

제 1 차년도
연차 보고서

고성능 광자기 기록기술 개발

Development of Advanced
Magneto-Optical Recording Technique

연구 기관
한국과학기술원

과학기술처

제 출 문

과 학 기 술 처 장 관 귀 하

본 보고서를 “고성능 광자기 기록기술 개발에 관한 연구” 과제의 연차보고서로 제출합니다.

1995. 5. 20.

주관연구기관명 : 한국과학기술원
총괄연구책임자 : 신 성 철(한국과학기술원 물리학과 교수)
연 구 원 : 장 기 주(한국과학기술원 물리학과 교수)
남 창 희(한국과학기술원 물리학과 교수)
문 기 석(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
김 진 홍(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
최 석 봉(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
정 병 호(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
이 선 길(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
강 영 일(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
이 종 무(한국과학기술원 물리학과 박사과정)
차 용 호(한국과학기술원 물리학과 박사과정)

요 약 문

I. 제목

고성능 광자기 기록기술 개발

II. 연구개발의 목적 및 중요성

다가오는 21세기 정보화 시대로의 도약을 위하여 현재에 모든 통신 기기들과 정보 저장 매체들은 아날로그 시대에서 디지털 기술이 지배하는 시대로 급격히 변화하고 있다. CD가 LP를 밀고 오디오 시장의 주도권을 넘겨받고, LD는 이미 안방 깊숙히 침투하였으며, PC는 multimedia라는 새로운 개념으로 일상생활에 필수품으로 등장하는 등 이미 고성능의 대용량 정보 처리 기술의 경쟁시대는 시작되었다고 할 수 있다.

이렇게 급속도로 발전하고 있는 정보 처리 기술은 사용자가 원하는 많은 양의 정보를 손쉽게 저장하고 검색할 수 있는 대용량의 디지털 정보 저장 매체의 수요를 급증시키고 있다. 이러한 대용량의 정보 저장 매체로서 각광을 받고 있는 광자기 기록 기술은 전 세계적으로 많은 연구 기관에서 활발히 연구되고 있으며 일부에서는 이미 상용화가 되고 있는 실정이다.

광자기 기록 광원의 파장이 짧을수록 광자기 기록 밀도를 크게 향상되므로 고집적 대용량 정보저장이 가능해진다. 이러한 단파장을 이용한 광자기 기록을 실현하기 위하여는 단파장 영역에서 우수

한 자기광학적 성질을 가지는 재질의 개발이 무엇보다 중요하며 또한 기록 광원으로 쓰일 단파장 레이저의 개발이 필수적으로 요구된다.

따라서 본 연구에서는 단파장용 광자기 기록 매질 및 단파장 광원의 개발을 통하여 고집적 대용량 정보저장 능력을 가지는 광자기 기록기술을 개발함으로써 다가오는 21세기 정보화 시대에 대처하며 국제 경쟁력을 강화할 수 있는 원천 기술을 확보하고자 한다.

III. 연구개발의 내용 및 범위

단파장에서의 물성이 우수한 광자기 디스크를 상용화시키기 위하여 꼭 거쳐야 할 작업이 표준화 작업이다. 광자기 디스크의 표준화의 가장 큰 쟁점은 기록매체의 정특성 및 동특성을 좌우하는 물리량을 찾아내는 것이다.

본 연구에서는 Co/Pd 시스템의 자구 안정성과 직결된 보자력을 증가시키기 위한 Pd 하지층 두께 영향에 대한 연구와, 이 시스템에서 기록 가모 및 Kerr 효과 증대를 위해 Fe 첨가효과에 대해 연구 및 Co/Pt 시스템에서 스파터링 공정의 Ar gas 압력변화에 따른 보자력 및 Kerr 각 의존도를 조사하였다.

또한, 동력학적인 자구운동을 관찰을 통한 광자기 기록 효율을 극대화 시킬 수 있는 기초연구를 위하여 광자기 기록장치를 삽입한 편광현미경을 제작하였다.

