşımları elde etmek, ancak yapısal aşırı-soğuma etkilerinin minimum düzeye indirilmesiyle mümkündür. Bunun için gerekli koşul

$$\frac{R}{G} < \frac{D_\ell}{\Delta T} \quad (3.1)$$

olarak bulunmuştur (Brown and Heumann, 1964; Schneider et al., 1981). Burada R büyütme hızı, G sıvı-katı arayüzeyindeki sıcaklık gradyenti ve ΔT ilgilenilen konsantrasyonda **liquidus eğrisi** ile **solidus eğrisi** arasındaki sıcaklık farkıdır.

Bi-Sb alaşımlarının düşük erime sıcaklığı nedeniyle, sıvı-katı arayüzeyinde yüksek sıcaklık gradyenti elde etmek pratikte mümkün değildir. Dolayısıyla, belirli bir derişimdeki alaşım için, Eş. (3.1)'de değiştirilebilecek yegane parametre büyütme hızıdır. Yüksek çekme hızı ile büyütülen kristallerde hücreli yapı oluşur. Hız azalınca hücre boyutları küçülür ve Eş. (3.1) ile verilen koşulu sağlayan büyütme hızlarında hücreli yapı ortadan kalkar ve homojen kristaller elde edilir (Yim and Dismukes, 1966). Bu çalışmada kullanılan fırının sağladığı sıcaklık gradyenti $G \approx 30$ °C/cm'dir. Buna göre, homojen $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşım ($x \lesssim 0,03$)

tek kristalleri büyütme için 1-10 mm/saat'lik büyütme hızları uygundur.

Bu çalışmada Sb konsantrasyonu $0 < x \leq 0,04$ aralığında olan alaşım kristalleri, 22 mm iç çapında 15 cm uzunluğunda iki ucu konik pyrex potalar içinde, azot atmosferinde veya vakumda, 2-6 mm/saat aralığındaki çekme hızları ile büyütüldü. Farklı konsantrasyonda ve farklı zamanlarda hazırlanan kristallerin hep aynı tercihli yönelmede büyüdükleri gözlemlendi: (111)-düzlemi, büyütme doğrultusu ve kristalin serbest üst yüzeyi ile, sırasıyla ≈ 8 derece ve ≈ 15 derecelik açılar yapar.

Hazırlanan alaşımlarda tek kristallik kimyasal dağlama (chemical etching) (6 birim nitrik asit, 6 birim asetik asit, 1 birim saf su karışımında) ve X-ışınları geri yansımaları Laue tekniği ile araştırıldı. Atomik emisyon spektroskopisi ve nötron aktivasyon analizi ile kristalin büyüme doğrultusunda santimetre başına yaklaşık % 0,3 konsantrasyon gradiyenti ölçüldü.

3.1.2. Kristallerin yönlendirilmesi ve deneklerin hazırlanması

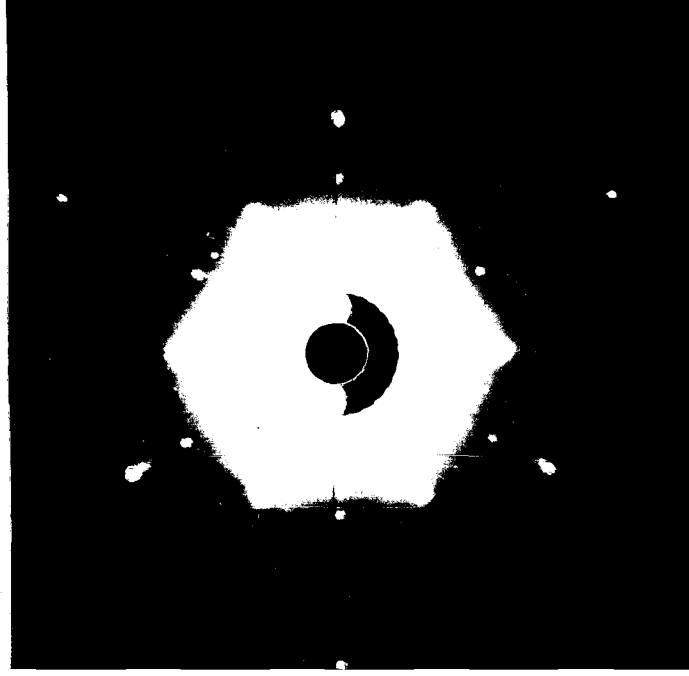
$Bi_{1-x}Sb_x$ tek kristal alaşımları yumuşak ve oda sıcaklığında (111)-düzleminden (trigonal düzlem) kolayca yarılabilen (cleave) bir maddedir. $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarını mekaniksel yollarla işlemek, dislokasyonlara ve kristalin deforme olmasına yol açtığından, sakıncalıdır. Bu nedenlerle denek kristallerin hazırlanmasında ark kesicisi kullanıldı. Kesme işlemi, ark-kesicisinin tel kesicisi (slicer); transdüser bağlanacak yüzeyleri düz ve paralel yapmak için de ark-kesicisinin döner diskli düzleştiricisi (planer) kullanıldı.

Çeşitli konsantrasyonlarda hazırlanan $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımları etch edilerek, kristal yüzeyinde büyüme sırasında oluşan parlak tabaka atıldı. Uç kısımlarda ve kristalin üst yüzeyi ile potanın kesiştiği kenarlarda yüzeysel bazı küçük

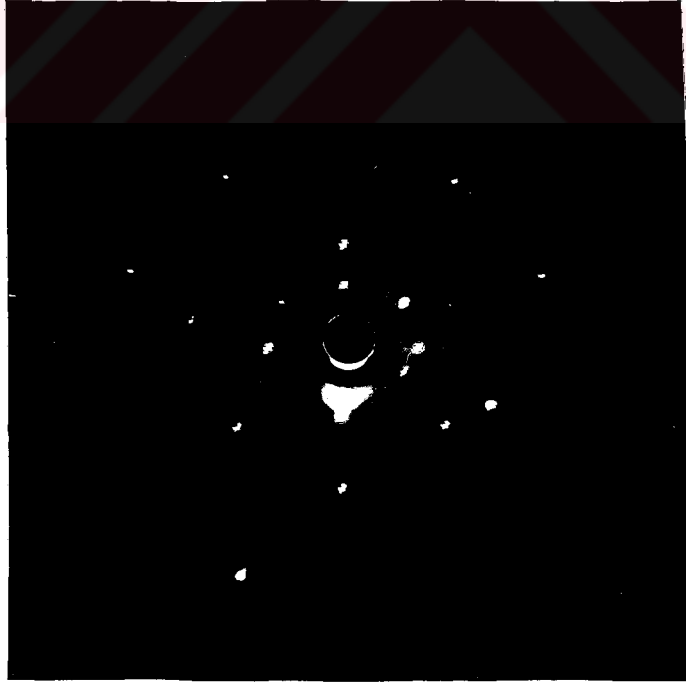
adacıklar kesilerek ana kristalden ayrıldı. Geriye kalan kristalin uçlarından kesilen küçük dilimler oda sıcaklığı ve sıvı azot sıcaklığında keskin bir bıçak ile **cleave** edilerek **cleave-düzlemi** bulundu. Bu düzlemden çekilen X-ışınları geri yansımali Laue-filmleri, bu düzlemin, trigonal düzlem olduğunu doğrulamaktadır (Şekil 3.5). Böylece ana kristalin trigonal eksenini belirlendi. Taze **cleave** edilmiş trigonal düzleminde çıplak gözle bile görülebilen paralel çizgiler (slip-line) vardır (Brown et al., 1968; Akgöz and Saunders, 1971). Bu çizgiler binary doğrultuya paraleldir (Brown et al., 1968). Kristaller trigonal düzlemden ark-kesicisinin tablasına yapıştırılarak **slip-line** boyunca, trigonal düzleme dik olarak kesildi. Böylece **bisectrix düzlemi** bulundu. **Bisectrix** eksenini bu düzlem diktir. Bu düzlemden çekilen X-ışını filmleri, A7 kristal yapısının standart **bisectrix düzlemi** desenine uymaktadır (Şekil 3.6). Binary düzlemini bulmak için de kristalin konumu bozulmaksızın tel-kesici 90 derece döndürüldü ve kristal trigonal eksene dik olarak kesildi.

Kristallerin yönlendirilmesinde, etch edilmiş (111)-düzleminde mikroskop altında görülebilen **etch pits**'lerden de yararlanıldı. Yukarıda sözü edilen etch maddesi ile kısa bir süre (10-20 sn) etch edilen taze **cleave** edilmiş trigonal düzleminde, eşkenar üçgen tabanlı piramit şeklinde **etch pits**'ler oluşur (Akgöz and Saunders, 1971; Cankurtaran v.d., 1980). Bu piramitlerin taban kenarlarından herbirinin **bisectrix** eksene dik olduğu bilinmektedir (Brown et al., 1968; Akgöz and Saunders, 1971). **Etch pits** tabanları ile **slip-çizgilerinin** paralel oldukları gözlemlendi. Her iki yolla bulunan **bisectrix düzleminde** çekilen X-ışını filmlerinin aynı deseni verdikleri görüldü. Bu yöntemle kristallerin yönlendirilmesindeki hata ± 0.5 derece içindedir. Yönlendirilen kristallerden ultrasonik ölçümler için denekler kesildi.

Transdüserin bağlanacağı yüzey ile karşı yüzeyi düzleştirmek ve paralel yapmak için, **planer** mümkün olan en düşük



Şekil 3.5 $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının birinde cleave düzlemin-
den çekilen X-ışınları geri yansımali Laue filmi.



Şekil 3.6 $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının birinde y-düzleminden
çekilen X-ışınları geri yansımali Laue filmi.

aşındırma hızında çalıştırıldı. Bu işlemde sonra paralel yüzeyler, 6 μm 'lik **silicone carbide** tozu ile, elde lapp edildi. Bu yüzeylerin paralelliği, 1 μm duyarlıklı bir kalınlık ölçme aleti ile ölçüldü ve kalınlık farkının 15 mm'de 5 μm 'yi geçmediği görüldü. Bu paralellik, çalışılan ultrasonik frekanslarda, bağıl attenuasyon ölçümleri için yeterlidir (Truellet al., 1969).

3.1.3. Konsantrasyon tayini

$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektronik band yapısı ve ultrasonik kuantum osilasyonlarının Sb konsantrasyonu ile değişimini incelemek için, alaşımdaki Sb miktarının duyarlı bir şekilde bilinmesi gerekmektedir. Konsantrasyon tayini kimyasal analiz, atomik absorpsiyon spektroskopisi, elektron mikroprob analizi, nötron aktivasyon analizi, yoğunluk ölçümleri gibi yöntemlerle yapılmaktadır (Christ et al., 1981). Bu çalışmada konsantrasyon tayini, yoğunluk ölçümleri ve nötron aktivasyon analizi yöntemleri ile yapıldı.

Sb konsantrasyonu arttıkça $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının yoğunluğu azalmaktadır. Yoğunluk ölçülerek, yoğunluk ile konsantrasyon arasındaki bağıntıdan konsantrasyon bulunabilir. Diğer taraftan, Sb'nin termal nötron yakalama tesir kesiti büyük ve karakteristik gama-ışınmasının yarı-ömrünün uzun olması nedeniyle, nötron aktivasyon analizi de uygun bir yöntemdir. Bu iki yöntem örnekteki ortalama (overall) konsantrasyonu vermektedir. Bununla birlikte, kristal boyunca uygun yerlerden alınan parçaların analizi ile, kristaldeki Sb dağılımı da bulunabilir.

3.1.3.a. Yoğunluk ölçümleri ile konsantrasyon tayini

Analizi yapılacak örnek havada ve yoğunluğu bilinen bir sıvı içinde tartılır. Örnek'in havadaki ağırlığı W_1 ve sıvı içindeki ağırlığı da W_2 ise yoğunluğu (ρ_k),

$$\rho_k = \frac{W_1}{W_1 - W_2} \rho_{\text{sıvı}} \quad (3.2)$$

ifadesinden bulunabilir. Bu yöntemde duyarlık, analizde kullanılan örneğin miktarına çok bağlıdır.

$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının yoğunluğu ile konsantrasyonu arasında

$$\rho = 8,144(2,231 - x)^{1/2} - 2,355 \quad (3.3)$$

bağıntısı vardır (Christ et al., 1981). Buna göre, alaşımın yoğunluğu duyarlı bir şekilde ölçülürse konsantrasyon Eş. (3.3)'den hesaplanabilir.

Yukarıda anlatıldığı gibi hazırlanan ultrasonik denekler, 0,0001 gr duyarlı elektronik terazide (Sartorius-Werke GMBH, Type 2442) havada ve saf karbon tetraklorür (CCl_4) içinde ayrı ayrı tartıldı. Yoğunluğunun büyük (0°C de $1,6320 \text{ gr/cm}^3$) ve iyi ıslatma özelliğine sahip olması, CCl_4 seçilmesindeki en önemli iki etkindir. Ancak CCl_4 'ün yoğunluğu sıcaklık ve saflık derecesi ile önemli ölçüde değişmektedir. Bu parametreyi yok etmek için, saf Bi kristalinden (Çelik ve Alper, 1982) kesilen ve kütlesi yaklaşık 70 gr olan bir karşılaştırma örneği hazırlandı. Eş. (3.2) alaşım ve saf Bi için ayrı ayrı yazılıp oranlanırsa

$$\rho_{\text{alaşım}} = \frac{[W_1 / (W_1 - W_2)]_{\text{alaşım}}}{[W_1 / (W_1 - W_2)]_{\text{Bi}}} \rho_{\text{Bi}} \quad (3.4)$$

bulunur.

Tartma işlemleri aynı CCl_4 içinde ve aynı sıcaklıkta yapıldı. Deney yapılan beş ultrasonik denekte yoğunluk ölçümleri yöntemi ile bulunan Sb konsantrasyonları Çizelge 3.3'de verilmiştir.

3.1.3.b. Nötron aktivasyon analizi

Antimonun doğal halde iki izotopu bulunmaktadır: Sb-121 (% 75,25) ve Sb-123 (% 24,75). Her iki izotopun termal nötron

yakalama tesir kesitleri oldukça büyük olup, sırasıyla 6,0 barn ve 4,2 barn'dır (Soete et al., 1972). Bu izotoplar termal nötron yakaladıktan sonra iki radyoaktif izotopa dönüşürler: Sb-122 ($T_{1/2}=2,8$ gün) ve Sb-124 ($T_{1/2}=60,2$ gün). Bu izotoplar β aktiftir ve karakteristik gama-ışını yayınlarlar (Soete et al., 1972; Lederer et al., 1978). Diğer taraftan Bi doğal halde bir tek izotopa sahiptir (Bi-209) ve bu izotopun termal nötron yakalama tesir kesiti çok küçüktür ($\approx 0,05$ barn). Ayrıca nötron yakaladıktan sonra meydana gelen izotop gama ışını yayınlamaz. Bu durum, nötron aktivasyon analizi yöntemi ile bizmut içinde antimon aramada büyük kolaylık sağlamaktadır.

Nötron aktivasyon analizi yönteminde, her radyoaktif çekirdeğin yayınladığı gama ışını spektrumunun diğerlerinden farklı ve karakteristik olmasından yararlanılır. Analizi istenilen örnek belli bir süre nötronlarla ışınlanır. Ondan sonra örneğin gama enerjisi spektrumu elde edilir. Bu spektrumun çözümlenmesi sonucunda, örneği oluşturan izotoplar hakkında nitel ve nicel bilgiler elde edilebilir. Eğer bilinen bir elementin yalnızca nicel analizi isteniyorsa örnek ile aranan elementin bir standardı aynı nötron akısında ve eşit sürelerle ışınlanır. Standart ve örnek spektrumlarının standardın karakteristik özelliğini belirleyen bölgeleri karşılaştırılarak, örnek içerisinde aranan elementin standarda göre hangi oranda bulunduğu saptanabilir. Bu yöntem standartla karşılaştırma yöntemi olarak bilinir. Işınlanan örnek ve standardın gama ışınması aynı dedektör koşullarında ve aynı süre ile sayılırsa, aranan izotopun kütlesi

$$m = m_s \frac{N - B}{N_s - B_s} \quad (3.5)$$

bağıntısından bulunabilir. Burada N sayma süresinde sayaç'a gelen toplam sayma, B çevresel (background) saymadır ve s indisi standarda ait değerleri belirlemektedir.

Analizde kullanılacak örnekler, ultrasonik deneklerin iki

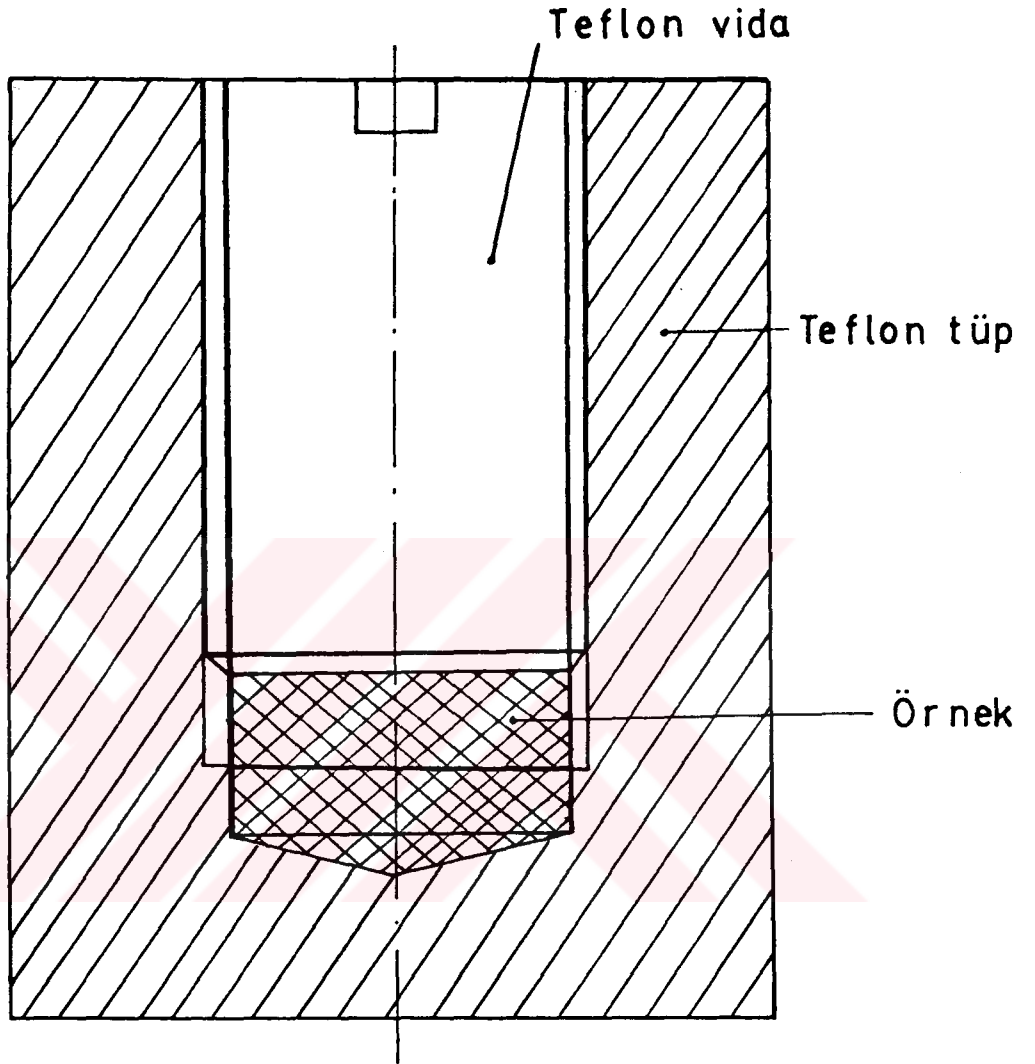
tarafından kesilen dilimlerden hazırlandı. Bu parçalar etch edilip temizlendikten sonra öğütülerek toz haline getirildi, tartıldı ve kesit resmi Şekil 3.7'de görülen teflon tüpler içine konuldu. Toz halindeki örneğin kabın şeklini alması için, teflon civata sıkıştırıldı. Benzer şekilde 5N saflığındaki Sb'den standart hazırlandı. Örneklerin ve standardın aynı ölçülerde imal edilmiş teflon tüpler içine konulmasındaki amaç, ışınlama ve sayma geometrisini hep aynı olarak korumaktır. Malzeme olarak teflon seçilmesinin nedeni ise, teflonun karakteristik gama ışını yayınlamaması ve background saymasının küçük oluşudur.

Teflon tüpler içindeki standart ve çeşitli konsantrasyonlardaki $Bi_{1-x}Sb_x$ örnekleri, İ.T.Ü.'deki 250 kW'lık MARK II reaktöründe, aynı ışınlama tüpü içinde ve maksimum nötron akısında 50-60 dakika süreyle ışınladılar. Taşıma güvenliği bakımından aktiflenmiş örnekler ve standart, bir günlük beklemeden sonra H.Ü. Fizik Mühendisliği Bölümü Nükleer Fizik laboratuvarına getirildi.

Standartla karşılaştırma yönteminde, standardın ve örneklerin aynı geometride sayılması çok önemlidir. Geometri faktöründen kaynaklanabilecek hataları en alt düzeye indirmek ve background etkilerini azaltmak için, kesit resmi Şekil 3.8'de görülen kolimatör düzeneği yapıldı. Bu düzeneğe kurşundan imal edilmiş olup, dedektör-numune uzaklığı değiştirilebilir ve kolimatör çapı 2-6 mm arasında ayarlanabilmektedir.

Örneklerin ve standardın yaydığı gama ışınmasını dedekte etmek için, 1,33 MeV'de 2,0 KeV enerji ayırma gücüne sahip Ge(Li) dedektörü kullanıldı. Sayma sistemi hakkında ayrıntılı bilgi Sanalan ve Ünlü'de (1978) bulunabilir.

Örneklerdeki Sb konsantrasyonunun belirlenmesinde her iki Sb izotopunun en şiddetli 565 KeV ve 603 KeV enerjili pikleri kullanıldı. Fakat yarı-ömür düzeltmesinden kaçınmak için daha çok, uzun ömürlü izotopun en şiddetli 603 KeV'lik piki kullanıldı. Örnek olarak, standart antimonun ak-



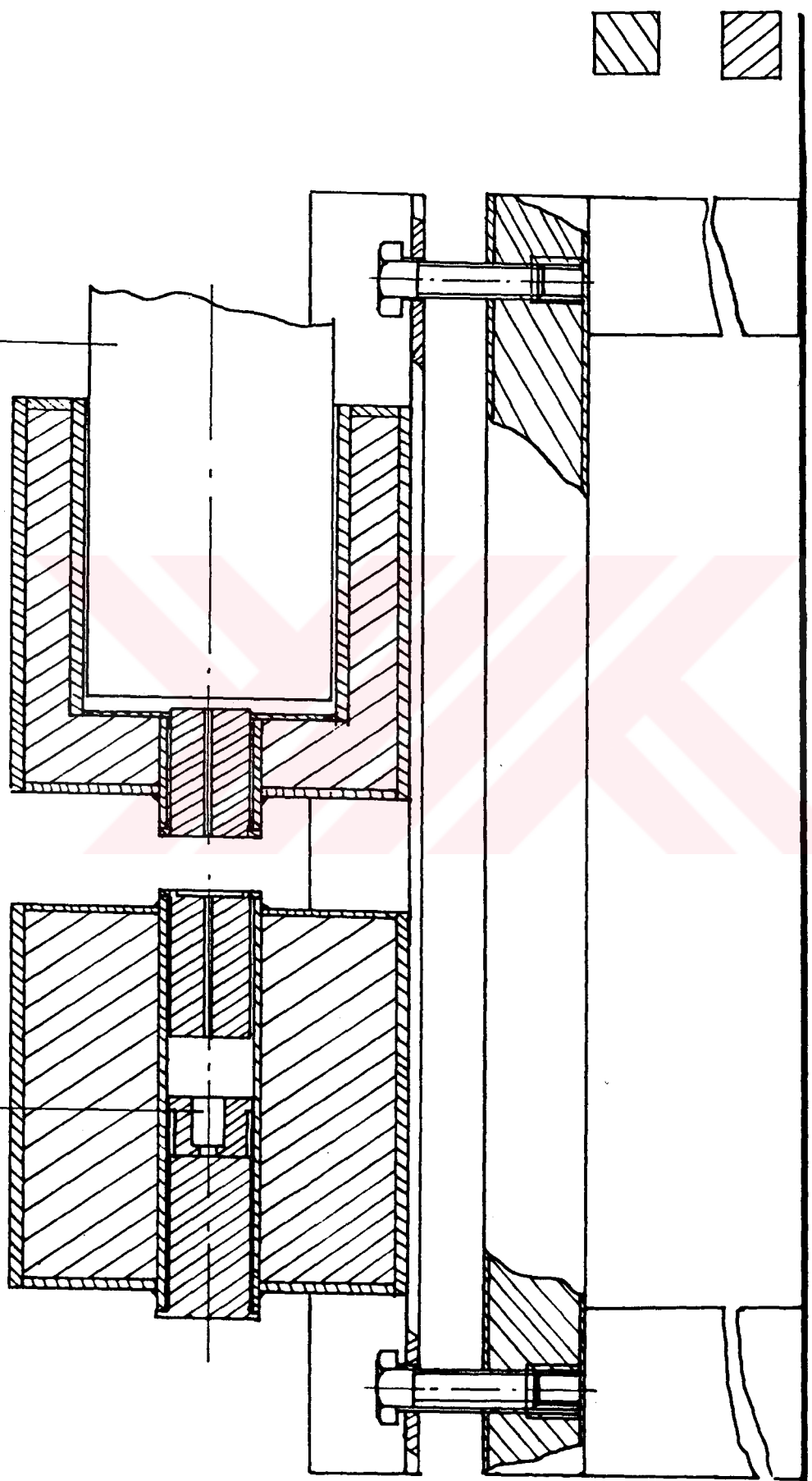
Şekil 3.7. Nötron aktivasyon analizinde kullanılan teflon tüp.

Ge-Li dedektör

Örnek

Celik
Kurşun

Şekil 3.8. Kolimator düzeneği



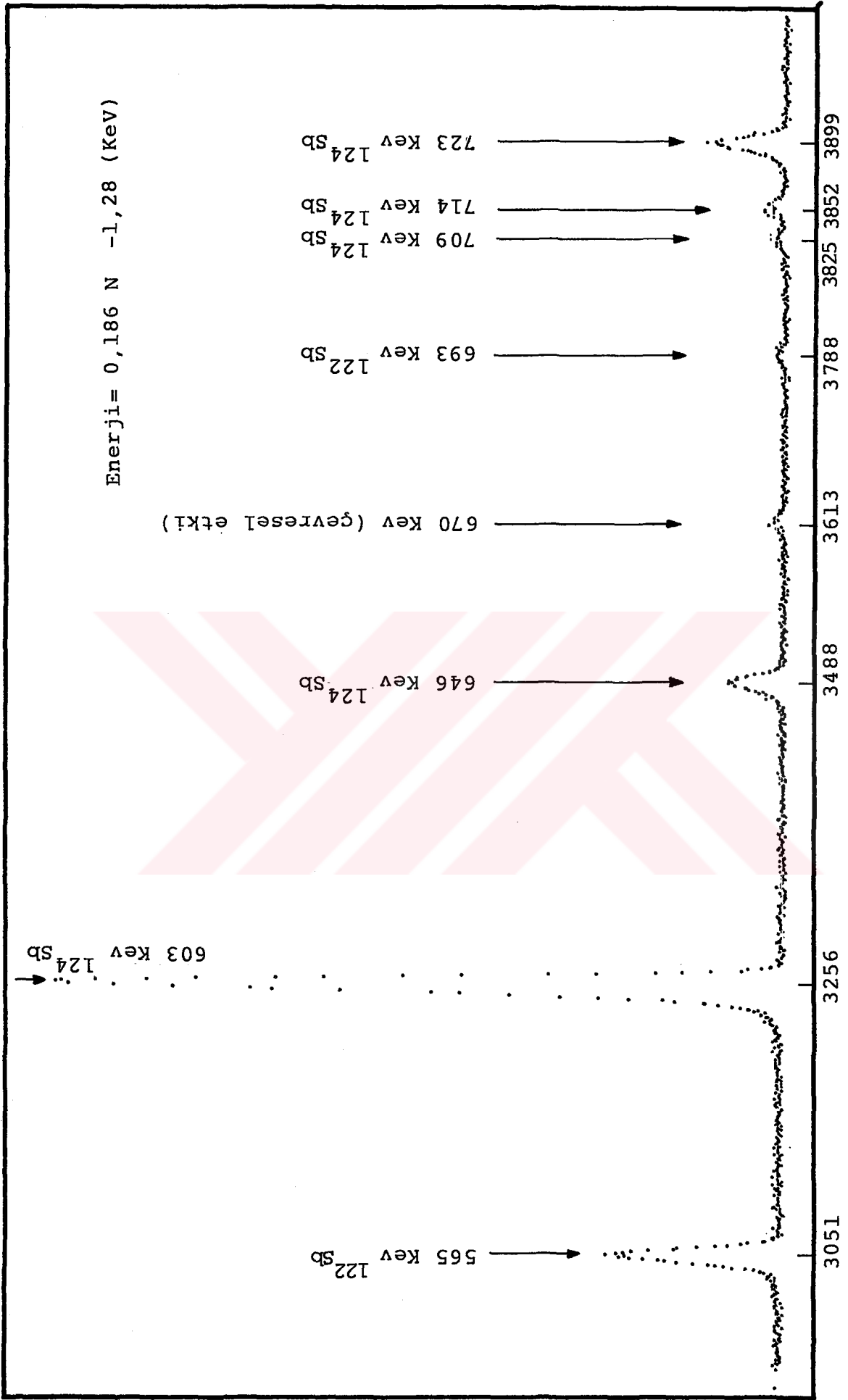
tiflendikten üç hafta sonra alınan gama spektrumu Şekil 3.9'da verilmiştir. Kısa ömürlü izotopun (Sb-122) en şiddetli 565 KeV'lik piki hala açıkça görülmektedir. Şekil 3.10'da ise standardın ve bir örneğin 603 KeV'lik pikleri, karşılaştırmak amacıyla, üst üste çizilmiştir. Örnekler ve standart aynı şartlarda ışınlandıkları ve sayıldıkları için, örneklerdeki Sb konsantrasyonu Eş. (3.5) kullanılarak hesaplandı. Sonuçlar Çizelge 3.3'de görülmektedir. Nötron aktivasyon analizi ile bulunan konsantrasyon değerleri, birer hafta arayla alınan beş farklı ölçümün ortalamasıdır (Cankurtaran v.d., 1984a).

Çizelge 3.3. İncelenen $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ölçülen Sb konsantrasyonları.

Denek	Sb Konsantrasyonu (x)	
	Yoğunluk Ölçümleri	Nötron Aktivasyon Analizi
A2	0,011 ± 0,002	0,012 ± 0,0005
A4	0,018 ± 0,002	0,019 ± 0,0005
B10	0,034 ± 0,003	0,033 ± 0,0005
B12	0,012 ± 0,002	0,013 ± 0,0005
C13		0,025 ± 0,0005

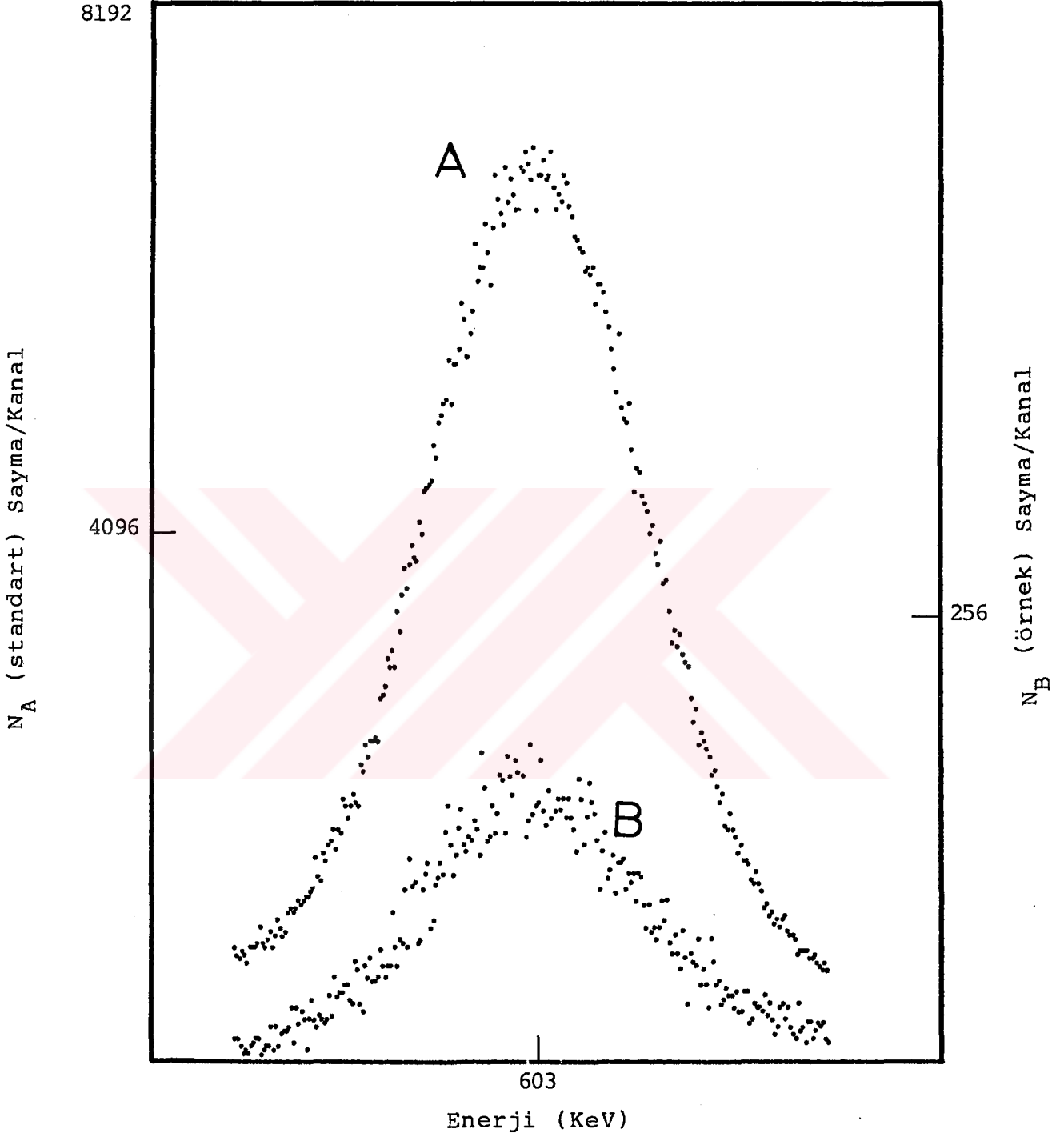
3.2. Denek Tutucu

Denek kristalleri krayostatın (cryostat) içine, magnetin kutuplarına göre belirli bir konumda yerleştirmek ve transdüserin elektronlarına bağlantı yapmak için kullanılan denek tutucu, laboratuvarımızda gerçekleştirilen TBAG-461 nolu projede kullanılan denek tutucusudur (Çelik ve Alper, 1982). Bu denek tutucu pirinçten yapılmıştır ve krayostatın içine, ince cidarlı 6 mm çapında paslanmaz çelik boru ile asılıdır. R.F. sinyalini ileten kablo, bu borunun içinden geçer ve iç iletkeni ile dış örgüsü paslanmaz çe-



N, Kanal Sayısı

Şekil 3.9 Standart antimonun aktiflendikten 3 hafta sonra elde edilen gama spektrumu.



Şekil 3.10 Standart ve örnek alaşımın ($x=0,033$) 603 KeV'lik piklerinin karşılaştırılması.

lik olan teflon yalıtıkanlı krayojenik koaksiyel kablodur. Elektriksel yönden yalıtılması gereken kısımlarda, teflon kullanıldı. R.F. sinyalinin transdüsere iletmek için, transdüser elektroduna baskı ile elektriksel temas sağlayan, yay özelliği olan, lama şeklinde elektrodlar kullanıldı. Yayın, transdüser elektrodunu çizmemesi ve iyi elektriksel temas yapması için, transdüsere basan kısmı indium ile kaplandı. Koaksiyel kablonun orta ucu bu yaya lehimlendi. Koaksiyel kabloyu krayostatın dışına çıkarmak için, denek tutucunun tepe flanjinin lehimplenen ve vakum tutabilen bir BNC konektör kullanıldı. Deney esnasında krayostatın tepe flanji karlandığından, BNC konektör, bir ucu flanja lehimli olan 10 cm boyunda paslanmaz çelik tüpün ucuna yerleştirilmiştir.

Krayostatın içindeki sıvı helyum düzeyi, denek tutucunun askı çubuğu üzerine yerleştirilen dört adet Allen-Bradley karbon direncinin (100Ω , $1/8 W$) değerleri ölçülerek gözlemlendi. Bu özel dirençler oda sıcaklığında $\approx 100 \Omega$ 'dur ve sıvı helyum içine girince aniden 740Ω civarına yükselmektedir.

3.3. Krayostat

Bu çalışmada Hoffman (Model-18) metal krayostatı kullanıldı. Krayostat, kuyruk (tail) kısmı magnetin kutupları arasına girecek şekilde, yüksekliği ve düşeyliği ayarlanabilen bir sistemle asılıdır. Krayostata helyum transferi, denek tutucunun tepe flanji üzerinde bulunan özel bir düzenekle yapılmaktadır. Buharlaşan helyumu toplamak için krayostatın gaz helyum çıkışı, helyum toplama (recovery) sistemine bağlanmıştır. 4.2K'nın altındaki sıcaklıklara inmek için, sıvı helyumun üzeri, krayostatın gaz helyum çıkışına bağlı bir mekanik vakum pompası (The Welch Scientific Company, Model 1398) ve kartezyen monostat sistemi (Çelik ve Alper, 1982) ile kontrollü olarak pompalandı. Bu pompa gerektiğinde devredışı bırakılabilmektedir ve

egzoz çıkışı, helyum toplama sistemine bağlanmıştır (Şekil 3.11).

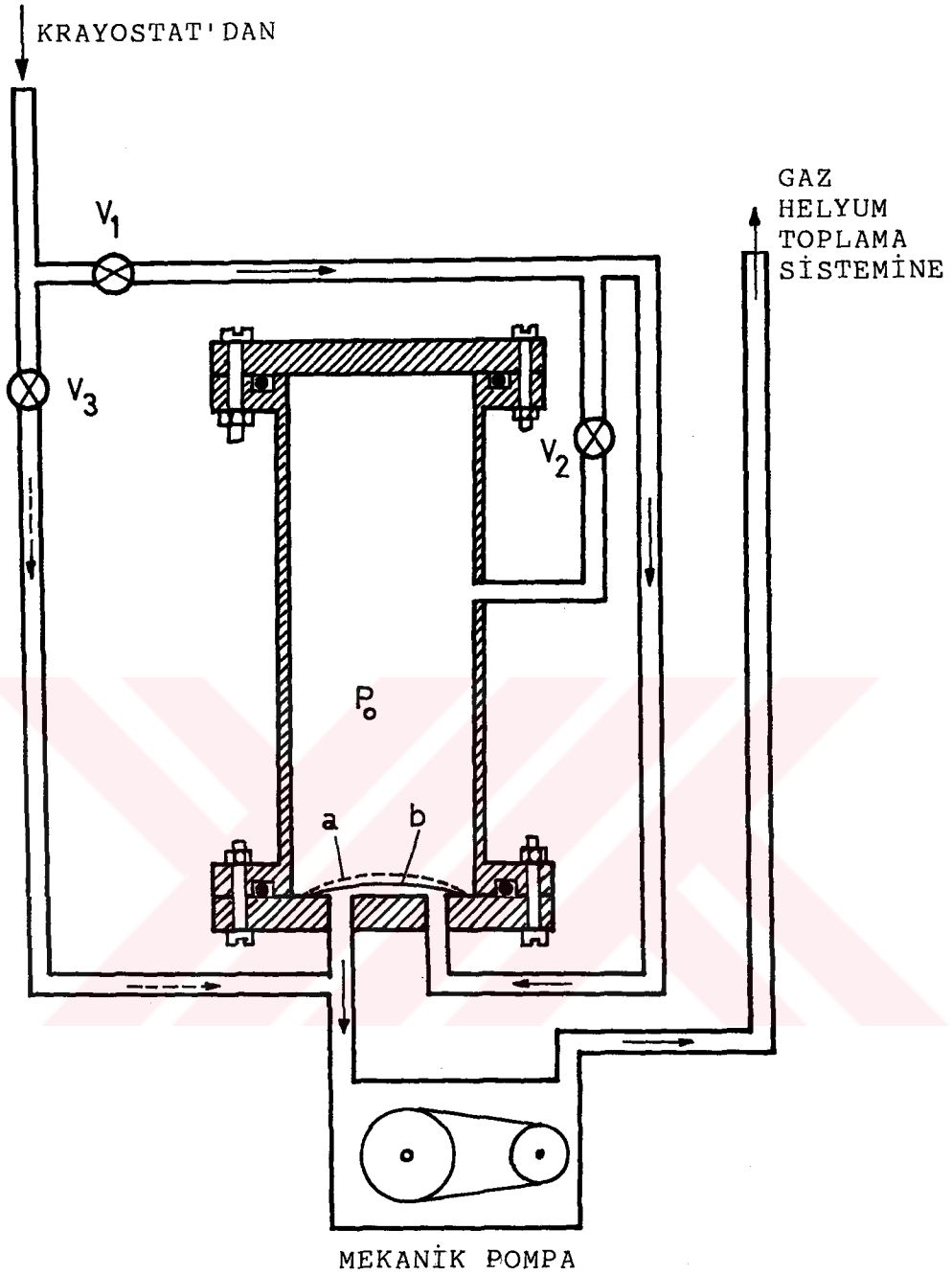
3.4. Transdüser'ler ve Bağ Maddesi

Bu çalışmada ultrasonik dalgaları üretmek ve algılamak için, 8 ve 10 MHz temel frekansında 6-10 mm çapında X-kesimli kuvarz transdüserler (Quartz Crystal Co. Ltd., England) kullanıldı. Transdüserlerin yüzeylerine buharlaştırma yöntemiyle krom ve altın kaplanarak elektrodları yapıldı.

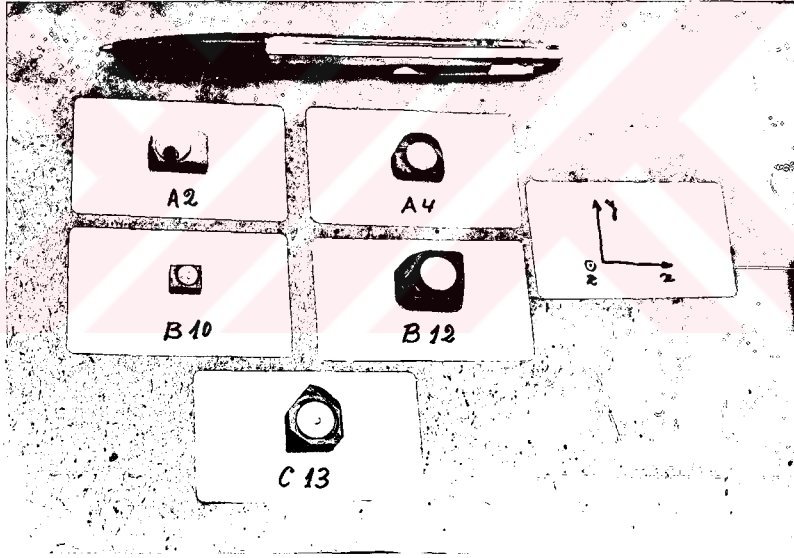
Transdüser ile sesin yayılacağı denek arasına, akustik empedans uyumunu sağlamak ve transdüser ile denek'in farklı termal genişmesini denkleştirmek için konulan maddeye bağ (bond) maddesi denir. Bağ maddesinin ince bir tabaka şeklinde yayılması ve sıvı helyum sıcaklıklarında esnekliğini koruması gerekir. Pratikte bağ yapmak için çeşitli maddeler (silicone oil, grease, glycerine, epoxy resins v.b.) kullanılmaktadır. Bu çalışmada bağ maddesi olarak Nonag Stopcock Grease (Fisher Sci. Co.) kullanıldı. Ultrasonik kuantum osilasyonları deneylerinde kullanılan $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ denekleri, transdüser bağlanmış halde, Şekil 3.12'de görülmektedir.

3.5. Puls-Yankı Yöntemi ve Otomatik Attenuasyon Ölçme Düzeneği

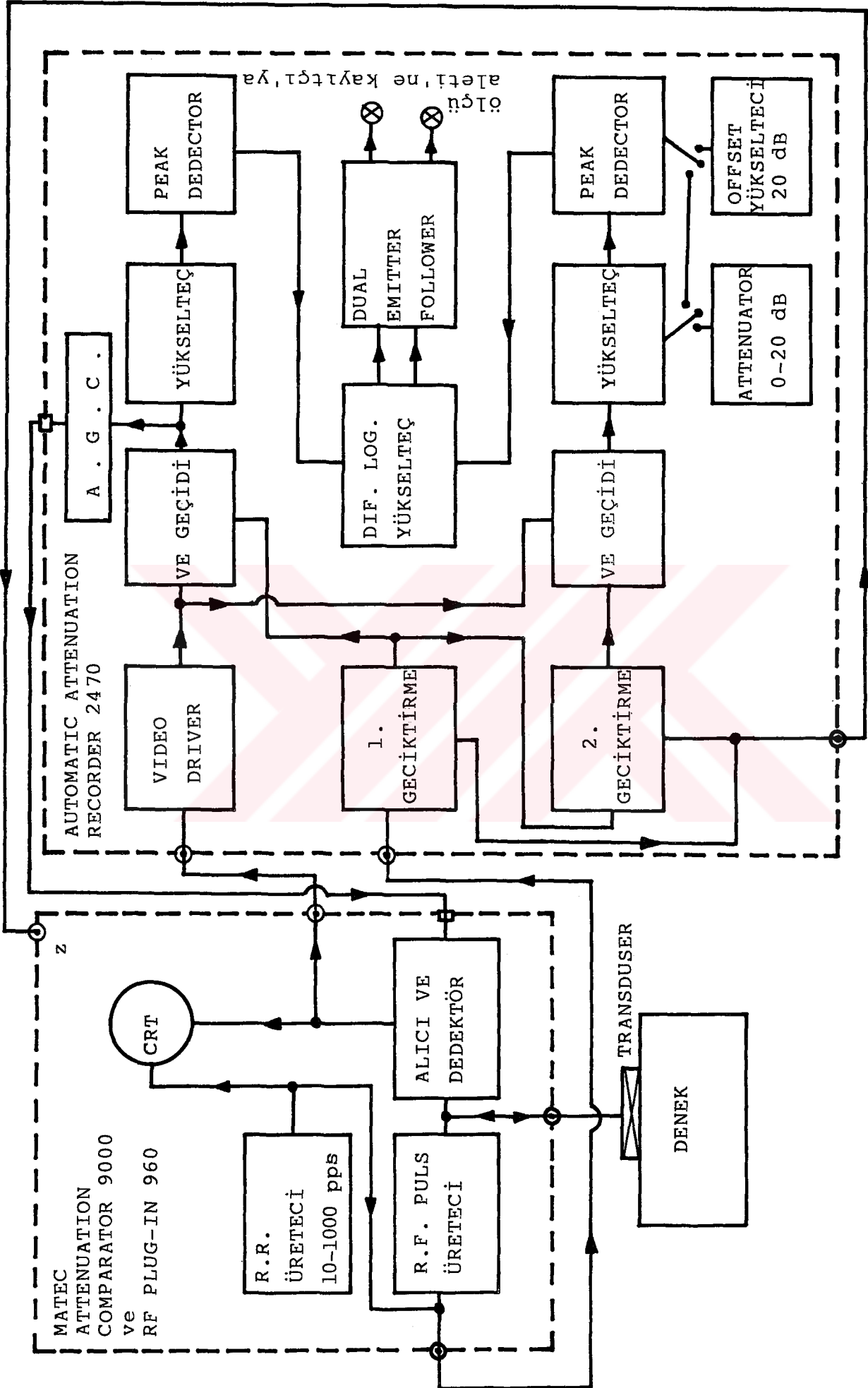
Bu çalışmada, ultrasonik attenuasyon katsayısındaki değişimleri otomatik olarak ölçmek için, MATEC Ultrasonic Attenuation Comparator (Model 900), R.F. Plug-in (Model 960) ve Automatic Attenuation Recorder (Model 2470) aygıtları kullanıldı. Otomatik attenuasyon ölçme sistemi, puls-yankı treninde seçilmiş herhangi iki yankının pik genliklerinin logaritmik olarak karşılaştırma ilkesine dayanmaktadır. Sistemin basitleştirilmiş blok diyagramı Şekil 3.13'de görülmektedir. R.R. (repetition rate) üretici, saniyede 10-1000 tetikleme sinyali üretir. R.F. sinyal kaynağı,



Şekil 3.11 Kartezyen monostat sistemi.
 V_1, V_2, V_3 : Vana,
 a: Üzerinde küçük delikler bulunan ince bakır levha,
 b: Polietilen zar,
 P_0 : Referans basıncı.



Şekil 3.12. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ tek kristal deneklerin fotoğrafı (transdüser bağlanmış halde).



Şekil 3.13 Otomatik attenuasyon ölçme sisteminin blok diyagramı.

frekansı 10-310 MHz aralığında sürekli olarak değiştirilebilen, puls genişliği ve genliği ayarlanabilen pulslu R.F. sinyalleri üretir.