그리고, 단파장 레이저의 개발을 위하여 ZnSe 반도체의 p형 도핑 메카니즘의 최적화를 통해 단파장 레이저로서의 가능성을 연구하였으며, Ti:S 레이저의 극 초단파 펄스 발생과 2차 고조파 변환에 의한

단파장 레이저로서의 가능성을 연구하였다.

IV. 연구개발결과 및 활용에 관한 건의

조성변조 Co/Pd 초격자 다층박막에서 Pd 하지층의 두께가 자기적 성질에 미치는 영향을 연구하여 Pd 하지층의 두께가 700 Å 에서 포화 자화량, 수직 자기 이방성 에너지, 그리고 보자력과 같은 자기적 성질들을 극대화 되는 것을 관찰하였다. 이러한 연구의 결과 700 Å 이상의 Pd을 predeposition 하고 그 위에 Co/Pd 다층박막을 증착하는 것이 큰 보자력과 수직자기 이방성 에너지를 요구하는 광자기 재질로서의 자기적 성질을 만족하므로 차세대 광자기 기록 매질의 물성을 크게 향상시켰다.

FeCoPd 초격자 다층박막의 Fe 조성이 약 48 at. % 부근에서 포화자화값을 극대화 시킬 수 있었다. 그러나, Fe 조성의 증가에 따라 수직 자기이방성에너지는 줄어들어 보자력은 단조감소 하고 Kerr 회전각 또한 점차적으로 감소하여 광자기 기록 매질로서의 특성은 감소하였다. 광자기 기록시 소모전력을 최소화하기 위한 Fe 조성의 첨가는 광자기 매질의 다른 특성을 저하시키므로 더욱 세심한 연구를 필요로 한다.

조성변조 Co/Pt 다층박막 제작에 있어서 Ar 가스 압력이 20 mTorr 이상에서 보자력이 극대가 됨을 관찰하였다. 이러한 비교적 높은 Ar gas 압력하에서 제조된 시료들은 자기적 성질뿐 아니라 자기광학적 성질 역시 우수함을 알 수 있었는데, 이 경우 높은 noise

level이 예상되므로 실제 magneto optic media로의 응용에 있어서는 좀 더 연구가 필요하다고 생각된다.

최대 1,000 배의 배율에서 $0.3 \mu\text{m}$ 의 광학분해능으로 0.2° 미만의 Kerr 회전각 분해능을 가지는 편광현미경에 레이저를 삽입하여 $1 \mu\text{m}$ 이하 직경의 자구를 기록 및 자구현상을 관찰할 수 있는 광자기 매체의 자구관찰 관찰용 편광현미경을 제작하였다. 제작된 장비를 이용하여 광자기 매체로 제작된 초격자 다층박막의 Kerr 회전각 이 0.2° 이고 직경 $0.5 \mu\text{m}$ 인 strip 자구를 관찰할 수 있었고, 레이저를 이용하여 $1 \mu\text{m}$ 크기의 자구를 기록할 수 있음을 확인하였다. 이러한 자구운동 관찰용 편광현미경을 통하여 광자기 기록시 동력학적인 자구의 운동을 연구함으로써 광자기 기록 기술의 효율을 높이는데 유용하게 사용될 제반 기술을 확보하였다.

ZnSe 에서의 N 억셉터의 보상 효과의 새로운 메커니즘을 제시하였다. N dopant를 가지고 얻을 수 있는 최대 억셉터 농도의 전기적 포텐셜 및 원자의 chemical potential에의 의존성으로부터, Se-rich 조건에서 Zn-rich 조건으로 옮겨갈수록 도핑효율이 더 좋아질 것임을 예측하여 단파장 레이저의 가능성 및 도핑 메커니즘을 개발하였다.

SUMMARY

We have investigated the effects of Pd predeposition layer on magnetic properties in compositionally modulated Co/Pd multilayers. The samples were prepared at the Ar sputtering pressure of 10 mTorr by dc magnetron sputtering. The thickness of Pd predeposition layer was varied from 0 to 1000 Å with a 100 Å interval. It was observed that the magnetic properties of the saturation magnetization, the perpendicular anisotropy energy, and the coercivity remained relatively constant until the thickness of the predeposition layer was up to 600 Å. However, those were rapidly increased with the predeposition-layer thickness when the thickness was thicker than 600 Å. The results were caused by a change in the microstructure of the multilayers deposited on different predeposition-layer thickness.

We have investigated the dependence of the magnetization, anisotropy, coercivity, and Kerr rotation on the Fe concentration in FeCo/Pd multilayer thin films, where the Fe concentration in the FeCo sublayer varied between 0 and 100 % with maintaining the same sublayer thickness of 2 Å FeCo and 9 Å Pd. The maximum saturation magnetization was observed at the Fe concentration of about 48 at.% in the FeCo sublayer. Perpendicular magnetic anisotropy and coercivity of the FeCo/Pd multilayer thin film decreased monotonically with increasing the Fe concentration. The Kerr rotation angle also decreased with increasing the

Fe concentration and the amount of variation was remarkably changed with decreasing the light wavelength.

We investigated the effects of sputtering Ar gas pressure on magnetic and magneto-optic properties in compositionally modulated Co/Pt superlattice thin films. The samples were prepared by dc magnetron sputtering. Sputtering Ar gas pressure was varied from 2 to 30 mTorr. The microstructure of the sample was examined by scanning electron microscope and the X-ray diffractometry. The magnetization, the Kerr rotation angle, and the reflectivity of the samples were measured. The columnar structure was developed, and the coercivity was drastically increased, when the sputtering Ar gas pressure was higher than 20 mTorr. We explained that the variation of the magnetization, the Kerr rotation angle, and the reflectivity was related with the microstructure influenced by the variation of the Ar gas pressure.

We have modified a polarized light microscope for thermomagnetic recording by incorporation of a He-Cd laser and a bias magnet. With this modified microscope, we could thermomagnetically write micron-sized reverse-magnetized domains with a maximum applied bias field of 500 Oe and the laser power of up to 23 mW. Therefore, we could observe the microstructure of the magnetic domains showing less than a 0.2° Kerr rotation. This apparatus is expected to help understanding the dynamics of the domains in the magnetic materials as well as magneto-optical recording materials.

We present a mechanism for the compensation of N acceptors in ZnSe through first-principles pseudopotential calculations. In Se-rich conditions, the formation of N₂ molecules which are electrically inert neutralizes the acceptor activity, with the maximum acceptor density achievable with N dopants being about 10¹⁸cm⁻³, in good agreement with experiments. As going to Zn-rich conditions, the hole density is increased by an order of magnitude, suggesting a promising low-resistance p-type doping, however, a self-compensation still occurs due to a {100}-split interstitial N-N complex occupying a Se site, which behaves as a double donor.

We have studied the characteristics of the cw Ti:sapphire laser. Ti:sapphire is one of the most attractive material for the generation of ultra-short pulses because of its very broad gain bandwidth. It is also favorable for the generation of blue laser pulses using the second harmonic generation(SHG). We used a 4.1 mm thick, 0.15 % doped, Brewster cut Ti:sapphire crystal and made a folded cavity to create a strong focusing mode. The folding angle of the cavity was adjusted to 15.4 ° to compensate the astigmatism of Brewster cut Ti:sapphire crystal. As a pumping source, we used 5 W Ar-ion laser. We observed that the Ti:sapphire cw output power was changed sensitively with respect to the condition of the folded cavity. The threshold pumping power was 2 W and the slope efficiency was 15.6 %. The maximum output power was 450 mW at 5 W pumping. In the second year, we'll research about Kerr-Lens modelocking and the second harmonic generation of Ti:sapphire laser to produce blue laser pulses with 100 MHz repetition rate.