Puls-yankı yönteminde transdüser, transdüserin temel titreşim frekansında veya tek harmoniklerinde, pulslu R.F. sinyali uygulanır. Transdüser bu sinyali ultrases dalgasına dönüştürür. Transdüser tarafından üretilen ses dalgası, denek kristal içinde yayılır ve kristalin paralel karşı yüzünden yansiyarak tekrar transdüser gelir. Bu anda R.F. yayını kesilir ve transdüser gelen yansımış ses pulsu'nun bir kısmı yeniden elektrik sinyaline dönüştürülür. Bu elektrik sinyali uygun bir alıcı ile algılanıp yükseltılarak bir katot ışınları tüpünde (CRT) gözlenebilir. Denek-transdüser arayüzeyinden yansıyan ses pulsu, denek içinde bir tur daha atarak yeniden transdüser gelir ve bu olay, ses pulsu tamamen soğuruluncaya kadar devam eder. Ses dalgası denek içinde yayılırken enerji kaybettiğinden, şiddeti gittikçe azalır ve osiloskopta genliği azalan bir puls-yankı treni gözlenir. Yankıların zamanla tamamen söndüğünü gözleyebilmek için, R.F. pulslarının tekrarlanma hızı (R.R.) yeterince düşük tutulur. Örneğin puls genişliği 2-5 μ s, tekrarlanma hızı ise saniyede 10-1000 puls olacak şekildedir. Yankı genliklerinin üstel olarak azalması, ultrasonik attenuasyonun bir ölçüsüdür.

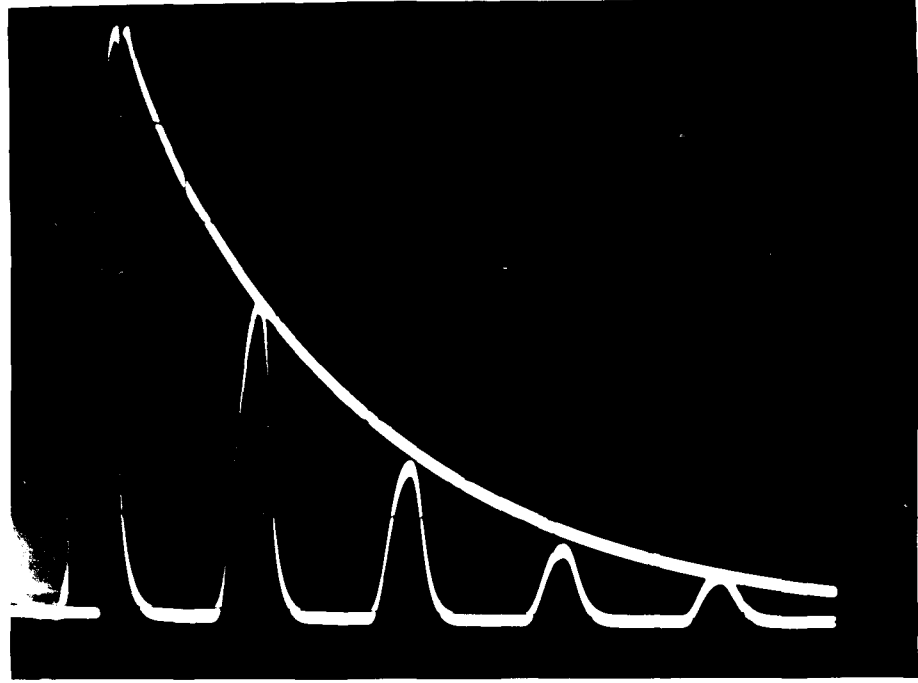
Otomatik attenuasyon ölçme sisteminin çalışma ilkesini kısaca özetleyelim: R.R. üreticinin çıkış sinyali, R.F. puls üreticini, CRT devresini ve I. Geciktirme devresini eş zamanlı olarak tetiklemektedir. R.R. üreticinden sinyal geldiği anda R.F. puls üretici frekansı, genişliği ve genliği ayarlanabilen bir puls üretir. R.F. üreticinin frekansı, kullanılan transdüserin temel frekansına veya onun tek harmoniklerinden birine ayarlanır. Üretilen R.F. pulsu, transdüser uygulanır ve transdüserde stress dalgasına (ultrases) dönüşerek denek içersinde yayılır. Denekteki yankılar transdüser tarafından yeniden elektrik sinyaline dönüştürülür. Alıcı ve dedektör sisteminde bu yankılar

yükseltilir ve dedekte edilirler. Dedektör çıkış empedansı bir **emitter follower** ile düşürülür ve yankıların zarfı bir osilaskoba ve/veya Automatic Attenuator Recorder'a verilir.

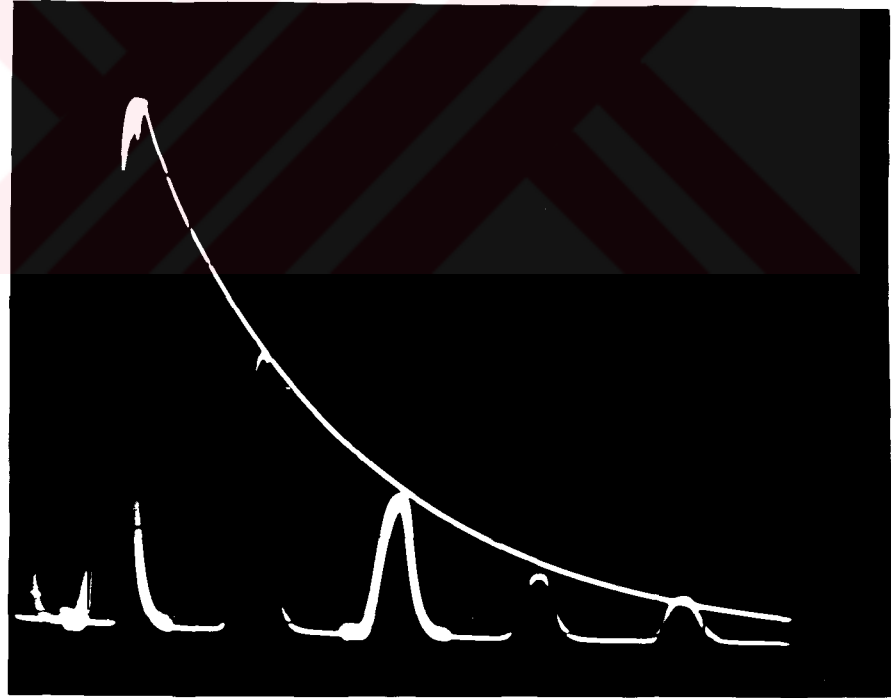
Böylece elde edilen pozitif video puls-yankı treni, iki yankı seçici için düşük empedans sağlayan **Video Driver** vasıtasıyla **yankı seçicilerine** verilir. Her yankı seçici, sadece bir yankıyı geçiren, diğer yankıları ve esas sürücü pulsü süzen bir **VE GEÇİDİ**'dir. R.R. üretici ile uyarılan **1.ci geciktirme devresi**, zamanı ve genişliği ayarlanabilen bir sinyal üretir ve birinci yankıyı seçmek için **VE GEÇİDİ**'nin açılma zamanını belirler. Bu sinyalin zamanı ve genişliği ayarlanarak, istenilen yankı seçilir. Birinci geciktirme devresinin çıkışı ile uyarılan **2.ci geciktirme devresi** de, ikinci yankıyı seçmek için **VE GEÇİDİ**'nin açılma zamanını belirler. Geciktirme devrelerinin çıkışları osilaskobun z-eksenine verilerek, seçilen yankıların daha aydınlık görülmesi sağlanır (Şekil 3.14). Ölçümlerin dış etkenlerden etkilenmemesi için, seçilen 1.ci yankının genliği, **A.G.C.** (automatic gain control) yükselteci ile Alıcı ve Dedektör yükseltecinin kazancı kontrol edilerek, belli bir değerde sabit tutulur.

Seçilen yankılar bağımsız olarak yükseltilirler ve **Peak Dedector**'lerde pik genlikleri ile orantılı iki DC voltaja dönüştürülürler. **Diferansiyel logaritmik yükselteç**, bu iki DC voltajın logaritmik farkını alır. Bu yükseltecin çıkış empedansı bir **Dual Emitter Follower** ile düşürülür ve sonuç, desibel (dB) olarak kalibre edilmiş bir ibreli ölçü aletinde okunur veya uygun bir kayıtçı ile kaydedilir.

Attenuasyonun yüksek olduğu durumlarda attenuasyondaki küçük değişimleri ölçebilmek için, seçilen 2.ci yankı kanalına sabit kazançlı (20 dB) bir **Offset Yükselteci** ile 1 dB adımlarla ayarlanabilen 20 dB'lik basamaklı **Attenuator** konulmuştur. Böylece Diferansiyel Logaritmik Yükseltecin çıkışı sıfırlanarak kazancı artırılır ve attenuasyondaki 0,01 dB kadar küçük değişimleri gözlemek mümkün olur.



(a)



(b)

şekil 3.14. a) Tipik bir puls-yankı treni (denek C13, $f = 8$ MHz),

b) Attenuasyon ölçümleri için puls-yankı treninde seçilen iki yankı.

Eğer denekteki attenuasyon ikinci yankı elde edilemeyecek kadar yüksek ise, ikinci yankı yerine, genliği Attenuator ve Offset Yükselteci ile kontrol edilebilen yapay bir DC voltaj kullanılır. Tek yankının genliği, bu yapay pikin genliği ile karşılaştırılarak attenuasyon ölçülür. Ancak bu durumda A.G.C. yükselteci kullanılamaz.

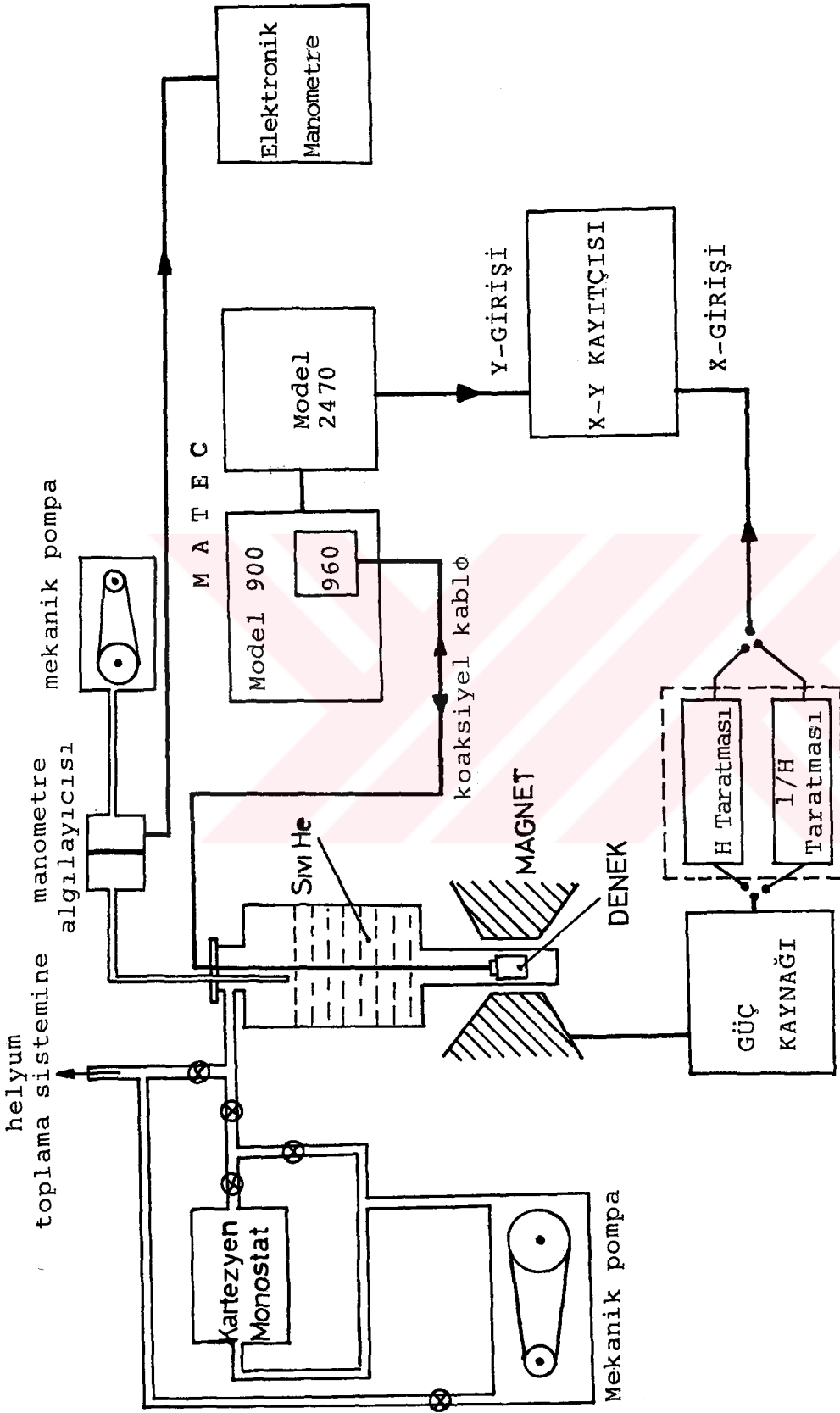
3.6. Deneysel Düzenek ve Ölçme Tekniği

Ultrasonik attenuasyon katsayısının magnetik alan ile değişimi ölçmek için kullanılan deneysel düzeneğin blok diyagramı Şekil 3.15'de görülmektedir.

Kararlı ve homojen magnetik alan elde etmek için Varian (Model V-3800) elektromagneti kullanıldı. Bu magnet 0,005-2,3 T (Tesla) aralığında magnetik alan sağlayabilmektedir. Magnetin kontrol ünitesi ile magnetik alan, H ve 1/H 'ye göre lineer taratılabilmektedir. Magnet, düşey bir eksen etrafında 0,2 derece duyarlıkla dönebilmektedir.

Magnet kontrol ünitesinde magnetik alanı tarama süresi ile orantılı çıkış veren kayıtçı çıkışı, x-y kayıtçısının (HP Model 7000 AM) x-girişine; Automatic Attenuation Recorder'ın kayıtçı çıkışı da y-girişine bağlandı. Magnetik alan seçilen aralıkta taratılarak, attenuasyonun magnetik alanla değişimi x-y kayıtçısı ile çizdirildi. Bu düzenek ile attenuasyon katsayısında 0,01 dB kadar küçük değişimleri gözlemek mümkün olmuştur.

Ölçümler, 1,2-4,2K sıcaklık aralığında yapıldı. 4,2K'nin altındaki sıcaklıklar, sıvı helyumun üzeri pompalanarak elde edildi. Pompalama hızı bir kartezyen monostat sistemi (Bkz. Şekil 3.12) ile kontrol edilerek basınç $\pm 0,1$ mm Hg duyarlıkla sabit tutulabildi. Sıvı helyumun üzerindeki buhar basıncı bir elektronik manometre (CGS Scientific Co., Type 1018) ile ölçüldü ve sıcaklık, 1958 T skalasından (Rose-Innes, 1973) okundu. Böylece yukarıda belirtilen sıcaklık aralığında istenilen sıcaklıkta ölçüm yapılabildi.



Şekil 3.15 Deneysel düzeneğin blok-diyagramı

IV. DENEYSSEL VERİLER VE ANALİZİ

Bu çalışmada, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x \leq 0,04$) Fermi yüzeyi, ultrasonik kuantum osilasyonları yöntemiyle incelendi. Ayrıca, ultrasonik kuantum osilasyonlarının çizgi-şekli'nin sıcaklık ve magnetik alan ile davranışı araştırıldı. Ölçümler, 8-270 MHz frekanslarında boyuna ultrasonik dalgalar kullanılarak, 1,2-4,2 K sıcaklık aralığında, ve 0,05-2,3 T magnetik alan bölgesinde yapıldı. \vec{q} boyuna ses dalgalarının dalga vektörü, \vec{H} magnetik alan ve x, y, z de kristalografik eksenler olmak üzere, ölçümler aşağıdaki dört ayrı deneysel durumda yapıldı:

- I. durum : $\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // yz$ -düzlemi ve θ magnetik alanın z -ekseni ile yaptığı açı.
- II. durum : $\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // xz$ -düzlemi ve θ magnetik alanın z -ekseni ile yaptığı açı.
- III. durum : $\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // xy$ -düzlemi ve θ magnetik alanın y -ekseni ile yaptığı açı.
- IV. durum : $\vec{q} // y$ -ekseni, $\vec{H} // yz$ -düzlemi ve θ magnetik alanın y -ekseni ile yaptığı açı.

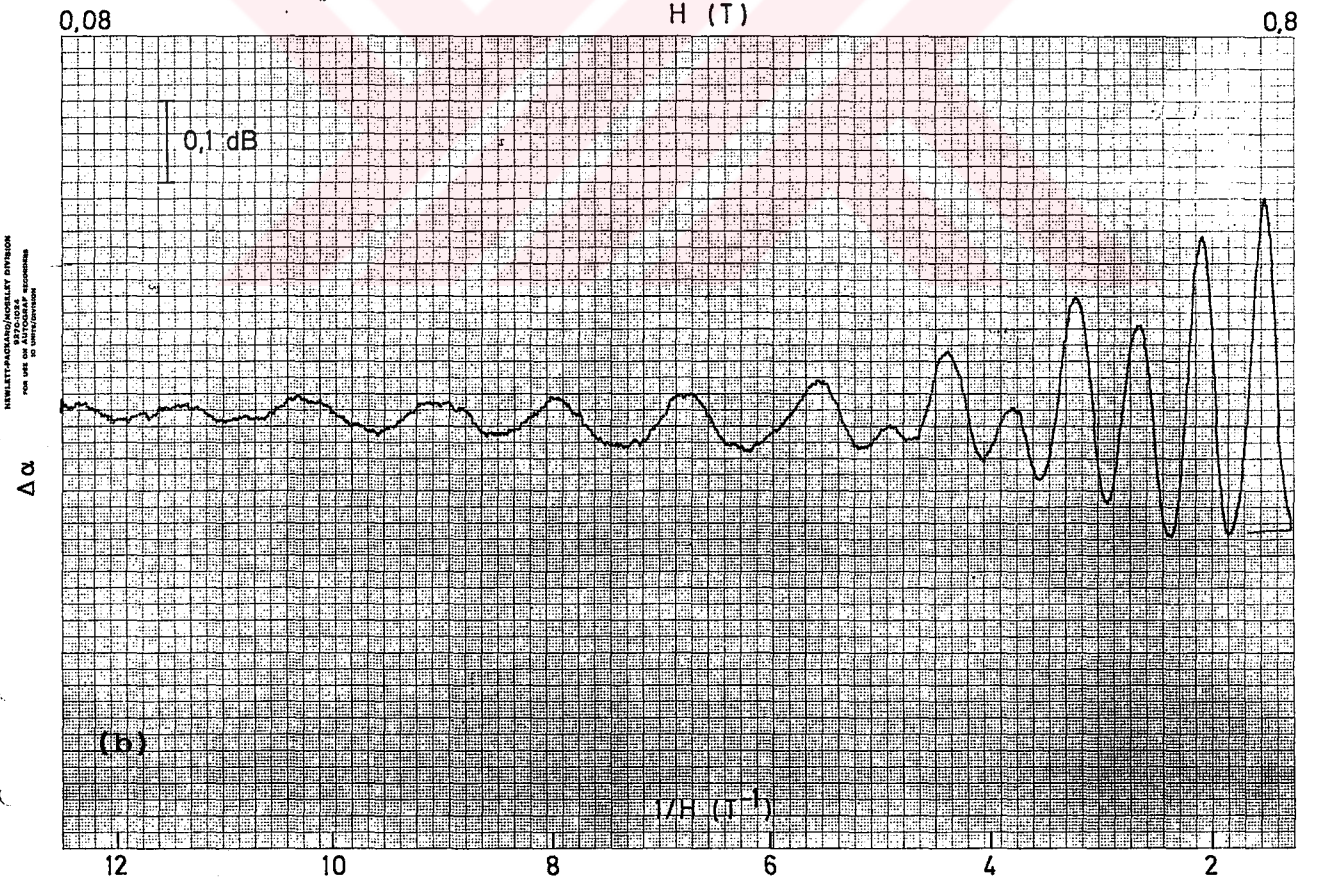
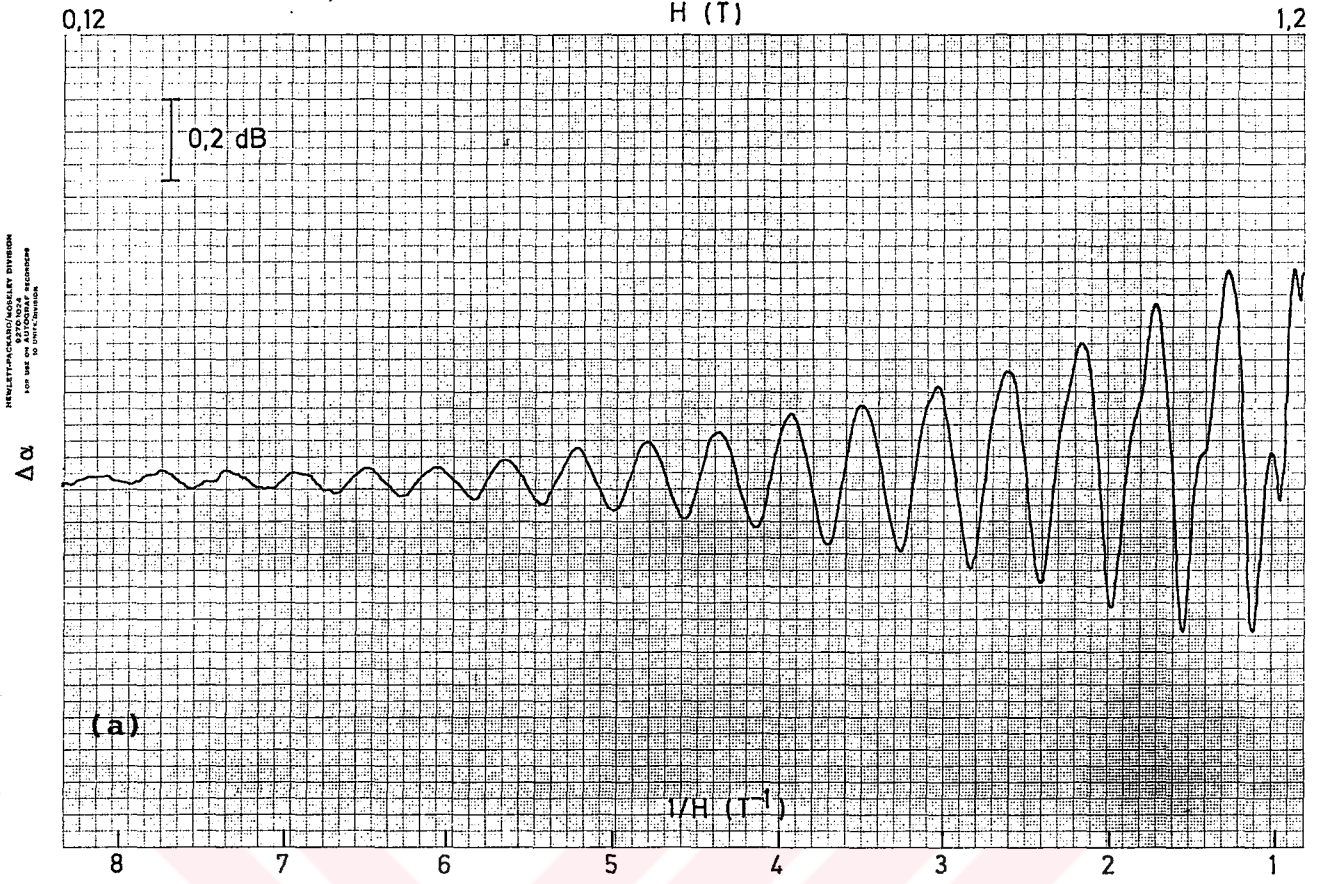
İlk üç durumda ses dalgaları trigonal eksen boyunca yayıldı, ancak magnetik alan farklı kristalografik düzlemlerde taratıldı. $\vec{q} // z$ -ekseni seçilmesinin en önemli nedeni, ses dalgasının her üç elektron paketi ve hole paketi ile etkileşmesinin mümkün olmasıdır (Mase et al., 1966). İlk iki deneysel durumda, bütün taşıyıcı paketlerinden bilgi toplanabilir. III. durumda ise ses dalgasının yayılma vektörü, magnetik alanın taratıldığı düzleme, bütün açılarda, deneysel hata sınırları içinde, diktir. Bu durumda saf metallerde dev kuantum osilasyonlarının gözlenmemesi gerekir. Alaşımlarda, $\vec{q} \perp \vec{H}$ koşulunda gözlenen kuantum osilasyonlarını incelemek için, $\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$ 'de ölçümler yapıldı.

Bizmutta, \vec{q} //y-ekseni ve \vec{H} //yz-düzlemi koşullarında ve çalışılan magnetik alan bölgesinde, ses dalgaları başat olarak sadece a-elektronları ile etkileşir (Mase et al., 1966). Dolayısıyla IV. durumda spin etkilerini açıkça gözlemek mümkündür. Ses dalga vektörünün diğer yönelmelerinde, farklı taşıyıcı paketlerinden gelen katkıların üstüste binmesi nedeniyle, spin-yarılmalarını ayırdetmek çok zordur. Sb konsantrasyonu arttıkça, $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında kuantum osilasyonlarının genişlemesi ve genliklerinin küçülmesi beklendiğinden, \vec{q} //y-ekseni koşulunda ölçümler sadece saf Bi'ta (Çelik ve Alper, 1982) yapıldı.

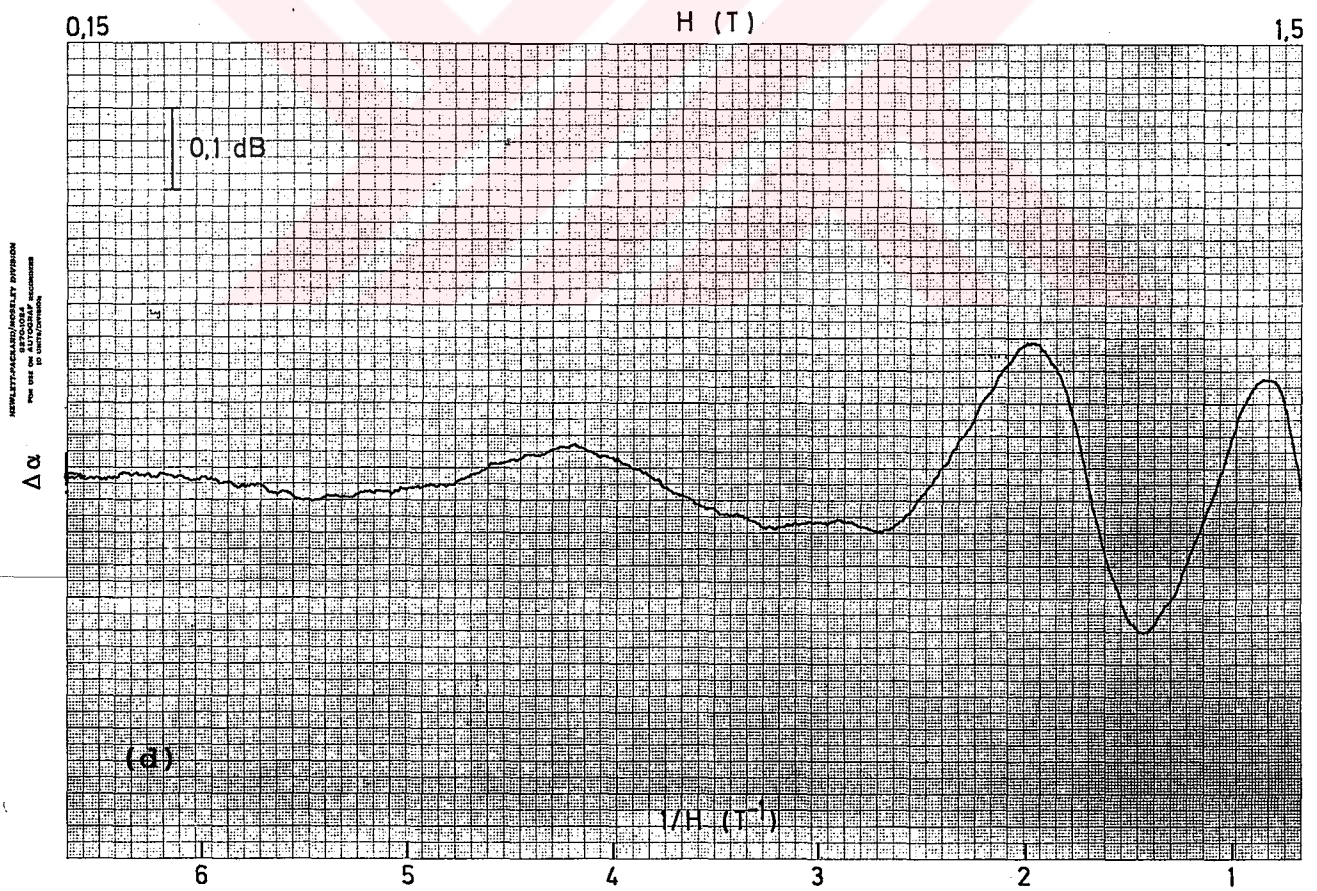
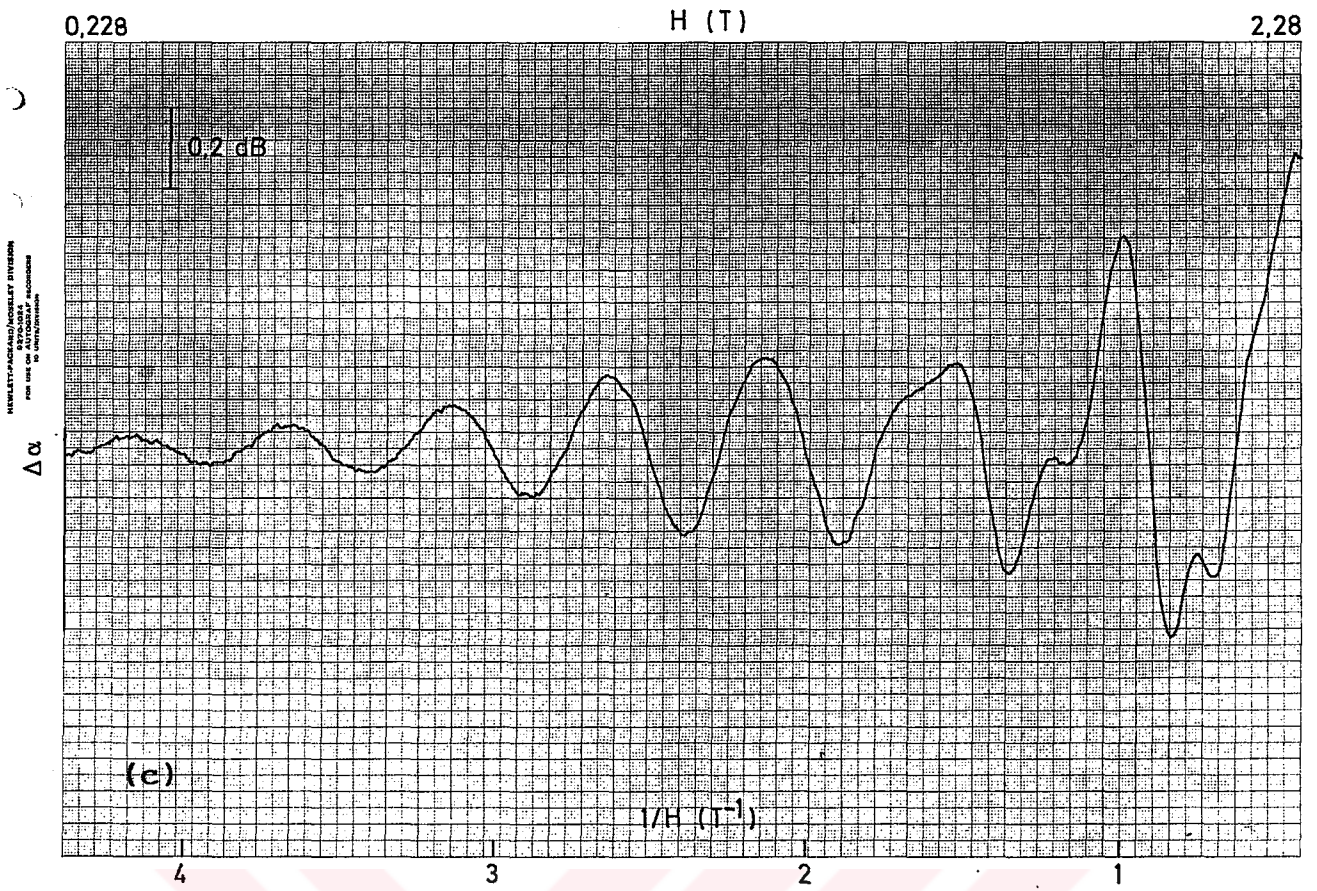
4.1. Deneysel Veriler

Şekil 4.1-4.5'de tipik deneysel attenuasyon eğrileri görülmektedir. Grafiklerde, düşey eksen attenuasyon katsayısındaki değişimler ($\Delta\alpha$, keyfi birimlerde), yatay eksen ise magnetik alanın tersidir. Bu şekillerden görüldüğü gibi, magnetik alan arttıkça, osilasyon genlikleri artmaktadır. Osilasyonlar keskin pikler şeklinde olmayıp, daha ziyade sinüsel karakterdedir ve düşük alanlarda bir ortaçizgi (midline) etrafında simetriktir. Bu davranış dHvA-tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarına özgüdür (Bkz. Kesim 2.2.2). Yüksek alanlara gidildikçe, osilasyonlar arabölgeye özgü davranış gösterirler (Şekil 4.4 ve 4.5). IV. durumda saf bizmutta yapılan ölçümlerde $\theta \cong 90^\circ$ dolayında osilasyon gözlenemedi (Şekil 4.6a). Halbuki $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının hepsinde, z-ekseninden uzaklaştıkça, osilasyon genliklerinin arttığı gözlemlendi (Şekil 4.6b,c). Bu durum, mevcut kuantum osilasyonları teorileri ile henüz açıklanamamıştır.

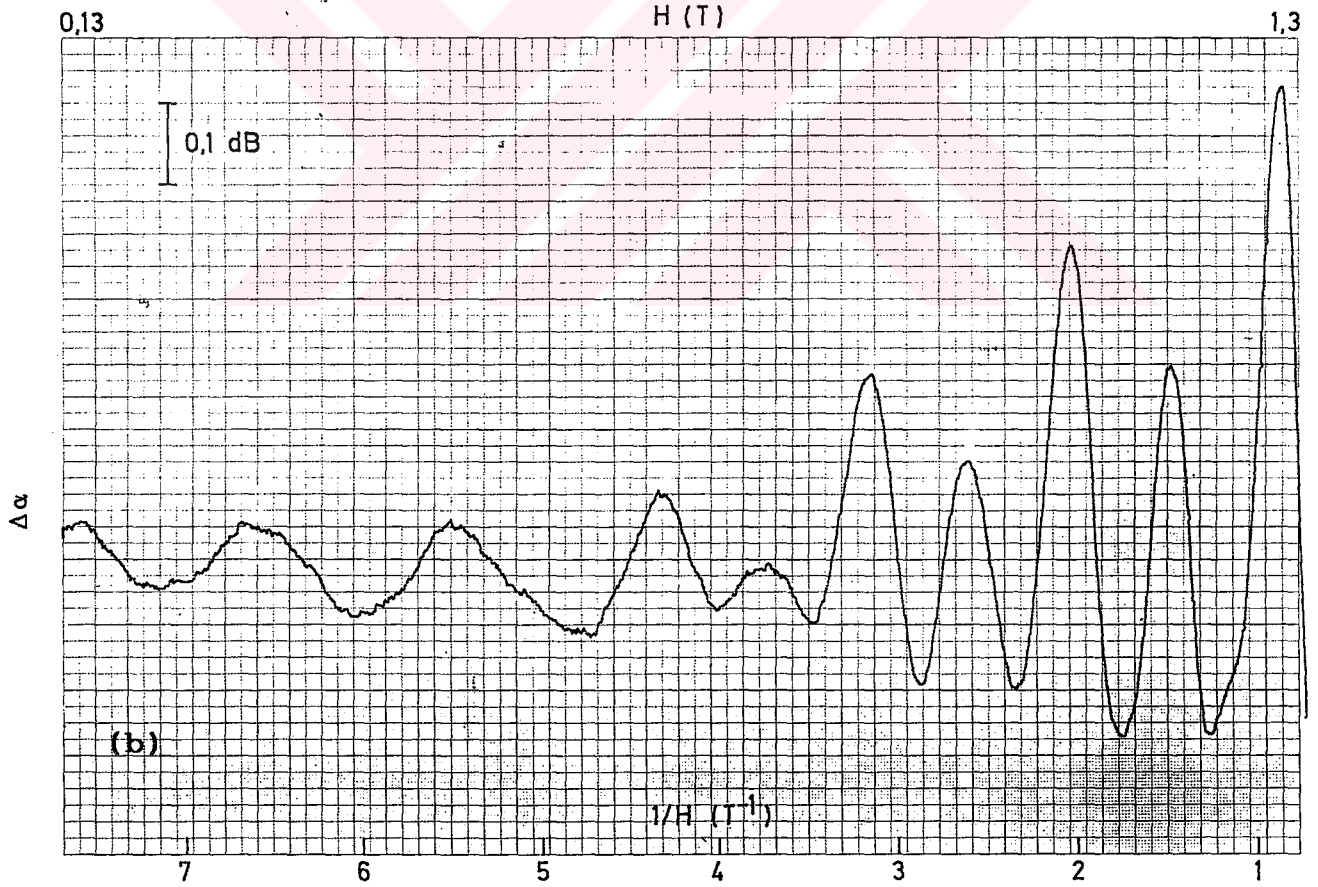
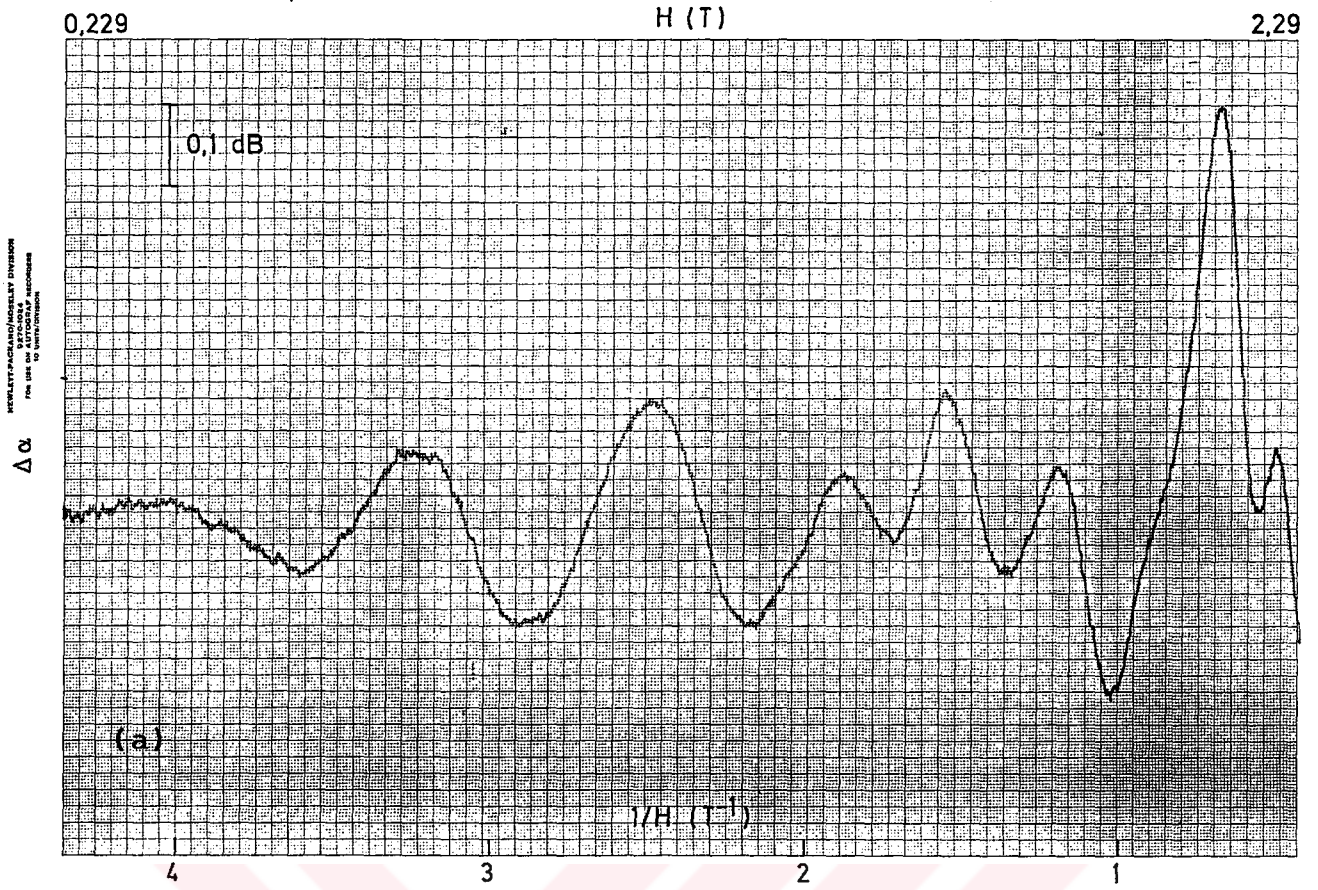
I. durumda, düşük magnetik alanlarda gözlenen kuantum osilasyonları tek periyot içermektedir. Ancak yüksek magnetik alanlarda, farklı paketlerden gelen katkıların üstüste binmesi nedeniyle, osilasyonların davranışı karışık olmaktadır. Düşük alanlarda ultrasonik attenuasyon katsayısındaki osilasyonların, başat olarak, hafif kütleli a-elekt-



Şekil 4.1. I. durumda gözlenen tipik ultrasonik kuantum osilasyonları.
 (a) Bi ($\theta=25^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K), (Çelik ve Alper, 1982'den);
 (b) $x=0,012$ ($\theta=94^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K);



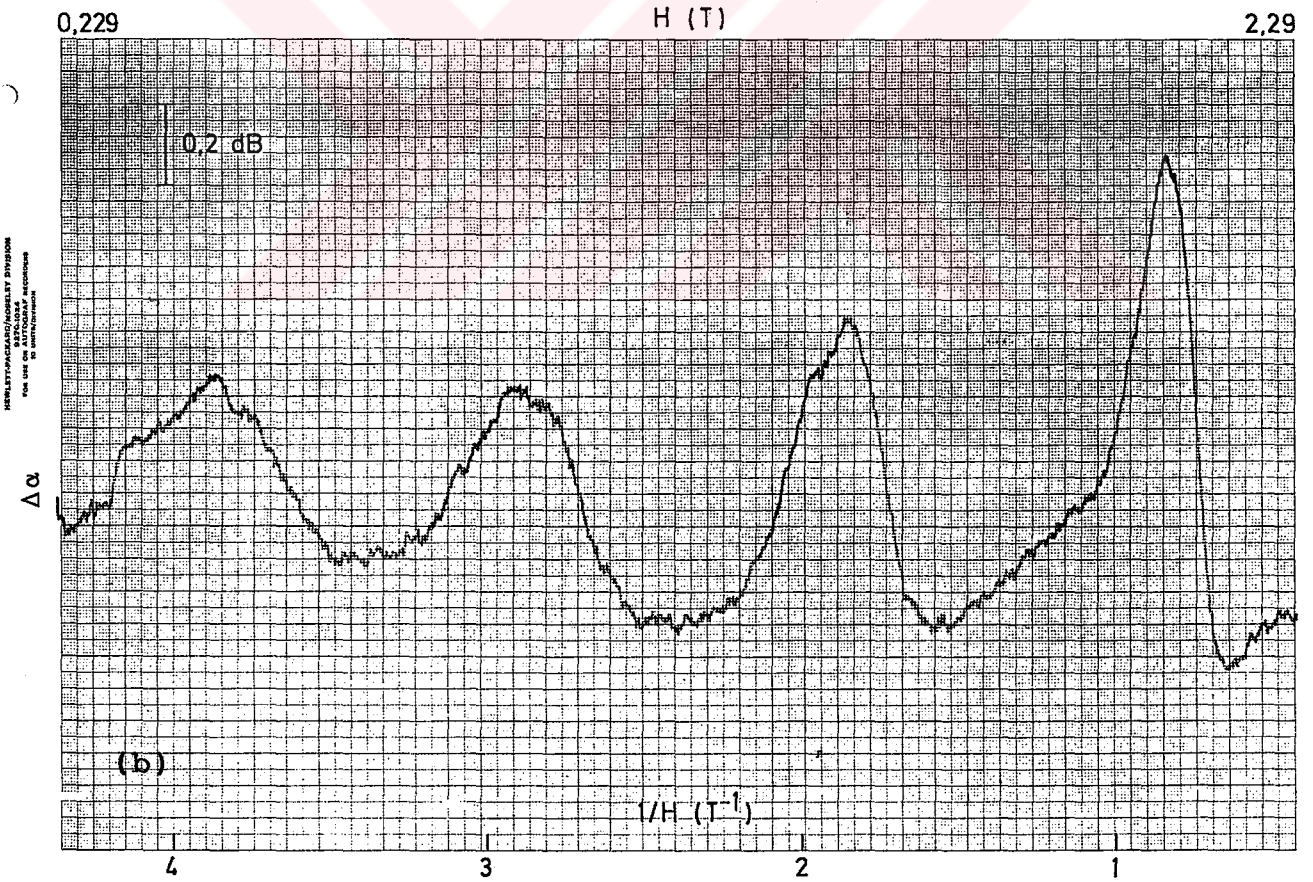
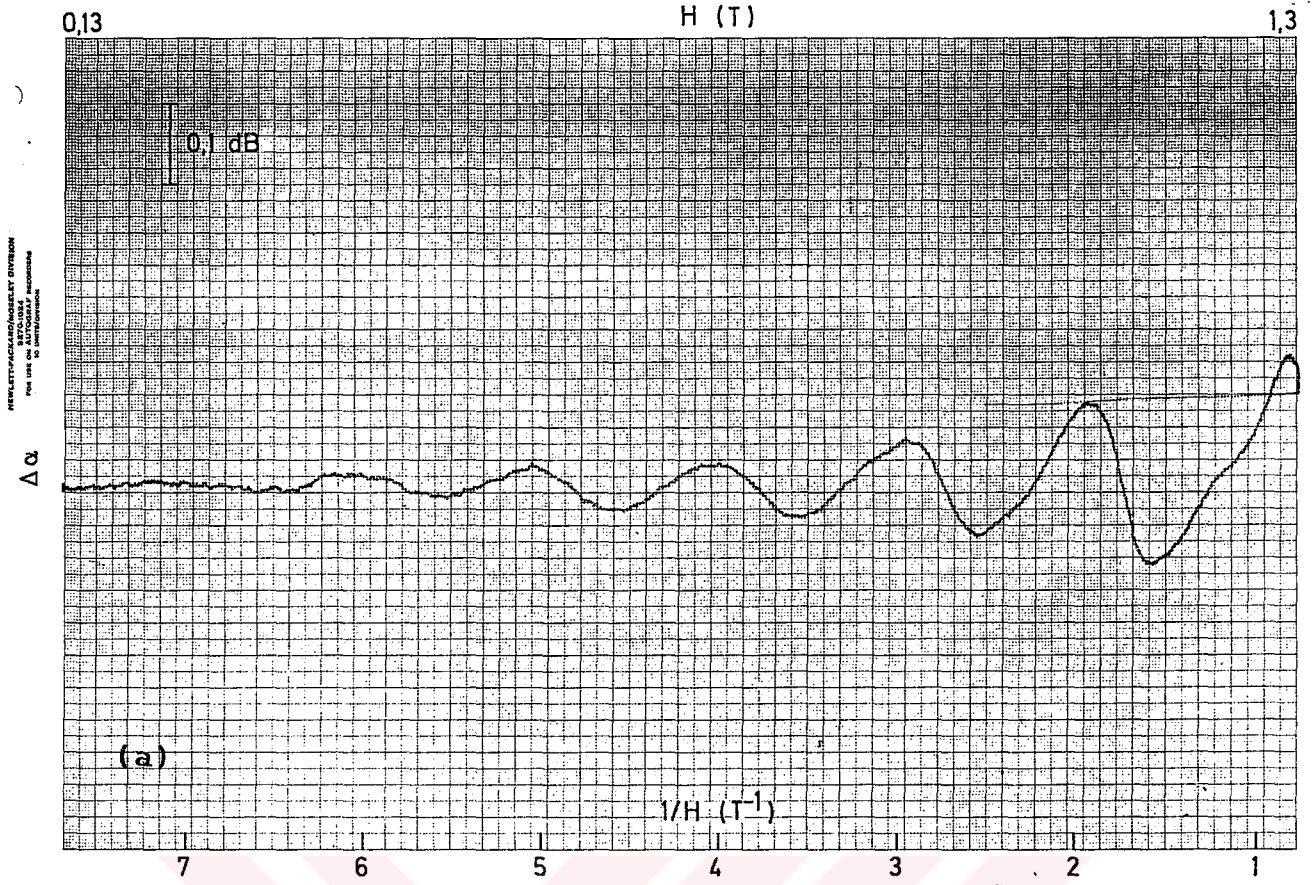
Şekil 4.1. (c) $x=0,019$ ($\theta=30^\circ$, $f=50$ MHz, $T=2,79$ K);
 (d) $x=0,033$ ($\theta=90^\circ$, $f=50$ MHz, $T=1,42$ K).