CONTENTS

Chap. 1. Introduction	13
Chap. 2. The effect of Pd predeposition layer on the magnetic and magneto-optic properties of Co/Pd multilayer films.	16
2-1. Introduction	17
2-2. Experimental method	17
2-3. Result and discusstion	18
2-4. Conclusion	23
Reference	25
figure caption	26
Chap. 3. Study on the magnetic and magneto-optic properties of FeCo/Pd multilayer films.	34
3-1. Introduction	35
3-2. Experimental method	36
3-3. Result and discusstion	37
3-4. Conclusion	42
Reference	43
figure caption	45
Chap. 4. The effect of Ar gas pressure on the magnetic and magneto-optic properties of Co/Pt multilayer films.	50
4-1. Introduction	51
4-2. Experimental method	52

4-3.	Result and discusstion	53
4-4.	Conclusion	58
	Reference	60
	figure caption	61
Chap 5. The design and construction of the modified microscope for the magnetic domain observation.		
		70
5-1.	Introduction	71
5-2.	Design of the modification	72
5-3.	Experments and thr result	73
5-4.	Conclusion	74
	Reference	76
	figure caption	77
Chap. 6. Study on the properties of ZnSe laser.		
		81
6-1.	Introduction	81
6-2.	Theoritical approach and the result	82
6-3.	Colclusion	90
	Reference	91
	Figure caption	93
Chap. 7. Development of short wavelength light sources		
7-1.	Introduction	97
7-2.	folded cavity	98
7-3.	Experments and the resut	104
7-4.	Conclusion	108
	Reference	110
	Figure caption	111

목차

제1장 서론	13
제2장 Co/Pd 초격자 다층박막의 Pd 하지층 영향	16
2-1. 서론	17
2-2. 실험방법	17
2-3. 결과 및 토의	18
2-4. 결론	23
참고문헌	25
FIGURE CAPTION	26
제3장 FeCo/Pd 초격자 다층박막의 자기 및 자기광학적 특성	34
3-1. 서론	35
3-2. 실험방법	36
3-3. 결과 및 토의	37
3-4. 결론	42
참고문헌	43
FIGURE CAPTION	45
제4장 Co/Pt 초격자 다층박막의 Ar 가스 압력변화에 따른 자기 및 자기광학적 특성	50
4-1. 서론	51
4-2. 실험방법	52
4-3. 결과 및 토의	53
4-4. 결론	58
참고문헌	60

	FIGURE CAPTION	61
제5장	광자기 매체의 자구운동 관찰용 편광현미경의 제작	70
5-1.	서론	71
5-2.	기기의 제작	72
5-3.	실험 및 결과	73
5-4.	결론	74
	참고문헌	76
	FIGURE CAPTION	77
제6장	ZnSe 단파장 레이저의 물성 연구	81
6-1.	서론	81
6-2.	이론적 연구 방법 및 결과	82
6-3.	결론	90
	참고문헌	91
	FIGURE CAPTION	93
제7장	고반복 단파장 광원 개발	97
7-1.	서론	97
7-2.	접힌 공진기의 해석	98
7-3.	실험 및 결과	104
7-4.	결론	108
	참고문헌	110
	FIGURE CAPTION	111

제 1 장. 서 론

눈 앞으로 다가오고 있는 21세기가 정보화 시대가 된다는 것은 주지의 사실이다. 21세기가 얼마 남지 않은 현재에 모든 통신 기기들과 정보 저장 매체들은 아날로그 시대에서 이미 디지털 기술이 지배하는 시대로 급격히 변화하고 있다. 오디오 시장에서 LP가 CD에게 그 주도권을 넘겨준 것은 불과 몇 년 사이의 일이다. 등장한지 불과 얼마되지 않은 LD는 디지털 영상의 매력으로 이미 안방 깊숙히 침투하였고, 사무용으로만 여겨지던 PC는 이미 multimedia라는 새로운 개념으로 일상생활에 있어서의 커다란 변화를 예고 하고 있다. 차세대 전자공학의 총아라고 할 수 있는 HDTV 등의 'digital 영상매체'의 대중화도 그리 먼 훗날의 이야기는 아니다.