Şekil 4.2. II. durumda gözlenen tipik ultrasonik kuantum osilasyonları.

(a) $x=0,012$ ($\theta=135^\circ$, $f=70$ MHz, $T=4,1$ K).

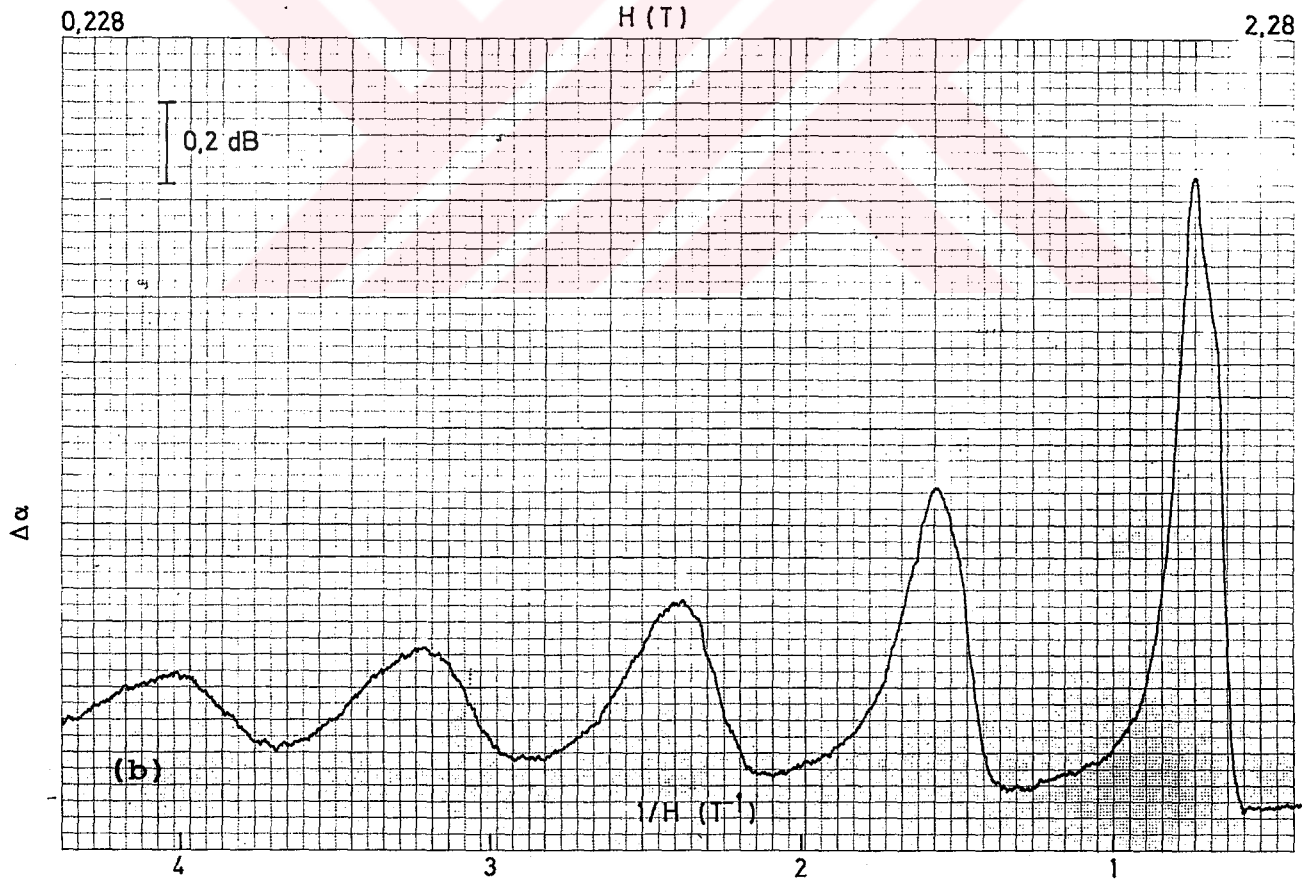
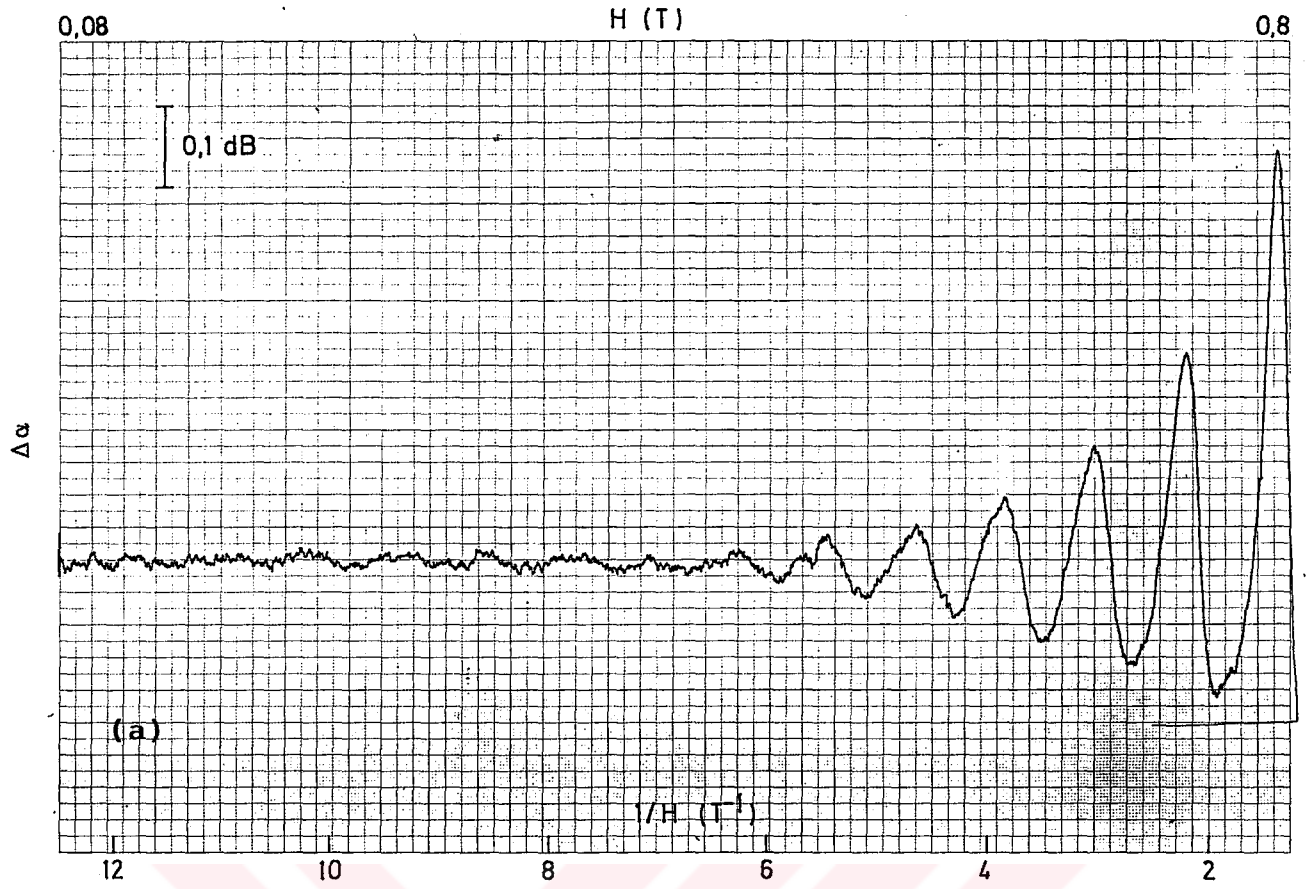
(b) $x=0,019$ ($\theta=95^\circ$, $f=70$ MHz, $T=1,47$ K).



Şekil 4.3. III. durumda $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ alaşımında gözlenen tipik ultrasonik kuantum osilasyonları.

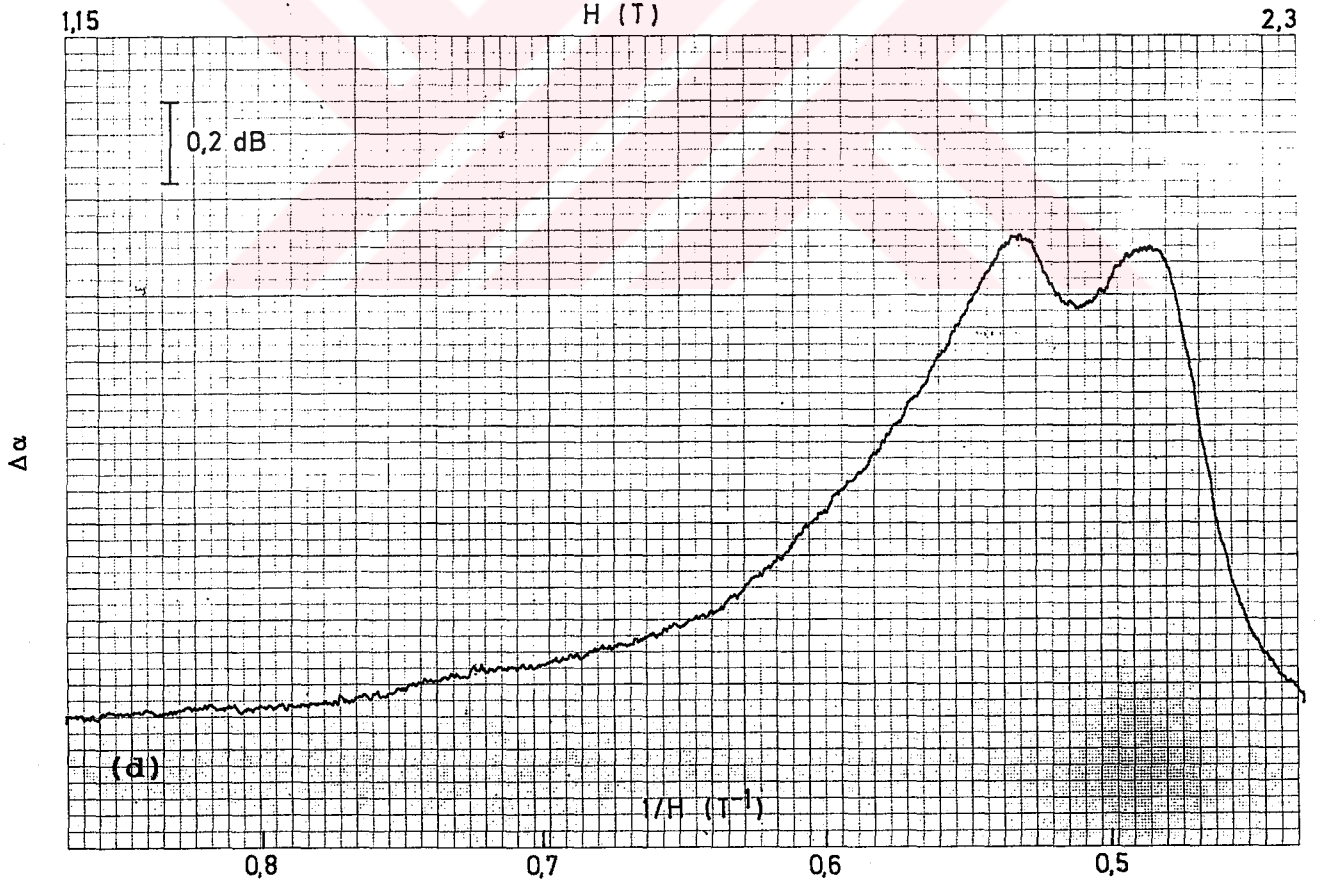
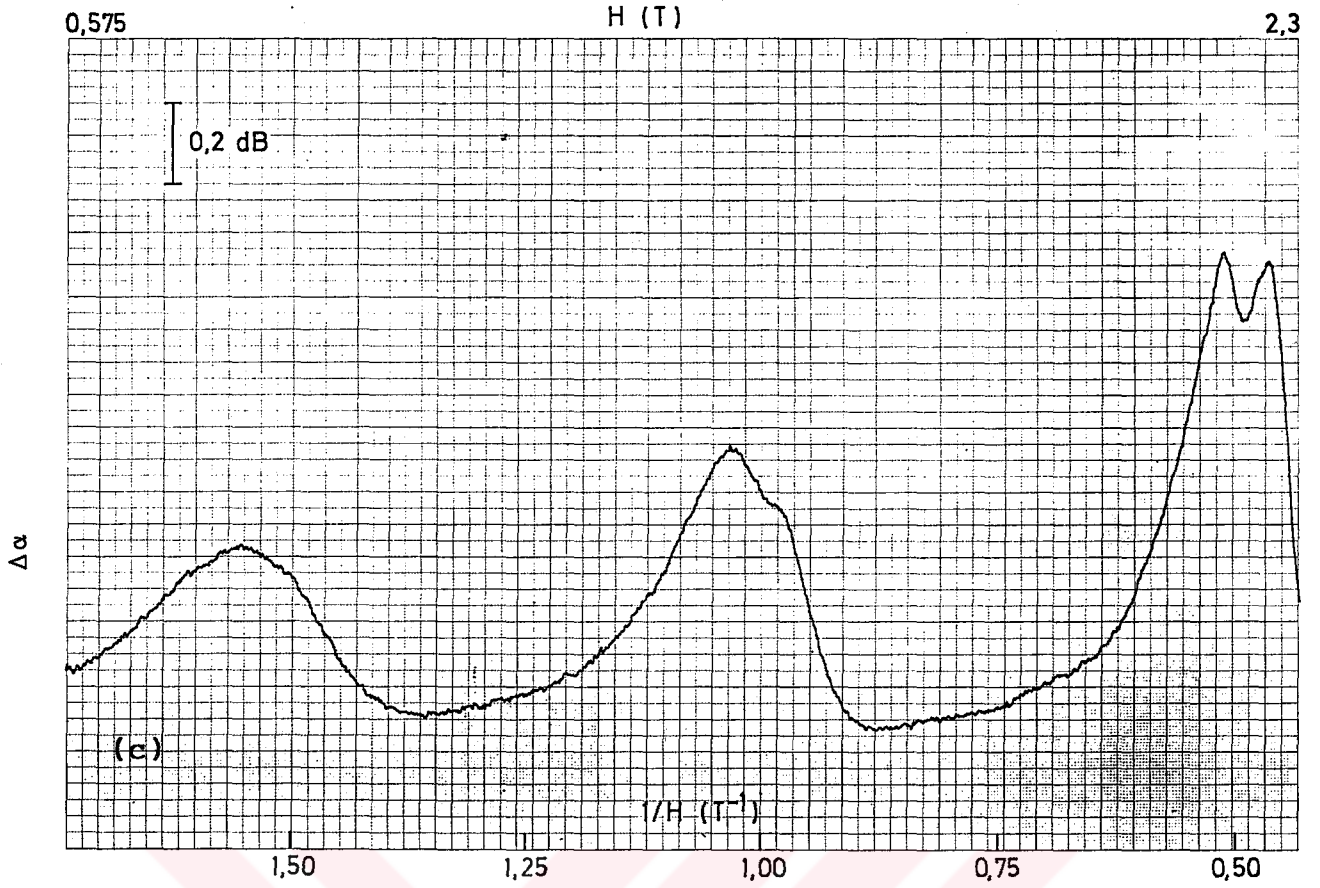
(a) $\theta=30^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K;

(b) $\theta=90^\circ$, $l=170$ MHz, $T=4,1$ K, tek yankı.



Şekil 4.4. IV. durumda saf Bi'ta gözlenen ultrasonik kuantum osilasyonlarına tipik örnekler.

- (a) dHvA-tipi osilasyonlar ($\theta = -5^\circ$, $f = 10$ MHz, $T = 1,39$ K),
 (b) Ara-bölgeye özgü dev kuantum osilasyonları ($\theta = -5^\circ$, $f = 10$ MHz, $T = 1,40$ K).

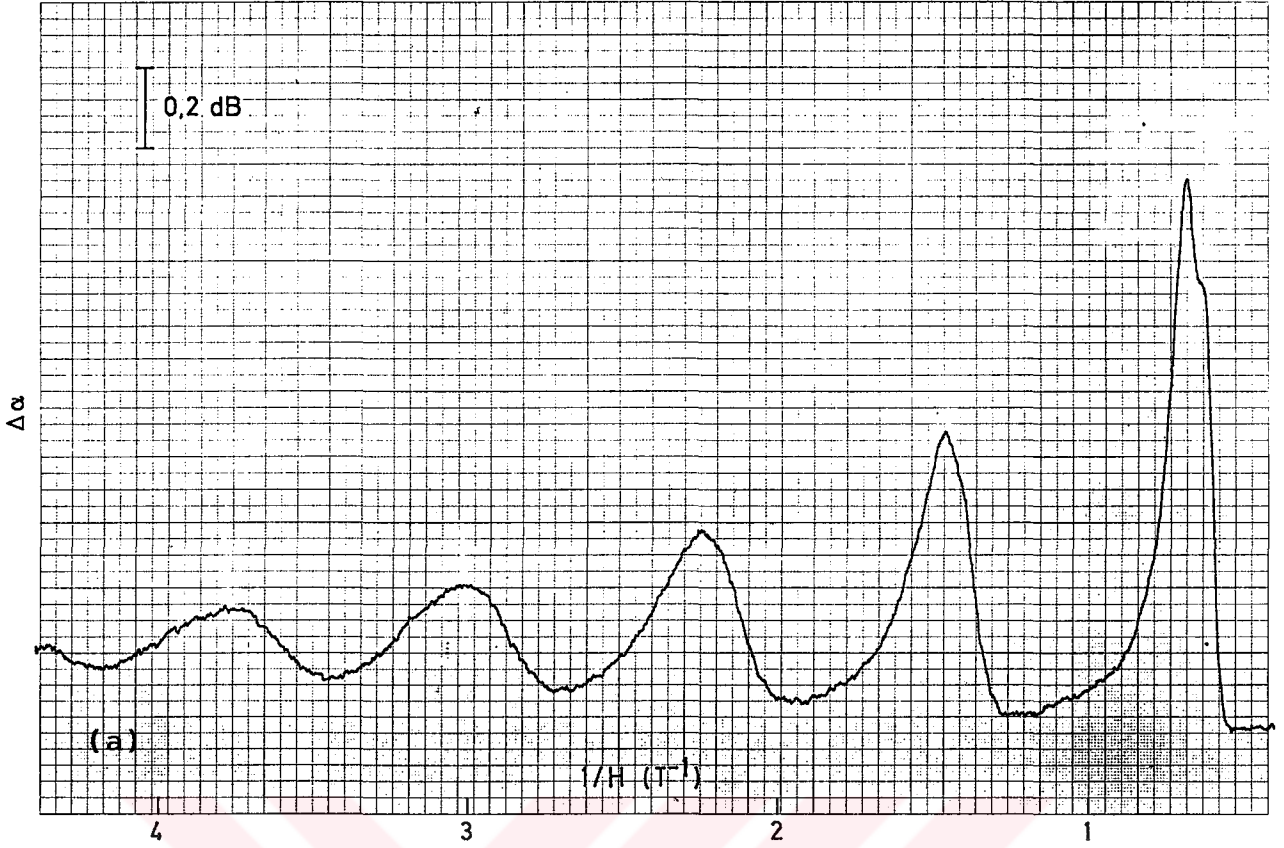


Şekil 4.4. (c) Osilasyonların spin yarılmasını gösteren bir örnek ($\theta=45^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,37$ K);
 (d) $H=2T'$ 'daki osilasyon pikinin daha ayrıntılı çizilmiş hali ($\theta=45^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,37$ K).

0,228

H (T)

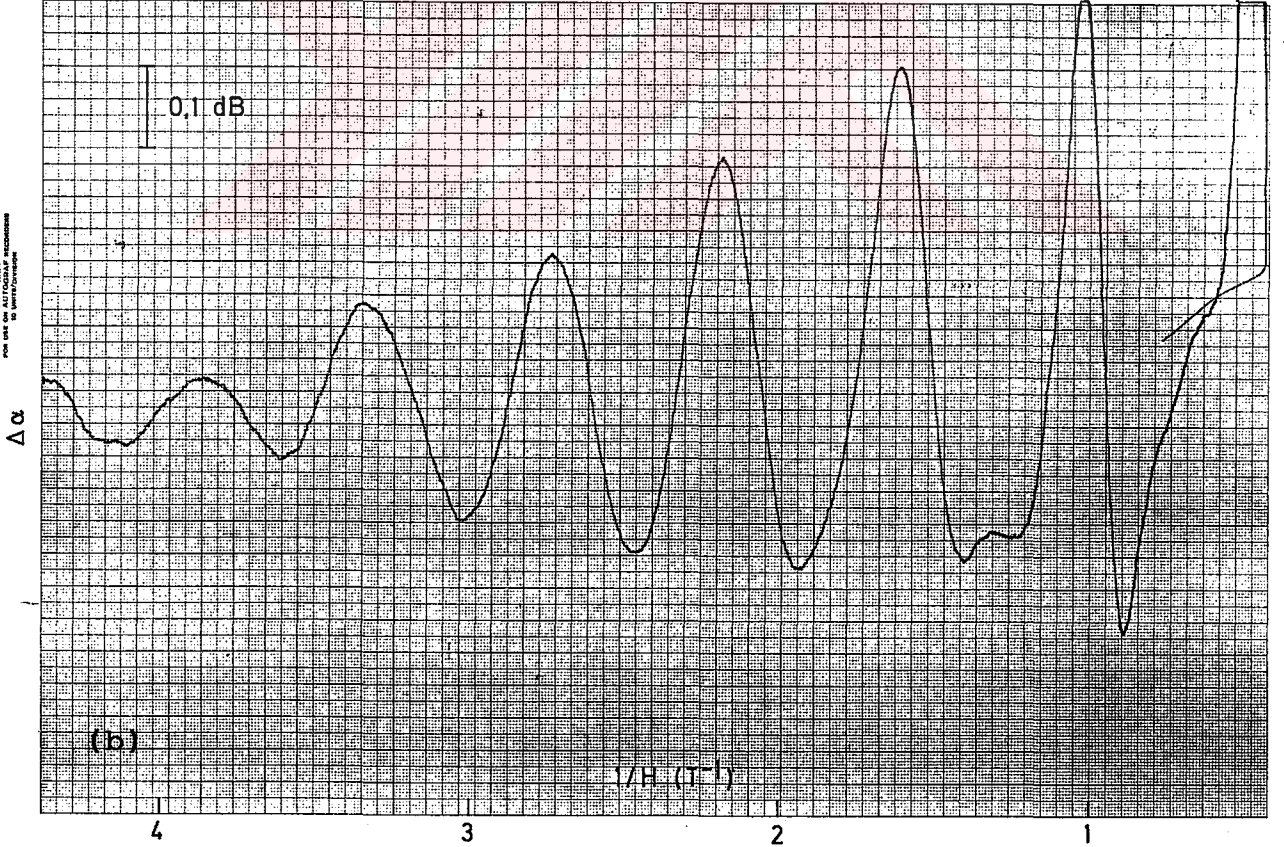
2,28



0,228

H (T)

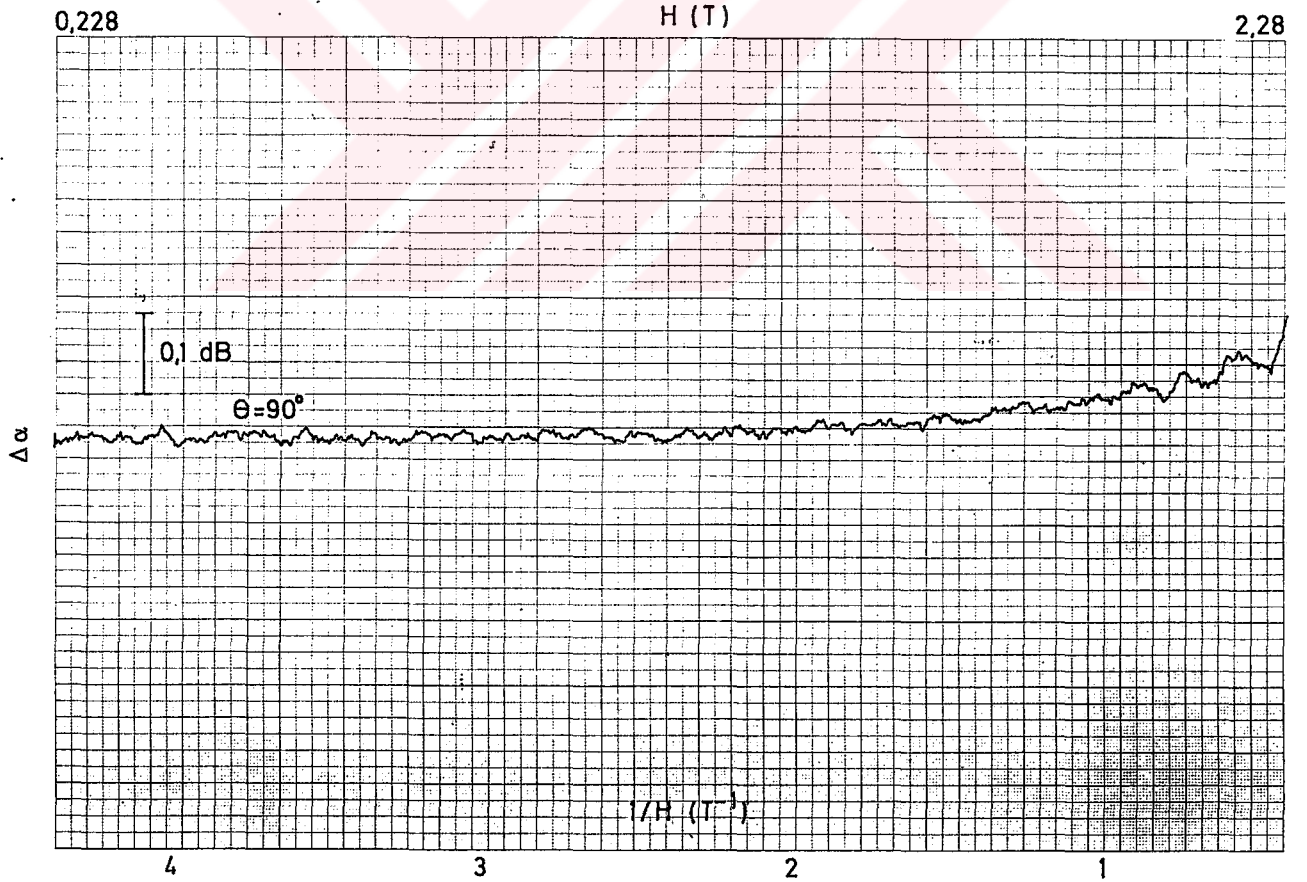
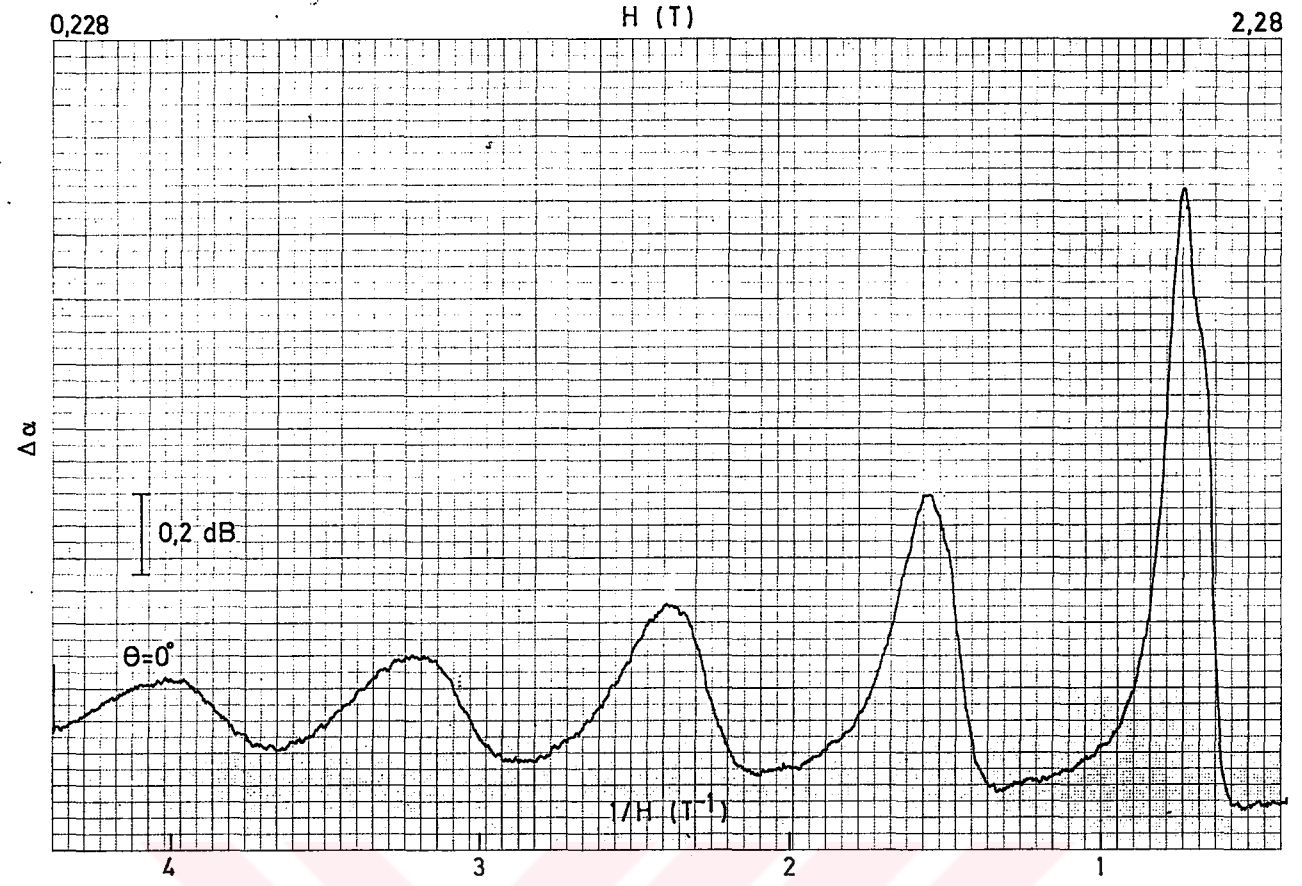
2,28



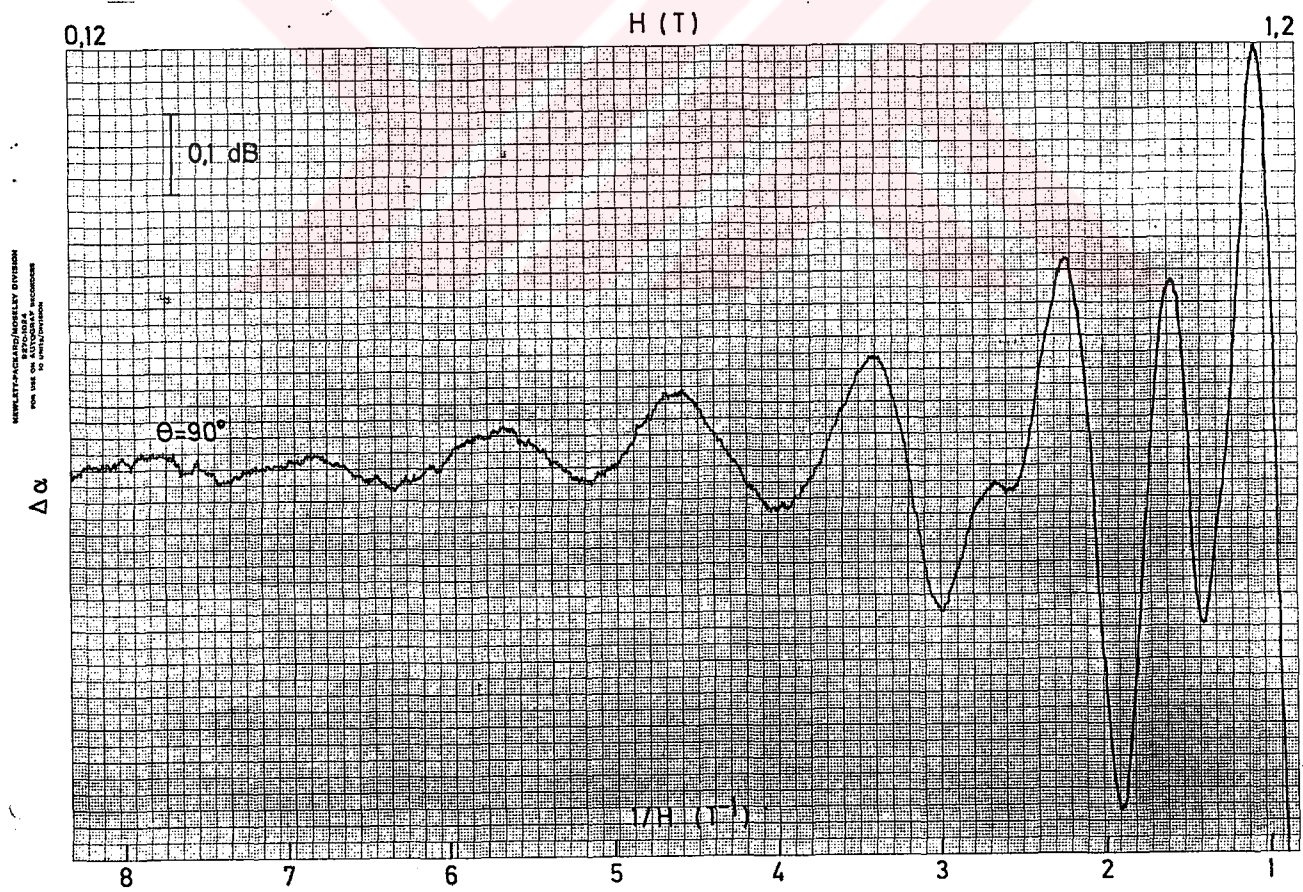
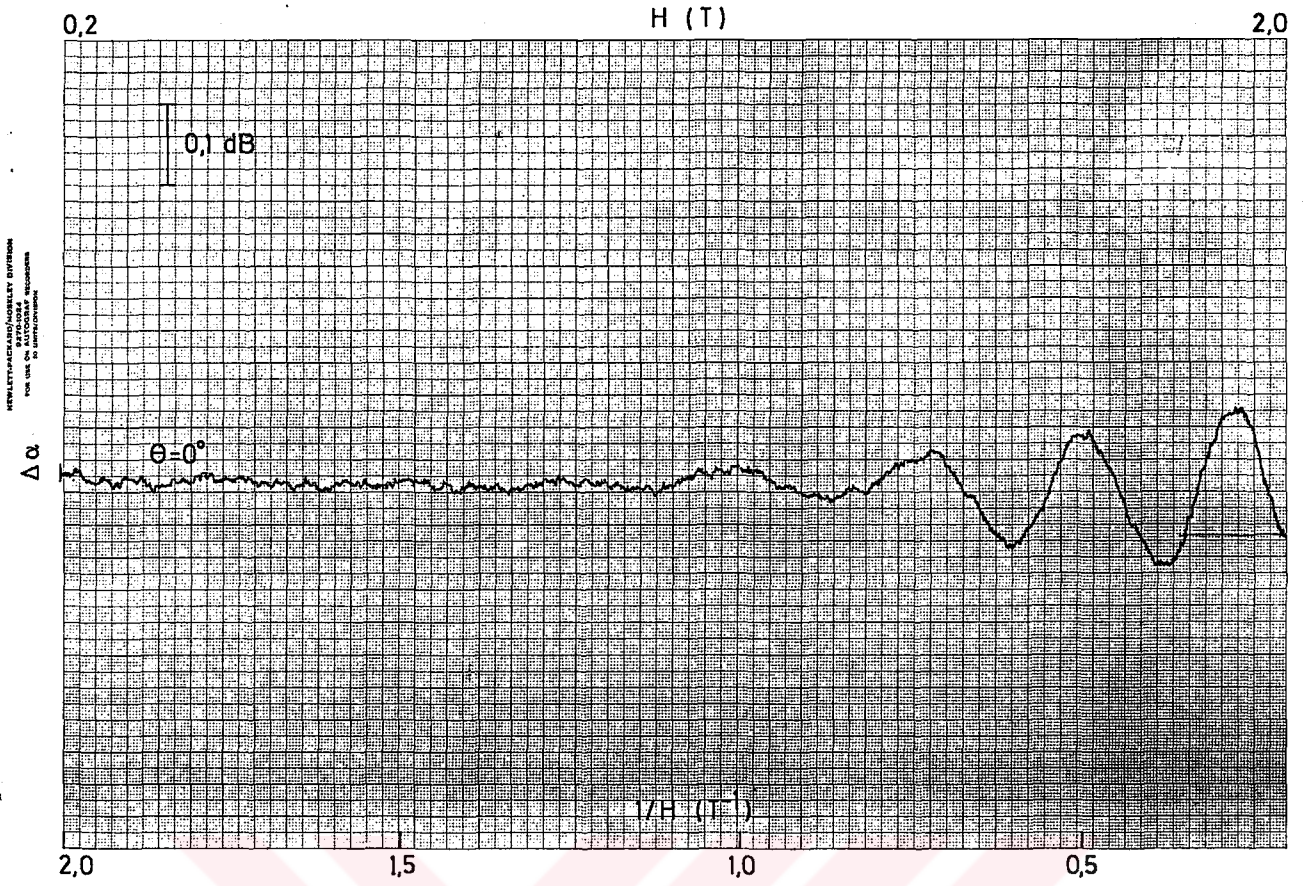
Şekil 4.5. Ara bölgeye özgü kuantum osilasyonları.

(a) Bi (IV. durum, $\theta=15^\circ$, $f=10$ MHz, $T=1,33$ K),

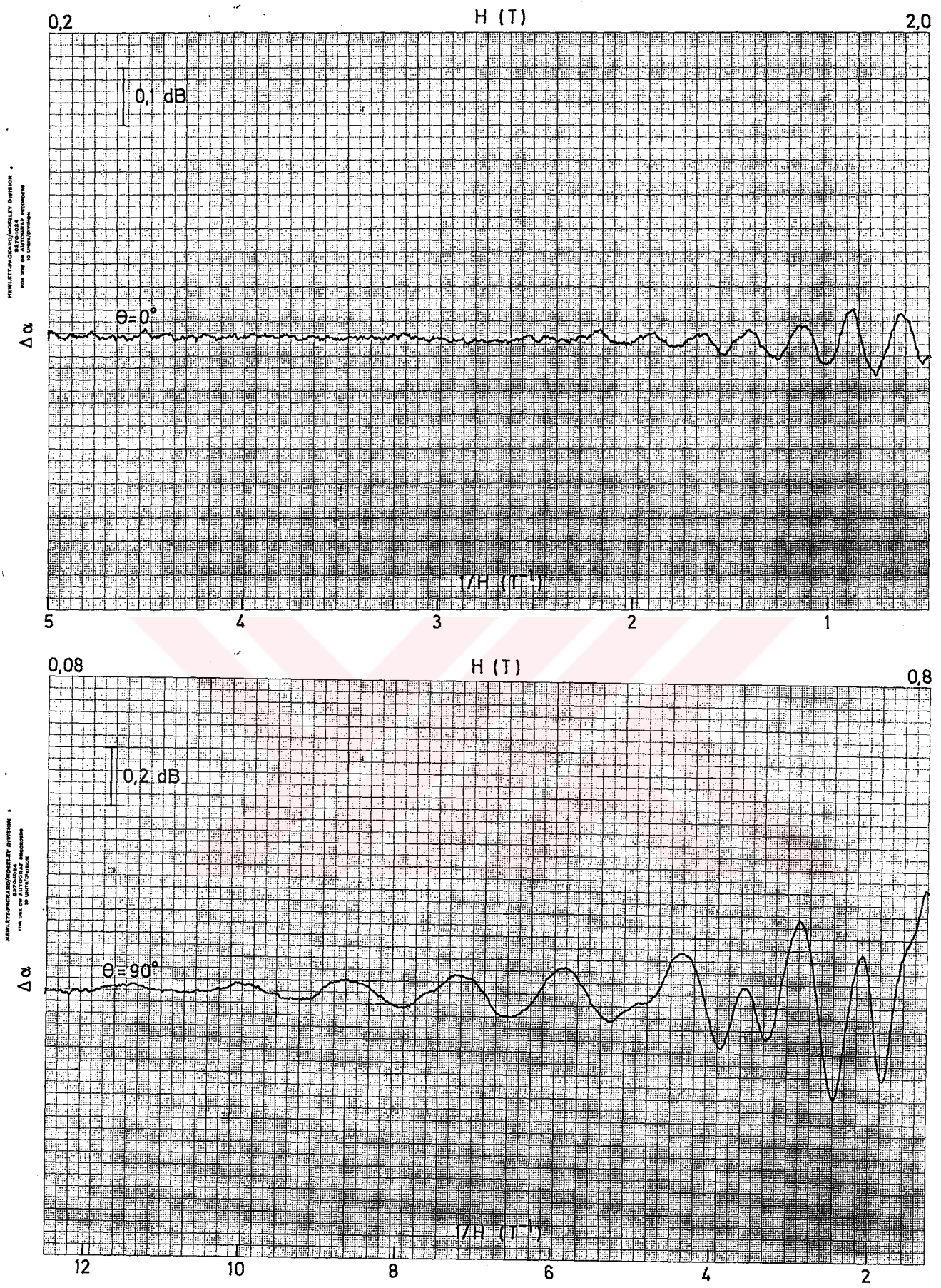
(b) $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ (I. durum, $\theta=98^\circ$, $f=50$ MHz, $T=2,16$ K).



Şekil 4.6. Saf Bi ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında $\theta=0^\circ$ ($\vec{H} // \vec{q}$) ve $\theta=90^\circ$ ($\vec{H} \perp \vec{q}$)'de gözlenen kuantum osilasyonları,
 (a) Bi (IV. durum, $f=10$ MHz, $T=1,38\text{K}$);



Şekil 4.6. (b) $\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$ (I. durum, $f=70$ MHz, $T=4,12\text{K}$);



Şekil 4.6. (c) $\text{Bi}_{0,981}\text{Sb}_{0,019}$ (I. durum, $f=50$ MHz, $T=2,13\text{K}$).

ronlarından kaynaklanması gerekir. Yüksek alanlara gidildikçe a-elektronları kuantum limiti'ne yaklaştıklarından, gözlenen osilasyonların daha ağır kütleli b, c-elektronlarına ait oldukları söylenebilir. b ve c- paketlerinden gelen katkıların başat olmaya başladığı magnetik alanlar, \vec{q} ile \vec{H} arasındaki açıya bağlıdır. Bu deney koşulunda, b ve c- paketlerinin magnetik alana dik kesitleri birbirlerine eşit olduğundan, bunları ayırdetmek mümkün değildir.

II. durumda a-paketinin magnetik alana dik kesitleri, z-ekseni civarındaki küçük bir bölge hariç, b ve c-paketlerinin kesit alanlarından çok büyüktür. Dolayısıyla, bu koşulda gözlenen osilasyonlar başat olarak b ve c-elektronlarından kaynaklanır. Çalışılan magnetik alan bölgesinde, ağır siklotron kütleleri nedeniyle, a-elektronları ve hole'lerin attenuasyona katkıları gözlenemeyecek kadar küçüktür. Bu deney koşulunda, b ve c-paketlerinin magnetik alana dik kesitleri birbirlerine çok yakın olduğundan, osilasyon piklerinin hangi elipsoide ait olduklarını belirlemek güçtür. $\theta \approx \pi/2$ 'de bu paketlerin katkıları özdeştir, dolayısıyla attenuasyon eğrileri bir periyot içerir.

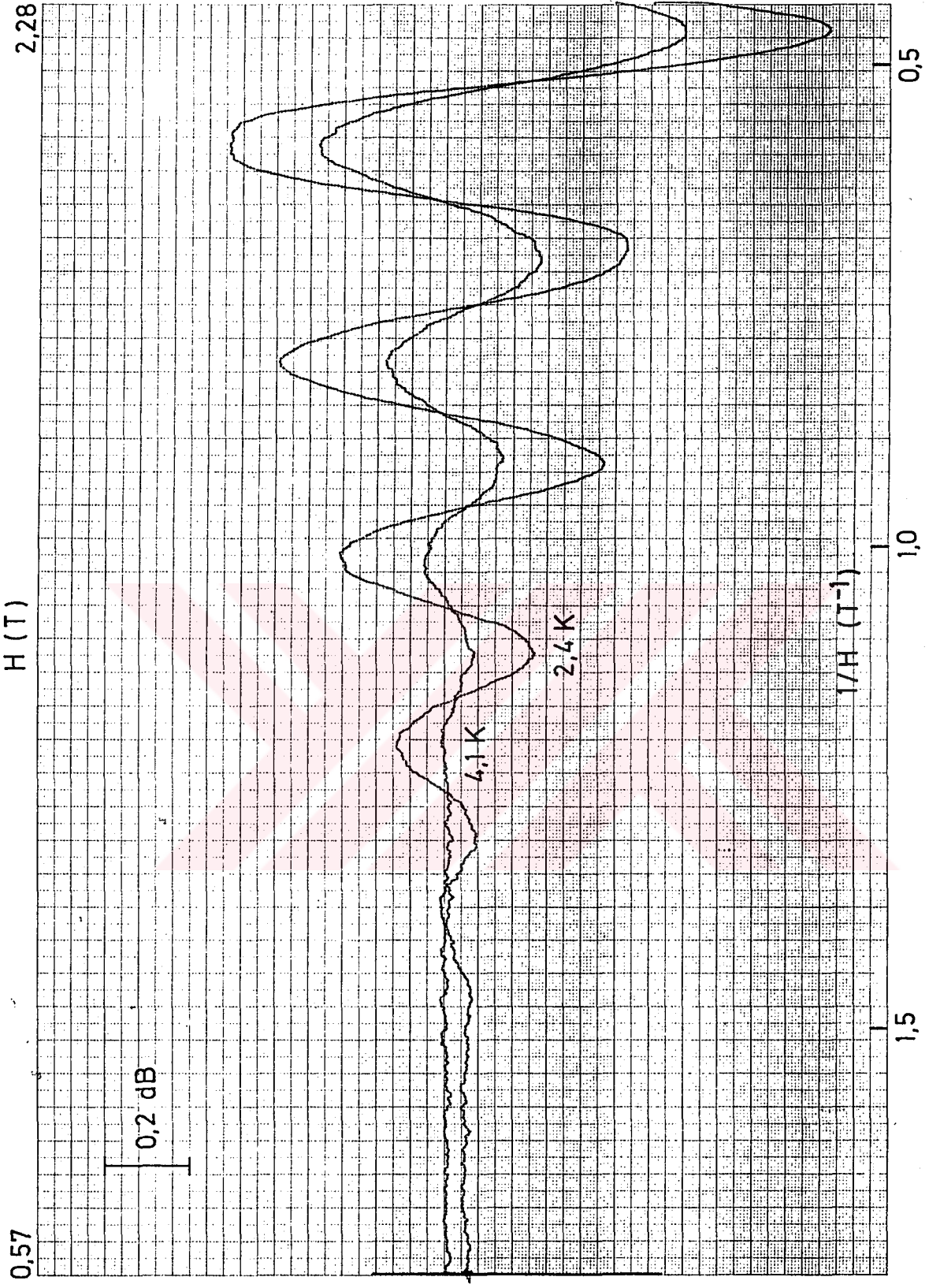
III. durumda her üç elektron paketi ve hole paketi attenuasyona katkıda bulunabilir. Ancak gözlenen osilasyonların genliklerinin çok küçük olması (Şekil 4.3) ve farklı paketlerin katkılarının süperpozisyonu nedeniyle, attenuasyon eğrilerinin analizi güçtür. Burada ilginç olan, $\vec{q} \perp \vec{H}$ koşulunda ultrasonik kuantum osilasyonlarının gözlenmesidir.

IV. durumda elde edilen attenuasyon eğrileri ara-bölgeye özgüdür (Şekil 4.4) ve osilasyonlar a-elektronlarından kaynaklanır. $H > 1T$ bölgesinde gözlenen osilasyonlar pik alanına göre asimetriktir, yani osilasyonların düşük magnetik alan tarafındaki çizgi-genişliği, yüksek alan tarafındaki çizgi-genişliğinden daha büyüktür. Osilasyonlar oldukça geniş olmalarına rağmen, yeterince yüksek magnetik alanlarda spin-yarılmaları açıkça gözlenebilmiştir (Şekil 4.4c,d). Magnetik alan arttıkça, dHVA -tipi osilasyonlardan ara-bölgeye özgü dev kuantum osilasyonlarına geçişi görmek mümkündür (Şekil 4.4a, b).

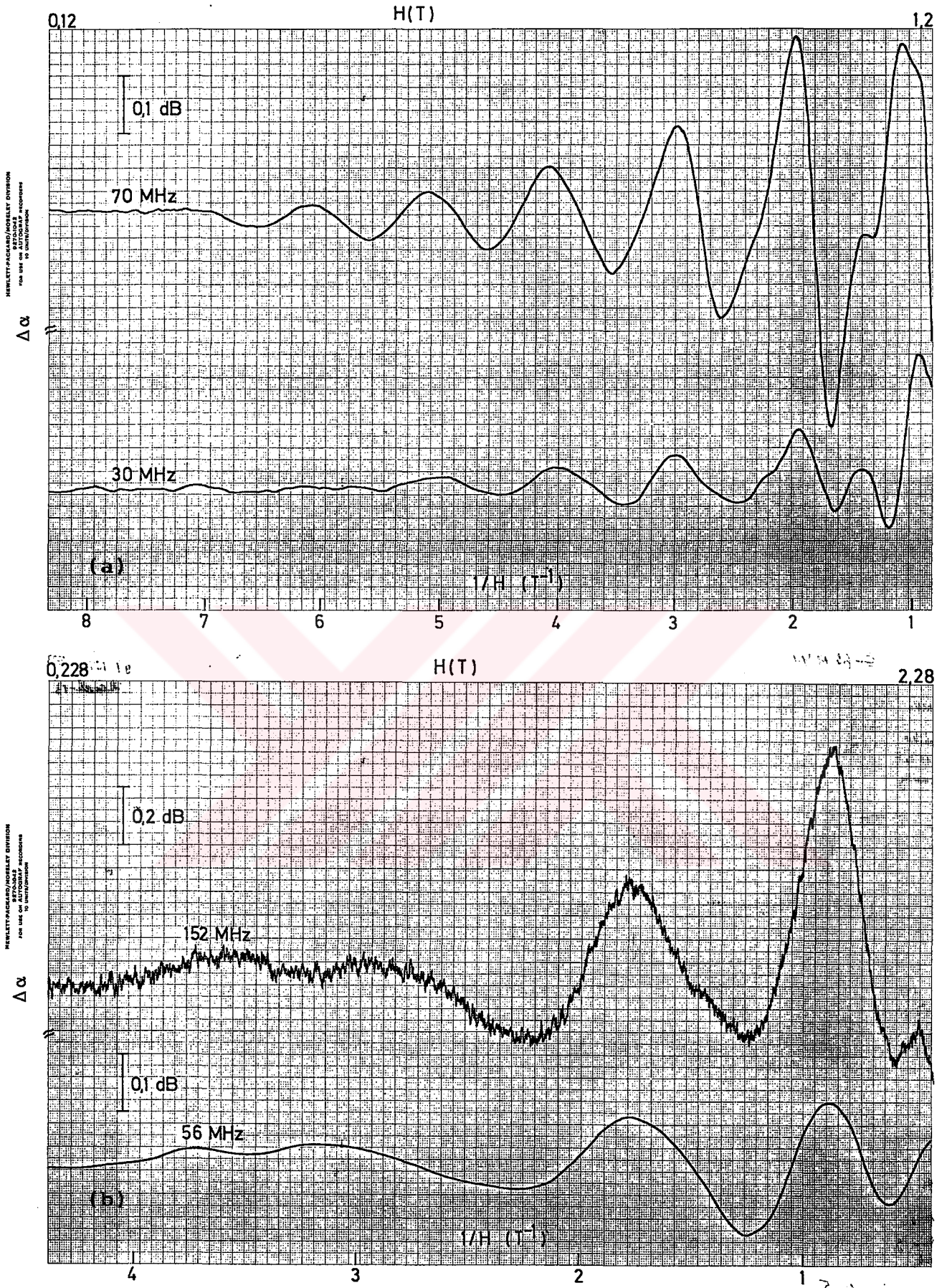
Sıcaklığın ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisi Şekil 4.7'de açıkça görülmektedir. Şekildeki iki attenuasyon eğrisi, diğer koşullar aynı olmak üzere, farklı iki sıcaklıkta çizdirilmiştir. Sıcaklık azaldıkça osilasyon genlikleri artmakta ve yüksek sıcaklıkta düşük alan bölgesinde gözlenemeyen pikler bariz bir şekilde ortaya çıkmaktadır, ancak pik yerleri değişmemektedir. Farklı $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında yapılan ölçümlerde, sıcaklığın yarı-genişlikte dikkate değer değişiklik yaratmadığı görüldü. Bu, incelenen alaşım kristallerinde, elektronik enerji düzeylerinin çarpışma genişlemesinin, termal genişlemesinden çok büyük olduğunu ima etmektedir.

Ultrasonik frekans arttıkça, attenuasyon ve osilasyon genliklerinin arttığı bilinmektedir (Gurevich et al., 1961; Mase et al., 1966). Örnek olarak, A2 ve C13 numaralı deneklerde, sabit sıcaklıkta ve farklı frekanslarda elde edilen, osilasyon grafikleri Şekil 4.8'de verilmiştir. Görüldüğü gibi, yüksek frekanslarda osilasyon genliği artmakta ve düşük frekanslarda gözlenemeyen bazı ayrıntılar ortaya çıkmaktadır, ancak yüksek frekanslarda gürültü de artmaktadır. Yüksek attenuasyondan dolayı, 150 MHz'in üzerindeki frekanslarda, daha az duyarılı olmasına rağmen, tek yankı ile çalışıldı.

Sb konsantrasyonunun ölçülen attenuasyona etkisi, Şekil 4.9'da görülebilir. Bu şekildeki attenuasyon eğrileri aynı deneysel koşullarda elde edildi. Düşey eksen skalası her üç eğri için de aynıdır. Burada $\theta = 25$ derecede elde edilen attenuasyon eğrileri özellikle seçilmiştir, çünkü bu yönelmede elektron paketleri özdeştir ve dolayısıyla $1/H'$ ye karşı çizdirilen attenuasyon eğrileri bir periyot içermektedir. Sb konsantrasyonu arttıkça osilasyon periyodu artar, ancak osilasyon genliği küçülür ve osilasyonlar sinüsel doğasını korumaktadır.

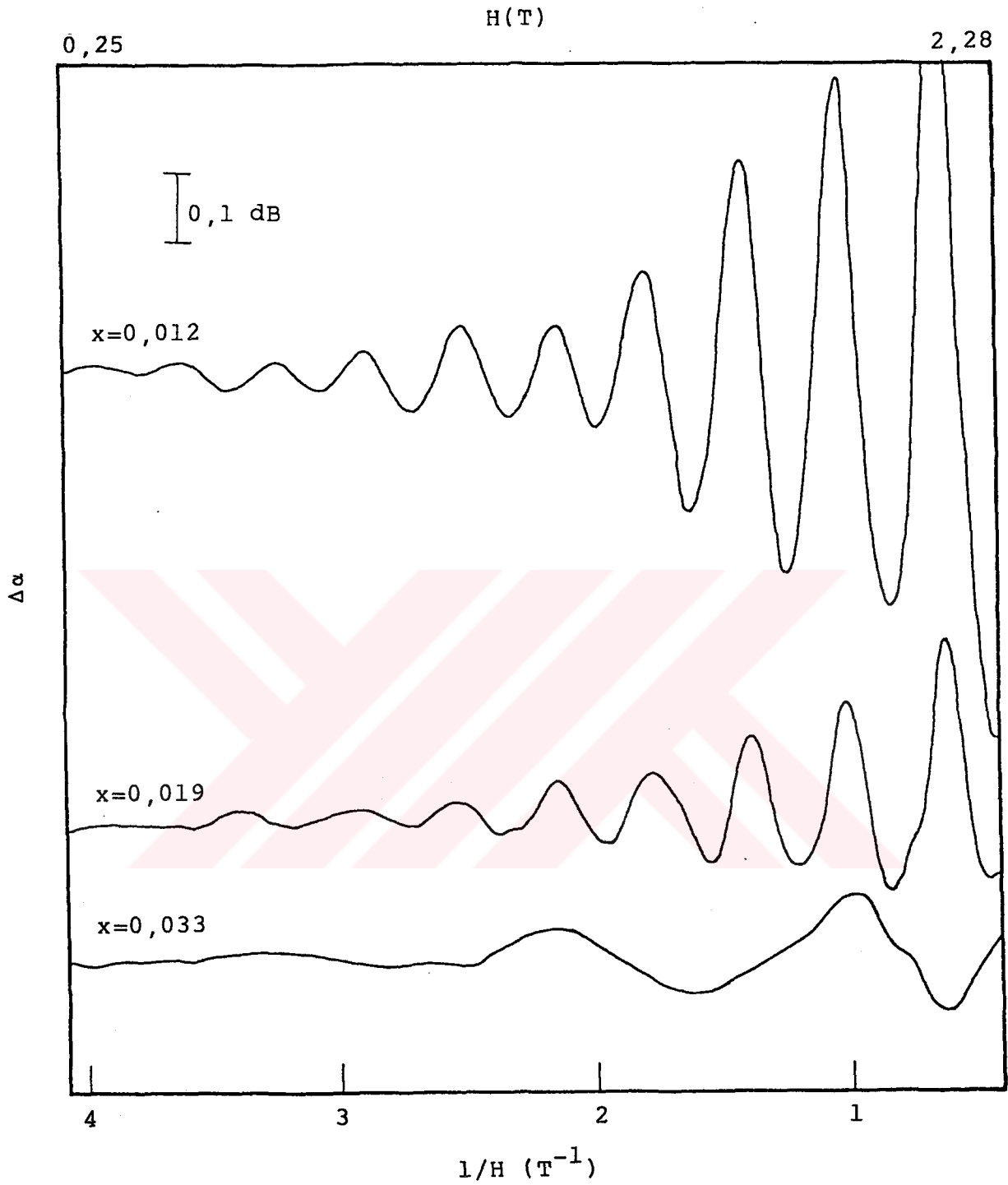


şekil 4.7. Sıcaklığın ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisini gösteren tipik bir örnek ($\text{Bi}_{0,987}\text{Sb}_{0,013}$, I. durum, $\theta = 0^\circ$, $f = 50$ MHz).



Şekil 4.8. Frekansın ultrasonik kuantum osilasyonlarına etkisini gösteren tipik örnekler.

- (a) $x=0,012$, I. durum, $\theta=125^\circ$, $T=4,1\text{K}$,
 (b) $x=0,025$, I. durum, $\theta=60^\circ$, $T=1,36\text{K}$.



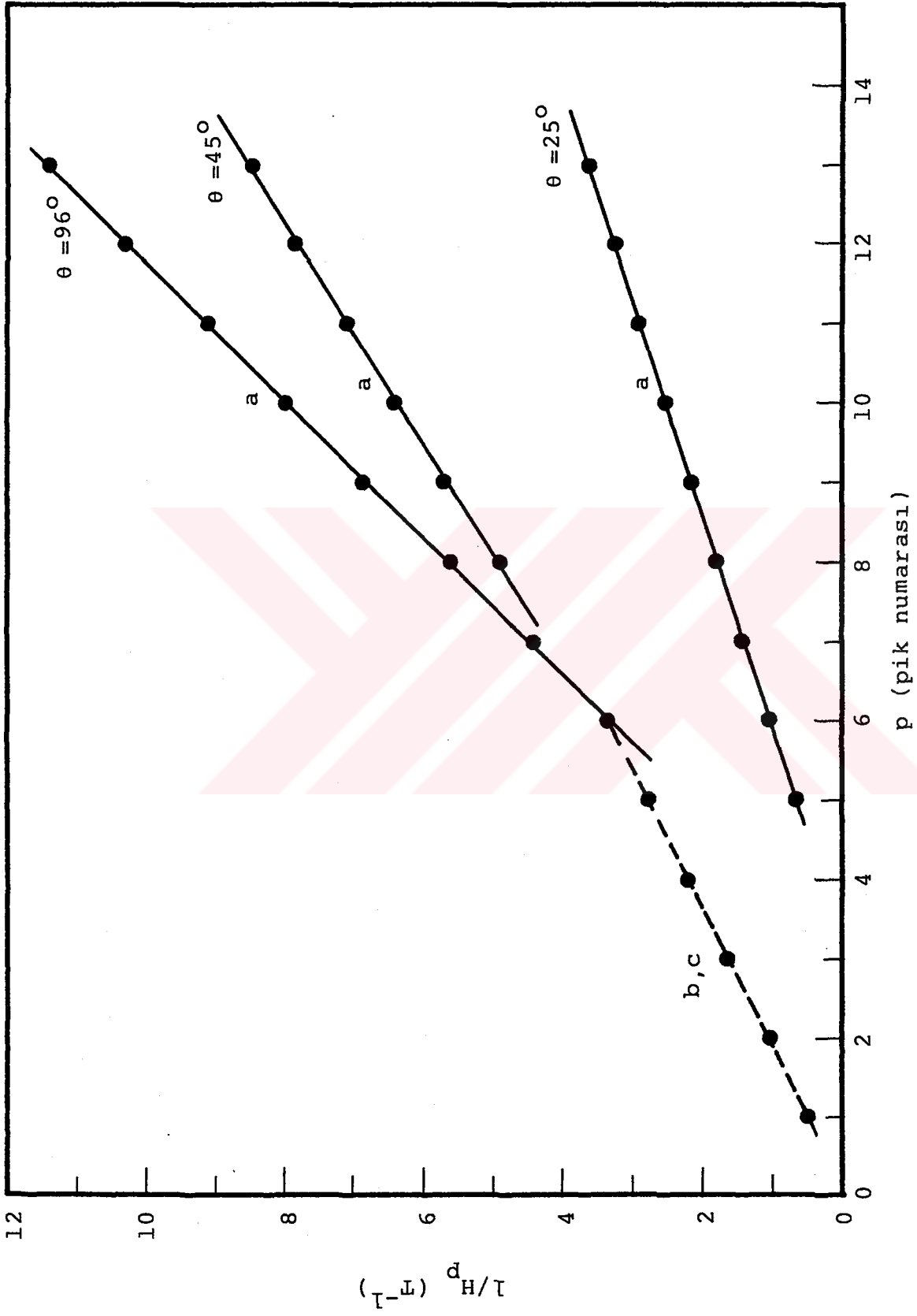
Şekil 4.9. Ultrasonik kuantum osilasyonlarının Sb konsantrasyonu ile değişimi (I. durum, $\theta=25^\circ$, $f=50$ MHz, $T=4,1$ K).

4.2. Osilasyon Periyotlarının Bulunması

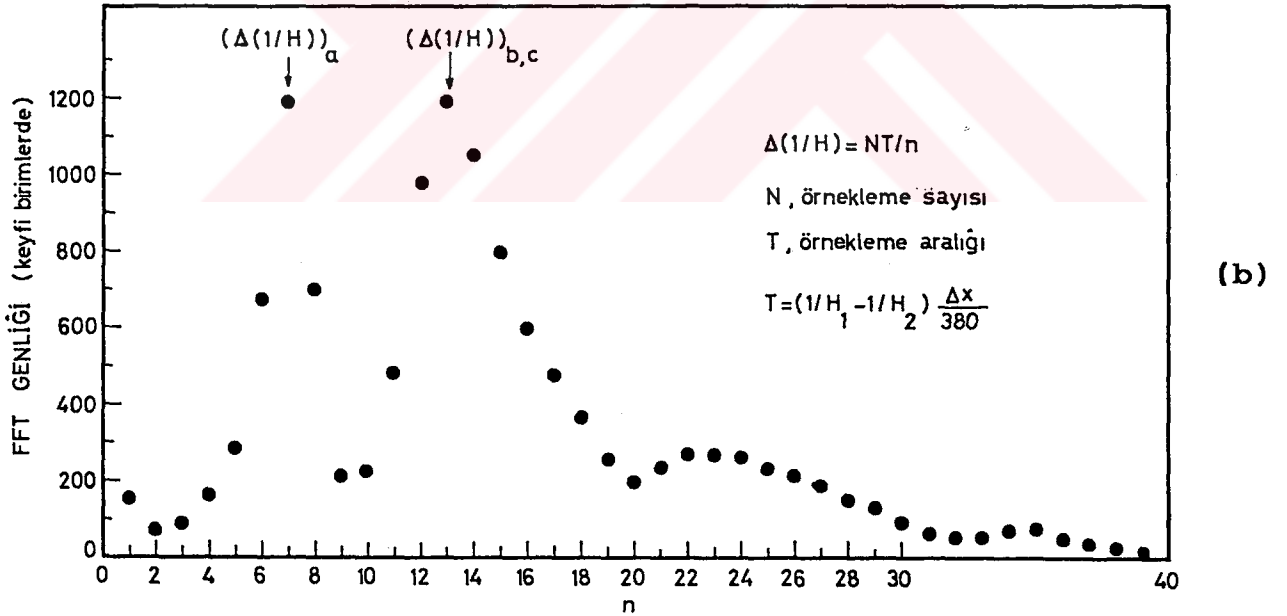
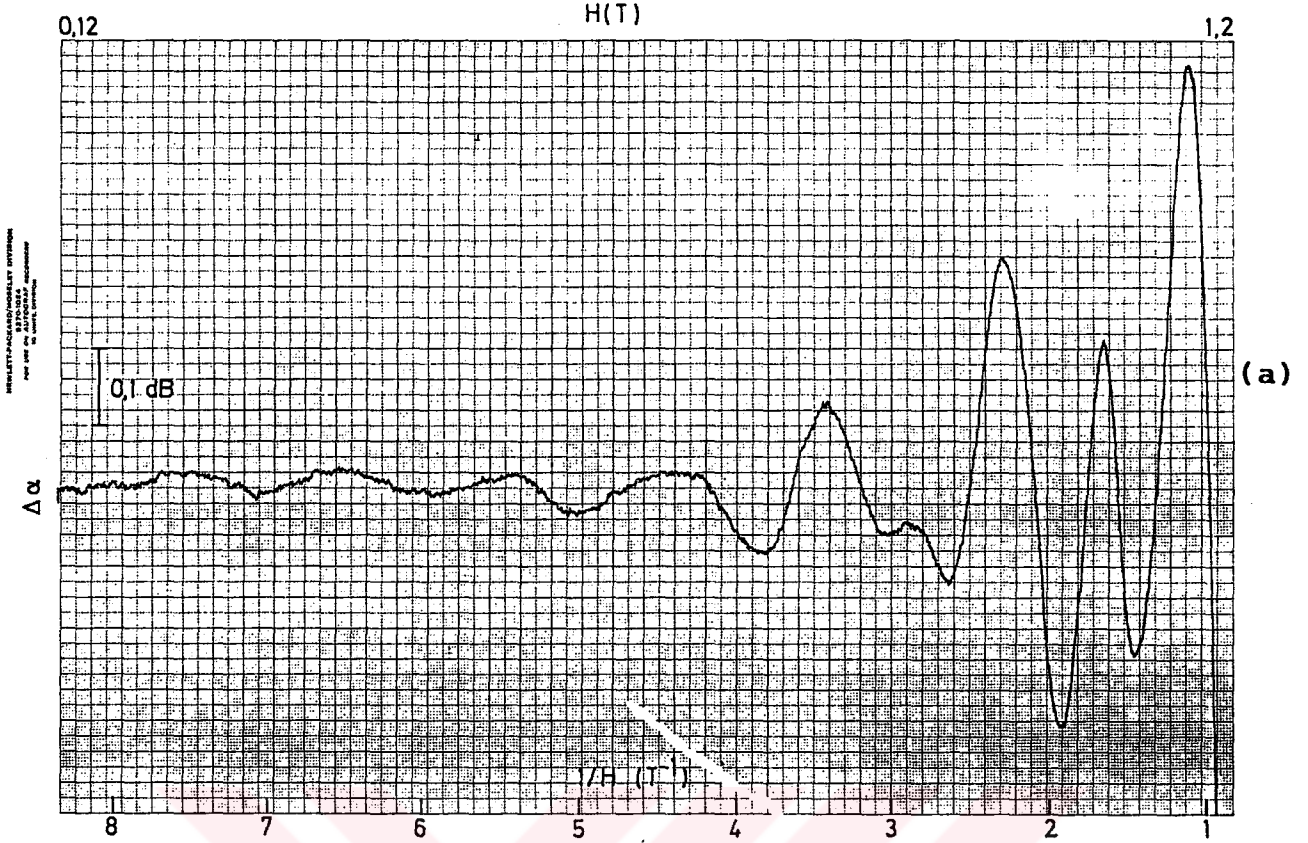
Ultrasonik kuantum osilasyonlarının periyodunun açığa bağlı değişimi incelenerek, Fermi yüzeyinin geometrisi, paket sayısı ve elektronların etkin kütleleri bulunabilir. Osilasyon piklerinin eşit aralıklı olduğu durumlarda, attenuasyon katsayısındaki pikler sırayla numaralandı ve her pikin meydana geldiği magnetik alan (H_p) deneysel grafiklerden okundu. Osilasyon periyodu, pik numaralarına (p) karşı çizilen $1/H_p$ doğrularının eğiminden bulundu. Eğim linear regression yöntemi ile hesaplandı. Örnek olarak, $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ alaşımında I. durumda yapılan ölçümlerden üç farklı açıda çizilen $1/H_p - p$ grafikleri Şekil 4.10'da verilmiştir. Bu şekildeki sürekli çizgiler, deneysel noktalardan geçen en iyi doğrulardır. $\theta = 96$ derecede, a-paketi ve b, c-paketlerine ait periyot değerlerinin farkı açıkça görülmektedir.

Farklı taşıyıcı paketlerinin attenuasyona katkıları, magnetik alanın değerine ve yönelmesine bağlıdır. Yüksek alanlarda osilasyonlar, çoğunlukla farklı periyot ve farklı genlikli katkıların süperpozisyonu şeklindedir. Bunun sonucunda pik yerleri kayar ve periyodun yukarıda anlatılan yöntemle bulunması güçleşir. Bu gibi durumlarda osilasyon periyot'ları Fourier analizi ile bulundu.

X-Y kayıtçısı ile $1/H$ 'ye karşı çizdirilen attenuasyon eğrileri, Nyquist örnekleme kriteri'ne (Brigham, 1974) uygun olarak, örneklendi ve Fast Fourier Transform (FFT) tekniği (Brigham, 1974) ile Burroughs-6800 bilgisayarında Fourier analizi yapıldı. Kullanılan FFT programı, m bir tam sayı olmak üzere, örnekleme sayısını 2^m ile sınırlamaktadır. Örnekleme sayısı, genellikle 128 olarak seçildi. Fourier analizi, incelenen alaşımlarda, sistematik olarak 300 dolayında deneysel grafiğe uygulandı. Örnek olarak, $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ alaşımında I. durumda $\theta = 80$ derecede elde edilen attenuasyon grafiğinin frekans spektrumu, Şekil 4.11'de verilmiştir.



Şekil 4.10. Pik numarasına karşı çizilen l/H_p grafiklerine örnekler ($Bi_{0,988}Sb_{0,012}$, I. durum).

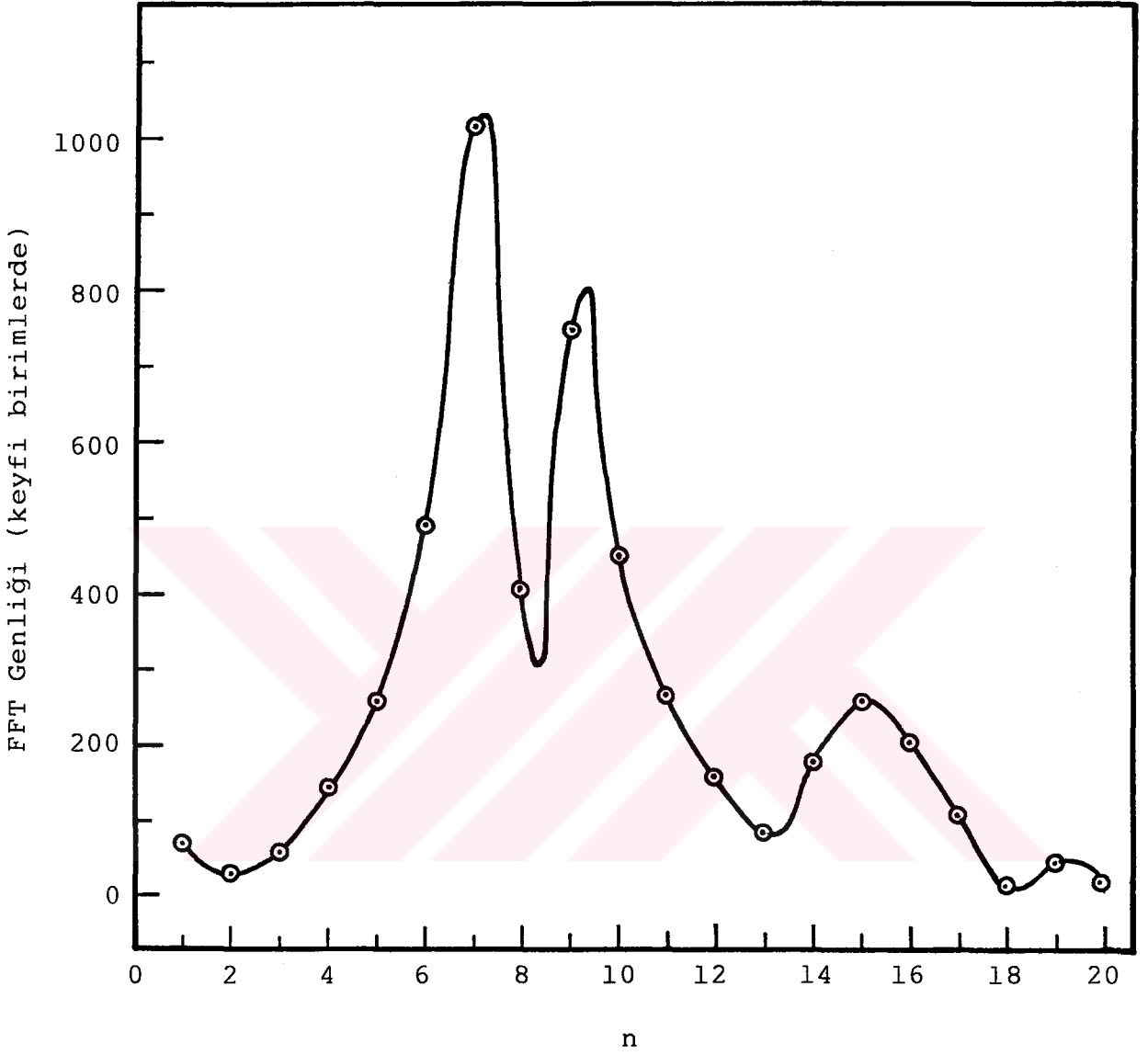


Şekil 4.11. (a) Fourier analizi yapılan ve birden fazla periyot içeren bir deneysel attenuasyon eğrisi ($\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$, I. durum, $\theta = 80^\circ$, $f = 70$ MHz, $T = 4,1$ K), (b) Bu attenuasyon eğrisinin frekans spektrumu ($N = 128$, $\Delta x = 3$ mm).

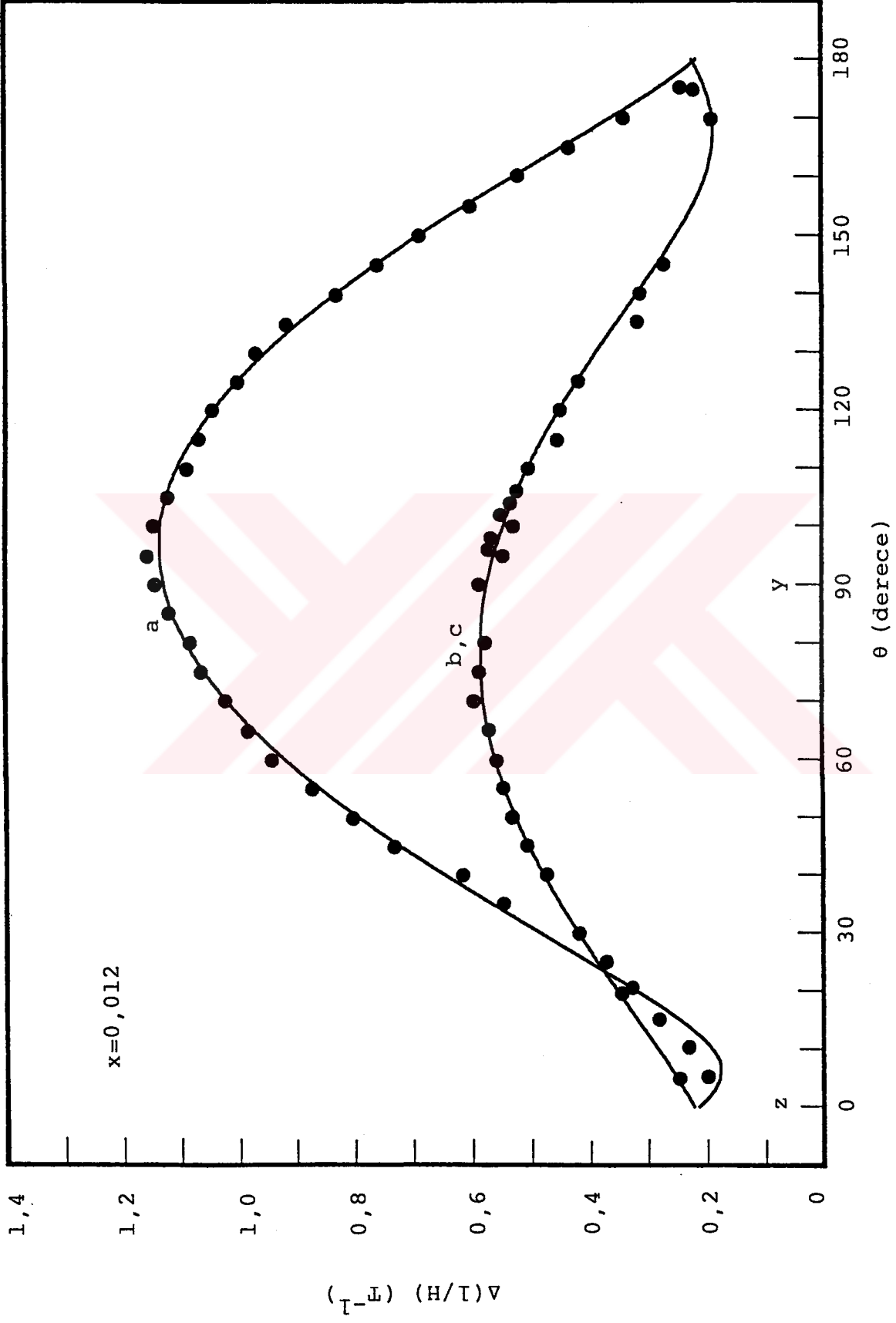
Osilasyon periyotları birbirlerine çok yakınsa, bunları Fourier analizi ile ayırdetmek zordur. Bu gibi hallerde, osilasyon periyotlarını daha duyarlı saptamak için, frekans spektrumundaki birleşik piklerden polinom geçirilerek interpolasyon yapıldı (Şekil 4.12). Polinom derecesi ve yaklaşımda kullanılan nokta sayısı, en iyi ayırma gücünü verecek şekilde, deneyerek bulundu. FFT ve interpolasyonda kullanılan bilgisayar programları Ek 1'de verilmiştir.

Fourier analizi ile elde edilen frekans spektrumunda, temel frekanslar ile bunların üst harmonikleri bulunur. Magnetik alanın bazı yönelmelerinde (örneğin I. durumda $\theta = 90$ derece civarı) osilasyon periyotları birbirlerinin yaklaşık iki katıdır. Böyle hallerde yüksek frekans, frekans spektrumunda, düşük frekansın 1. harmoniği ile aynı yerde gözlenir. Bu durum, yüksek frekansın değerini belirlemede hatalara sebep olabilir. Bu gibi hallerde yüksek harmonik genliklerinin bastırılması gerekmektedir. Diğer taraftan, attenuasyon eğrileri örneklenirken her iki uçtan aniden kesilmektedir. Bunun sonucunda frekans spektrumunda fiziksel olmayan ve kenar etkileri olarak bilinen bazı pikler oluşmaktadır. Kenar etkilerini azaltmak ve yüksek harmoniklerin genliklerini bastırmak için Fourier analizinde çeşitli sayısal pencereler ve filtreler denendi (Kamm, 1978; Oppenheim and Schafer, 1975; Rabiner and Gold, 1975).

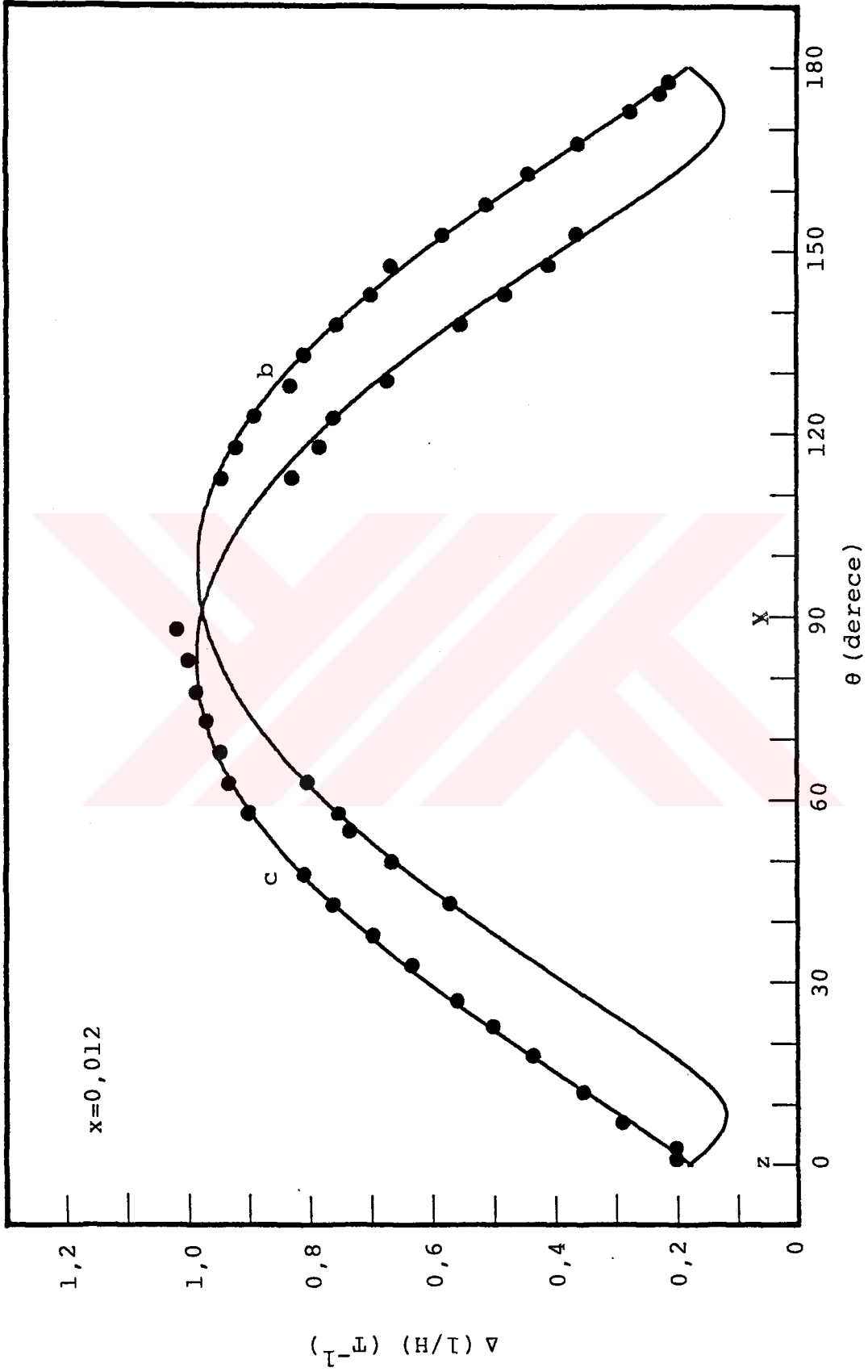
Bulunan periyot değerlerinin magnetik alanın yönelmesi ile değişimi, Şekil 4.13-4.16'da görülmektedir. Bu şekillerden görüldüğü gibi I. ve II. durumlarda, deneysel noktalar iki farklı eğri üzerinde toplanmıştır. Bu eğrilerin herbiri bir taşıyıcı paketine karşılık gelmektedir. Örneğin, şekillerde a ile gösterilen eğri üzerindeki noktalar a-paketine; b, c-eğrisi üzerindeki noktalar ise b, c-elektroonlarına aittir. Magnetik alanın okunmasında, kristallerin kesilmesi ve yerleştirilmesinde ve Fourier analizi sonuçlarının değerlendirilmesinde yapılan hatalar gözönüne alınırsa, ölçülen periyot değerlerindeki toplam hata çoğun-



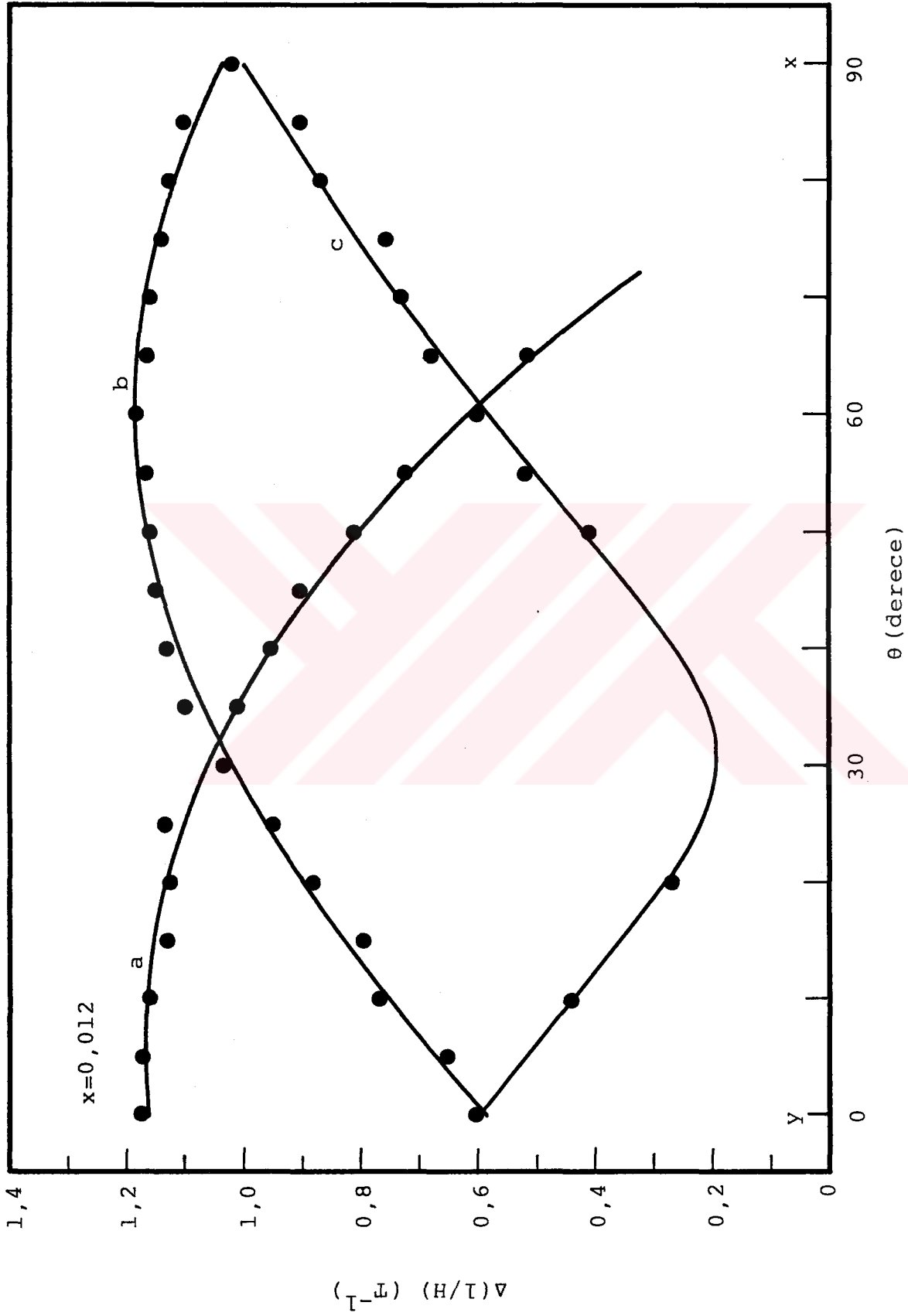
Şekil 4.12. Fourier analizinden bulunan noktalardan polinom interpolasyonu yapılarak geçirilen eğri ($\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$, II. durum, $\theta=120^\circ$).



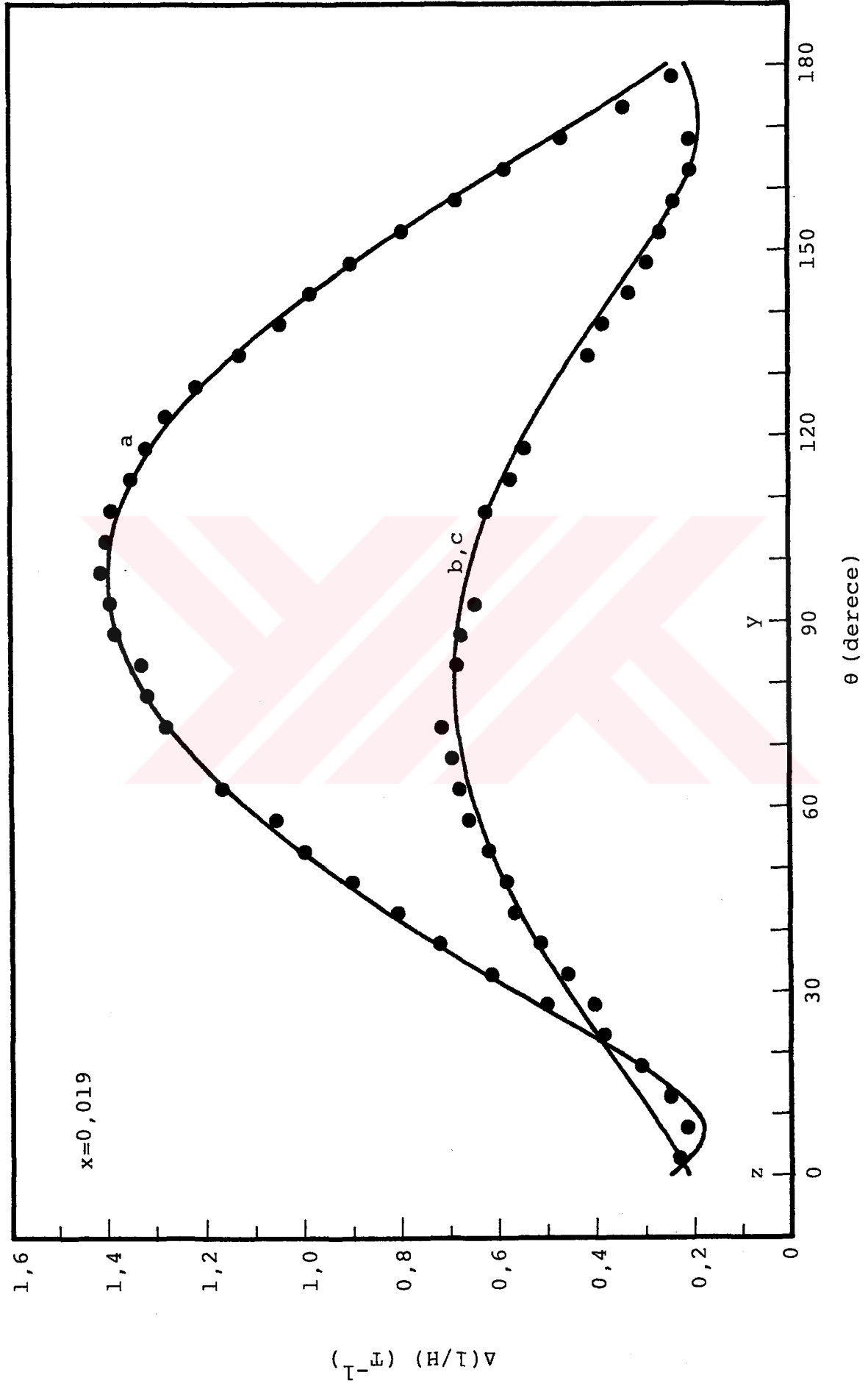
şekil 4.13. $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$ alaşımında, üç farklı durum için, osilasyon periyotlarının açılı ile değişimi.
 (a) I. durum ($\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // yz$ -düzlemi).



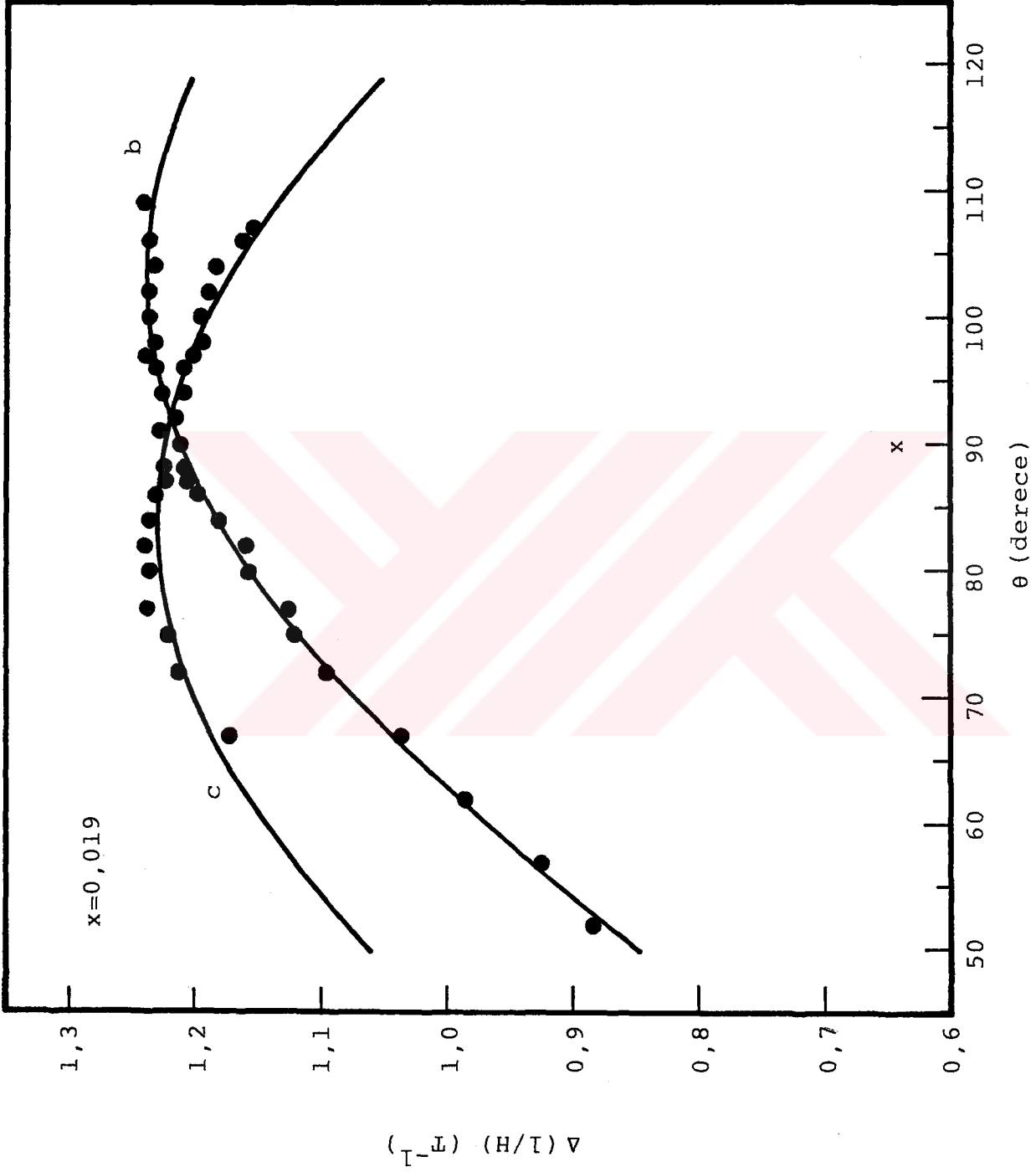
Şekil 4.13b. II. durum ($\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // Xz$ -düzlemi).



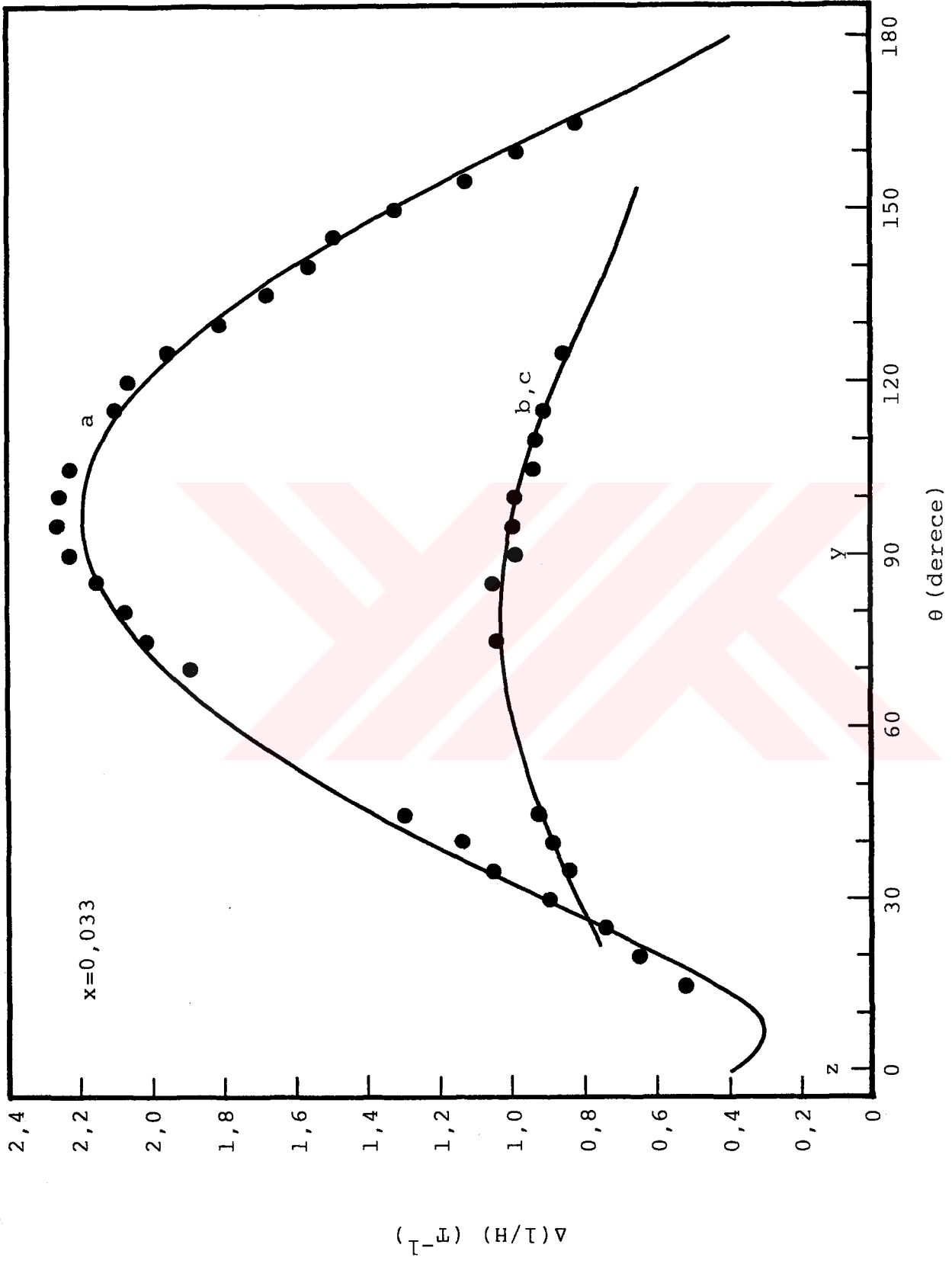
Şekil 4.13c. III. durum ($\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // xy$ -düzlemi).



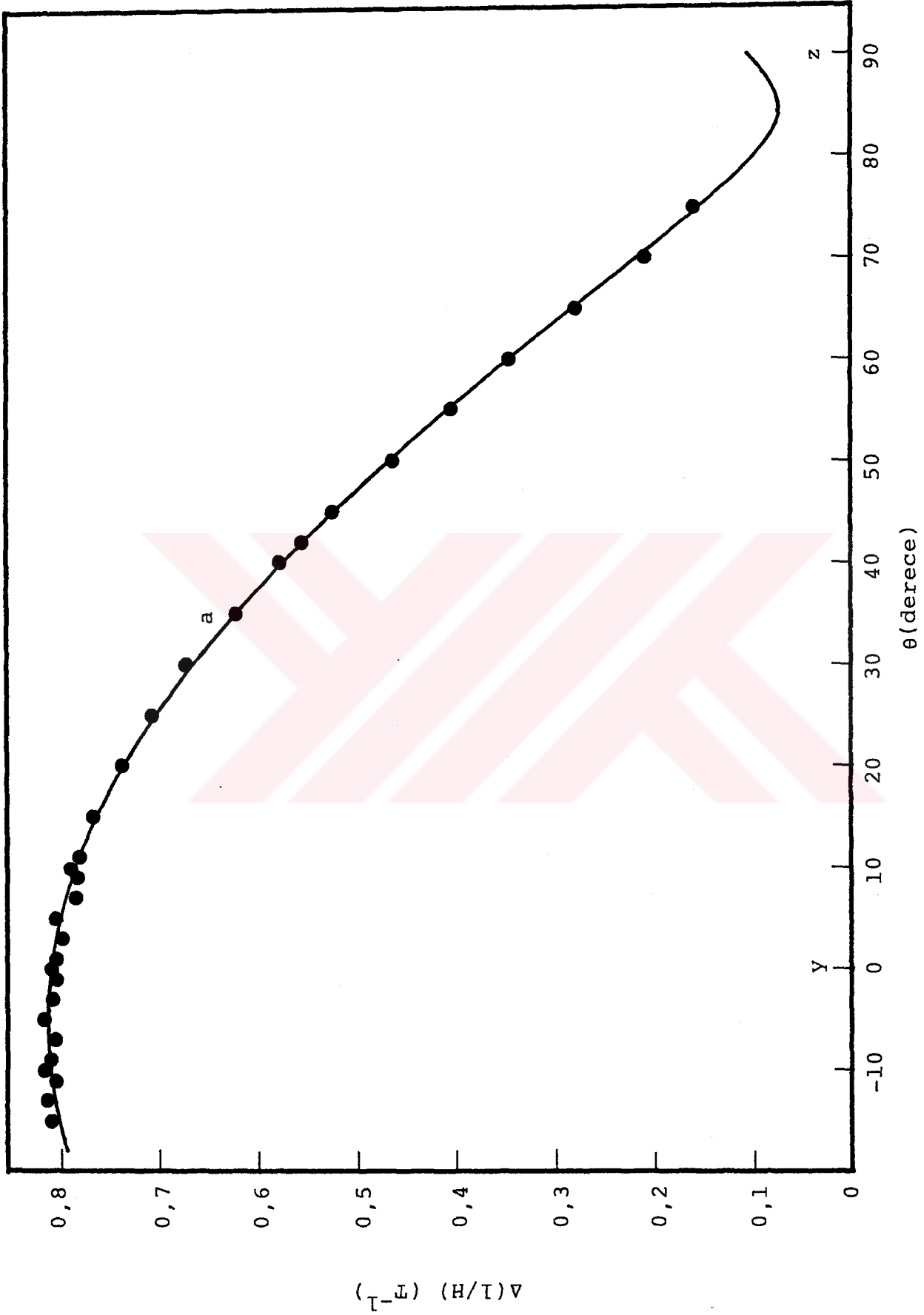
Şekil 4.14. Bi 0,981Sb 0,019 alaşımında, iki farklı durum için, osilasyon periyotlarının açısı ile değişimi.
 a) I. durum ($\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // yz$ -düzlemi).



Şekil 4.14b. II. durum ($\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // xz$ -düzlemi).



Şekil 4.15. Bi_{0,967}Sb_{0,033} alaşımında osilasyon periyotlarının açılı ile değişimi (I. durum: $\vec{q} // z$ -ekseni, $\vec{H} // yz$ -düzlemi).



Şekil 4.16. Bizmutta osilasyon periyodunun açılı ile değişimi (IV. durum: \vec{q} //y-ekseni, \vec{H} //yz-düzlemi).

lukla % 1-5 içerisindedir.

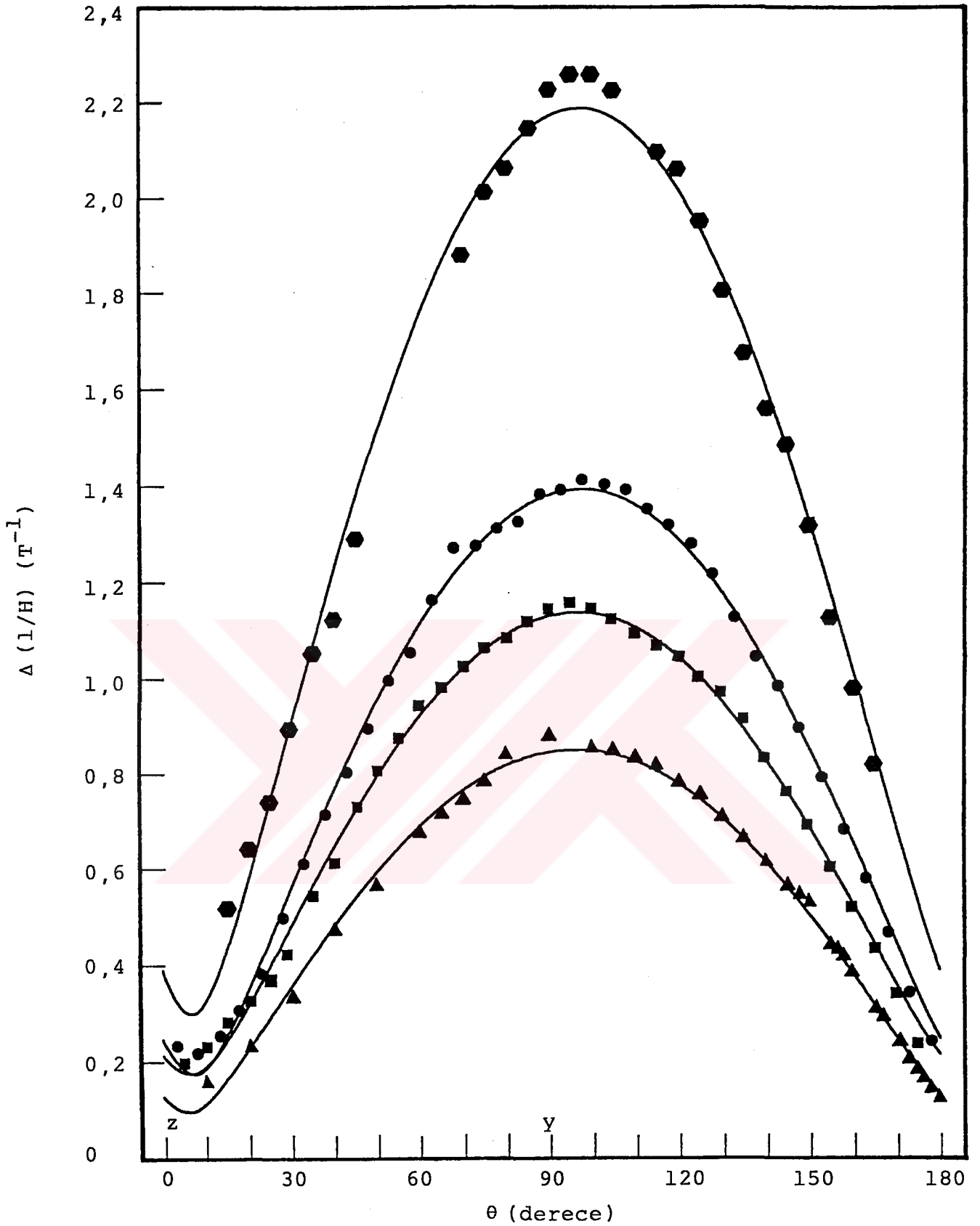
Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında Sb konsantrasyonunun osilasyon periyoduna etkisi, Şekil 4.17'de açıkça görülmektedir. Bu şekilde, saf Bi (Çelik ve Alper, 1982) ve incelenen alaşımların a-paketlerine ait periyot-açı eğrileri, yz-düzleminde, üstüste çizilmiştir. Konsantrasyon arttıkça periyot büyümektedir, fakat periyot-açı eğrilerinin şekli, bütün açılarda, konsantrasyondan bağımsızdır. Bu ise, saf Bi ve yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının elektron Fermi yüzeylerinin benzer olduklarını, konsantrasyon arttıkça, taşıyıcı paketlerinin şekillerini ve yönelmelerini koruyarak küçüldüklerini göstermektedir. Şekil 4.13-4.17'deki sürekli eğriler, deneysel noktalara en iyi uyan kuramsal eğrilerdir.

Elektron siklotron kütesinin açığa bağlı değerleri $\Delta(1/H)$ ve $1/H_{n,s}$ ifadelerinde yerine konulursa, periyot ve osilasyon piklerinin meydana geldiği alan için, sırasıyla

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{m_0} \{C_1 \cos^2 \theta + C_2 \sin^2 \theta + C_3 \sin \theta \cos \theta\}^{1/2} \quad (4.1)$$

$$\frac{1}{H_{n,s}} = \left(n + \frac{1}{2} + s\gamma\right) \frac{e\hbar}{m_0} \{C_1 \cos^2 \theta + C_2 \sin^2 \theta + C_3 \sin \theta \cos \theta\}^{1/2} \quad (4.2)$$

bağıntıları elde edilir. Buradaki C_i katsayılarının açık ifadeleri, $m_1 = m_{xx}/m_0$, $m_2 = m_{yy}/m_0$, $m_3 = m_{zz}/m_0$, $m_4 = m_{yz}/m_0$ ve $D = m_1 m_2 m_3 - m_1 m_4^2$ olmak üzere, Çizelge 4.1'de özetlenmiştir. Eş. (4.1) ile verilen periyot-açı eğrilerini tanımlayan C_i parametreleri, deneysel periyot-açı değerlerine en iyi uyacak şekilde, en küçük kareler (least square fitting) yöntemi ile hesaplandı. Sonuçlar Çizelge 4.1'de toplu halde görülmektedir. En küçük kareler yöntemi ile eğri çakıştırma işleminde kullanılan bilgisayar programı Ek 2'de verilmiştir.



Şekil 4.17. a-elektronlarına ait osilasyon periyodunun binary-düzlemde konsantrasyon ve açı ile değişimi (I. durum).
 ▲, Saf Bi (Çelik ve Alper, 1982'den); ■, $Bi_{0,988}Sb_{0,012}$;
 ●, $Bi_{0,981}Sb_{0,019}$; ⬡, $Bi_{0,967}Sb_{0,033}$.

Çizelge 4.1. Deneysel periyot değerlerinden bulunan C_i katsayıları.

	PAKET	ANALİTİK FORMU	DENEYDEN BULUNANLAR			
			Bi	Bi _{0,988} Sb _{0,012}	Bi _{0,981} Sb _{0,019}	Bi _{0,967} Sb _{0,033}
I. Durum ($\vec{q}/z, \vec{H}/yz$)	a	$C_1=m_3/D$ $C_2=m_2/D$ $C_3=2m_4/D$	1,257 53,6 -11,30	3,459 95,5 -20,30	4,687 143,0 -35,68	11,49 353,0 -80,95
	b,c	$C_1=m_3/D$ $C_2=(3m_1+m_2)/D$ $C_3=-m_4/D$		3,74 24,57 9,95	3,34 34,13 10,75	29,38 76,64 19,51
II. Durum ($\vec{q}/z, \vec{H}/xz$)	a	$C_1=m_3/D$ $C_2=m_1/D$ $C_3=0$				
	b	$C_1=m_3/D$ $C_2=(3m_2+m_1)/D$ $C_3=\sqrt{3} m_4/D$		2,46 70,76 -19,66	24,45 109,4 -42,43	
	c	$C_1=m_3/D$ $C_2=(3m_2+m_1)/D$ $C_3=-\sqrt{3} m_4/D$		2,34 71,19 18,75	20,69 111,80 19,64	
III. Durum ($\vec{q}/z, \vec{H}/xy$)	a	$C_1=m_2/D$ $C_2=m_1/D$ $C_3=0$		100,60 -10,41 25,98		
	b	$C_1=(3m_1+m_2)/4D$ $C_2=(m_1+3m_2)/4D$ $C_3=\sqrt{3}(m_1-m_2)/2D$		25,52 79,81 88,82		
	c	$C_1=(3m_1+m_2)/4D$ $C_2=(m_1+3m_2)/4D$ $C_3=\sqrt{3}(m_2-m_1)/2D$		26,49 71,53 -80,93		
IV. Durum ($\vec{q}/y, \vec{H}/yz$)	a	$C_1=m_2/D$ $C_2=m_3/D$ $C_3=2m_4/D$	48,950 0,847 -9,208			
$D = (m_1 m_2 m_3 - m_1 m_4^2) \Gamma^2(E)$						

4.3. Osilasyon Piklerinin Landau ve Spin Kuantum Sayılarının Belirlenmesi

Osilasyon periyotlarının bulunmasında attenuasyon piklerinin birbirlerine göre bağıl konumları önemlidir. Yüksek magnetik alanlarda, farklı paketlerin katkılarının üst üste binmesi nedeniyle, attenuasyon piklerinin hangi elipsoide ait olduklarını kestirmek güçtür. Osilasyon piklerinin hangi elipsoidden kaynaklandığını ve her pikin n, s kuantum sayılarını belirlemek için, piklerin meydana geldikleri $1/H_p$ değerlerinin açı ile değişimi incelendi. I. durumda yapılan ölçümlerden elde edilen $1/H_p - \theta$ grafikleri, üç farklı alaşım için, Şekil 4.18-4.20'de görülmektedir.

Örnek olarak, $x = 0,012$ alaşımına (denek A2) ait $1/H_p - \theta$ grafiğini inceleyelim (Şekil 4.18). Trigonal eksenden yeterince uzakta, $H \lesssim 0,35$ T bölgesindeki eğrilerin aynı elipsoide ait oldukları söylenebilir, çünkü bu eğriler arasındaki uzaklık (belirli bir açıda) aynıdır ve a-elipsoidine ait periyot eğrisi üzerine düşmektedir. Daha yüksek magnetik alanlarda, diğer paketlere ait pikler de görülmektedir. Bu analiz, tüm deneysel grafiklere uygulanarak, attenuasyon piklerinin hangi taşıyıcı paketinden kaynaklandıkları belirlendi. Bazı açı değerlerinde a-elektronları ile b, c-elektronlarından gelen katkılar, yaklaşık aynı magnetik alanda pik vermektedir. Şekil 4.18-4.20'deki sürekli eğriler, Eş. (4.2) ile tanımlıdır ve deneysel noktalara en iyi uyan eğrilerdir. Görüldüğü gibi, ENP modeli ile deneysel veriler çok iyi uyumaktadır.

Attenuasyon eğrilerindeki piklerin hangi elipsoide ait oldukları belirlendikten sonra, n ve s kuantum sayıları saptanabilir. Eş. (2.23) ile Eş. (2.24) birleştirilirse

$$\frac{1}{H_{n,s}} = (n + \frac{1}{2} + s \gamma) [\Delta(1/H)] \quad (4.3)$$

bağıntısı bulunur. Ölçülen $1/H_{n,s}$ ve $\Delta(1/H)$ değerleri ile bilinen spin yarıлма faktörleri kullanılarak, Landau ve

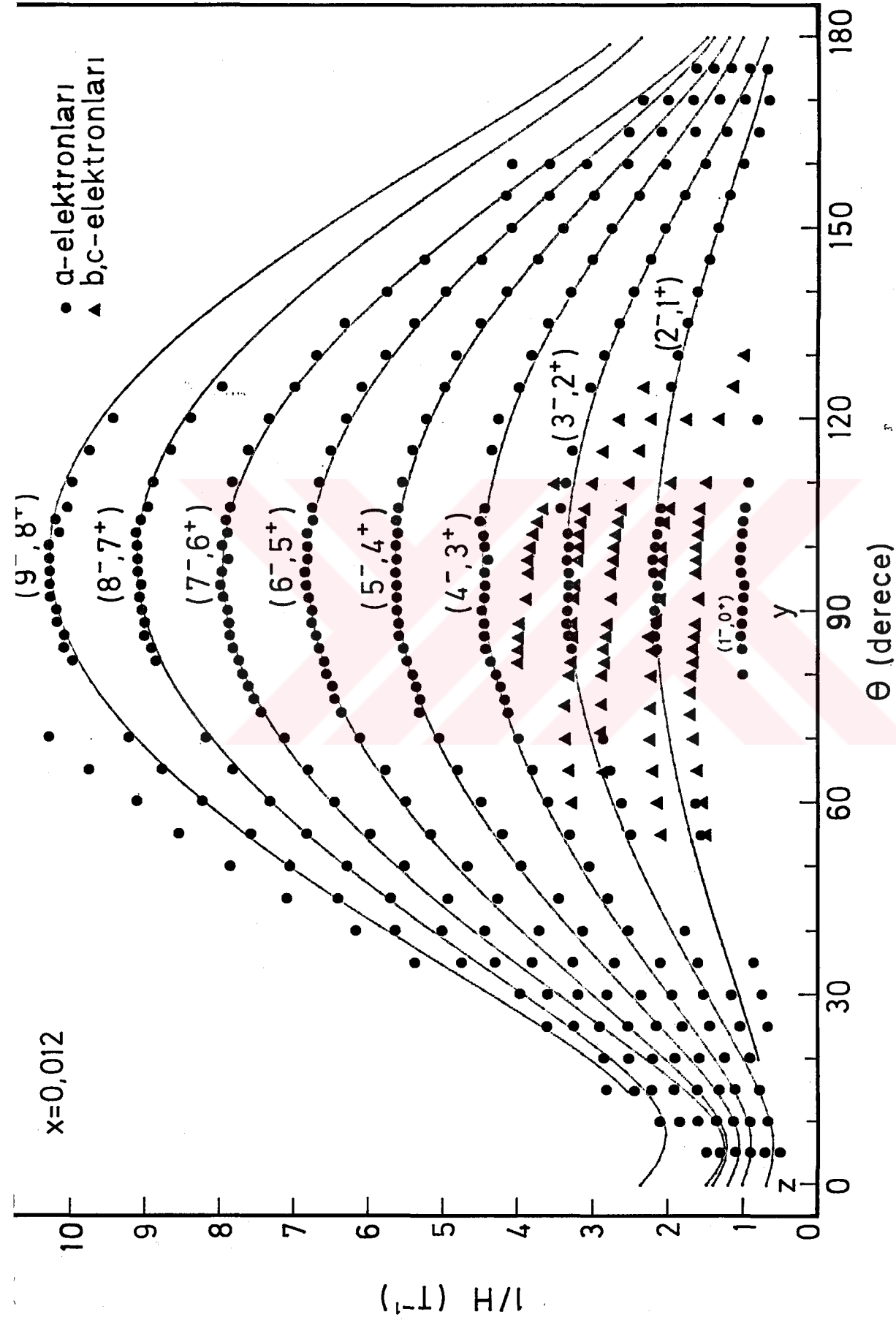
spin kuantum sayıları belirlendi. $\gamma \approx 1$ (Akimov et al., 1978) olduğundan $n, -\frac{1}{2}$ ve $n+1, +\frac{1}{2}$ durumlarını ayırtetmek mümkün değildir. Bu nedenle, Şekil 4.18-4.20'de görülen $1/H_p - \theta$ grafiklerindeki eğriler, her iki seçenek kullanılarak indislenmiştir.

Sb konsantrasyonu arttıkça, çalışılan magnetik alan bölgesinde gözlenen pik sayısı azalmaktadır. Bu olgu, Fermi yüzeyi paketlerinin küçülmesinin bir sonucudur. $[\Delta(1/H)]_{\text{alaşım}} > [\Delta(1/H)]_{\text{Bi}}$ olduğundan, Eş. (4.3)'e göre, $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında aynı Landau sayılı piklerin, bizmuta kıyasla, daha düşük magnetik alanlara kayması gerekmektedir. Şekil 4.21'de Bi ve $\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$ alaşımında aynı koşullarda çizdirilmiş birer attenuasyon eğrisi verilmiştir. Bu şekil ve Çizelge 4.2'den görüldüğü gibi, alaşımlarda aynı Landau sayılı pikler daha düşük alanlarda meydana gelmektedir. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında yz-düzleminde elde edilen $1/H_p - \theta$ grafikleri karşılaştırılırsa (Şekil 4.18-4.20) aynı sonuç bulunur.

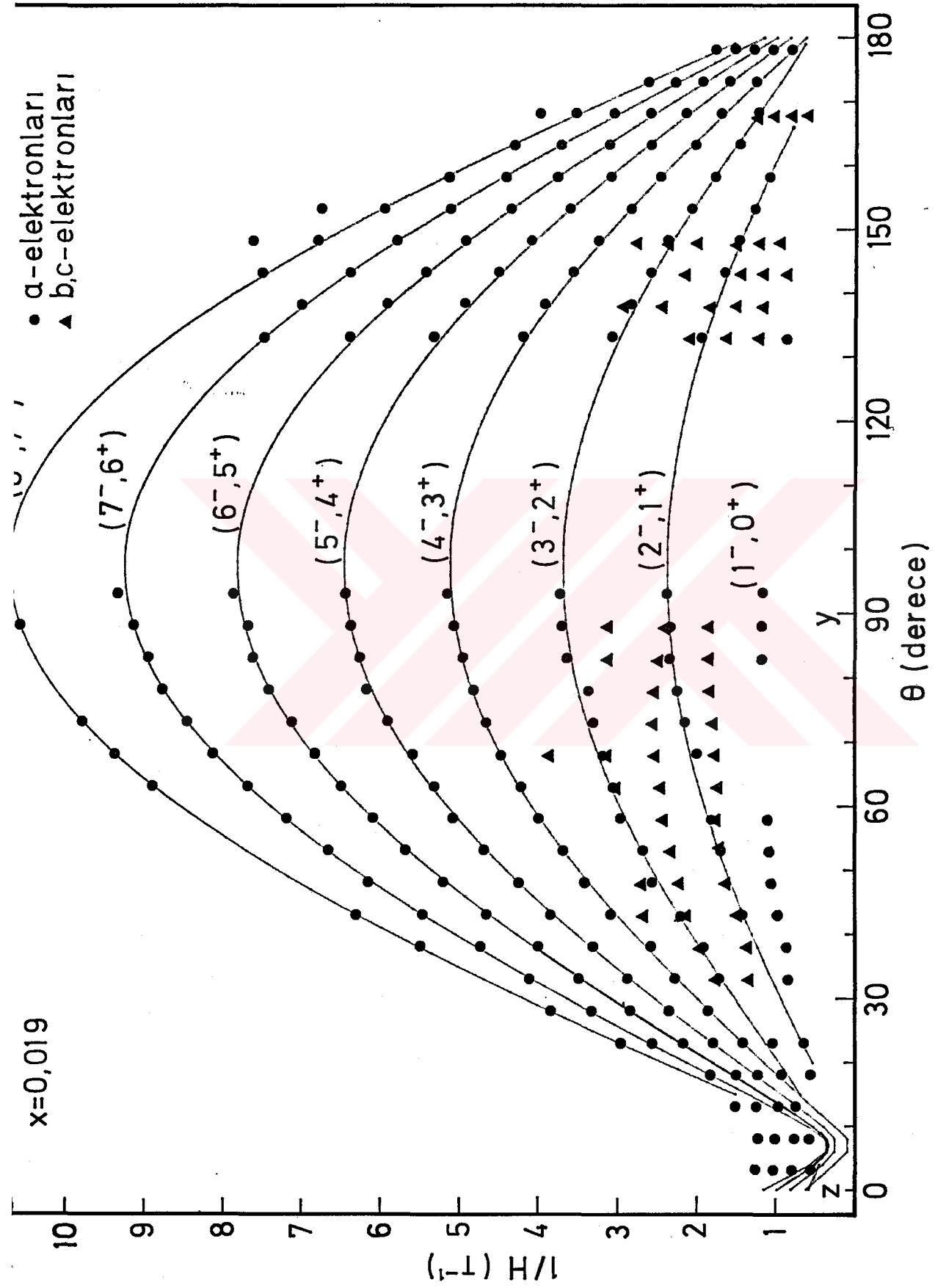
Çizelge 4.2. Bi ve $\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$ 'de a-elektronlarına ait $H_{n,s}$ değerleri (İ. durum, $\theta = 120^\circ$).

n (Landau Sayısı)	$(H_{n,s})_{\text{Bi}}$ (T)	$(H_{n,s})_{\text{alaşım}}$ (T)	$(H_{n,s})_{\text{Bi}} / (H_{n,s})_{\text{alaşım}}$
9	0,139	0,106	1,31
8	0,156	0,119	1,31
7	0,177	0,136	1,30
6	0,205	0,159	1,30
5	0,246	0,191	1,29
4	0,302	0,234	1,29

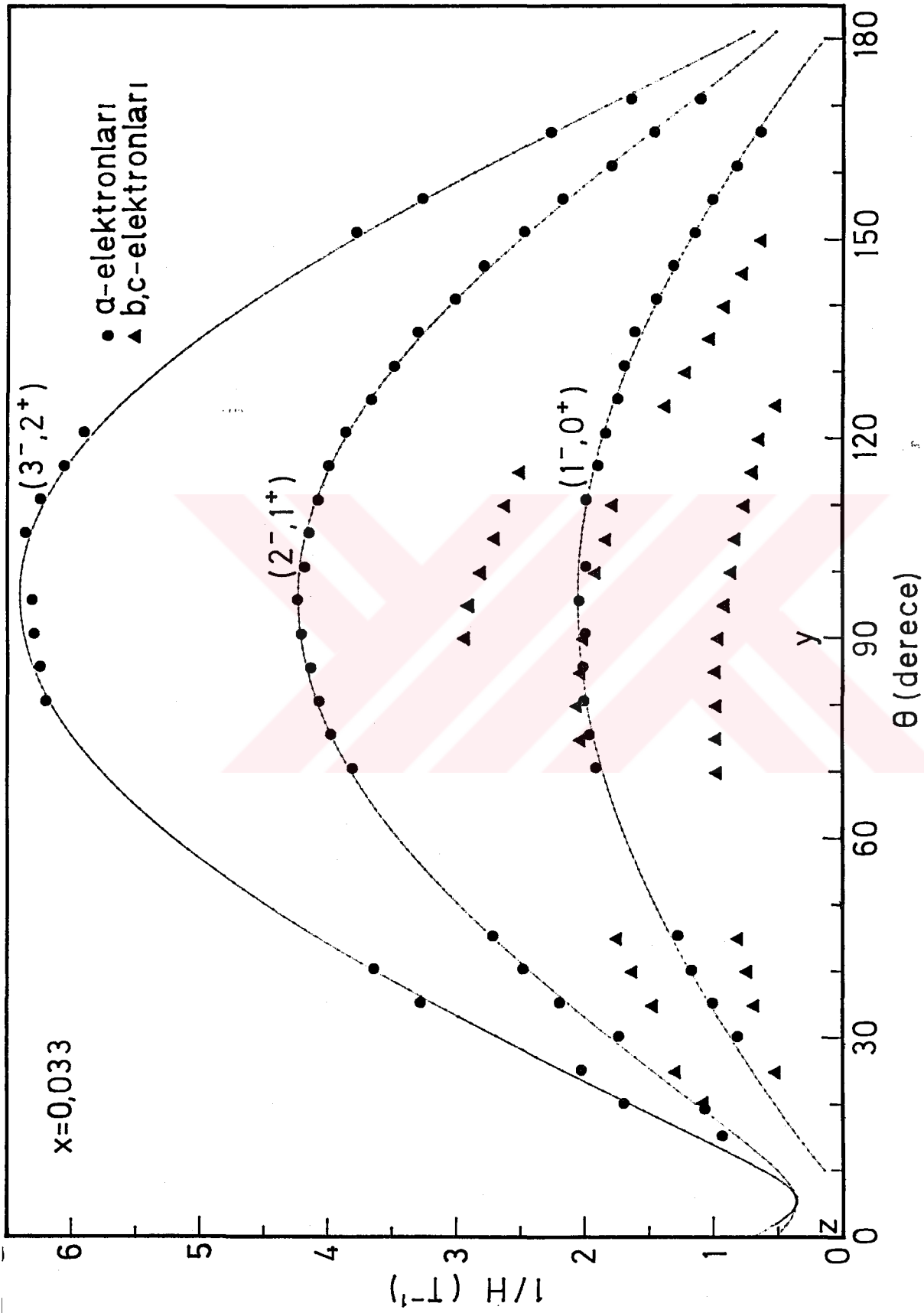
Bu analiz diğer açılar için de yapıldı ve $(H_{n,s})_{\text{Bi}} / (H_{n,s})_{\text{alaşım}}$ oranının, Landau sayısından ve magnetik alanın yönelmesinden bağımsız olduğu, bulundu. Bu sonuçlar, Bi ve



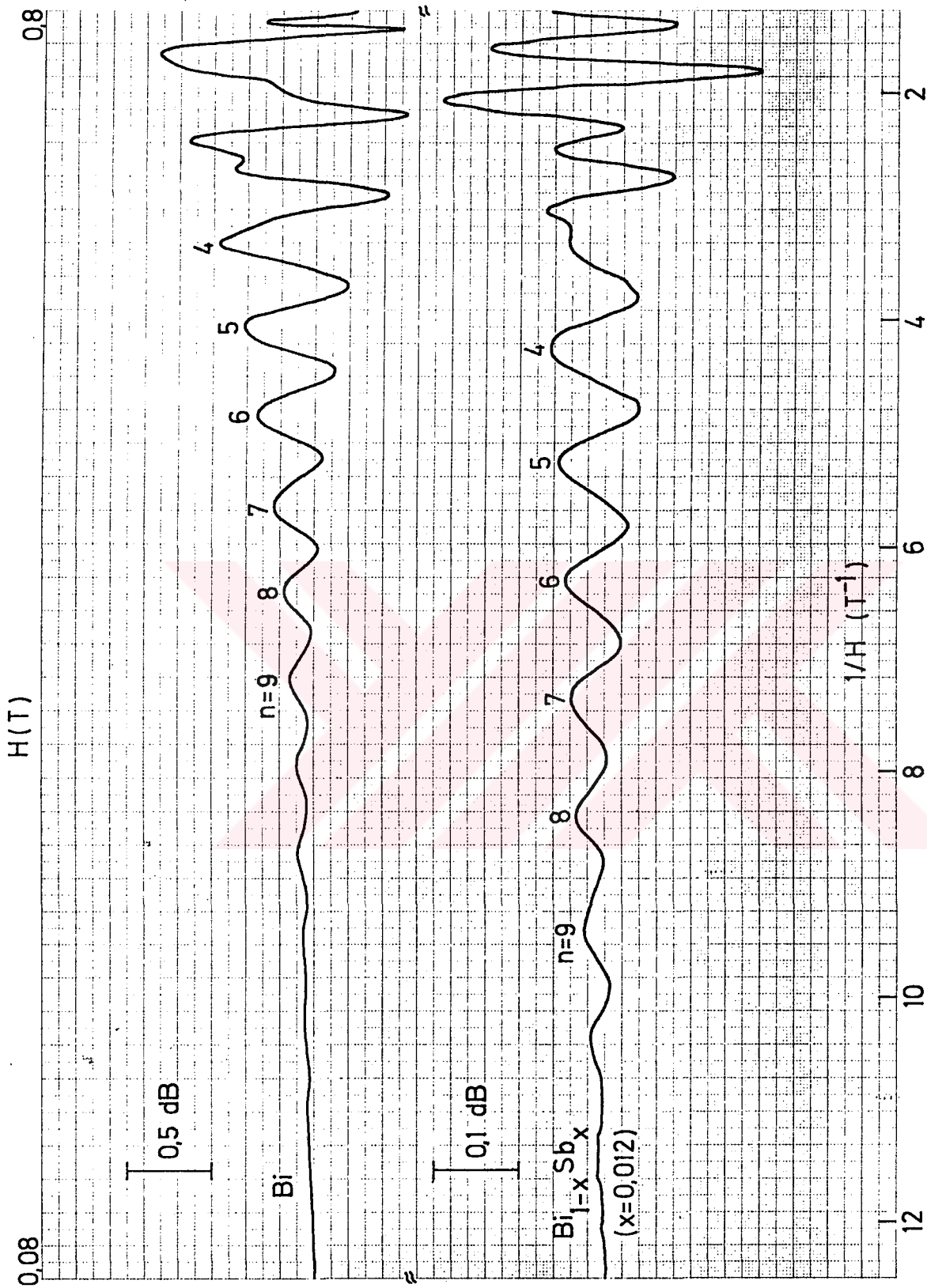
Şekil 4.18. $\text{Bi}_{0,988}\text{Sb}_{0,012}$ alaşımında pik yerlerinin açı ile değişimi (I. durum).



Şekil 4.19. $\text{Bi}_{0,981}\text{Sb}_{0,019}$ alaşımında pik yerlerinin açı ile değişimi (I. durum).



Şekil 4.20. $\text{Bi}_{0,967}\text{Sb}_{0,033}$ alaşımında pik yerlerinin açı ile değişimi (I. durum).



NEWLETT-PACARD/MORLEY DIVISION
 9270 1042
 FOR USE ON AUTOGRAF RECORDERS
 ID UNIT/DIVISION
 Δ

Şekil 4.21. $B_{i-x}S_{b_x}$ alışımlarında konsantrasyon arttıkça aynı Landau sayılı osilasyon piklerinin daha düşük alanlara kaydığını gösteren tipik bir örnek (I. durum, $\theta=120^\circ$, $f=50$ MHz).

yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının band yapılarının ve Fermi yüzeylerinin benzer olduklarını, dolayısıyla ENP modelinin $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarına da uygulanabileceği tezini desteklemektedir (Cankurtaran vd., 1984b).

V. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

5.1. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ Alaşımlarının Elektron Fermi Yüzeyi

Bu kesimde, ölçülen periyot değerlerinin açı ve konsantrasyon ile değişiminden yararlanarak, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektron Fermi yüzeyi, etkin kütleler, Fermi enerjisi ve yasak enerji aralığı incelendi.

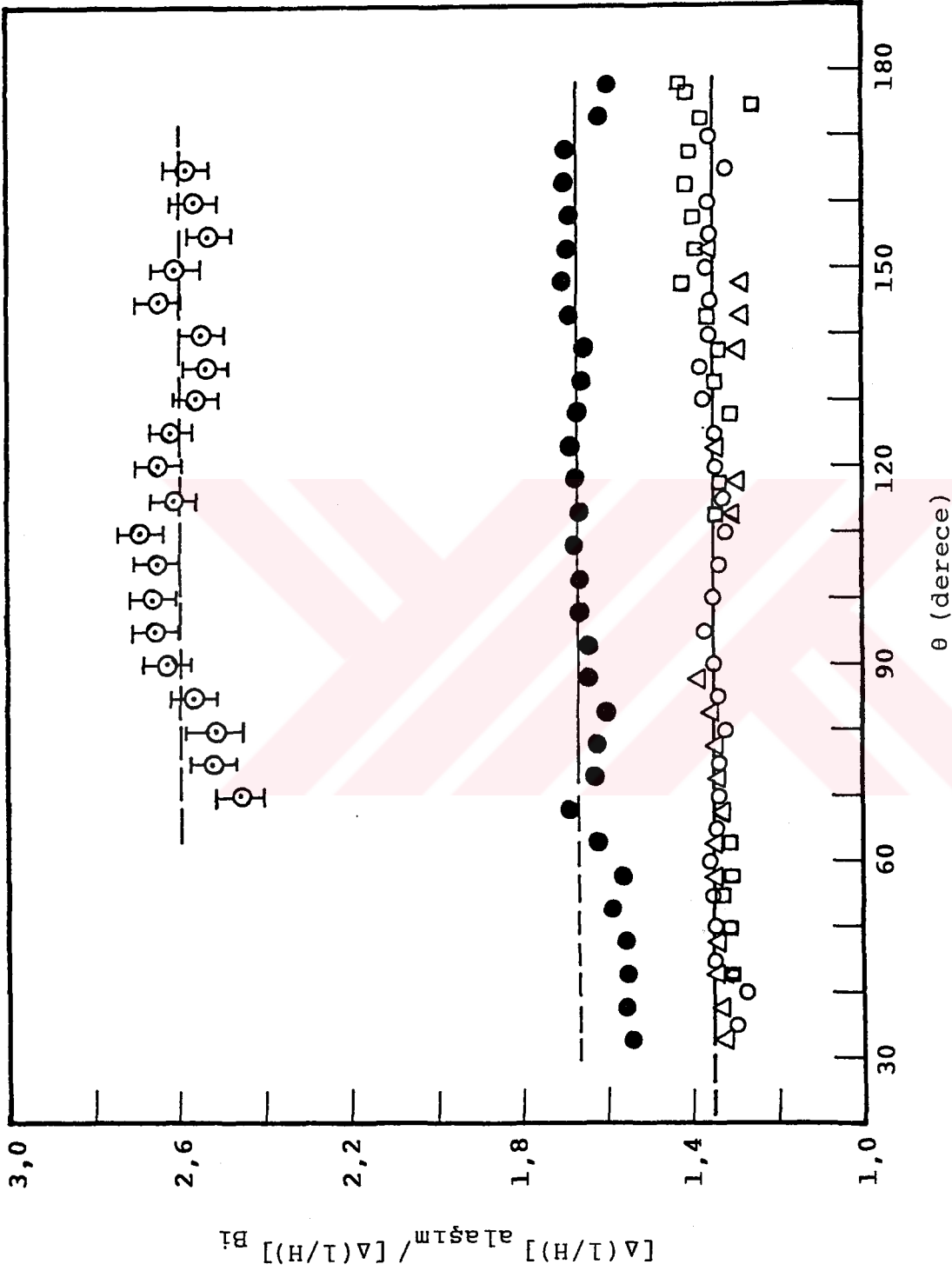
5.1.1. Fermi yüzeyi kesitlerinin Sb konsantrasyonu ile değişimi

Osilasyon periyodunu Fermi yüzeyi kesitlerine bağlayan Eş. (2.26), Bi ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımları için ayrı ayrı yazılıp oranlanırsa, alaşımlarda Fermi yüzeyi kesitlerinin karşı gelen Bi kesitlerine oranı,

$$\frac{(S)_{\text{alaşım}}}{(S)_{\text{Bi}}} = \frac{[\Delta(1/H)]_{\text{Bi}}}{[\Delta(1/H)]_{\text{alaşım}}} \quad (5.1)$$

olarak bulunur. Şekil 5.1'de $[\Delta(1/H)]_{\text{alaşım}} / [\Delta(1/H)]_{\text{Bi}}$ niceliği, θ ve Sb konsantrasyonunun fonksiyonu olarak çizilmiştir. İlk yaklaşım olarak, periyotlar oranının magnetik alanın yönelmesinden bağımsız olduğu söylenebilir. Bu sonuç, Bi ile yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının elektron Fermi yüzeylerinin benzer olduklarını ve Sb konsantrasyonu arttıkça, elektron paketlerinin izotropik olarak küçüldüklerini göstermektedir. Yani, bizmutun elektron bandları için önerilen band modelleri yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarına da uygulanabilir.

$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında $x \approx 0,07$ 'de, yarımetal-yarıiletken geçişi olduğu bilinmektedir. Bu kritik konsantrasyonda $(S)_{\text{alaşım}} / (S)_{\text{Bi}} \approx 0$ 'dır. Bu olguyu da kullanarak, incelenen yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında Fermi yüzeyi kesitlerinin Sb konsantrasyonu ile değişimi,



Şekil 5.1. $[\Delta(1/H)]_{\text{alaşım}} / [\Delta(1/H)]_{\text{Bi}}$ oranının θ ile değişimi.

□, $x=0,012$, b-elektronları, II. durum; Δ , $x=0,012$, c-elektronları, II. durum;
 ○, $x=0,012$, a-elektronları, I. durum; ●, $x=0,019$, a-elektronları, I. durum;
 ◐, $x=0,033$, a-elektronları, I. durum.

$$(S)_{\text{alaşım}} / (S)_{\text{Bi}} = 1 + a_1 x + a_2 x^2 \quad (5.2)$$

eğrisine karşılaştırıldı (Şekil 5.2). Deneysel noktalara en iyi uyan a_1 ve a_2 katsayıları, Brandt and Chudinov (1971) ve Chao et al.'ın (1974) SdH ölçümlerinden buldukları değerler ile uyum içersindedir (Çizelge 5.1). $a_1 < 0$ ve $|a_2| \ll |a_1|$ olduğundan, seyreltik alaşımlarda elektron Fermi yüzeyi kesitlerinin çizgisel olarak küçüldükleri söylenebilir. Bu ise, T-valans bandı ile L-iletkenlik bandının çakışmasının S_b konsantrasyonu ile azaldığını göstermektedir (Cankurtaran vd., 1984c).

Çizelge 5.1. Eş. (5.2) ile tanımlanan a_1 ve a_2 katsayıları

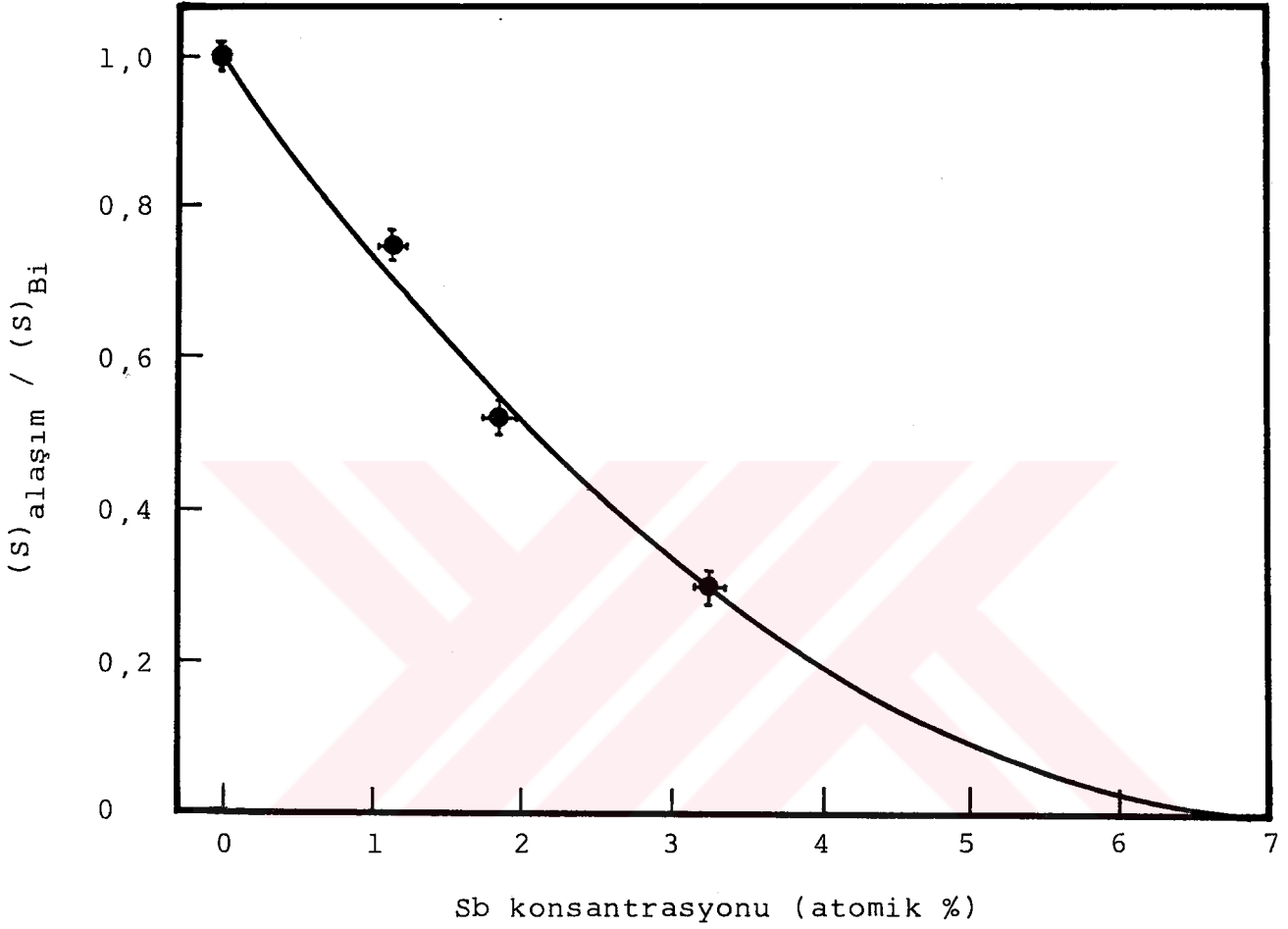
	Bu çalışma	Brandt and Chudinov (1971)	Chao et al. (1974)
a_1	$-(24 \pm 3)$	- 25	- 22
a_2	$1,7 \pm 0,2$	1,4	1,1

5.1.2. Etkin kütleler

ENP modelinde osilasyon periyodu için bulunan ifade (Bkz. Eş. (2.24)) etkin kütle tensörünün elemanlarına bağlı olduğundan, periyodun açılı ile değişimi incelenerek, elektronların etkin kütleleri bulunabilir.

I. durumda, düşük magnetik alan bölgesinde a-paketinden gelen katkılar daha başat olduğundan, bu pakete ait periyot değerleri daha duyarlı olarak bulunmuştur. Çalışılan magnetik alan aralığında b, c-elektronlarından kaynaklanan osilasyon piki sayısı az olduğundan, ölçülen $[\Delta(1/H)]_{b,c}$ periyodu $[\Delta(1/H)]_a$ periyoduna kıyasla daha az duyarlıdır. Bu nedenle, etkin kütle tensörünün belirlenmesinde, a-paketine ait periyot değerleri kullanıldı (Cankurtaran et al., 1985).

Etkin kütle tensörünün elemanları ve $\Gamma(E)$ niceliği, yz-



Şekil 5.2. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında $(S)_{\text{alaşım}} / (S)_{\text{Bi}}$ oranının Sb konsantrasyonu ile değişimi.

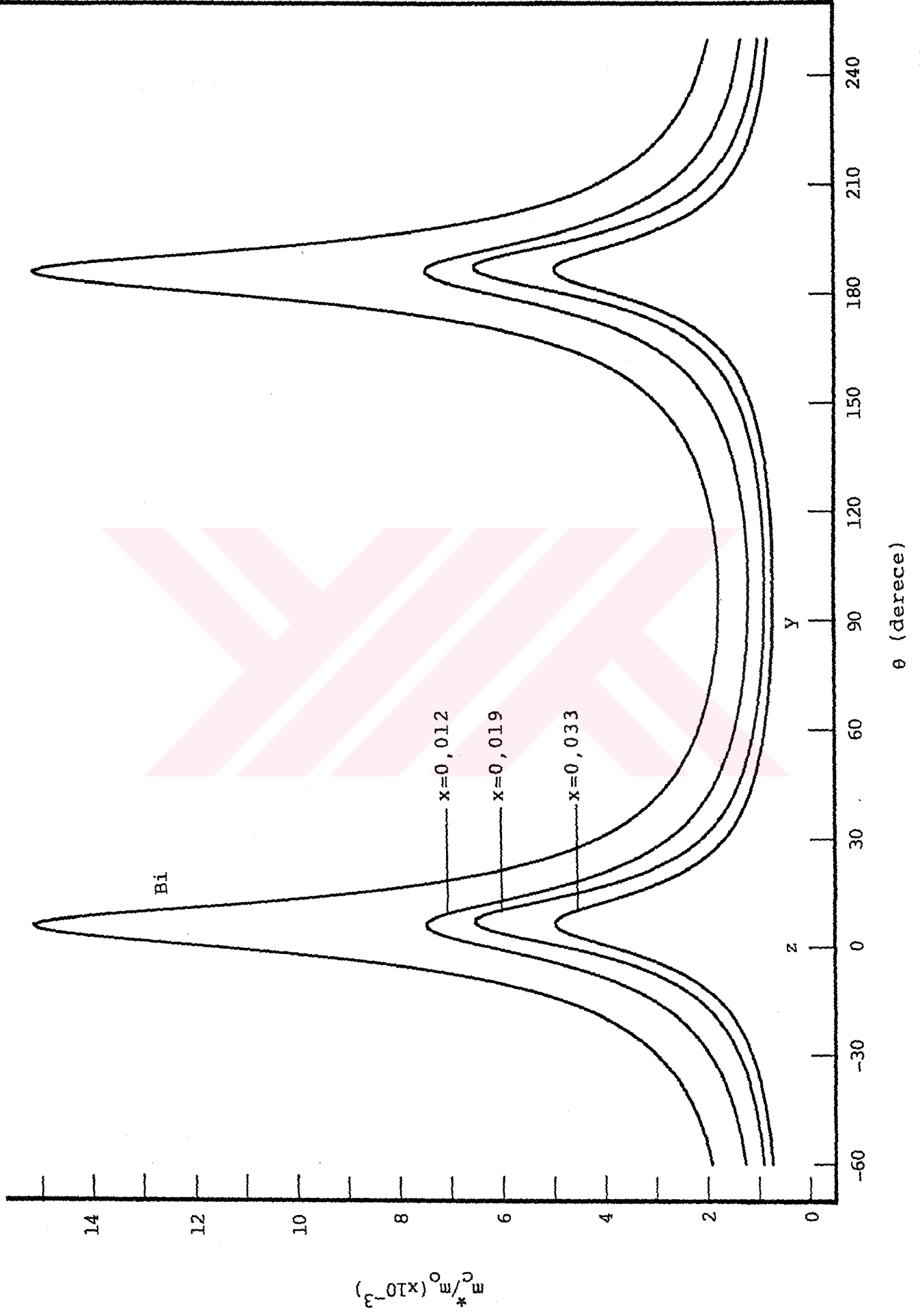
düzleminde a-paketine ait C_i katsayılarından (Bkz. Çizelge 4.1), ardışık yaklaşımlar yöntemi (successive approximation) ile bulundu (Ek. 3). Sonuçlar Çizelge 5.2'de verilmiştir. Konsantrasyon arttıkça etkin kütleler azalmakta, ancak $\Gamma(E)$ artmaktadır.

Çizelge 5.2. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında temel elipsoidin etkin kütleleri (kristalografik eksen takımında, m_0 cinsinden) ile $\Gamma(E)$ değerleri.

x	m_1	m_2	m_3	m_4	$\Gamma(E)$ (meV)
0	0,001020	0,224	0,00526	-0,0236	81,50
0,012	0,000436	0,127	0,00460	-0,0135	87,11
0,019	0,000434	0,097	0,00318	-0,0121	98,22
0,033	0,000204	0,056	0,00186	-0,0066	114,8

Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında a-elektronlarının siklotron kütlelerinin, binary düzlemde, açı ve konsantrasyonla değişimi Şekil 5.3'de görülmektedir. Bu şekildeki eğriler, Çizelge 5.2'de verilen etkin kütleler kullanılarak, Eş. (2.8)'den hesaplandı. Konsantrasyon arttıkça, elektron siklotron kütleleri küçülmektedir, ancak $m_c^* - \theta$ eğrilerinin şekli bütün olarak korunmaktadır. Dikkat edilirse, bu eğrilerin aynı açıda ($\theta \approx 6,5$ derece) maksimumdan geçtikleri görülür. Bu, elektron elipsoidlerinin tilt açısının konsantrasyondan bağımsız olduğunu, ifade etmektedir. Bu çalışmada elde edilen elektron siklotron kütleleri, siklotron rezonans ve sdH ölçümlerinin sonuçları ile uyum içersindedir (Brandt and Chudinov, 1971; Herrmann et al., 1975).

Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında ($x < 0,07$) elektron Fermi enerjisinin Sb konsantrasyonu ile azaldığı bilinmektedir (Chu and Kao, 1970; Brandt et al., 1968; Brandt and Chudinov, 1971). Halbuki, Çizelge 5.2'den görüldüğü gibi, $\Gamma(E) = E_{Fe} (1 + E_{Fe} / E_G)$ niceliği Sb konsantrasyonu ile artmak-



Şekil 5.3. Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında a-elektronlarının siklotron kütlelerinin x ve θ ile değişimi.

tadır. $\Gamma(E)$ 'nin artması, E_G 'nin küçüldüğünü gösterir. Böylece, elektron siklotron kütlelerinin Sb konsantrasyonu ile küçülmesi, E_G 'nin azalması ile açıklanabilir. $m_c^*(0)$ ve $m_c^*(x)$ sırasıyla Bi ve $Bi_{1-x}Sb_x$ 'de a-elektronlarının band tabanındaki siklotron kütleleri olmak üzere, $m_c^*(x) / m_c^*(0)$ oranının Sb konsantrasyonu ile değişimi Şekil 5.4' de görülmektedir. Deneysel noktalardan geçen en iyi doğru, x eksenini $x_c \approx 0,04$ değerinde keser. Bu kritik konsantrasyonda L-bandları kesişirler ve zero-gap state'e geçilir (Bkz. Şekil 2.4). Böylece yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ölçülen anormal derecede küçük etkin kütleler, yasak enerji aralığının çok küçük olması ile açıklanabilmektedir.

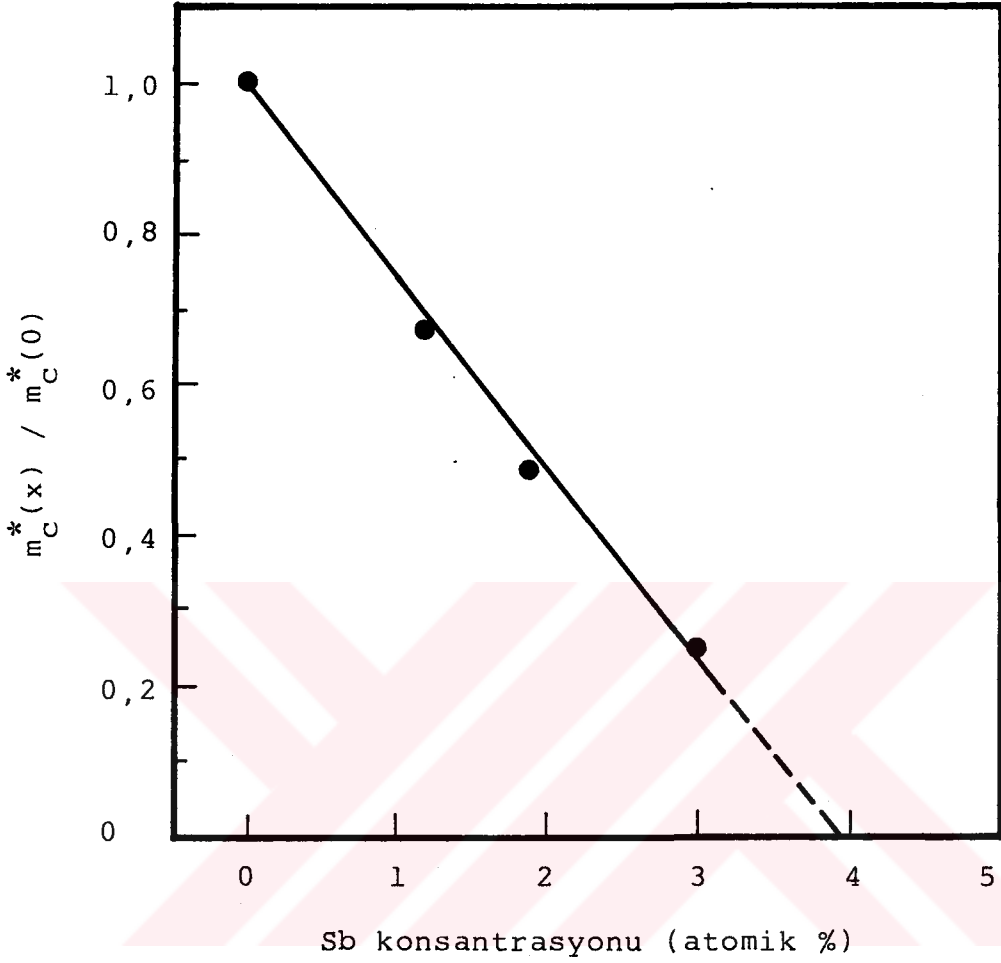
5.1.3. Taşıyıcı yoğunluğu ve tilt açısı

Elektron elipsoidlerin tilt açısı (φ), etkin kütle tensörünün elemanları cinsinden

$$\varphi = \frac{1}{2} \tan^{-1} [2m_4 / (m_2 - m_3)] \quad (5.3)$$

şeklinde yazılabilir. Tilt açısı ve toplam elektron yoğunluğu ($N_e = 3n_e$), Çizelge 5.2'de verilen etkin kütleler ve $\Gamma(E)$ değerleri kullanılarak, sırasıyla Eş. (5.3) ve Eş. (2.11)'den hesaplandı. Sonuçlar, Çizelge 5.3'de özetlendi. Hesaplanan tilt açısındaki hata, kristalin yönlendirilmesi ve yerleştirilmesi sürecinde yapılan toplam hata mertebesinde, dolayısıyla yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ($x < 0,04$) tilt açısı bizmutun tilt açısına eşittir ve konsantrasyon ile değişmemektedir. Benzer sonuçlar Brandt et al. (1968) ve Braune et al. (1982) tarafından bulunmuştur. Böylece, yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektron elipsoidlerinin, şekillerini ve yönelmelerini koruyarak, küçüldükleri kesinlik kazanır.

Yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında toplam elektron yoğunluğu, Sb konsantrasyonu arttıkça, azalmaktadır (Çizelge 5.3). Bu çalışmada elde edilen N_e değerleri, Brandt et al.'ın



Şekil 5.4. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektron siklotron kütlelerinin (band tabanında) Sb konsantrasyonu ile değişimi.

(1972) galvanomagnetik ölçümlerden buldukları sonuçlar ile uyum içersindedir. Taşıyıcı yoğunluğunun konsantrasyonla azalması, L-iletkenlik bandı ile T-valans bandının çakışma enerjisinin azaldığını ifade etmektedir.

Çizelge 5.3. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektron elipsoidlerinin tilt açısı ve taşıyıcı yoğunluğu.

x	φ (derece)	$N(10^{23} \text{m}^{-3})$
0	-6,1	2,52
0,012	-6,2	1,47
0,019	-7,2	1,11
0,033	-6,9	0,59

5.1.4. Elektron Fermi enerjisi ve yasak enerji aralığı

Fermi yüzeyi ölçümlerinden, E_{Fe} 'nin Sb konsantrasyonu ile değişimini bulmak mümkündür. Bunun için E_G 'nin bilinmesi gerekmektedir. Ultrasonik kuantum osilasyonları deneylerinde yasak enerji aralığı doğrudan ölçülemez. Buna rağmen Kesim 5.1.2.'de $\Gamma(E)$ ve elektron siklotron kütlelerinin konsantrasyonla değişimi incelenerek, $x_c \approx 0,04$ de L-bandlarının kesiştikleri bulundu. Bu sonuç Golin modelini (Golin, 1968b) desteklemektedir. Yasak enerji aralığının Sb konsantrasyonu ile çizgisel olarak azaldığı savunulan bu modelde

$$E_G(x) = E_G(0) - \beta x \quad (5.4)$$

ifadesi bulunmuştur. Vecchi and Dresselhaus (1974b) magnetoreflexion deneylerinde, $E_G(0) = 13,6$ meV olarak ölçmüşlerdir. $x \approx 0,04$ 'de $E_G(x) \approx 0$ olduğu dikkate alınır, $\beta = 340$ meV bulunur. ENP modelinde E_G/m_c^* niceliğinin, seyreltik alaşımlarda, konsantrasyondan bağımsız olduğu kabul edilir (Tichovolsky and Mavroides, 1969; Chu and Kao, 1970).

Bu kabulün kesin olmadığı deneysel olarak bulunmuştur (Mendez et al., 1981), ancak deney sonuçlarını literatürde verilenlerle karşılaştırmak amacıyla yukarıdaki yaklaşım yapılabilir. Böylece, Eş. (2.25)'den hareketle

$$\frac{(S)_{\text{alaşım}}}{(S)_{\text{Bi}}} = \frac{[m_c^* E_{\text{Fe}} (1 + E_{\text{Fe}} / E_G)]_{\text{alaşım}}}{[m_c^* E_{\text{Fe}} (1 + E_{\text{Fe}} / E_G)]_{\text{Bi}}} \approx \frac{[E_{\text{Fe}} (E_{\text{Fe}} + E_G)]_{\text{alaşım}}}{[E_{\text{Fe}} (E_{\text{Fe}} + E_G)]_{\text{Bi}}} \quad (5.5)$$

yazılabilir. Eş. (5.2) ile Eş. (5.5) birleştirilerek, saf Bi için $E_{\text{Fe}} = 27,2$ meV ve $E_G = 13,6$ meV değerleri kullanılırsa:

$$[E_{\text{Fe}} (E_{\text{Fe}} + E_G)]_{\text{alaşım}} \approx 1110 (1 - 24x) \quad , \quad x < 0,02 \quad (5.6)$$

bulunur. Eş. (5.4)'den bulunan $E_G(x)$ değerlerini burada kullanarak hesaplanan $E_{\text{Fe}}(x)$ değerleri, Çizelge 5.4'de verilmiştir. Görüldüğü gibi, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektron Fermi enerjisi, Sb konsantrasyonu arttıkça, azalmaktadır. Brandt and Chudinov (1971), Mironova et al. (1980a), $0 < x < 0,04$ aralığında E_{Fe} 'nin çizgisel olarak azaldığını ve $\partial E_{\text{Fe}}(x) / \partial x = 290$ meV bulmuşlardır. Çizelge 5.4'de Brandt and Chudinov'un (1971) verilerinden elde edilen $E_{\text{Fe}}(x)$ değerleri de verilmiştir. Bu karşılaştırma, yaptığımız çalışmanın, farklı yöntemlerle çalışan diğer grupların buldukları sonuçlar ile uyum içersinde olduğunu göstermektedir. Eş. (5.6)'dan elde edilen $E_{\text{Fe}}(x)$ değerlerinden hesaplanan $\Gamma(E)$ değerleri, periyot analizinden hiçbir yaklaşım yapılmaksızın bulunanlar ile uyumludur. Bu olgu, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında E_G 'nin çizgisel olarak azaldığını ve E_G/m_c^* oranının konsantrasyondan bağımsız alınabileceği savını desteklemektedir (Cankurtaran vd., 1984b).

Çizelge 5.4. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektron Fermi enerjisi.

x	E_G (meV)	E_{Fe} (meV) (Brandt and Chudinov, 1971)	E_{Fe} (meV) (Bu Çalışma)
0	13,6	27,2	27,2
0,012	9,5	23,7	23,8
0,019	7,1	21,7	21,3

5.2. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ Alaşımlarında Elektron Fermi Enerjisi ve Taşıyıcı Yoğunluğunun Magnetik Alan İle Değişimi

Yarımetallerde Fermi enerjisi çok küçük (10-100 meV) olduğundan, Fermi düzeyi magnetik alanla değişir. Bu çalışmada, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının Fermi yüzeyi parametrelerinin ölçülen periyot değerlerinden belirlenmesinde, Fermi enerjisi sabit alındı. Fermi enerjisinin magnetik alan ile değişmesinin, periyot analizinden bulunan sonuçlara ne ölçüde etkidiğini saptamak için aşağıdaki inceleme yapıldı.

Katkılanmamış yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında eşit sayıda elektron ve hole vardır. Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi,

$$\sum_{i=1}^3 n_e^i(H) = n_h(H) \quad (5.7)$$

ifadesinden bulunabilir. Eş. (5.7), yük nötrülüğü (charge neutrality) koşulu olarak bilinir ve her magnetik alanda, toplam elektron sayısının (N_e) hole sayısına (n_h) eşit olduğunu söyler.

Fermi düzeyinin magnetik alanla değişimini, $T = 0K$ 'de, nitel olarak açıklamaya çalışalım. Fermi-düzeyinin hemen altındaki Landau düzeyi Fermi düzeyi ile çakıştığı anda, Fermi yüzeyi genişler. Magnetik alan artırılırsa, sözkö-

nusu Landau düzeyi Fermi düzeyini aşar. Mutlak sıfırda Fermi düzeyinin üzerinde elektron bulunamayacağı için bu Landau düzeyindeki elektronlar, Fermi düzeyinin altındaki düzeylere dökülürler. Bunun sonucunda Fermi düzeyi boşalır ve altında kalan en yakın Landau düzeyine yaklaşır. Fermi düzeyinin bu hareketi, herhangi bir Landau düzeyinin Fermi düzeyi ile çakıştığı her magnetik alan değerinde tekrarlanır. Yarımetallerde, küçük etkin kütleleri nedeniyle yeterince yüksek magnetik alanlarda, Fermi düzeyinin altında birkaç Landau düzeyi vardır. Bu nedenle, Fermi düzeyindeki taşıyıcı yoğunluğunun toplam taşıyıcı yoğunluğuna oranı ihmal edilemeyecek kadar büyüktür ve yarımetallerde Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi önem kazanır.

Fermi enerjisinin magnetik alan ile değişimini incelemek amacıyla, Eş. (5.7) esas alınarak bir bilgisayar programı geliştirildi (Ek. 4). Fermi enerjisi seçilen bir aralıkta küçük adımlarla taratılarak, belirli bir magnetik alan değerinde, Fermi düzeyinin altında kalan toplam elektron ve hole yoğunlukları, sırasıyla, Eş. (2.13) ve Eş. (2.15)'den hesaplandı ve yük nötürlüğü koşulunu en iyi sağlayan E_{Fe} seçildi. Bu işlemler, 0,1-3T aralığında 0,01 T adımlarla tekrarlanarak, Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi bulundu.

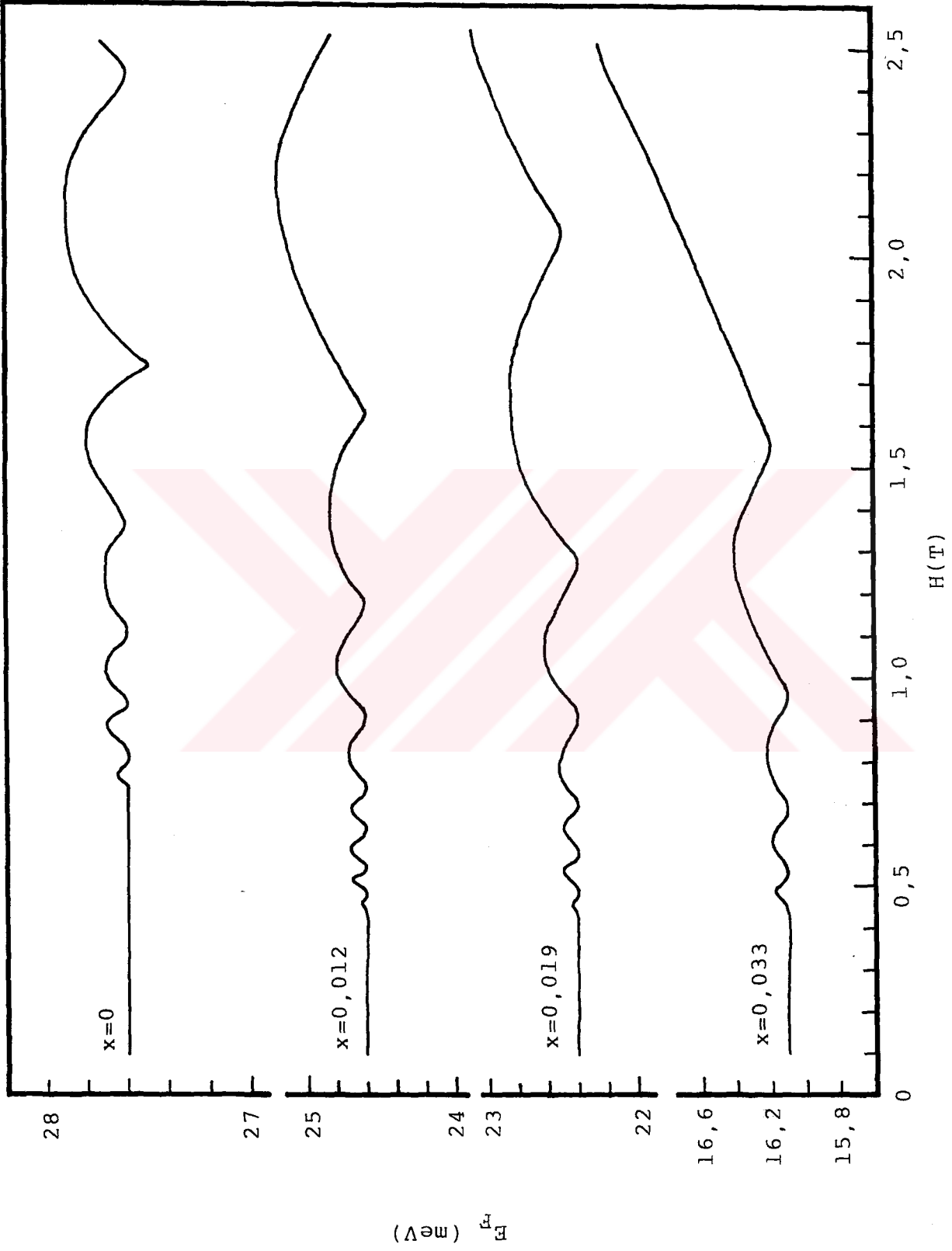
Bu hesaplamalarda, elektronlar için periyot analizinden elde edilen etkin kütle tensörleri (Bkz. Çizelge 5.2) ile Smith et al.'ın (1964) buldukları hole parametreleri kullanıldı. $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ($0 < x < 0,05$) hole etkin kütleleri konsantrasyon ile değişmemektedir (Chudinov et al., 1976; Vecchi et al., 1976). Elektron ve hole spin yarıma faktörlerinin de konsantrasyondan bağımsız oldukları varsayıldı (Chudinov et al., 1976; Akimov et al., 1978). Hesaplamalarda, Smith et al. (1964)'den alınan orbital ve spin etkin kütlelerinden bulunan γ_e ve γ_h değerleri kullanıldı. L-iletkenlik bandı ile T-valans bandının çakışma enerjisinin (E_{ov}), Sb konsantrasyonu ile

çizgisel olarak azaldığı (Brandt et al., 1968) ve $x=0,07'$ de yarımetal-yarıiletken geçişi olduğu kabul edildi.

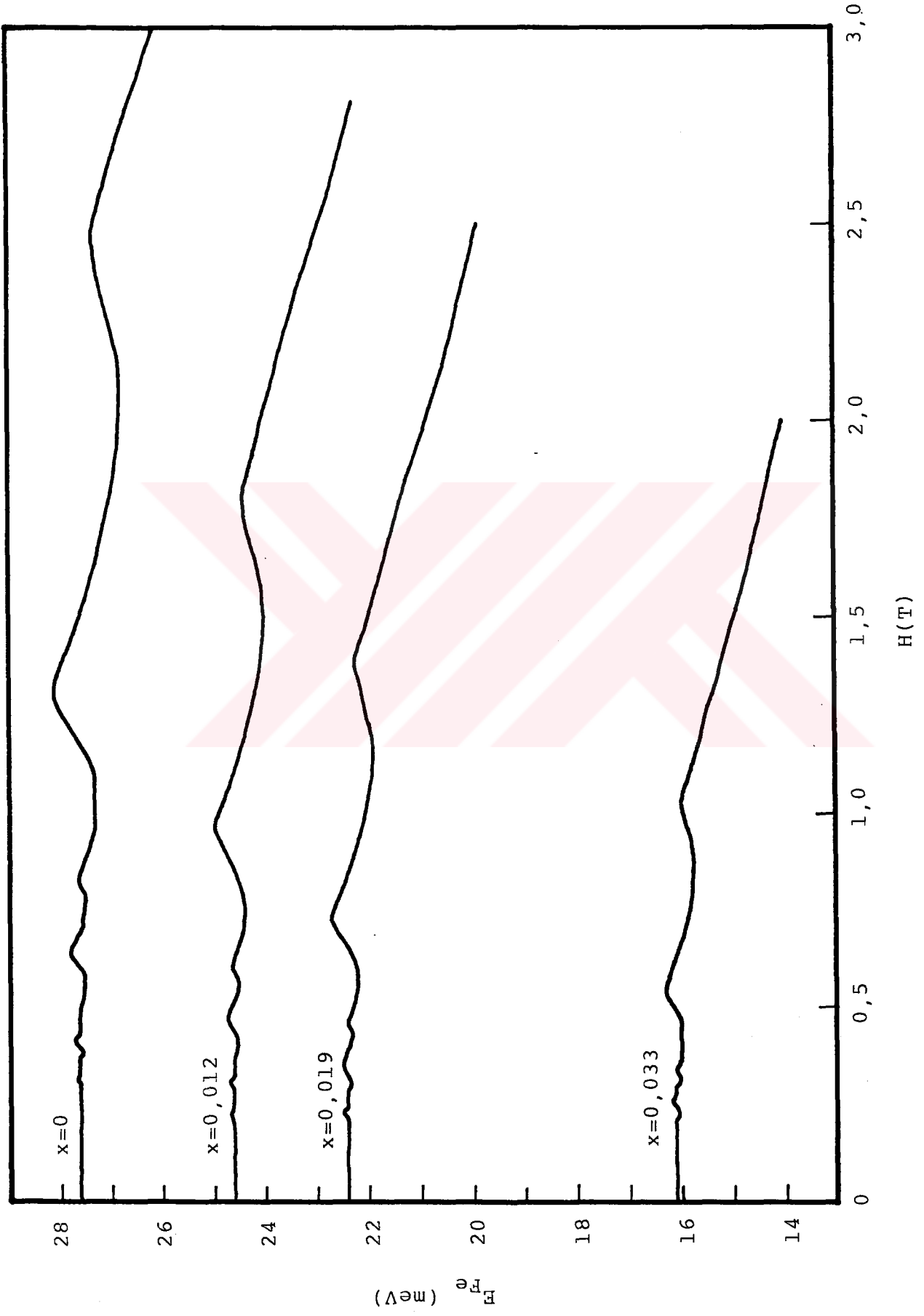
$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi, \vec{H}/z -ekseni ve \vec{H}/y -ekseni için sırasıyla Şekil 5.5 ve Şekil 5.6'da görülmektedir. \vec{H}/z -ekseni koşulunda, Fermi enerjisindeki değişme en fazla % 1,5'dir ve osilasyonlar $H > 0,5$ T bölgesinde barizdir. \vec{H}/y -ekseni koşulunda ise osilasyonlar daha düşük alanlara kayarlar ve Fermi enerjisindeki maksimum değişme % 3 civarındadır. Kütle tensörünün bulunmasında kullanılan $[\Delta(1/H)]_a$ değerleri, genellikle, düşük alan ($H < 1\text{T}$) bölgesinde elde edilen attenuasyon eğrilerinden bulundu. Bu bölgede Fermi enerjisindeki değişme, osilasyon periyodunun ölçülmesindeki toplam hatadan daha küçüktür. Dolayısıyla, periyot analizinde, Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi ihmal edilebilir. Ancak bu olayın, ultrasonik kuantum osilasyonlarının çizgi şekline önemli etkileri vardır (Matsumoto et al., 1970).

Şekil 5.5 ve Şekil 5.6'daki eğrileri $H \rightarrow 0$ limitinde enerji eksenini kesecek şekilde uzatırsak, sıfır alan elektron Fermi enerjisi bulunur (Çizelge 5.5). Bu değerleri periyot analizinden elde edilenler ile karşılaştırırsak iki farklı yoldan bulunan sonuçların, hata sınırları içinde, aynı oldukları görülür. Bu sonuç yukarıdaki hesaplamalarda yapılan yaklaşımları desteklemektedir.

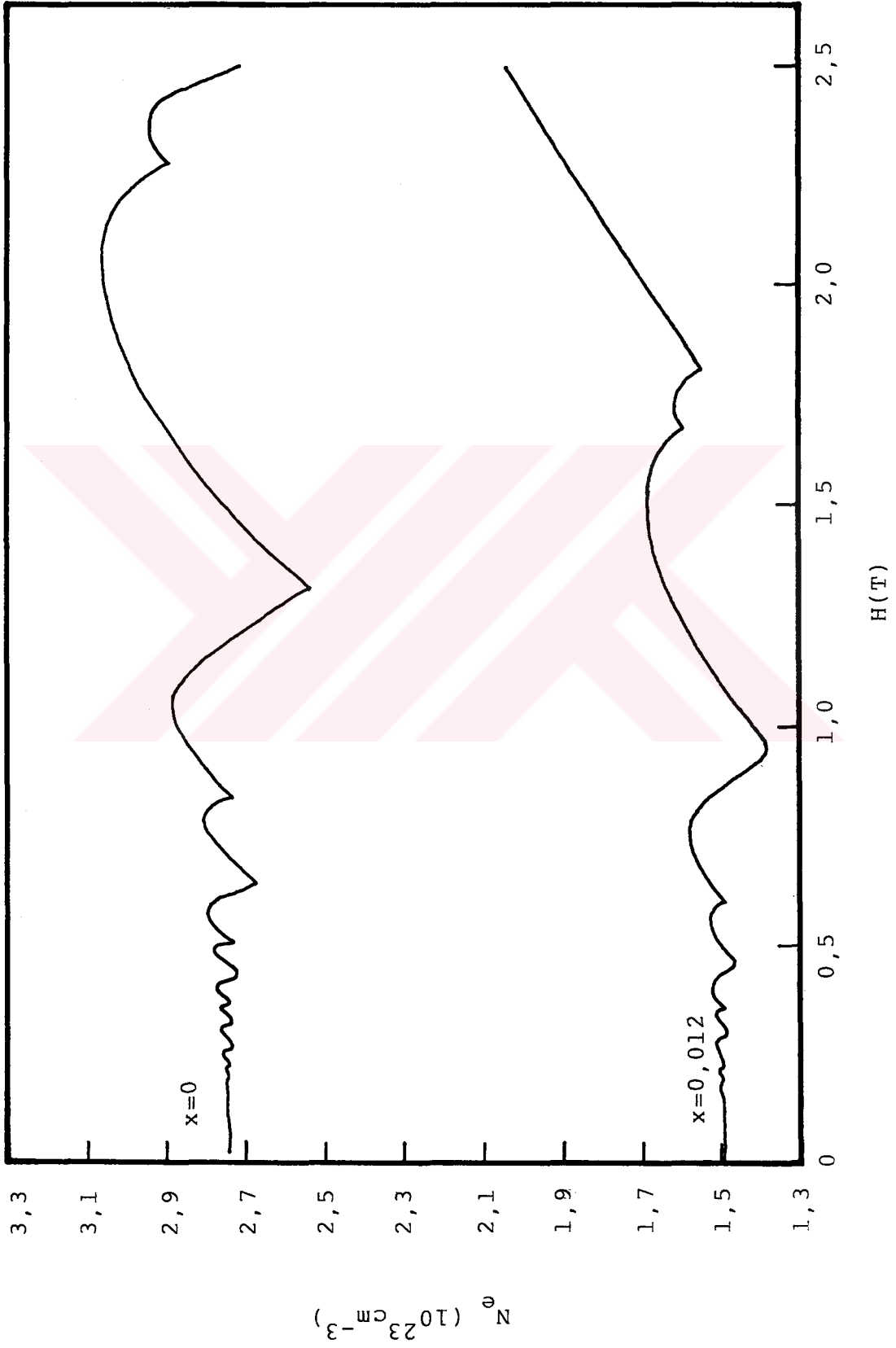
Yük nötürlüğü koşulundan elde edilen diğer bir sonuç da taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alan ile değişimidir. Şekil 5.7'de toplam taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimine iki örnek verilmiştir. Görüldüğü gibi, taşıyıcı yoğunluğu da magnetik alan ile osilasyonlu değişmektedir. Bu davranış, dHvA ve SdH osilasyonlarının temel nedenidir. $H \rightarrow 0$ limitinde elde edilen toplam taşıyıcı yoğunlukları (Çizelge 5.5), periyot analizinden bulunanlar ile uyumludur.



Şekil 5.5. Elektron Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi (\bar{H} //z-ekseni)



Şekil 5.6. Elektron Fermi enerjisinin magnetik alanla değişimi (\vec{H} //y-ekseni).



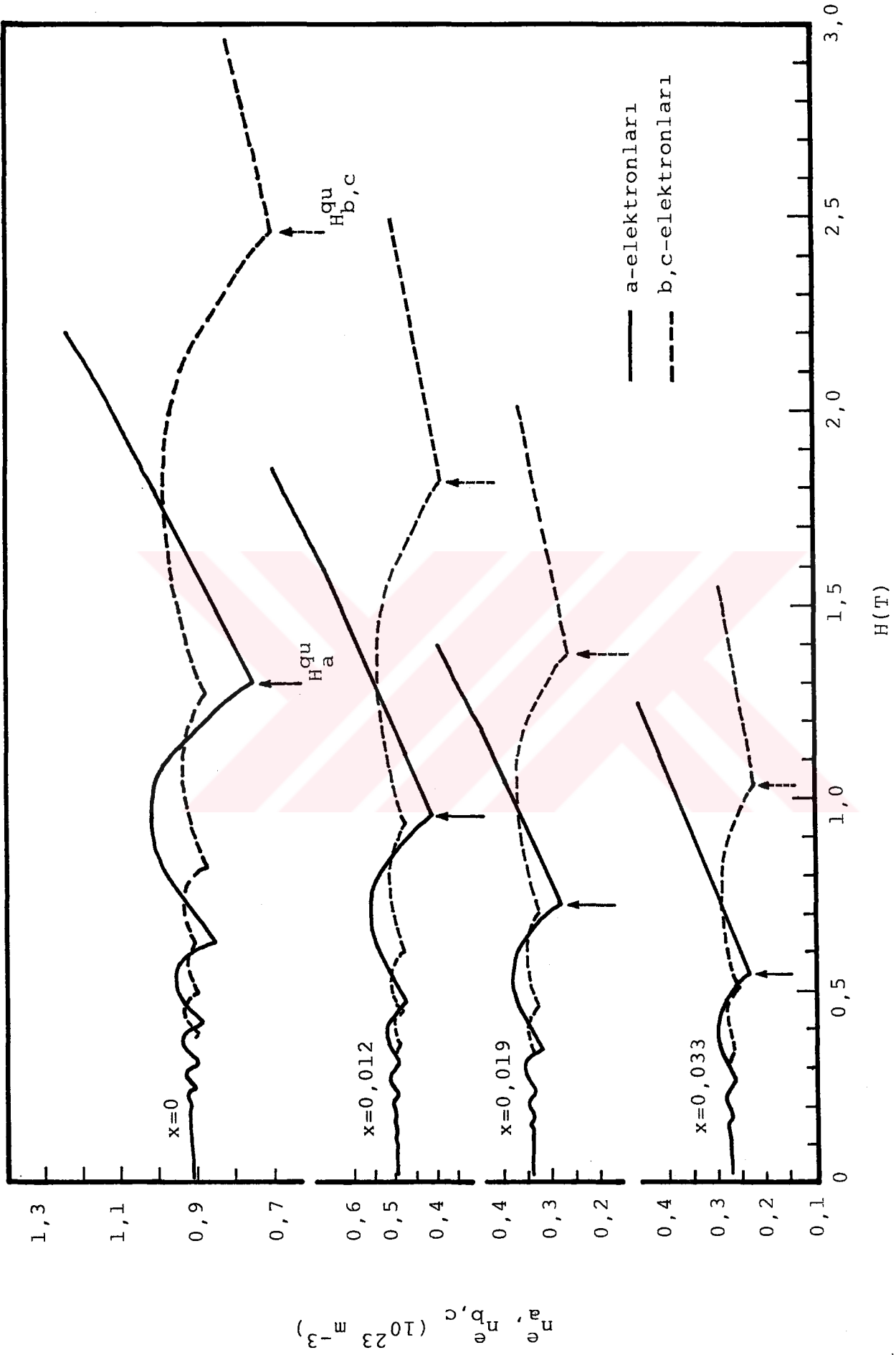
Şekil 5.7. Toplam taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimi (\vec{H} //y-ekseni)

Çizelge 5.5. Fermi düzeyinin magnetik alanla değişiminden bulunan E_{Fe} ve N_e nicelikleri.

x	E_{Fe} (meV)	$N_e (10^{23} m^{-3})$
0	27,6	2,74
0,012	24,6	1,49
0,019	22,4	1,02
0,033	16,1	0,67

Her paketteki taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alan ile değişimini incelemek ilginç sonuçlar verir. Şekil 5.8'de, $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında n_a^e ve $n_{b,c}^e$ niceliklerinin magnetik alan ile değişimi görülmektedir (\vec{H}/y -ekseni). n_a^e ve $n_{b,c}^e$ deki osilasyonlar sırasıyla $H=H_a^{qu}$ ve $H=H_{b,c}^{qu}$ kritik alan değerlerinde sona ermektedir ve daha yüksek alanlarda taşıyıcı yoğunlukları düzgün bir şekilde artmaktadır. H_a^{qu} ve $H_{b,c}^{qu}$, sırasıyla, $a(0^+)$ ve $b,c(0^+)$ düzeylerini Fermi düzeyinden geçiren magnetik alan değerleridir ve kuantum limiti olarak bilinirler (Brandt and Chudinov, 1975). Küçük etkin kütleli a-elektronları, daha ağır olan b,c-elektronlarından daha önce kuantum limitine ulaşırlar. Konsantrasyon arttıkça, kuantum limiti daha düşük alanlara kaymaktadır. Bu, alaşımlarda Fermi enerjisinin ve etkin siklotron kütlelerinin konsantrasyonla küçülmesinin doğal bir sonucudur. Bu çalışmada \vec{H}/y -ekseni koşulunda elde edilen H_a^{qu} ve $H_{b,c}^{qu}$ değerleri, Braune et al.'ın (1979) magnetoplazma dalgaları deneylerinden buldukları ile benzerdir (Çizelge 5.6).

Her paketteki taşıyıcı yoğunluğu, kuantum limitinden daha yüksek alanlarda, alanla düzgün bir şekilde artmaktadır. Bu durum, $a(0^-)$ ve $b,c(0^-)$ düzeylerinin dejenereliğinin magnetik alan ile orantılı olarak artmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 5.6 dikkatle incelenirse, $H > H_{b,c}^{qu}$ bölgesinde elektron Fermi enerjisinin monoton olarak azaldığı görülür. Bu azalmaya, iletkenlik elektronlarının hepsinin $a(0^-)$ ve



Şekil 5.8. Her elektron paketindeki taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimi ($H//y$ -ekseni)

$b, c(0^-)$ düzeylerine yığılmaları neden olmaktadır. Magnetik alan arttıkça bu düzeyler, iletkenlik bandının tabanına doğru kayarlar ve Fermi düzeyini aşağıya çekerler. 2T civarındaki magnetik alanlarda, E_{ov} magnetik alan ile değişmediğinden, $E_{Fe} + E_{Fh} = E_{ov} = \text{sabit}$ alınabilir. Elektron Fermi enerjisinin azalması, hole Fermi enerjisinin artmasına neden olur. Bunun sonucunda T-valans bandından iletkenlik bandına elektron dökülür. Bu ise, iletkenlik elektronları ile hole sayılarının artmasına neden olur.

Çizelge 5.6. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında Fermi düzeyinin magnetik alan ile değişiminden bulunan H_a^{qu} ve $H_{b,c}^{qu}$ değerleri ($\vec{H} // y$ -ekseni).

x	H_a^{qu} (T)	$H_{b,c}^{qu}$ (T)
0	1,32	2,46
0,012	0,96	1,81
0,019	0,73	1,38
0,033	0,53	1,04

5.3. Genlik Analizi

Buraya kadar olan kısımda, osilasyonların periyodu ölçülerek, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında band yapısının ve Fermi yüzeyi parametrelerinin Sb konsantrasyonu ile değişimi bulundu. Ultrasonik kuantum osilasyonlarının genlik ve çizgi-şekillerini inceleyerek de bazı bilgiler elde edilmektedir. Osilasyon genlikleri sıcaklık, magnetik alan, frekans, safsızlıklar, kristal kusurları gibi birçok parametrenin fonksiyonudur. Bu nedenle, osilasyonların çizgi-şeklinin kuramsal ve deneysel analizi güçtür ve çizgi-şeklini veren tam bir kuramsal ifade de yoktur (Kuramoto, 1982). Ultrasonik kuantum osilasyonlarının genliklerinin sıcaklık ve magnetik alan ile değişiminden, taşıyıcıların Fermi düzeyindeki etkin kütleleri ile ortalama ömür süreleri bulunabilir.

5.3.1. Osilasyon genliğinin sıcaklıkla değişimi

Ultrasonik attenuasyon katsayısındaki osilasyonların çizgişekli sıcaklığa çok duyarlıdır. Dev kuantum osilasyonlarında genlik $T^{-\nu}$ ($\nu \approx 1$), pik genişliği de kT ile orantılıdır. Halbuki dHvA-tipi osilasyonlarda genlik ve yarı-ge-nişliğin sıcaklığa bağımlılığı daha karışıktır. Bu kesimde, 1,2-4,2K sıcaklık aralığında yapılan ölçümlerin sonuç-ları tartışılacaktır.

Sıcaklık düştükçe osilasyon genliği artmakta ve düşük alan bölgesinde gözlenemeyen pikler açıkça seçilebilmektedir (Bkz. Şekil 4.7). Pik konumları sıcaklıktan bağımsızdır ve yarıgenişlikte de bariz bir değişme yoktur. Bu, pikle-rin çarpışma genişlemesinin termal genişlemesinden çok büyük olduğunu ifade etmektedir.

dHvA -tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarında genliğin sıcaklık ve magnetik alan ile değişimi, parabolik band ve tek paketten oluşan küresel Fermi yüzeyi için türetilen, Eş. (2.31)'den bulunabilir. Ancak, $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektron bantları parabolik değildir ve Fermi yüzeyi dört elipsoid paketten oluşmaktadır. Dolayısıyla non-parabolik etkileri ve farklı paketlerden gelen katkıları hesaba kat-mak gerekmektedir. Bununla birlikte, birtek paketin başat olduğu hallerde ve sadece genliğin sıcaklık ve magnetik alan ile değişimini incelemek için Eş. (2.31) kullanılabilir. Genlikteki değişme ile ilgilenildiği için de elekt-ron bantlarının parabolik olmaması önemini yitirir.

Sıvı helyum sıcaklığında ve yeterince düşük magnetik alan-larda (büyük Landau sayılı düzeyler için), $u = [2\pi^2 kT/\hbar\omega_c] \gg 1$ yaklaşımı yapılabilir. Bu durumda $\sinh u \approx e^u/2$ olur ve attenuasyon katsayısında yüksek harmoniklerin genlikleri üstel olarak azalır. Böylece, Eş. (2.31)'de sadece 1. harmonik ($r = 1$) ile yetinilebilir ve belirli bir pikin genliğinin (α_{gen}) sıcaklığa bağımlılığı,

$$\alpha_{gen}(T) = \text{sabit} \cdot T \cdot \exp\left(-\frac{2\pi^2 k}{\hbar\omega_c} T\right) \quad (5.8)$$

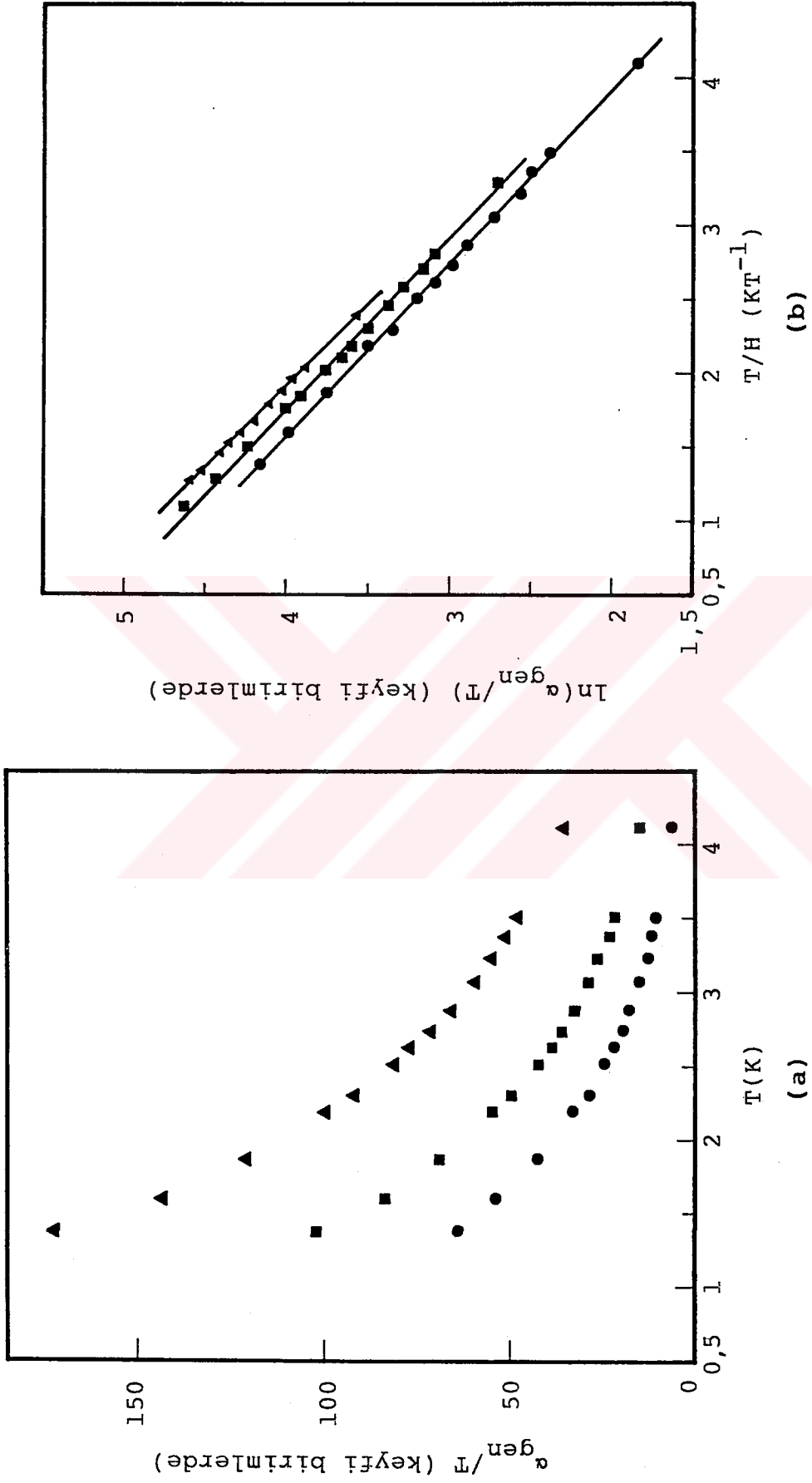
veya

$$\ln\left(\frac{\alpha_{gen}(T)}{T}\right) = \text{sabit} - \frac{2\pi^2 k}{\hbar\omega_c} T \quad (5.9)$$

şeklinde bulunur. Burada T_D ve $\hbar\omega_c$ sıcaklıktan bağımsız alındı. Eş. (5.9) ile tanımlanan doğruların eğimi, Fermi düzeyindeki siklotron kütlelerini verir.

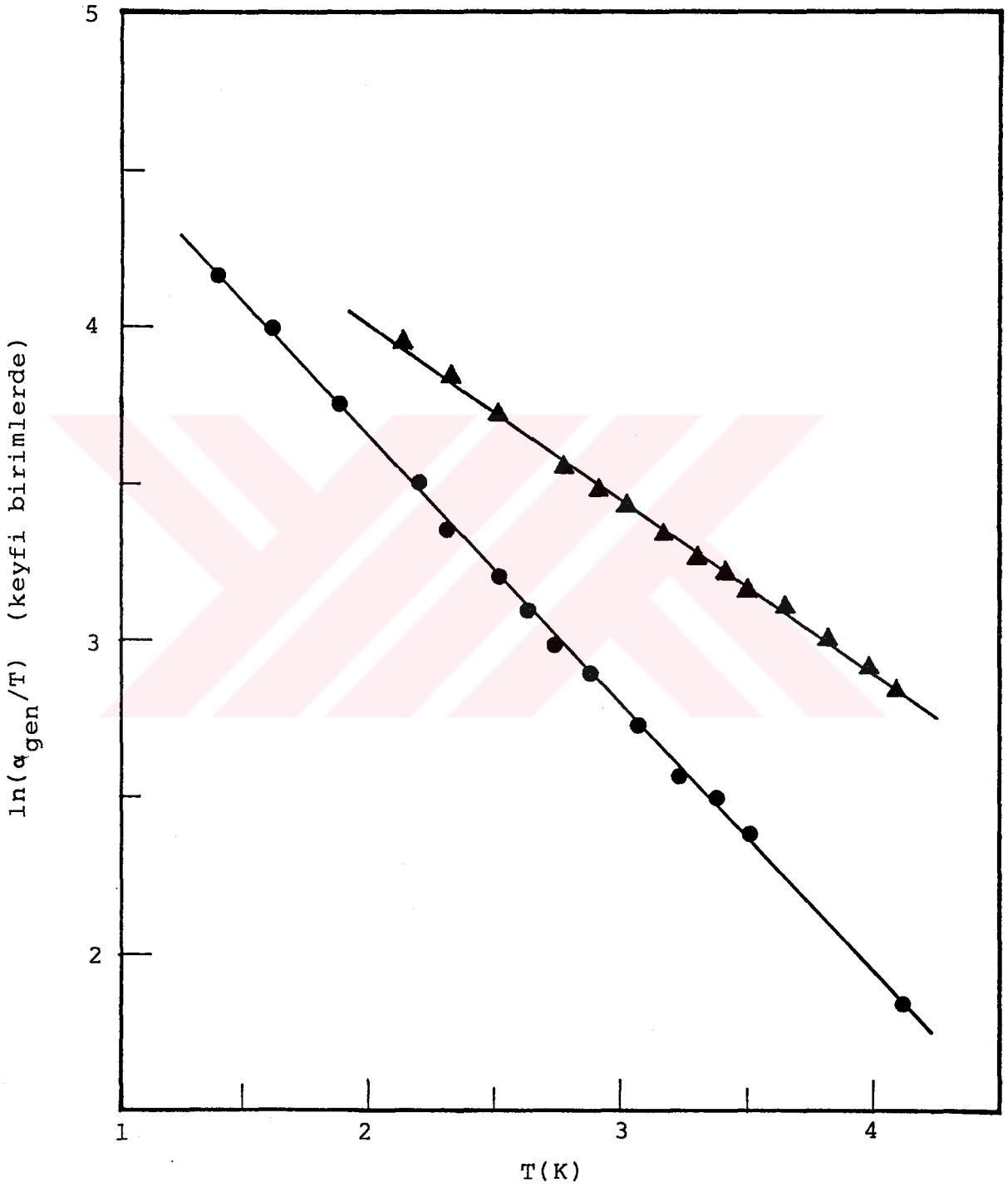
$\text{Bi}_{0,987}\text{Sb}_{0,013}$ alaşımında (denek B12) $\theta = 7$ derecede elde edilen grafiklerde a-paketine ait üç ardışık pikin genliklerinin sıcaklıkla değişimi, Şekil 5.9 'da görülmektedir. Şekil 5.9b 'de deneysel noktaların doğru çizgiler üzerinde bulunmaları, Eş. (2.31)'de sadece 1. harmonik ile yetinilebileceğini kanıtlamaktadır. Ayrıca farklı piklere ait doğruların birbirlerine paralel olmaları, bu piklerin aynı paketteki elektronlardan kaynaklandığını ve T_D ile $\hbar\omega_c$ 'nin sıcaklıktan bağımsız alınabileceğini göstermektedir.

İncelenen $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında osilasyon genliğinin sıcaklıkla değişimini gösteren örnekler Şekil 5.10 'de verilmiştir. Deney koşulları ve piklerin hangi elipsoide ait oldukları şekil altında belirtilmiştir. Bu şekildeki sürekli çizgiler, deneysel noktalara en iyi uyan ve Eş. (5.9) ile tanımlanan doğrulardır. Görüldüğü gibi, dHvA -tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarının sıcaklığa bağımlılığını tarif etmek için Eş. (5.8) yeterlidir. Esasen yüksek harmonikler, pik genliği ve pik yerinden ziyade, pik genişliğinde etkin olmaktadır. Şekil 5.10 'daki doğruların eğiminden bulunan siklotron kütleleri (m_0 cinsinden) 0,058 ($x= 0,013$, I. durum, $\theta = 7$ derece, a-elektronları), 0,013 ($x= 0,019$, I. durum, $\theta = 90$ derece, b,c-elektronları)'dır. Periyot ölçümlerinden bulunan kütleler de sırasıyla 0,043, 0,013'dir. Görüldüğü gibi iki farklı yolla bulunan etkin kütleler uyumludur. Aralarındaki fark, E_{Fe} ile E_G 'nin duyarlı olarak saptanamaması; yüksek magnetik alanlarda E_{Fe} 'nin H ile değişiminin ihmal edilmesi; diğer paketlerden gelen katkıların üstüste binmesi nedeniyle pik yerlerinin kayması; ve ihmal edilen yüksek harmonik etkileri'ne atfedilebilir.



Şekil 5.9. dHVA-tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarında genliğin sıcaklıkla değişimi (denek BL2, I. durum, $\theta=70^\circ$, $f=50$ MHz; \bullet , $H_p=1,004$ T; \blacksquare , $H_p=1,247$ T; \blacktriangle , $H_p=1,712$ T).

(a) α_{gen}/T -T grafikleri,
 (b) $\ln(\alpha_{gen}/T)$ - T/H grafikleri.



Şekil 5.10. Osilasyon genliğinin sıcaklığa bağımlılığını gösteren örnekler. ●, $x=0,012$, $\theta=7^\circ$, $H_p=1,0$ T, a-elektronları, $f=50$ MHz; ▲, $x=0,019$, $\theta=90^\circ$, $H_p=0,34$ T, b,c-elektronları, $f=50$ MHz.

5.3.2. Osilasyon genliğinin magnetik alanla değişimi

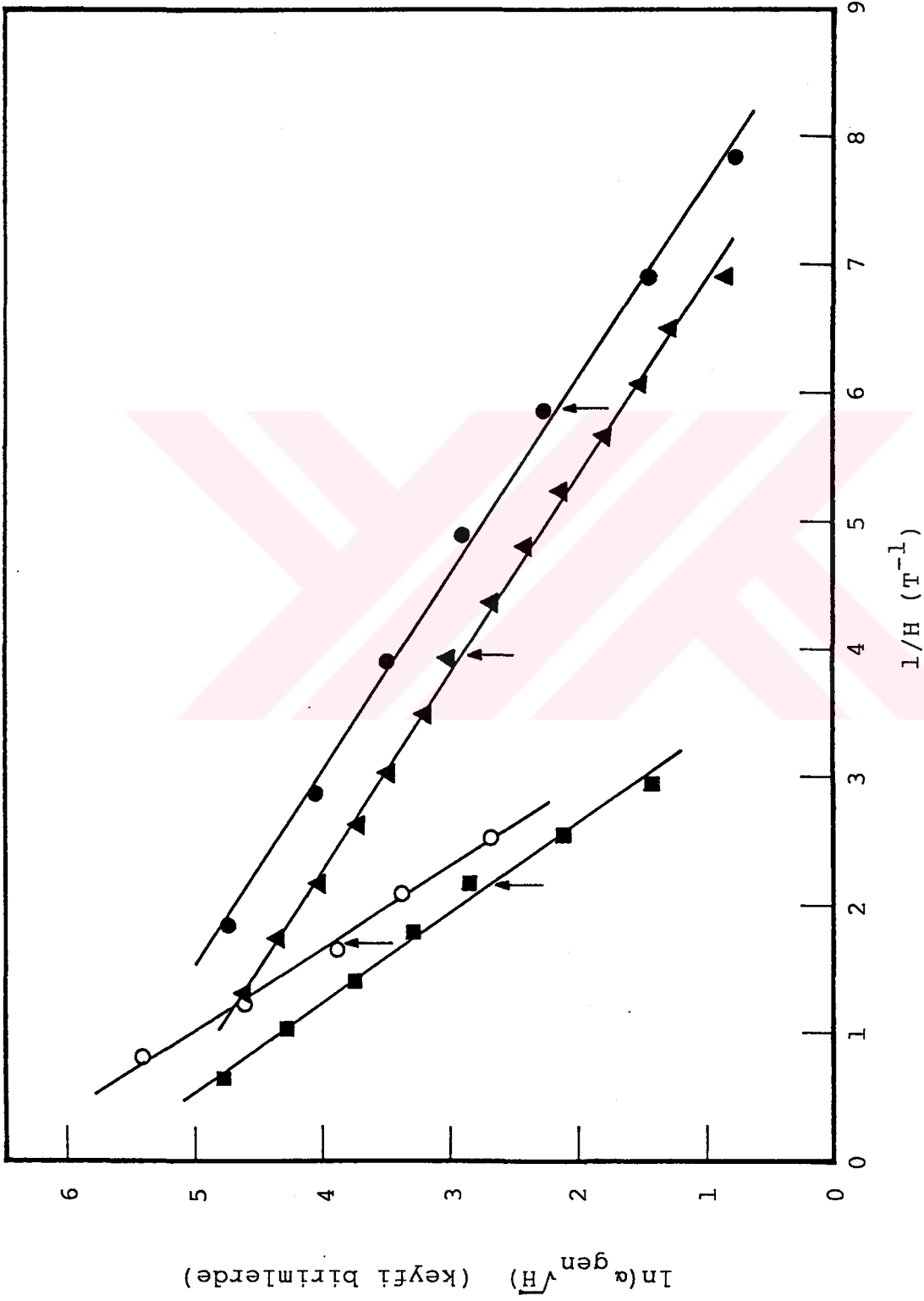
dHvA bölgesinde kuantum osilasyonlarının genliklerinin magnetik alan ile değişimi incelenerek elektronların ortalama ömür süreleri (τ_D) bulunabilir. Düşük magnetik alanlarda ($2\pi^2 kT/\hbar\omega_c \gg 1$) ve sabit sıcaklıkta, sadece 1. harmonik ile yetinilirse Eş. (2.31),

$$\ln(\alpha_{gen} \cdot \sqrt{H}) \approx \text{sabit} - \frac{2\pi^2 k m_F^* (T+T_D)}{e\hbar} \cdot \frac{1}{H} \quad (5.10)$$

şeklinde basitleştirilebilir. Burada H belirli bir pikin meydana geldiği magnetik alandır. Şekil 5.11'de saf Bi ve incelenen $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının ikisinde $\ln(\alpha_{gen} \sqrt{H}) - 1/H$ grafiklerine birer örnek verilmiştir. Bu grafikler dikkatle incelenirse Eş. (5.10) ile tanımlanan doğrular, ok ile gösterilen magnetik alan değerlerinde, bükülmektedir. Bu olay yüksek harmonik etkisi olabileceği gibi; elektronların saçılma mekanizmasının magnetik alana bağlı olarak değişmesi şeklinde de yorumlanabilir (Shoenberg and Vanderkooy 1970; Wilde and Groot, 1978).

Şekil 5.11'de deneysel noktalardan geçen en iyi doğruların eğimleri ve periyot ölçümlerinden bulunan etkin kütleler kullanılarak, elektronlar için T_D ve τ_D bulundu (Çizelge 5.7). $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında konsantrasyon arttıkça, τ_D azalmaktadır. Brandt et al. (1972), zayıf alanlarda galvanomagnetik ölçümlerden, yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ($x < 0,05$) elektronlar için $\tau_D \approx 5 \times 10^{-12}$ sn bulmuşlardır. Phillips and Gold (1969) ile Matsumoto and Mase (1975), Bi ve Sb'de elektronlar için aynı mertebede τ_D değerleri elde etmişlerdir.

Bu çalışmada, saf Bi ve yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektronların ömür süreleri için bulunan değerler birbirlerine çok yakındır. Bu sonuç, Bi içine katılan Sb atomlarının elektronların ortalama serbest yollarına pek etkisi olmadığını; yani, Sb atomlarının safsızlık olarak davranmadıklarını göstermektedir. Buna göre elektronların durulma



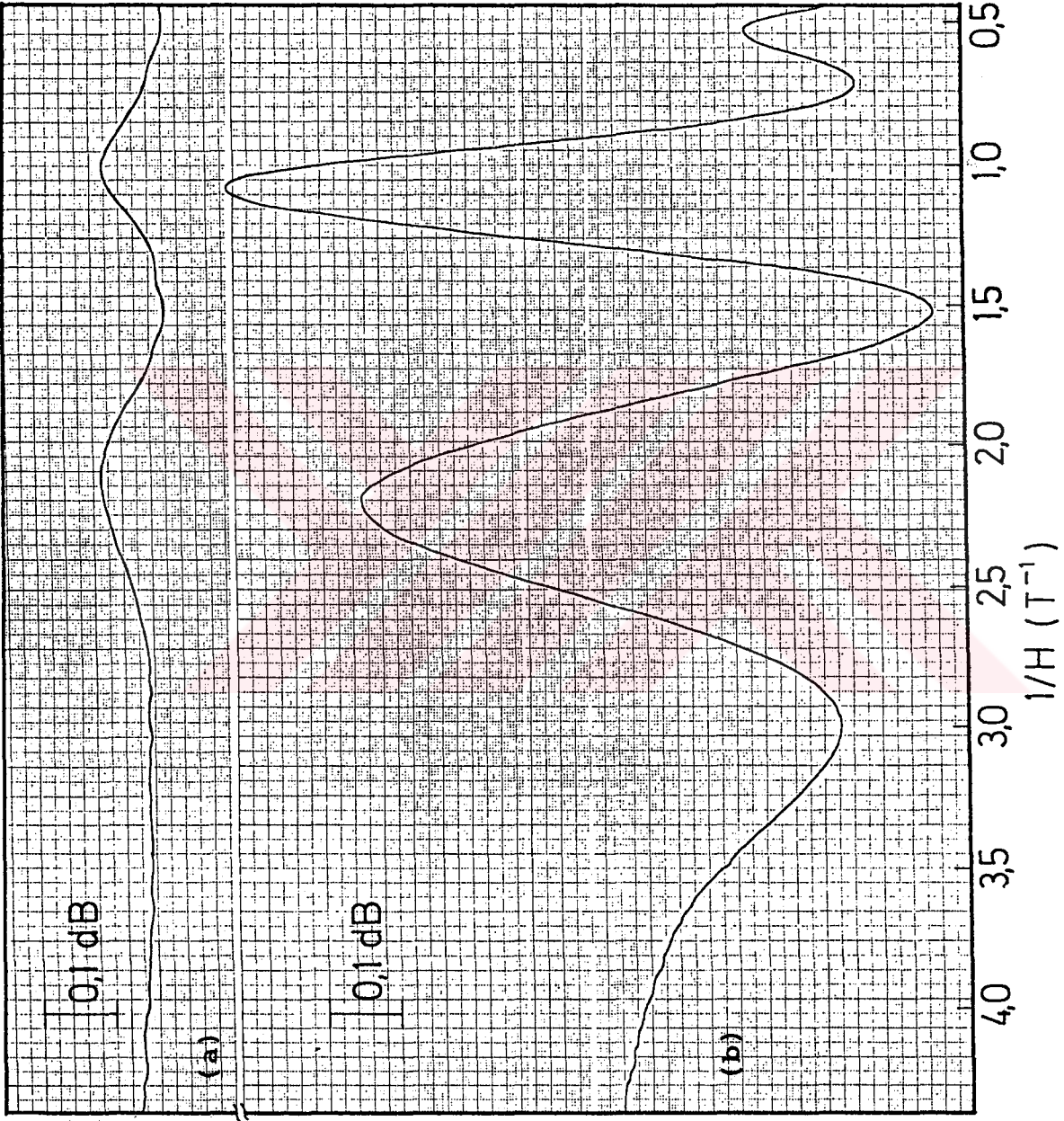
Şekil 5.11. $\ln(\alpha_{gen}\sqrt{H}) - 1/H$ grafiklerine örnekler. ▲, saf Bi, I. durum, $\theta = 25^\circ$, $T = 1,751$ K; O, $x = 0,012$, I. durum, $\theta = 165^\circ$, $T = 4,1$ K; ●, $x = 0,012$, II. durum, $\theta = 85^\circ$, $T = 4,1$ K; ■, $x = 0,019$, II. durum, $\theta = 25^\circ$, $T = 2,28$ K. Sürekli çizgiler Eş. (5.10)'a en iyi uyan doğrulardır.

(relaxation) mekanizmalarında en önemli etkenin, kristal dislokasyonlarının neden olduğu faz yayılması (phase smearing) olduğu söylenebilir. Kristaller tavlanarak, kristal büyütme ve kesme süreçlerinde oluşan dislokasyonlar ve gerilmeler azaltılabilir. Bu işlem sonucunda ortalama serbest yolun uzaması ve osilasyon genliklerinin büyümesi beklenir.

Çizelge 5.7. Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektronların ortalama ömür süreleri ve Dingle sıcaklıkları.

x	T_D (K)	τ_D (10^{-12} s)
0	0,95	2,56
0,012	1,44	1,68
0,019	1,93	1,26

Denek kristallerden biri (denek C13), ultrasonik ölçümler yapıldıktan sonra, 250°C sıcaklıkta ve vakumda 5 gün süreyle tavlandı. Tavlama esnasında sıcaklık $\pm 1^\circ\text{C}$ duyarlılıkla sabit tutuldu. Kristal krayostata yerleştirildikten sonra sıvı He sıcaklığına 48 saatte inildi. Şekil 5.12'de, kristal tavlانmadan önce ve tavlandıktan sonra elde edilen birer attenuasyon eğrisi verilmiştir. Deney koşulları her iki halde de aynıdır ve şekil altında belirtilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, tavlama işleminden sonra osilasyon genlikleri önemli ölçüde artmaktadır. Bu olgu, kristal kusurlarının elektronların saçılma mekanizmalarında önemli yeri olduğunu doğrulamaktadır. Ancak tavlama işleminden sonra ortalama serbest yolun hangi oranda uzadığını kestirmek çok zordur, çünkü dHvA -tipi kuantum osilasyonları için türetilen ifadede, genliğin ortalama serbest yola bağımlılığı oldukça karışıktır. Çok kaba bir yaklaşım olarak $\alpha(0)$ ve Dingle faktörünün tavlama işleminde değişmedikleri kabul edilirse, pik genlikle-



Δα

şekil 5.12. Denek C13'de tavlama işleminden önce (a) ve tavlama işleminden sonra (b) elde edilen attenuasyon eğrileri (I. durum, $\theta=90^\circ$, $f=24 \text{ MHz}$, $T=1,34\text{K}$).

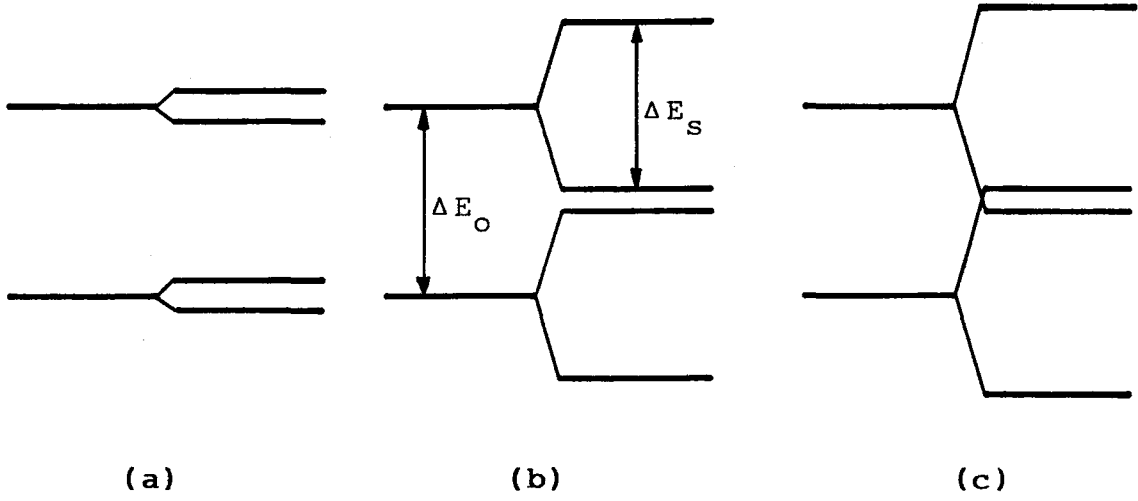
rini oranlayarak ortalama serbest yolun ≈ 9 kere uzadığı bulunur.

5.4. Bizmutta Elektron Spin Yarılma Faktörlerinin Bulunması

Elektronların spini nedeniyle Landau düzeyleri ikiye yarırlırlar. Bunun sonucunda ultrasonik attenuasyon katsayısındaki her pikin de ikiye yarılması beklenir. \vec{q} //y-ekseni ve \vec{H} //yz-düzlemi koşullarında (IV. durum), ses dalgası başat olarak sadece a-paketi ile etkileşir ve attenuasyon katsayısındaki osilasyonlar a-elektronlarına aittir. Böylece gözlenen yarılmaların spin-yarılmaları olduklarına şüphe kalmaz. Bu nedenle, çalışılan magnetik alan bölgesinde spin-yarılmalarını deneysel olarak gözleyebilmek için en uygunu IV. durumdur. Bu çalışmada incelenen $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında gözlenen UQO'nun çizgi-genişliğinin büyük, genliklerinin küçük ve ses yayılma doğrultusunun uygun seçilememesi nedeniyle, spin yarılmaları sadece saf Bi'ta gözlemlendi (Bkz. Şekil 4.4).

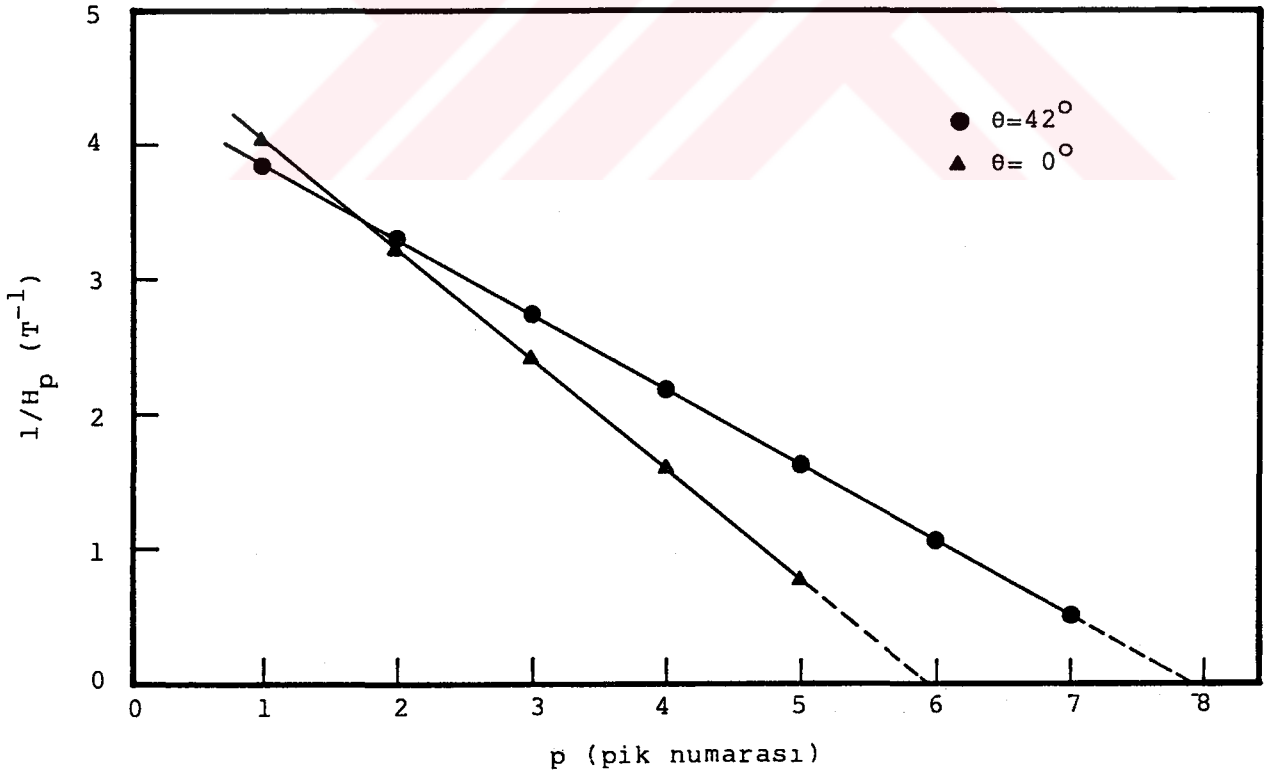
Spin-yarılma faktörünü belirleyebilmek için, ikiye yarılmış attenuasyon pikini oluşturan magnetik enerji düzeylerinin (alt-pik) hangi Landau düzeylerine ait olduklarını saptamak gerekmektedir. Eğer, iki alt-pik aynı Landau sayılı düzeye aitse, enerji düzeylerinin spin-yarılması orbital yarılmısından çok küçüktür ($\gamma = \Delta E_s / \Delta E_o \ll 1$); aksi halde spin yarılması orbital yarılmaya hemen hemen eşittir (Şekil 5.13). Bu durumu açıklığa kavuşturmak için attenuasyon pikleri sırayla numaralandı ve piklerin meydana geldiği magnetik alanın tersi ($1/H_p$), pik numarasına (p) karşı grafiğe aktarıldı (Şekil 5.14). Deneysel noktalardan geçen en iyi doğru, $1/H_p \rightarrow 0$ limitinde sayı eksenini bir tam sayıda kestiğinden, $(n + \frac{1}{2} + s\gamma)$ niceliğinin tam sayı olduğu görülür. Böylece $\gamma \approx 1$ bulunur. Sonuçları kaynaklardan verilenler ile karşılaştırmak amacıyla, $\gamma \gtrsim 1$ seçildi (Şekil 4.13c). Bu durumda spin yarılma faktörü,

$$\left(\frac{1}{H}\right)_{n,\downarrow} - \left(\frac{1}{H}\right)_{n+1,\uparrow} = \Delta \left(\frac{1}{H}\right) (\gamma - 1) \quad (5.11)$$



Şekil 5.13. Bizmutta elektronların magnetik enerji düzeylerinin olası durumları.

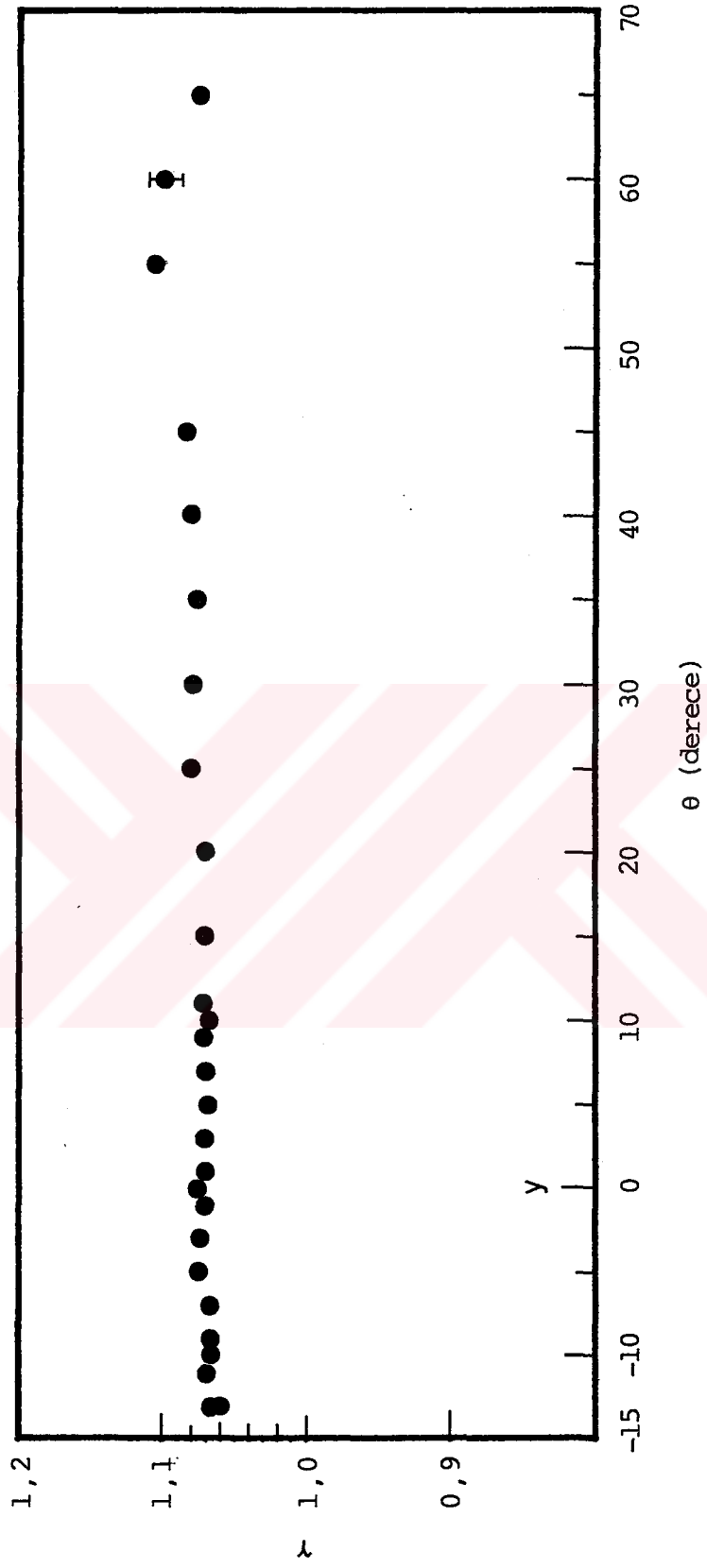
- a) $\Delta E_S \ll \Delta E_O$, $\gamma \ll 1$
 b) $\Delta E_S \approx \Delta E_O$, $\gamma \approx 1$
 c) $\Delta E_S \approx \Delta E_O$, $\gamma > 1$.



Şekil 5.14. Bizmutta spin-yarılma faktörlerini belirlemek için çizilen $1/H_p$ - p grafiklerine örnekler.

bağıntısından bulunabilir (Mase et al., 1966). Burada $\Delta(\frac{1}{H})$ osilasyon periyodu, $H_{n, \downarrow}$ de n ve $s = + 1/2$ kuantum sayılı enerji düzeyini Fermi düzeyinden geçiren magnetik alandır. Ölçülen periyot değerleri (Bkz. Şekil 4.16) ve spin-yarılmış attenuasyon pikini oluşturan pik konumları, deneysel grafiklerden okunarak, spin yarıma faktörü Eş. (5.11)'den hesaplandı. Sonuçlar Şekil 5.15'de verilmiştir. Burada elde edilen γ değerleri, ultrasonik kuantum osilasyonları (Mase et al., 1966; Sakai et al., 1969; Toyoda et al., 1972) ve ses hızı ölçümleri'nden (Takano and Koga, 1977) bulunanlar ile uyum içersindedir. Şekil 5.15'den görüldüğü gibi, yz-düzleminde $-15^\circ < \theta < 70^\circ$ bölgesinde, γ açıdan bağımsızdır ve ENP modelinde öngörülenden % 8 kadar büyüktür. Trigonal ekseni yakınında spin yarılmalarını gözleyebilmek için, daha yüksek alanlara gereksinim vardır.

İncelenen $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında spin yarılmaları açıkça gözlenememesine rağmen, E_G konsantrasyon ile azaldığından, binary-trigonal düzlemi komşuluğunda çok dar bir bölge ($\approx \pm 3$ derece) hariç, $\gamma \approx 1$ olması beklenir (Akimov et al., 1978; Matsuo et al., 1978; Mironova et al., 1980b). Böylece ENP modelinin, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektronların magnetik enerji düzeyleri için de uygun bir yaklaşım olduğu söylenebilir.



Şekil 5.15. Bizmutta elektron spin yarıllma faktörünün yz-düzleminde açılı ile değişimi.

VI. GENEL SONUÇLAR

Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ($0 \leq x \leq 0,04$) elektronik özellikleri ultrasonik kuantum osilasyonları yöntemiyle araştırıldı. Osilasyonlar üç farklı kristalografik düzlemde incelendi ve osilasyon periyotları ile piklerin meydana geldiği magnetik alan değerleri, açıya bağlı olarak ölçüldü. Düşük magnetik alanlarda ($H < 1\text{T}$), genellikle dHvA-tipi kuantum osilasyonları; yüksek alanlarda ise ara-bölgeye özgü osilasyonlar gözlemlendi. Sb konsantrasyonu arttıkça, osilasyonların genişlediği, genliklerinin küçüldüğü ve osilasyon periyodunun büyüdüğü görüldü. Gözlenen osilasyonlar, trigonal eksenine civarındaki küçük bir bölge hariç, elektronlardan kaynaklanmaktadır.

Alaşımların periyot-açı eğrileri, Bi verileri (Mase et al., 1966; Çelik ve Alper, 1983) ile karşılaştırıldı. Buradan, Bi ve incelenen yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarındaki elektron paketlerinin eşit sayıda, benzer geometride oldukları ve Brillouin bölgesinde aynı simetrik noktalara yerleştikleri bulundu. $[\Delta(1/H)]_{\text{alaşım}} / [\Delta(1/H)]_{\text{Bi}}$ oranının magnetik alanın yönelmesinden bağımsız olması, yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımları ile bizmutun elektron Fermi yüzeylerinin benzer olduklarını ve Sb konsantrasyonu arttıkça, elektron paketlerinin izotropik olarak küçüldüklerini göstermektedir. Periyot ölçümlerinden, elektron Fermi yüzeyi kesitlerinin Sb konsantrasyonu ile değişiminin,

$$(S)_{\text{alaşım}} / (S)_{\text{Bi}} = 1 - (24 \pm 3)x + (1,7 \pm 0,2)x^2 \quad (6.1)$$

ampirik bağıntısına uyduğu; elektron Fermi enerjisinin azaldığı belirlendi. a-elektronlarına ait osilasyon periyodunun yz-düzleminde açı ile değişimi incelenerek, bu elektronların band tabanındaki etkin kütleleri ile

$\Gamma(E) = E_{\text{Fe}} (1 + E_{\text{Fe}} / E_{\text{G}})$ niceliği hesaplandı (Bkz. Çizelge 5.2).

Konsantrasyon arttıkça etkin kütleler küçülür, $\Gamma(E)$ artar. Elde edilen etkin kütle tensörlerinden, elektronların siklotron kütleleri, taşıyıcı yoğunluğu ve elektron elipsoidlerinin tilt açısı hesaplandı (Bkz. Çizelge 5.3). Konsantrasyon arttıkça, siklotron kütlesi ve taşıyıcı yoğunluğu küçülür, fakat tilt açısı konsantrasyondan bağımsızdır. Elektron siklotron kütlesinin küçülmesi ve $\Gamma(E)$ 'nin artması, Brillouin bölgesinde L-noktalarındaki iletkenlik bandı ile valans bandı arasındaki yasak enerji aralığının azaldığını ve $|\partial E_G/\partial x| > |\partial E_{Fe}/\partial x|$ olduğunu, ifade etmektedir. Taşıyıcı yoğunluğunun küçülmesi ise, L-iletkenlik bandı ile T-valans bandının çakışma miktarının, Sb konsantrasyonu ile azaldığını göstermektedir. Band tabanındaki elektron siklotron kütlesinin konsantrasyonla değişiminden, $x_c \approx 0,04$ 'de $E_G \approx 0$ olduğu bulundu. Bu kritik konsantrasyonda L-bandları kesişirler. Böylece, yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında ölçülen son derece küçük etkin kütleler, L-noktasındaki yasak enerji aralığının çok küçük olması ile açıklanabilir. Tilt açısının konsantrasyondan bağımsız oluşu, incelenen yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında elektron elipsoidlerinin, yönelmelerini de koruyarak, küçüldüklerini göstermektedir.

Osilasyon piklerinin meydana geldiği magnetik alan değerlerinin açığa bağlı değişiminden, osilasyonların hangi elipsoide ait oldukları ve piklerin Landau ve spin kuantum sayıları belirlendi. $(H_{n,s})_{Bi}/(H_{n,s})_{alaşım}$ oranı, belirli bir konsantrasyon için, Landau sayısı ve magnetik alanın yönelmesinden bağımsızdır. Sb konsantrasyonu arttıkça, aynı Landau sayılı pikler, daha düşük magnetik alanlara kaymaktadır. Deneysel olarak ölçülen osilasyon periyotları ile piklerin meydana geldiği alan değerlerinin açığı ile değişimi, Lax iki-band modeli ile uyum içindedir (Bkz. Şekil 4.13-4.20). Bu sonuçlar, Bi ve yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının band yapılarının benzer olduklarını ve bizmutun enerji band yapısı için önerilen modellerin, $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarına da uygulanabileceğini göstermektedir.

Saf bizmutta, elektronik enerji düzeylerinin spin yarılma-
sı açıkça gözlemlendi (Bkz. Şekil 4.4c,d). Spin yarılma
faktörünün, yz-düzleminde $-15^\circ < \theta < 70^\circ$ aralığında, magne-
tik alanın yönelmesinden bağımsız olduğu görüldü ve değe-
ri $\approx 1,07$ olarak ölçüldü. $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında spin
yarılması açıkça gözlenememesine rağmen, L-noktalarındaki
yasak enerji aralığı Sb konsantrasyonu ile azaldığından,
alaşımlarda da $\gamma \approx 1$ alınabilir. Yani, ENP modeli, yarı-
metal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında elektronların magnetik ener-
ji düzeylerini açıklamak için uygun bir yaklaşımdır.

Saf Bi ve incelenen alaşımlarda, yük nötürlüğü koşulundan
hareketle, ENP modeli çerçevesinde, elektron Fermi enerji-
si ve taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alanla değişimi
incelendi (Bkz. Şekil 5.5-5.6). Çalışılan magnetik alan
bölgesinde Fermi enerjisindeki değişme, osilasyon periyot-
larının ölçülmesindeki hatadan küçüktür. Her paketteki
taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alan ile değişiminden,
 \vec{H}/y -ekseni koşulunda, elektronların kuantum limiti bulun-
du (Bkz. Şekil 5.8; Çizelge 5.6). Konsantrasyon arttıkça,
kuantum limiti daha düşük alanlara kaymaktadır. \vec{H}/y -ek-
seni için, ultra kuantum limitinden daha yüksek magnetik
alanlarda ($H > H_{b,c}^{qu}$), elektron Fermi enerjisi monoton
olarak azalmaktadır. Bu, iletkenlik elektronlarının, 0^-
düzeylerine yığıldıklarını göstermektedir. ENP modelinin
geçerli olmadığı savunulan bu magnetik alan bölgesinde
ultrasonik kuantum osilasyonlarını incelemek, spin yarıl-
ma faktörünün büyüklüğünü belirlemek bakımından, ilginç
olabilir. Fermi enerjisi ve taşıyıcı yoğunluğunun magne-
tik alanla değişimini veren eğrilerden, $H \rightarrow 0$ limitinde, E_{Fe}
ve N_e değerleri bulundu (Bkz. Çizelge 5.5). Bu değerler,
periyot analizinden hiçbir yaklaşım yapılmaksızın elde
edilenler ile uyuşmaktadır.

dHvA-tipi kuantum osilasyonlarının sıcaklıkla değişimi,
1,2-4,2 K sıcaklık aralığında incelendi. Sıcaklık azal-
dıkça, genliğin arttığı, ancak çizgi-genişliğinin sıcak-
lıkla pek değişmediği gözlemlendi. Bu olgu, yarımetal

$\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında safsızlık ve diğer kristal kusurlarının neden olduğu düzey genişlemesinin, Fermi düzeyinin termal yayılmasından büyük olduğunu göstermektedir. dHVA-tipi ultrasonik kuantum osilasyonlarında genliğin sıcaklık ve magnetik alan ile değişiminin, sırasıyla, Eş. (5.9) ve Eş. (5.10) bağıntılarına uyduğu belirlendi. Buradan, attenuasyona katkıda bulunan elektronların, Fermi düzeyindeki siklotron kütlesi, Dingle sıcaklığı (T_D) ve ortalama ömür süreleri (τ_D) bulundu. Saf Bi ve yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında ($x < 0,02$) elektronlar için elde edilen τ_D değerleri aynı mertebededir (Bkz. Çizelge 5.7). Sb konsantrasyonu arttıkça, τ_D çok yavaş azalmaktadır. Bu sonuç, incelenen alaşımlarda başat durulma mekanizmasının, Sb atomlarından çok, dislokasyonların yarattığı faz yayılması (phase smearing) olduğunu ifade etmektedir. Denek kristallerden biri tavlandıktan sonra, osilasyon genliklerinin yaklaşık 10 kere büyüdüğü gözlemlendi. Bu, taşıyıcıların ortalama serbest yollarının da uzadığını ima etmektedir. Antimonun katı Bi içindeki difüzyon katsayısı ihmal edilecek kadar küçük olduğundan, osilasyon genliklerinin artması, tavlama işleminde dislokasyonların önemli ölçüde azaldığını göstermektedir.

Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında konsantrasyon arttıkça, osilasyonlar genişler ve genlikleri küçülür. Bu olay, Sb konsantrasyonu arttıkça, taşıyıcıların ortalama serbest yollarının kısaldığını ifade etmektedir. Çok seyreltik $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarında ($x < 0,001$) yapılan deneysel ve kuramsal ultrasonik kuantum osilasyonları çalışmalarında, osilasyon genliğinin Sb konsantrasyonuna çok duyarlı olmadığı, savunulmuştur (Mase et al., 1981a,b). Bu araştırmacılar, dislokasyonların attenuasyona etkisini hesaba katarak, $x < 0,001$ olan alaşımlarda $\theta \approx 90^\circ$ 'de gözlenen hump ve dip tipi kuantum osilasyonlarından, Dingle sıcaklığını 1,7 K bulmuşlardır. Bu çalışmada gözlenen osilasyonların çizgi-şekli Mase et al.'ın (1981a) seyreltik alaşımlarda elde ettikleri osilasyonlardan oldukça farklı

olmasına rağmen, aynı mertebede T_D değerleri bulunması, $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarında taşıyıcıların durulma mekanizmalarında, dislokasyonların önemli rolü olduğunu göstermektedir.

Bi ve yarımetal $Bi_{1-x}Sb_x$ alaşımlarının band yapıları benzer ve attenuasyona katkıda bulunan elektronların ortalama ömür süreleri aynı mertebede olmasına rağmen, $\theta=90^\circ$ dolayında elde edilen attenuasyon eğrileri çok farklıdır. Bu olayı açıklamak için, Fukami et al. (1979), makroskopik kristal simetrisinin korunması koşuluyla, Sb atomlarının Bi içinde homojen dağılmadıklarını ileri sürmüşlerdir. Sb atomlarının Bi içinde homojen dağılım göstermemeleri, denekte akustik empedansın homojen olmasına, dolayısıyla, ses dalgasının zik-zaklı yayılmasına (dispersion) neden olabilir. Bu nedenle, $\theta = 90^\circ$ olsa bile, alaşımlarda, yayılma vektörünün magnetik alan doğrultusundaki bileşeni sıfır olmayan ses dalgaları olabilir ($q_H \neq 0$) ve bazı elektronlar (limiting point carriers), bu fononlarla etkileşebilir. Bu taşıyıcılar ile ekstremal olmayan yörüngelerde bulunan taşıyıcıların attenuasyona katkıları nedeniyle, alaşımlarda $\theta = 90^\circ$ civarında osilasyon genlikleri, bizmuta kıyasla, çok büyüktür.

ALT PROGRAMLAR

```

? BEGIN DE FORTANA * USER=ALDIARA SIGIFTEAT * ALGOL DATA
? COMPIL ALPER/XREAD WITH AL301 FOR LIBRARY * ALGOL DATA
? COMPIL ALPER/XASCII AL301 LIBRARY * ALGOL DATA
? END JOB

```

```

? FILE FILE1, FILE3,
PROCEDURE XASCII(NBODY, NCKTA, KUTUKSONU) *
? INTEGER NBODY, NCKTA, KUTUKSONU *
THIS PROCEDURE VALID FOR BINDING ONLY
-----

```

```

PROCEDURE XASCII *

```

```

1 SET SEPARATE

```

```

SUBROUTINE FFT(YD, YIMAG, N)
DIMENSION YD(1:24), YIMAG(1:24), AMP(1:24)
N1=N
G=FLC(F(N1))
N2=INT(ALOG(E)/ALOG(2))+0.0001
N12=2*N
IF(N11.EQ.N12) GO TO 7
7 N1=N12
DO 10 I=N11, N
/DC(I)=(DC(N11))
20 WRITE(9,112)
WRITE(8,502) (YD(L),L=1,N)
WRITE(8,113)
WRITE(8,502) (YIMAG(L),L=1,N)
N2=N/2
N1=N1/2
K=0
102 DO 100 L=1, N1
DO 101 I=1, N2
P=18.75*(K/2)*N1/NU
ARG=0.23125*P/FLDAT(N)
C=COS(ARG)
S=SIN(ARG)
K1=K+1
K1N2=K1+N2
FR=AL*YD(K1N2)*C+YIMAG(K1N2)*S
TIMAG=YIMAG(K1N2)*C-YD(K1N2)*S
YD(K1N2)=FR
YIMAG(K1N2)=TIMAG
YD(K1)=YD(K1)+FR
YIMAG(K1)=YIMAG(K1)+TIMAG
101 K=K+1
K=K+N2
IF(K.EQ.N) GO TO 102
100 N1=N1/2
N2=N2/2
DO 103 K=1, N
I=1917*(K-1+NU)+1
IF(I.EQ.N) GO TO 103
FR=AL*YD(K)
YIMAG=YIMAG(K)
YD(K)=YD(I)
YIMAG(K)=YIMAG(I)
YD(I)=FR
YIMAG(I)=TIMAG
103 CONTINUE
N=N/2
200 AMP(K)=SQRT(YD(K)**2+YIMAG(K)**2)
WRITE(9,121)
WRITE(8,122) (YD(K),K=1,N)
WRITE(8,123) (YIMAG(K),K=1,N)
WRITE(8,124) (AMP(K),K=1,N)
34 WRITE(8,130)
CALL YNPLT(AMP, N, 50)
125 FORMAT(1H,10X,29HTRANSFORMASYONUN GERCEK KISMI: /,10X,29(1H) //)
126 FORMAT(10F13.5)
127 FORMAT(1H,10X,24HTRANSFORMASYONUN SANAL KISMI: /,10X,24(1H) //)
128 FORMAT(1H,10X,24HTRANSFORMASYONUN GENLIGI: /,10X,24(1H) //)
130 FORMAT(1H,10X,32HFFT YAPILACAK DATANIN GERCEK KISMI: /,10X,35(1H) //)
131 FORMAT(1H,10X,34HFFT YAPILACAK DATANIN SANAL KISMI: /,10X,35(1H) //)
RETURN
END

```



```

SUBROUTINE SMOOTH(XE,YE,NPTS,K,M,Z)
DOUBLE PRECISION A(10),Z(1,24,10),X(15),Y(15)
DIMENSION XE(1024),YE(1,24)
N=(K+1)/2+1
DO 10 I=1,K
  X(I)=XE(I) * Y(I)=YE(I)
10 CONTINUE
N1=1 * N2=N * J=0
110 CALL NORMEQ(M-1,M,N,X,Y,A)
120 DO 20 I=1,N2
  J=J+1
  DO 30 I=1,M
    Z(J,I)=A(I)
30 CONTINUE
  IF(N2-I-G.K) GO TO 999 * IF((J+N-1).NE.NPTS) GO TO 130
  N1=N+1 * N2=K * GO TO 120
130 DO 40 J=1,K-1
  X(I)=X(I+1) * Y(I)=Y(I+1)
40 CONTINUE
  X(K)=X(J+N) * Y(K)=Y(J+N)
  N1=N * N2=N * GO TO 110
999 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE NORMEQ(DEGREE,DEGPI,NOPTS,Y,COEF)
DOUBLE PRECISION P(4X(30)),X(15),Y(15),COEF(10),SUM(10,10),
  * RHS(15)
INTEGER DEGREE,DEGPI,DEGT2
DEGT2=DEGREE+2
CO(1)=1,DEGT2
P(4X(1))=0,000
DO 1 J=1,NOPTS
  P(4X(1))=P(4X(1))+X(J)**1
  DO 2 I=1,DEGPI
    DO 2 J=1,DEGPI
      K=1+J**2
      IF(X(I)-0)GO TO 3
      SUM(I,J)=P(4X(K))
3 GO TO 2
3 SUM(I,J)=NOPTS*L,000
2 CONTINUE
RHS(1)=0,000
DO 4 J=1,NOPTS
  RHS(1)=RHS(1)+Y(J)
4 DO 5 I=2,DEGPI
  RHS(I)=0,000
  DO 5 J=1,NOPTS
  RHS(I)=RHS(I)+Y(J)*X(J)**(I-1)
5 CALL GAUSS(DEGREE,DEGPI,RHS,COEF,SUM)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE GAUSS(DEGREE,DEGPI,RHS,COEF,SUM)
DOUBLE PRECISION RHS(15),COEF(15),SUM(15,15),DUMP,FACTOR,TOTAL
INTEGER DEGREE,DEGPI
DO 10 K=1,DEGREE
  KPUS1=K+1,L=K
  DO 11 I=KPLUS1,DEGPI
  IF(DABS(SUM(I,K))-LE.DABS(SUM(L,K))) GO TO 11
  L=I
11 CONTINUE
  IF(L.LE.K)GO TO 12
  DO 13 J=K,DEGPI
  DUMP=SUM(K,J)*SUM(L,J)
13 SUM(L,J)=DUMP
  DUMP=RHS(K)
  RHS(K)=RHS(L)
  RHS(L)=DUMP
12 DO 14 I=KPLUS1,DEGPI
  FACTOR=SUM(I,K)/SUM(K,K)
  SUM(I,J)=D,000
  DO 14 J=KPLUS1,DEGPI
14 SUM(I,J)=SUM(I,J)-FACTOR*SUM(K,J)
10 RHS(I)=RHS(I)-FACTOR*RHS(K)
  COEF(0,DEGPI)=RHS(DEGPI)/SUM(DEGPI,DEGPI)
  I=DEGPI-1
16 IP=J+1
  TOTAL=0,000
  DO 15 J=IP,DEGPI
15 TOTAL=(TOTAL+SUM(I,J))*COEF(J)
  COEF(I)=(RHS(I)-TOTAL)/SUM(I,I)
  I=I-1
  IF(I.GT.0)GO TO 15
RETURN
END

```



```

SUBROUTINE INTPOL(X,Y,N,NL,M,Z)
DOUBLE PRECISION Z(1024,10),SUM,DELX
DIMENSION X(1024),Y(1024),D(125),L(1024),V(1024)
DELX=DOUBLE((X(N)-X(1))/(NL*...))
J(NL)=X(N) * V(NL)=Y(N)
DO 30 I=2,N
30 U(I)=(X(I)+X(I-1))/2.
   U(I)=X(I) * C(N+1)=X(N)
   I=0
40 I=1 * IF(I.EQ.NL) GO TO 65 * J=0
   J(I)=SINGL(C(I)+(1%)*DELX)
50 J=J+1 * IF(J.GT.N*1) GO TO 65
   IF(U(I).GE.C(J).AND.(U(I).LE.D(J+1))) GO TO 55 * GO TO 50
55 SUM=0.
   DO 60 K=1,M
60 SUM=SUM+Z(J,K)*U(I)**(N-1)
   V(I)=SINGL(SUM) * GO TO 40
65 DO 70 I=1,NL
70 V(I)=V(I)
99 RETURN
END

```

```

SUBROUTINE WAGFLT(YD,YIMAG,N)
DIMENSION YD(1024),AMP(1024),YIMAG(1024)
C0=0.43
C1=0.25
C2=0.04
DO 60 M=3,N
   CA=C1*(YD(M-1)+YD(M+1))
   CB=C2*(YD(M-2)+YD(M+2))
   CB1=C1*(YIMAG(M-1)+YIMAG(M+1))
   CB2=C2*(YIMAG(M-2)+YIMAG(M+2))
60 YD(M)=YD(M)+CA+CB
   YIMAG(M)=C0*YIMAG(M)+CB1+CB2
   AMP(M)=0
   AMP(M)=0
DO 87 K=3,N
87 AMP(K)=SQRT(YD(K)**2+YIMAG(K)**2)
   WRITE(8,135)
135 WRITE(8,140) (AMP(K),K=1,N)
140 FORMAT(10(F10.3,2X)MAG FILTREL I TRANS. GENLIGI,/,10X, 27(1H*))
CALL YPLT(AMP,N,50)
CALL LUGFLT(AMP,N,50)
RETURN
END

```

EK- 2. En küçük kareler yöntemi ile deney noktalarına analitik formu bilinen bir eğri çaktıran program.

ANA PROGRAM

```

CHARACTER*10 DFILE
CHARACTER*80 BILGI
DIMENSION X(50),Y(50),W(50),V(3)
DIMENSION A(50,5)
REAL NZ
1016 WRITE(1,997)
READ(1,996) DFILE
996 FORMAT(A0)
997 FORMAT(1X,'KUTUK ADI : '$
IF (IOREAD(5,2,2,DFILE)) GOTO 1015
CALL STRTIM
77 READ(5,996,ENDFILE=999) BILGI
WRITE(4,1005) BILGI
READ(5,100) M
WRITE(4,101) M
READ(5,103) (V(I),I=1,3)
WRITE(4,104) (V(I),I=1,3)
READ(5,1002) NZ,EFM,EGP
PI=3.1415926535
MO=9.10908E-28 ; E=4.80298E-10 ; C=2.997925E10
HB=1.054494E-27
CO=1.157634E-5
C
C VERILERIN AGIRLIKLARI AYNI ISE II=0 VERILMELIDIR.
C VERILERIN AGIRLIKLARI FARKLI ISE II=1 VERILMELIDIR.
C
READ(5,100) II
IF (II.EQ.1) GOTO 80
WRITE(1,2600)
DO 50 I=1,M
READ(5,150) X(I),Y(I)
W(I)=1.
50 X(I)=X(I)*PI/180.
GOTO 90
80 WRITE(1,2800)
DO 60 I=1,M
READ(5,155) X(I),Y(I),W(I)
60 X(I)=X(I)*PI/180.
90 EF=EFM*(1.6021E-12) ; EG=EGP*(1.6021E-12)
WRITE(4,2001) NZ,EFM,EGP,CO
CALL VCURVE(X,Y,W,M,3,V,A,50,1000,4,CO)
GOTO 77
155 FORMAT(3G0.0)
2600 FORMAT(' ', 'VERILERIN AGIRLIKLARI AYNI ',/)
2800 FORMAT(' ', 'VERILERIN AGIRLIKLARI FARKLI ',/)
100 FORMAT(I0)
101 FORMAT(' ',/,1X,'VERI SAYISI=',I4,/)
103 FORMAT(3G0.0)
104 FORMAT(' ', 'V(1)=' ,F5.1,2X, 'V(2)=' ,F5.1,2X, 'V(3)=' ,F5.1,/)
1002 FORMAT(4G0.0)
150 FORMAT(2G0.0)
2001 FORMAT(' ', 'LANDAU SAYISI=' ,FB.3,5X,
D 'FERMI ENERJISI=' ,FB.5,1X, 'EV' ,//,1X, 'ENERJI GAP=' ,FB.5,
D ' EV' ,5X, 'CO=' ,E13.6,/)
1005 FORMAT(' ',80A0)
999 CALL STPTIM
STOP
1015 WRITE(1) ' No such file '
GOTO 1016
END

```

ALT PROGRAMLAR

```

SUBROUTINE VCURVE(X,Y,W,M,N,V,A,IA,MAXIT,NP,CO)
DIMENSION X(M),Y(M),W(M),V(N),C(250),FDX(10),DV(250)
DIMENSION A(IA,N),B(250,10)
LOGICAL IND
CALL SETERR(BITS)
PI=3.1415926535
QOLD=1.0E+38
IT=0
JA=1
3   Q=0.
DO 10 K=1,M
CALL DERIV(X(K),V,FDX,FX,CO)
DO 4 I=1,N
4   B(K,I)=FDX(I)
C(K)=Y(K)-FX
10  Q=Q+W(K)*C(K)*C(K)
IF(Q.LT.QOLD) GO TO 11
IND=.TRUE.
JA=2
DO 5 I=1,N
IF(ABS(DV(I)).GT.ABS(V(I))*1E-10) IND=.FALSE.
5   DV(I)=0.5*DV(I)
V(I)=V(I)-DV(I)
IF(IND) GO TO 16
GO TO 3
11  QOLD=Q
IF(IT.GE.MAXIT) GO TO 16
CALL MLSQ(B,250,DV,C,W,M,N,O,ER,A,IA)
IT=IT+1
JA=3
14  DO 14 I=1,N
V(I)=V(I)+DV(I)
GO TO 3
16  DO 17 I=1,N
DO 17 J=1,N
17  A(I,J)=ER*A(I,J)
WRITE(NP,101) IT
101 FORMAT(' ', 'TERMINATED AFTER', I4, 3X, 'ITERATIONS', /)
DO 19 I=1,N
19  WRITE(NP,102) I, V(I), A(I, I)
102 FORMAT(' ', 'V(', I1, ') =', E13.6, 5X, 'VARIANCE =', E13.6, /)
WRITE(NP,103) QOLD
103 FORMAT(' ', 'FINAL SUM OF WEIGHTED RESIDUALS SQUARED =',
D   E11.4, /, /, 3X, 'WEIGHTS', 9X, 'X', 12X, 'Y', 11X, 'F(X)',
D   8X, 'Y-F(X)', 2X, '100(Y-F(X))/F(X)', /, /)
SQQ=0.0
DO 20 I=1,M
CALL DERIV(X(I),V,FDX,FX,CO)
Q=Y(I)-FX
DQ=100.0*Q/FX
SQQ=SQQ+Q*Q
X(I)=X(I)*180./PI
20  WRITE(NP,104) W(I), X(I), Y(I), FX, Q, DQ
104 FORMAT(' ', 6(E11.4, 2X))
RMS=SQRT(SQQ/FLOAT(M-1))
WRITE(NP,105) RMS
105 FORMAT(' ', /, /, 31X, 'RMS =', E11.4, /, /)
RETURN
END

SUBROUTINE DERIV(X,V,DF,F,CO)
DIMENSION V(3),DF(3)
A=SQRT(V(1)*COS(X)*CDS(X)+V(2)*SIN(X)*SIN(X)+V(3)*SIN(X)
D *COS(X))
DF(1)=CO*0.5*CDS(X)*CDS(X)/A
DF(2)=CO*0.5*SIN(X)*SIN(X)/A
DF(3)=CO*0.5*SIN(X)*CDS(X)/A
F=CO*A
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE MLSC(A, IA, X, B, W, M, N, KSWITC, ERR, C, IC)
DIMENSION X(M), B(M), W(M), U(10), BETA(10), IROW(10), ICOL(10)
DIMENSION A(IA, N), C(IC, N), D(250, 10)
REAL MAXCOL
CALL SETERR(BITS)
IF(M.LE.N) STOP
IF(KSWITC.EQ.1) GO TO 63
DO 10 I=1, M
  WW=SQRT(W(I))
  DO 10 J=1, N
    D(I, J)=A(I, J)*WW
  DO 65 K=1, N
    MAXCOL=0.
    DO 20 J=K, N
      SIGMA=0.
      DMAX=0.
      DO 15 I=K, M
        DABS=ABS(D(I, J))
        IF(DMAX.GE.DABS) GO TO 15
        DMAX=DABS
        IP=I
      SIGMA=SIGMA+DABS*DABS
      COLNOR=SQRT(SIGMA)
      IF(MAXCOL.GE.COLNOR) GO TO 20
      MAXCOL=COLNOR
      IPIV=IP
      IROW(K)=IP
      JPIV=J
      ICOL(K)=J
      SIGM=SQRT(SIGMA)
    CONTINUE
    DO 25 J=K, N
      TEMP=D(K, J)
      D(K, J)=D(IPIV, J)
      D(IPIV, J)=TEMP
    DO 30 I=1, M
      TEMP=D(I, K)
      D(I, K)=D(I, JPIV)
      D(I, JPIV)=TEMP
    BETA(K)=1/(SIGM*(SIGM+ABS(D(K, K))))
    SGN=1.
    IF(D(K, K).LT.0.0) SGN=-1.
    U(K)=SGN*SIGM+D(K, K)
    DO 65 J=K, N
      SUMM=U(K)*D(K, J)
      KPLUS=K+1
    DO 36 I=KPLUS, M
      SUMM=SUMM+D(I, J)*D(I, K)
      U1=SUMM*BETA(K)
      D(K, J)=D(K, J)-U1*U(K)
      IF(J.EQ.K) GO TO 65
    DO 60 I=KPLUS, M
      D(I, J)=D(I, J)-U1*D(I, K)
    CONTINUE
    DO 230 J=1, N
      C(J, J)=1./D(J, J)
      IF(J.EQ.1) GO TO 230
      JMINUS=J-1
      DO 220 K1=1, JMINUS
        K=J-K1
        SUM=0.
        KAL=K+1
        DO 210 L=KAL, J
          SUM=SUM+D(K, L)*C(L, J)
        C(K, J)=-SUM/D(K, K)
      CONTINUE
      DO 250 I=1, N
        DO 250 J=1, N
          SUM=0.
          DO 240 K=J, N
            SUM=SUM+C(I, K)*C(J, K)
          C(I, J)=SUM
        C(J, I)=SUM
      NMINUS=N-1
      DO 270 II=1, NMINUS
        I=N-II
        J=ICOL(I)
        DO 260 K=1, N
          TEMP=C(K, I)
          C(K, I)=C(K, J)
          C(K, J)=TEMP

```

```

DO 270 K=1,N
TEMP=C(I,K)
C(I,K)=C(J,K)
270 C(J,K)=TEMP
63 DO 50 I=1,M
50 X(I)=B(I)*SQRT(W(I))
DO 23 K=1,N
J=IROW(K)
TEMP=X(K)
X(K)=X(J)
X(J)=TEMP
SUM1=U(K)*X(K)
KP=K+1
DO 67 I=KP,M
67 SUM1=SUM1+X(I)*D(I,K)
U12=SUM1*BETA(K)
X(K)=X(K)-U12*U(K)
KPI=K+1
DO 68 I=KPI,M
68 X(I)=X(I)-U12*D(I,K)
23 CONTINUE
X(N)=X(N)/D(N,N)
IF(N.EQ.1) GO TO 185
NNN=N-1
DO 180 IS=1,NNN
IR=N-IS
SUM12=0.
IRRRR=IR+1
DO 170 IT=IRRRR,N
170 SUM12=D(IR,IT)*X(IT)+SUM12
180 X(IR)=(X(IR)-SUM12)/D(IR,IR)
NA=N-1
DO 183 IS=1,NA
IR=N-IS
J=ICOL(IR)
TEMP=X(J)
183 X(J)=X(IR)
185 X(IR)=TEMP
ERR=0.
DO 200 I=1,M
R=0.
DO 190 J=1,N
190 R=R+A(I,J)*X(J)
BI=B(I)-R
B(I)=B(I)-R
200 ERR=ERR+BI*BI*W(I)
ERR=ERR/(M-N)
RETURN
END

```

EK- 3. Ardışık yaklaşımlar yöntemi ile C_i katsayılarından (Bkz. Çizelge- 4.1.) kütle tensörünün elemanlarını ve $\Gamma(E)$ niceliğini bulan program.

```
? BEGIN JOB HUS *USER=A101ARAS16 T FIRAT * MAXPROCTIME=3000
? COMPILE HUS FORTRAN GO *
? FORTRAN DATA
? WAIT("ZAMAN SINIRI TANIMLADIM DS ETMEYINIZ",OK)
? END JOB
```

```
FILE 2(TITLE="LPHUS",KIND=PRINTER)
```

```
DIMENSION V(3)
REAL M1A,M1Z,M1D,M2A,M2Z,M2D,M3A,M3Z,M3D,M4A,M4Z,M4D,M1,M2,M3,M4,
*M1C,M2C,M3C,M4C
DATA GA,GZ,GD/113.,.115,0,0.20/
DATA M1A,M1Z,M1D,M2A,M2Z,M2D,M3A,M3Z,M3D,M4A,M4Z,M4D/0.000190,
0.000210,0.000002,0.0520,0.0660,0.0005,0.00180,0.00200,0.00002,
0.00650,0.0067,0.00002/
DATA V/11,4867,342.957,80,9457/
D1=V(1)/50. * D2=V(2)/100. * D3=V(3)/100.
BIG=1.0E60
DO 30 G=GA,GZ,GD
DO 40 M1=M1A,M1Z,M1D
DO 50 M2=M2A,M2Z,M2D
DO 60 M3=M3A,M3Z,M3D
DO 70 M4=M4A,M4Z,M4D
P=M1*M2*M3*M1*M4*M4 * IF(P.EQ.0.0) GO TO 80
P=G*G*P
C1=M3/P *C2=M2/P *C3=2.*M4/P
S1=ABS(V(1)-C1) *S2=ABS(V(2)-C2) *S3=ABS(V(3)-C3)
IF(.NOT.((S1.LT.D1).AND.(S2.LT.D2).AND.(S3.LT.D3))) GO TO 80
S=S1*S2*S3 * IF(S.GE.BIG) GO TO 80
BIG=S
M1C=M1 * M2C=M2 * M3C=M3 * M4C=M4 * C1C=C1 * C2C=C2 * C3C=C3
GC=G
80 CONTINUE
70 CONTINUE
60 CONTINUE
50 CONTINUE
40 CONTINUE
30 CONTINUE
WRITE(2,2005) M1C,M2C,M3C,M4C,C1C,C2C,C3C
2005 FORMAT(/10X,"M1=","E14.6,2X,"M2=","E14.6,2X,"M3=","E14.5,2X,"M4=","
1 E14.6,10X,"C1=","E14.6,2X,"C2=","E14.6,2X,"C3=","E14.5/)
WRITE(2,2100) GC
2100 FORMAT(1H0,10X,"EF(1+EF/EG)=","F9.4,2X,"MEV",/)
STOP
END
```

```
M1= .204000E+03 M2= .555000E+01 M3= .186000E+02 M4= .656000E+02
C1= .114929E+02 C2= .342932E+03 C3= .810630E+02
EF(1+EF/EG)= 114.8000 MEV
```

EK- 4. Fermi enerjisi ve taşıyıcı yoğunluğunun magnetik alan-
la değişimini bulan program.

```

? BEGIN JOB FERMI * USER=A101AKAS16TFIRAT * MAXPROCTIME=5000
? TASK I
? COMPILE FERMI FORTRAN55 LIBRARY
? FORTRAN DATA
? IF THIS COMPILED OK THEN BEGIN
? WAIT 10 ZAMAN SINIRI TANIMLAJIM DS ETMEYINIZ *UK)
? RUN FERMI
? DATA KARTU
? END
? END JOB

FILE 5 (TITLE="KARTU" * KIND=READER)
FILE 8 (TITLE="YAZICI" * KIND=PRINTER)
CCE MCE=ELEKTRON SIKLOTRON KUTLESI
CCE MCE=ELEKTRON SPIN KUTLESI
CCE MHE=ELEKTRON BOYUNA KUTLE BILESENİ
CCE MHES=ELEKTRON BOYUNA SPIN KUTLE BILESENİ
CCE MCH=HOLE SIKLOTRON KUTLESI
CCE MSH=HOLE SPIN KUTLESI
CCE MHH=HOLE BOYUNA KUTLE BILESENİ
CCE MHHS=HOLE BOYUNA SPIN KUTLE BILESENİ
CCE EG=CAKISMA ENERJISI (HILI ELEKTRON VOLT)
CCE EF=FERMI ENERJISI (//)
CCE EG=L NOKTASINDA YASAN ENERJİ ANALIGI (//)
CCE H=MAGNETİK ALAN (GAUSS)
CCE L=MAGNETİK ALANIN DEĞİŞİM SAYISI
CCE M=FERMI ENERJISİNİN DEĞİŞİM SAYISI
CCE TAE=A PAKETİNDEKİ TOPLAM ELEKTRON SAYISI
CCE TBE=B PAKETİNDEKİ TOPLAM ELEKTRON SAYISI
CCE TCE=C PAKETİNDEKİ TOPLAM ELEKTRON SAYISI
CCE THH=TOPLAM HOLE SAYISI
CCE MS=SPIN KUANTUM SAYISI
CCE EGAMA=ELEKTRONLAR İÇİN SPIN YARILMA FAKTORU
CCE HGAMA=HOLELER İÇİN SPIN YARILMA FAKTORU
CCE A=MAGNETİK ALAN VEKTÖRÜNÜN Z EKSENİ İLE YAPTIĞI ACI(DERECE)

REAL NA * NH * MCH * MCE * MHE * MHEC * MHF
REAL M1E * M2E * M3E * M4E * M1H * M2H * M3H * MCEB * MCEC * MHEB * MHEC
REAL MHFS * MHHS * MSE * MSH * M1ES * M2ES * M3ES * M4ES * M1HS * M2HS * M3HS
REAL M1E * M2E * M3E * M3E * M1H * M2H * M3H
REAL MMCL * MMCP * MMHL * MMHF

DIMENSION H(1000), EF(500), TAE(500), THH(500), TBE(500), TCE(500)
DIMENSION TAEM(500,2), THHM(500,2), TBEH(500,2), TCEH(500,2)
DIMENSION TOPE(500)
C=1.859E-20
C1=3.115467E19
B=1.6023E-15
READ(5,710) M1E * M2E * M3E * M4E

CCE
CCE HOLELER İÇİN LTRON KUTLE TENSÖRÜ

M1H=0.064
M2H=0.064
M3H=0.69

CCE
CCE MAGNETİK ALAN VEKTÖRÜ Y-Z DÜZLEMİNE PARALEL İKEN MCE * MHE * MCH VE MHH
CCE KUTLELERİNİN HESABI

READ(5,225) A
A=A*0.01745329
MHE=M2E * SIN(A) * SIN(A) + M3E * COS(A) * COS(A) * 2 * SIN(A) * COS(A) * M4E
MHEB=((3 * M1E + M2E) / 4) * SIN(A) * SIN(A) + M4E * SIN(A) * COS(A) * M3E * COS(A) *
* COS(A)
MHEC=((3 * M1E + M2E) / 4) * SIN(A) * SIN(A) + M4E * SIN(A) * COS(A) * M3E * COS(A) *
* COS(A)
MHH=M2H * SIN(A) * SIN(A) + M3H * COS(A) * COS(A) * CUS(A)
MCEB=SQRT((M1E * M2E * M3E * M1E * M4E ** 2) / MHE)
MCEC=SQRT((M1E * M2E * M3E * M1E * M4E ** 2) / MHE)
MCEC=SQRT((M1E * M2E * M3E * M1E * M4E ** 2) / MHE)
MCH=SQRT((M1H * M2H * M3H * MHH))

CCE
CCE SPIN YARILMA FAKTORLARININ HESABI

M1E=0.00113
M2E=0.26
M3E=0.00443
M23E=0.0195
M11H=0.064
M22H=0.064
M33H=0.69
M1ES=0.00101
M2ES=2.12
M3ES=0.0109
M4ES=0.017
M1HS=0.017
M2HS=0.033

```

```

M3HS=200
MHFS=M2ES*SIN(A)*SIN(A)+M3ES*COS(A)*COS(A)+2*SIN(A)*COS(A)*M4ES
MHHS=M2HS*SIN(A)*SIN(A)+M3HS*COS(A)*COS(A)
MSE=SQR((M1ES*M2ES*M3ES*M4ES**2)/M4EG)
MSH=SQR((M1HS*M2HS*M3HS/MHHS))
MMHC=M22L*SIN(A)*SIN(A)+M33E*COS(A)*COS(A)+2*M23E*SIN(A)*COS(A)
MMHH=M22H*SIN(A)*SIN(A)+M33H*COS(A)*COS(A)
MPCF=SQR((M11E*M22E*M33E*M11E*M23E**2)/4MHF)
MMCH=SQR((M11H*M22H*M33H/MMHH))
EGAMA=MMCE/MSE
HGAMA=MPCF/MSH
READ(5,40C) X
READ(5,400) L,M,LG,EJ
READ(5,21C) EFMIN,EFMAX,DF
READ(5,21C) HMIN,HMAX,DH
WRITE(8,300) L,M,EG,EJ
WRITE(8,31C) FFMIN,EFMAX,DF,HMIN,HMAX,DH
A=AVD.01745329
WRITE(8,395) A
WRITE(8,405) X
WRITE(8,370) LGAMA,HGAMA
WRITE(3,700)
WRITE(8,705) M1E,M2E,M3E,M4E
WRITE(8,105)
DO 10 I=1,L
H(I)=HMIN+(I-1)*UH
C
C FERMİ ENERJİSİNİN HER DEĞERİ İÇİN TİPLAM TASYİYİCİ YÜKUNLUGUNUN HESABI
C
DO 20 K=1,M
EF(K)=EFMIN+(K-1)*UF
EFE= B*EF(K)*(1.+EF(K)/EG)
C
C A_PAKETİNDE FERMI DÜZEYİNİN ALTINDAKİ TOPLAM ELEKTRON SAYISI
C
EE=C2*H(I)/MCE
DO 43 J=1,2
TA=0.
NA=0.
IF(J.EQ.1) NS=1
IF(J.EQ.2) NS=-1
22 RE=EFE*(NA+0.5+0.5*NS*EGAMA)*EE
IF(RE.LT.0.0) GO TO 11
TA=TA+SQR(RE)
NA=NA+1
GO TO 22
11 TAEH(K,J)=TA*C1*H(I)*SQR(MHE)
43 CONTINUE
TAE(K)=TAEH(K,1)+TAEH(K,2)
C
C B_PAKETİNDE FERMI DÜZEYİNİN ALTINDAKİ TOPLAM ELEKTRON SAYISI
C
EEB=C2*H(I)/MCE
DO 48 J=1,2
TB=0.
NB=0.
IF(J.EQ.1) NS=1
IF(J.EQ.2) NS=-1
23 RE=EFE*(NB+0.5+0.5*NS*EGAMA)*EEB
IF(REB.LT.0.0) GO TO 12
TB=TB+SQR(REB)
NB=NB+1
GO TO 23
12 TBEH(K,J)=TB*C1*H(I)*SQR(MHEB)
48 CONTINUE
TBE(K)=TBEH(K,1)+TBEH(K,2)
C
C C_PAKETİNDE FERMI DÜZEYİNİN ALTINDAKİ TOPLAM ELEKTRON SAYISI
C
EEC=C2*H(I)/MCE
DO 50 J=1,2
TC=0.
NC=0.
IF(J.EQ.1) NS=1
IF(J.EQ.2) NS=-1
37 REC=EFE*(NC+0.5+0.5*NS*EGAMA)*EEC
IF(REC.LT.0.0) GO TO 17
TC=TC+SQR(REC)
NC=NC+1
GO TO 37
17 TCEH(K,J)=TC*C1*H(I)*SQR(MHEC)
50 CONTINUE
TCE(K)=TCEH(K,1)+TCEH(K,2)
C
C FERMI DÜZEYİNİN ALTINDA KALAN TOPLAM ELEKTRON SAYISI
C
TOPE(K)=TAE(K)+TBE(K)+TCE(K)
C
C FERMI DÜZEYİNİN ALTINDAKİ TOPLAM HOLE SAYISI
C
EH=C2*H(I)/MCH
DO 44 J=1,2
TH=0.
NH=0.
IF(J.EQ.1) NS=1
IF(J.EQ.2) NS=-1
31 RH=B*(EG-EF(K))*(NH+0.5+0.5*NS*HGAMA)*EH
IF(RH.LT.0.0) GO TO 13
TH=TH+SQR(RH)
NH=NH+1
GO TO 31
13 THH(K,J)=C1*TH*H(I)*SQR(MHH)
44 CONTINUE
THH(K)=THH(K,1)+THH(K,2)
20 CONTINUE

```


C CHARGE NEUTRALITY KUSULUNU SAGLAYAN FERMI EYERJISININ BULUNMASI

```

C
ENKS=1.0E60
DO 80 KI=1,N
FAKK=ABS(TUPE(KI)*THH(KI))
IF(FAKK.GE.ENKS) GO TO 90
ENKSPKRB=ENKS*FAKK
FE=EF(KI)
APES=TAE(KI)
BPES=TBE(KI)
CPES=TCE(KI)
TLL=TOPE(KI)
TTH=THH(KI)
80 CONTINUE
HC=H(KI)
TMA=1./HE
WRITE(8,550) APES,BPES,CPES,TLL,TTH,ENKS,FL,HE,TMA
10 CONTINUE
200 FORMAT(2I4,2F8.3)

210 FORMAT(3F12.3)
300 FORMAT(1H,5X,2I10,4X,"EG=",F7.3,X,"MILI EV",4X,"ED=",F7.3,X,
*"MILI EV",//)
310 FORMAT(1H,5X,6F12.3,//)
350 FORMAT(1H,3(E12.5,3X),F13.5,4X,2(E11.5,X),F7.3,2X,F9.2,3X,E13.5,
//)
105 FORMAT(1H,"A ELEKTRONLARI",X,"B ELEKTRONLARI",X,"C ELEKTRONLARI",
*X,"ELEKTRON TOPLAMI",X,"HOLE TOPLAMI",4X,"FAKK",4X,"FERMI E.",X,
*"MAGNETIK A.",X,"TERS MAGNETIK A.",//)
400 FORMAT(F3.1)
405 FORMAT(1H,"X =",F7.3,"S2KONSANTRASYONU",//)
370 FORMAT(1H,"ELEKTRONLAR ICIN GAMA=",F12.3,5X,"HOLELER ICIN GAMA=",
F12.3,//)
295 FORMAT(F5.1)
395 FORMAT(1H,"TE1=",F5.1,2X,"ZUKSEMINOLN ITIBAREN",//)
705 FORMAT(1H,3X,"M1E=",F3.5,/,4X,"M2E=",F3.6,/,4X,"M3E=",F3.6,/,4X,
*"M4E=",F3.6,//)
700 FORMAT(1H,"ELEKTRONLAR ICIN ETKIN KUTLE TENSORU",//)
710 FORMAT(4F8.6)
STOP
END

```

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ

- Abrikosov, A.A. and Falkovskii, L.A., 1963, Theory of the electron energy spectrum of metals with a bismuth-type lattice: *Sov. Phys.-JETP*, 16, 769-777.
- Akgöz, Y.C. and Saunders, G.A., 1971, Dislocation etch pits and growth of arsenic-antimony single crystals: *J. Mater. Sci.*, 6, 395-402.
- Akimov, B.A., Moshchalkov, V.V., Chudinov, S.M., 1978, Study of the Shubnikov-de Haas effect in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ semimetallic alloys: *Sov. J. Low Temp. Phys.*, 4,1,30-38.
- Akinaga, M., Matsumoto, Y., Mase, S., 1979, Magnetoacoustic attenuation in semimetals. III. Enhancement of quantum oscillations in bismuth-antimony alloys for $\vec{q} \perp \vec{H} \approx 90^\circ$: *J. Phys. Soc. Japan*, 47, 3, 820-827.
- Baraff, G.A., 1965, Magnetic energy levels in the bismuth conduction band: *Phys. Rev.*, 137, 3A, A842-A853.
- Barklie, R.C. and Shoenberg, D., 1975, Possible field dependence of Landau level broadening: *Phys. Cond. Matter.*, 19, 175-183.
- Bellessa, G., 1973, Giant quantum oscillations in the magnetoacoustic attenuation of mercury: *Phys. Rev.* B, 7,6, 2400-2408.
- Berger, H., Christ, B., Troschke, J., 1982, Lattice parameter study in the $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ solid-solution system: *Cryst. Res. and Tech.*, 17, 10, 1233-1239.
- Bhargava, R.N., 1967, dHvA and galvanomagnetic effect in Bi and Bi-Pb alloys: *Phys. Rev.*, 156, 3, 785-797.
- Brandt, N.B. and Chudinov, S.M., 1971, Oscillation effects in semimetallic $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys under pressure: *Sov. Phys.-JETP*, 32, 5, 815-822.
- Brandt, N.B. and Chudinov, S.M., 1975, Electronic structure of metals: Mir Publishers, Moscow, p. 196.
- Brandt, N.B., Dittmann, Kh., Ponomarev, Ya. G., 1972, Metal-semiconductor transitions in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys under pressure: *Sov. Phys.-Solid State*, 13, 10, 2408-2417.
- Brandt, N.B., Herrmann, R., Golysheva, G.I., Devyatkova, L.I., Kusnic, D., Kraak, W., Ponomarev, Ya., G., 1982, Electron Fermi surface of semimetallic

- alloys $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0,23 \leq x < 0,56$): Sov. Phys.-JETP, 56, 6, 1247-1256.
- Brandt, N.B., Lyubutina, L.G., Kryukova, N.A., 1968, Investigation of the electron energy spectrum in Bi-Sb alloys: Sov. Phys.-JETP, 26, 1, 93-98.**
- Brandt, N.B. and Shchekochikhina, V.V., 1962, The influence of antimony impurities on the de Haas-van Alphen effect in bismuth: Sov. Phys.-JETP, 14, 5, 1008-1014.**
- Braune, W., Fellmuth, B., Kubicki, N., Herrmann, R., 1982, Composition dependence of the electron Fermi surfaces tilt in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys ($0 \leq x \leq 0,22$): Phys. Stat. Sol. B, 110, 549-556.**
- Braune, W., Lebech, J., Saermark, K., 1979, Magnetoplasma waves in bismuth and semimetallic BiSb alloys in strong magnetic fields at 300 GHz: J. Phys. F: Metal Phys., 9, 2, 223-242.**
- Brigham, O., 1974, The fast Fourier transform: Prentice-Hall, Inc., New Jersey.**
- Brown, D. L. and Heumann, F.K., 1964, Growth of bismuth-antimony single-crystal alloys: J. Appl. Phys., 35, 6, 1947-1951.**
- Brown, R.D., Hartman, R.L., Koenig, S.H., 1968, Tilt of the electron Fermi surface in Bi: Phys. Rev., 172, 3, 598-602.**
- Buot, F.A., 1971, Theory of diamagnetism of Bi-Sb alloys: J. Phys. Chem. Solids, 32, Suppl. 1, 99-112.**
- Buyanova, E.P., Evseev, V.V., Ivanov, G.A., Mironova, G.A., Ponomarev, Ya. G., 1978, Determination of the carrier dispersion relation parameters for n-type semiconducting $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys: Sov. Phys.-Solid State, 20, 7, 1119-1124.**
- Cankurtaran, M., Çelik, H., Alper, T., 1980, Ultrasonik ölçümler için Bi ve PbTe tek kristallerinin büyütülmesi: TÜBİTAK, VII. Bilim Kongresi, 6-10 Ekim 1980, Aydın (tebliğ).**
- Cankurtaran, M., Çelik, H., Alper, T., 1983, Bölgesel eritme yöntemi ile Bi'un arıtılması ve $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ tek kristal alaşımlarının hazırlanması: Doğa Bilim Dergisi A, 7, 193-199.**
- Cankurtaran, M., Çelik, H., Alper, T., Kızıltan, H., Sanalan, Y., 1984a, Bi-Sb alaşımı içinde Sb konsantrasyonunun saptanması: Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, II. Ulusal**

Nükleer Bilimler Kongresi, İstanbul, 10-12 Ekim 1984 (tebliğ).

- Cankurtaran, M., Çelik, H., Alper, T., 1984b, Yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının ultrasonik kuantum osilasyonları yöntemiyle incelenmesi: Doğa Bilim Dergisi A1, 8, 3, 175-185.
- Cankurtaran, M., Çelik, H., Alper, T., 1984c, Ultrasonik kuantum osilasyonları ve yarımetal $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alaşımlarının Fermi yüzeyi: Doğa Bilim Dergisi A1, 8, 3, 222-232.
- Cankurtaran, M., Çelik, H., Alper, T., 1985, Ultrasoniç quantum oscillations in semimetallic $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys: J. Phys. F: Metal Phys. (in press).
- Çelik, H. ve Alper, T., 1982, Bizmut yarımetalinde ultrasonik kuantum osilasyonları: TÜBİTAK Projesi (TBAG-461).
- Çelik, H. ve Alper, T., 1983, Bizmut yarımetalinde ultrasonik kuantum osilasyonları: Doğa Bilim Dergisi A, 7, 201-212.
- Chao, P.W., Chu, H.T., Kao, Y.H., 1974, Nonlinear band-parameter variations in dilute bismuth-antimony alloys: Phys. Rev. B, 9, 10, 4030-4034.
- Chen, M.H., Wu, C.C., Lin, C.J., 1984, Energy bands and electron density in bismuth with a uniform DC magnetic field: J. Low Temp. Phys., 55, 1/2, 127-139.
- Christ, B., Oelgart, G., Rogaschewski, S., 1981, Quantitative analysis of $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$: Cryst. Res. and Techn., 16, 5, 623-632.
- Chu, H.T. and Kao, Y.H., 1970, Shubnikov-de Haas effect in dilute bismuth-antimony alloys. I. Quantum oscillations in low magnetic fields: Phys. Rev. B, 1, 6, 2369-2376.
- Chudinov, S.M., Akimov, B.A., Moshchalkov, V.V., 1976, Effective g factor of holes in semimetallic bismuth-antimony alloys: Sov. Phys.-Solid State, 17, 8, 1522-1524.
- Cohen, M.H., 1961, Energy bands in bismuth structure. I. A nonellipsoidal model for electrons in Bi: Phys. Rev., 121, 2, 387-395.
- Cohen, M.H. and Blount, E.I., 1960, The g-factor and de Haas-van Alphen effect of electrons in bismuth: Phil. Mag., 5, 115-126.
- Cohen, M.H., Falicov, L.M., Golin, S., 1964, Crystal chemistry and band structures of the group V semimetals and the IV-VI semiconductors: IBM J. Res. and Develop., 8, 215-227.

- Cucka, P. and Barrett, C.S., 1962, The crystal structure of Bi and of solid solutions of Pb, Sn, Sb and Te in Bi: *Acta Cryst.*, 15, 865-872.
- Dinger, R.J. and Lawson, A.W., 1973, Cyclotron resonance and the Cohen nonellipsoidal nonparabolic model for bismuth. III. Experimental results: *Phys. Rev. B*, 17, 12, 5215-5227.
- Dresselhaus, M.S., 1971, Electronic properties of the group V semimetals: *J. Phys. Chem. Solids*, 32, Suppl. 1, 3-33.
- Edelman, V.S., 1977, Properties of electrons in bismuth: *Sov. Phys.-Uspekhi*, 20, 10, 819-835.
- Edelman, V.S. and Khaikin, M.S., 1966, Investigation of the Fermi surface in bismuth by means of cyclotron resonance: *Sov. Phys.-JETP*, 22, 77-83.
- Falicov, L.M. and Lin, P.J., 1966, Band structure and Fermi surface of Antimony. Pseudopotential approach: *Phys. Rev.*, 141, 2, 562-567.
- Falkovskii, L.A., 1969, Physical properties of bismuth: *Sov. Phys.-Uspekhi*, 11, 1-21.
- Fenton, E.W. and Woods, S.B., 1966, Quantum oscillations of the ultrasonic absorption in magnesium and zinc: *Phys. Rev.*, 151, 2, 424-429.
- Fukami, T., Akinaga, M., Yamaguchi, T., Mase, S., 1979, Magnetoacoustic attenuation in semimetals. II. Tilt effect in bismuth and bismuth-antimony alloys: *J. Phys. Soc. Japan*, 47, 2, 435-443.
- Goldsmid, H.J., 1970, Bismuth-antimony alloys: *Phys. Stat. Sol. A*, 1, 7-28.
- Golin, S., 1968a, Band structure of bismuth. Pseudopotential approach: *Phys. Rev.*, 166, 643-651.
- Golin, S., 1968b, Band model for bismuth-antimony alloys: *Phys. Rev.*, 176, 3, 830-832.
- Gurevich, V.L., Skobov, V.G., Firsov, Yu. A., 1961, Giant quantum oscillations in the acoustical absorption by a metal in a magnetic field: *Sov. Phys.-JETP*, 13, 3, 552-555.
- Hansen, M. and Anderko, K., 1958, Constitution of binary alloys: McGraw-Hill Book Company, New York, 2nd ed., p. 332.

- Heine, V., 1956, The band structure of bismuth: Proc. Phys. Soc. A, 69, 513-519.
- Herrmann, R., Braune, W., Kuka, G., 1975, Cyclotron resonance of electrons in semimetallic bismuth-antimony alloys: Phys. Stat. Sol. B, 68, 233-242.
- Hiruma, K. and Miura, N., 1983, Magnetoresistance study of Bi and Bi-Sb alloys in high magnetic fields. II. Landau levels and semimetal-semiconductor transition: J. Phys. Soc. Japan, 52, 6, 2118-2127.
- Issi, J.P., 1979, Low temperature transport properties of the group V semimetals: Aust. J. Phys., 32, 585-628.
- Jain, A.L., 1959, Temperature dependence of the electrical properties of bismuth-antimony alloys: Phys. Rev., 114, 6, 1518-1528.
- Kamm, G.N., 1978, Computer Fourier-transform technique for precise spectrum measurements of oscillatory data with application to the de Haas-van Alphen effect: J. Appl. Phys., 49, 12, 5951-5970.
- Kaner, E.A. and Skobov, V.G., 1968, Effect of electron scattering on giant quantum oscillations of sound and electromagnetic waves in metals: Sov. Phys.-JETP, 26, 1, 251-260.
- Kraak, W., Oelgart, G., Schneider, G., Herrmann, R., 1978, The semiconductor-semimetal transition in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys with $x \geq 0,22$: Phys. Stat. Sol. B, 88, 105-110.
- Kuhl, R., Kraak, W., Haefner, H., Herrmann, R., 1976, The semimetal-semiconductor transition in bismuth-antimony alloys: Phys. Stat. Sol. B, 77, K109-K111.
- Kuramoto, Y., 1979, Effect of electron-hole correlation on ultrasonic attenuation in bismuth in strong magnetic fields: Z. Physik B, 35, 233-243.
- Kuramoto, Y., 1982, Dynamical effects of electron-hole correlation and giant quantum attenuation of ultrasound in semimetals: Z. Phys. B-Condensed Mater, 48, 305-312.
- Lax, B., Mavroides, J.G., Zeiger, H.J., Keyes, R.J., 1960, Infrared magnetoreflexion in bismuth. I. High fields: Phys. Rev. Letters, 5, 6, 241-243.
- Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I., 1978, Table of isotopes: John Wiley and Sons, Inc., New York, p. 64.

- Liu, S.H. and Toxen, A.M., 1965, Magnetoacoustic effect in impure metals: Phys. Rev., 138, 2A, A487-A493.
- Lovett, D.R., 1977, Semimetals and narrow-bandgap semiconductors: Pion Limited, London, p. 107.
- Maltz, M. and Dresselhaus, M.S., 1970, Magnetoreflexion studies in bismuth: Phys. Rev. B, 2, 8, 2877-2886.
- Mase, S., 1958, Electronic structure of bismuth type crystals. I: J. Phys. Soc. Japan, 13, 434-445.
- Mase, S., 1959, Electronic structure of bismuth type crystals. II: J. Phys. Soc. Japan, 14, 548-589.
- Mase, S., Akinaga, M., Matsumoto, Y., 1981b, Large dip and hump type quantum oscillations in magnetoacoustic attenuation in dilute $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys for $\vec{q} \perp \vec{H} \approx 90^\circ$. I. Experiment: J. Phys. Soc. Japan, 50, 10, 3321-3328.
- Mase, S., Fujimori, Y., Mori, H., 1966, Magnetoacoustic attenuation in bismuth: J. Phys. Soc. Japan, 21, 9, 1744-1764.
- Mase, S., Fukami, T., Akinaga, M., Matsumoto, Y., 1981a, Large dip and hump type quantum oscillations in magnetoacoustic attenuation in dilute $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys for $\vec{q} \perp \vec{H} \approx 90^\circ$. II. Theory: J. Phys. Soc. Japan, 50, 10, 3329-3340.
- Matsumoto, Y., Fukami, T., Akinaga, M., Mase, S., 1979, Magnetoacoustic attenuation in semimetals. IV. Line shape analysis of giant quantum attenuation in bismuth and bismuth-antimony alloys: J. Phys. Soc. Japan, 47, 3, 828-835.
- Matsumoto, Y. and Mase, S., 1975, Landau level broadening of the electrons in antimony: J. Phys. Soc. Japan, 38, 5, 1328-1335.
- Matsumoto, Y., Sakai, T., Mase, S., 1970, Giant quantum attenuation of sound waves in bismuth. II. Line shape of the attenuation coefficient: J. Phys. Soc. Japan, 28, 5, 1211-1221.
- Matsuo, S., Nishimoto, T., Hayashi, S., Noguchi, S., 1978, Magnetothermal oscillation and spin splitting of electrons in dilute bismuth-antimony alloys: Phys. Stat. Sol. B, 86, 169-176.
- McClure, J.W. and Choi, K.H., 1977, Energy band model and properties of electrons in bismuth: Solid State Commun., 21, 1015-1018.

- Meisalo, V., 1970, Lattice parameters of Bi-Sb alloys at 4,2°K: J. Appl. Cryst., 3, 224-226.
- Mendez, E.E., Misu, A., Dresselhaus, M.S., 1981, Pressure-dependent magnetoreflexion studies of Bi and $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys: Phys. Rev. B, 24, 2, 639-648.
- Mironova, G.A., Sudakova, M.V., Ponomarev, Ya. G., 1980a, Carrier dispersion relation for $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys: Sov. Phys.-Solid State, 22, 12, 2124-2127.
- Mironova, G.A., Sudakova, M.V., Ponomarev, Ya. G., 1980b, Investigation of the band structure of semiconducting $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys: Sov. Phys.-JETP, 51, 5, 918-929.
- Nagai, T. and Fukuyama, H., 1976, Theory of ultrasonic attenuation in semimetals in strong magnetic field: J. Phys. Soc. Japan, 41, 4, 1137-1145.
- Oelgart, G., Schneider, G., Kraak, W., Herrmann, R., 1976, The semiconductor-semimetal transition in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ alloys: Phys. Stat. Sol. B, 74, K75-K78.
- Oppenheim, A.V. and Schafer, R.W., 1975, Digital signal processing: Prentice-Hall, Inc., New Jersey, p. 237.
- Pfann, W.G., 1966, Zone Melting: John Wiley and Sons, Inc., New York, 2nd ed.
- Phillips, R.A. and Gold, A.V., 1969, Landau-level widths, effective masses, and magnetic-interaction effects in lead: Phys. Rev., 178, 3, 932-948.
- Rabiner, L.R. and Gold, B., 1975, Theory and applications of digital signal processing: Prentice-Hall, Inc., New Jersey, p. 88.
- Reed, R.W. and Brickwedde, F.G., 1971, Magnetoacoustic absorption of longitudinal sound in magnesium in high magnetic fields: Phys. Rev. B, 3, 4, 1081-1091.
- Reneker, D.H., 1959, Ultrasonic attenuation in bismuth at low temperatures: Phys. Rev., 115, 2, 303-313.
- Rose-Innes, A.C., 1973, Low temperature laboratory techniques: The English Universities Press Ltd., Liverpool, p. 226.
- Sakai, T., Matsumoto, Y., Mase, S., 1969, Giant quantum attenuation of sound waves in bismuth. I. Spin splitting factors of electrons and holes: J. Phys. Soc. Japan, 27, 4, 862-873.

- Sanalan, Y. ve Ünlü, K., 1978, Termal nötron aktivasyon analiz yöntemi ile çelik içerisinde manganın nicel olarak saptanması: *Yerbilimleri (H.Ü. Yerbilimleri Enstitüsü Yayın Organı)*, 4, 1-2, 176-185.
- Schiferl, D. and Barrett, C.S., 1969, The crystal structure of arsenic at 4,2, 78 and 299°K: *J. Appl. Cryst.*, 2, 30-36.
- Schneider, G., Herrmann, R., Christ, B., 1981, Crystal growth and electron microprobe analysis of bismuth-antimony alloys ($\text{Bi}_{100-x}\text{Sb}_x$): *J. Cryst. Growth*, 52, 485-492.
- Shaphira, Y., 1968, Acoustic wave propagation in high magnetic fields: *Physical Acoustics*, W.P. Mason (Ed.), Academic Press, New York, V, 1-58.
- Shoenberg, D., 1976, Magnetic interaction and phase smearing: *J. Low. Temp. Phys.*, 25, 5/6, 755-769.
- Shoenberg, D., 1984, Magnetic oscillations in metals: Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 160.
- Shoenberg, D. and Vanderkooy, J., 1970, Absolute amplitudes in the de Haas-van Alphen effect: *J. Low Temp. Phys.*, 2, 5/6, 483-497.
- Skobov, V.G., 1961, Quantum theory of sound absorption by a metal in a magnetic field: *Sov. Phys.-JETP*, 13, 5, 1014-1017.
- Smith, G.E., Baraff, G.A., Rowell, J.M., 1964, Effective g factor of electrons and holes in bismuth: *Phys. Rev.*, 135, 4A, A1118-A1124.
- Soete, D. de, Gijbels, R., Hoste, J., 1972, Neutron activation analysis: Wiley-Interscience, New York.
- Takano, S. and Koga, M., 1977, Spin splitting factors of electrons in bismuth for heavy mass directions: *J. Phys. Soc. Japan*, 42, 3, 853-860.
- Tichovolsky, E.J. and Mavroides, J.G., 1969, Magnetoreflection studies on the band structure of bismuth-antimony alloys: *Solid State Commun.*, 7, 927-931.
- Toyoda, K., Sawada, Y., Kawamura, H., 1972, On the anomalous angular variation of the spin splitting factor of bismuth: *J. Phys. Soc. Japan*, 32, 3, 653-655.
- Truell, R., Elbaum, C., Chick, B.B., 1969, Ultrasonic methods in solid state physics: Academic Press, New York.

- Vecchi, M.P. and Dresselhaus, M.S., 1974a, Magnetic energy levels of bismuth in the low-quantum-number limit: Phys. Rev. B, 9,8, 3257-3265.
- Vecchi, M.P. and Dresselhaus, M.S., 1974b, Temperature dependence of the band parameters of bismuth: Phys. Rev. B, 10, 2, 771-774.
- Vecchi, M.P., Pereira, J.R., Dresselhaus, M.S., 1976, Anomalies in the magnetoreflexion spectrum of bismuth in the low-quantum-number limit: Phys. Rev. B, 14, 2, 298-317.
- Watts, B.R., 1971, The de Haas-van Alphen effect in dislocated crystals; theory: Phil. Mag., 24, 1151-1161.
- Wernick, J.H., Benson, K.E., Dorsi, D., 1957, Zone refining of bismuth: Trans. AIME, 209, 996.
- Wilde, J. de and Groot, D.G. de, 1978, Lineshapes studies of quantum oscillations in the ultrasonic absorption and dispersion in indium. The anomalous behaviour of the ultrasonic absorption: J. Phys. F: Metal Phys., 8, 6, 1131-1146.
- Yim, W. M. and Dismukes, J.P., 1966, Growth of homogeneous Bi-Sb alloys: J. Phys. Chem. Solids, 28, Suppl. 187-196.