이러한 시기에 급속도로 그 수요가 느는것 중의 하나가 대용량의 디지털 정보 저장 매체라는 것은 당연한 일이다. PC 시장에서 급속도로 증가하고 있는 대용량 정보 저장 매체인 CD-ROM의 비중을 보면 그것을 쉽게 실감 할 수 있다. 그리고, 진정한 multimedia가 되기 위해서는 사용자가 원하는 많은 양의 정보를 손쉽게 저장하는 것도 가능해야 한다. 즉, 사용자가 원하는 화상정보나 그 밖의 대용량의 정보를 손쉽게 저장하고 검색할 수 있는 정보 저장 매체로 그 수요가 넘어감은 너무나 당연한 일이다. 이러한 대용량의 정보 저장 매체로서 각광을 받고 있는 광자기 기록 기술은 전 세계적으로 많은 연구 기관에서 활발히 연구되고 있으며 일부에서는 이미 상용화가 되고 있는 실정이다. 이미 일본의 SONY사에서는 광자기 기록 기술을 이용한 재생과 기록이 가능한 MD(mini disk)를 상용화하여 오디오용

으로 사용하고 있는 실정이다.

광자기 기록 기술중 기록 밀도를 크게 높일 수 있는 방법으로 제안되는 것이 광원의 파장을 짧은 쪽으로 선택하자는 것이다. 기록 밀도는 파장의 제곱에 반비례하므로 파장이 짧을 수록 기록 밀도를 높일 수 있게 된다. 그러기 위해서는 단파장 영역에서 우수한 자기 광학적 성질을 가지는 재질의 개발이 무엇보다 중요하다. 또, 이러한 재질의 개발에는 단파장에서 이 재질이 가지는 광학적 및 자기 광학적 성질을 측정하는 기술이 가장 기본이 된다. 그리고, 광자기 디스크가 범용되어 사용되기 위해서 꼭 거쳐야 할 작업이 단파장 영역에서의 표준화 작업이다. 광자기 디스크의 표준화의 가장 큰 쟁점은 기록매체의 정특성 및 동특성을 좌우하는 물리량을 찾아내는 것이다.

본 연구에의 목적은 현재 1세대 광자기 재질로 범용되고 있는 희토-천이 합금박막의 여러가지 단점을 보완한 소위 조성변조 초격자 다층박막(Compositionally Modulated Superlattice Thin Film) 시스템을 이용한 차세대 광자기 재질 개발과 광자기 디스크의 동특성연구 장비의 개발 및 고집적 광자기 정보저장에 필수적인 단파장 레이저의 개발에 있다. 조성변조 초격자 다층박막 광자기 재질은 희토-천이 합금 박막 재질에 비해 수명이 월등히 길고, 단파장으로 갈수록 광자기 효과가 커지기 때문에 집적용량 증대를 위한 단파장 기록시 유리하고, 합금 스파타링이 아닌 원소 스파타링이므로 생산 공정에 덜 민감하여 생산률을 높일 수 있는 재 장점이 있다. 이러한 단파장에서의 기록조건이 우수한 조성변조 초격자 다층박막의 연구와 병행된 단파장 레이저 개발은 추후 광자기 기록밀도를 향상시키는데에 매우 필수적이다.

본 연구에서는 Co/Pd 초격자 다층박막 광자기 디스크 개발을 위

한 자기 및 자기광학적 특성 향상을 위한 연구를 집중적으로 수행하며, Co/Pt 다층박막 시스템에 대한 기초연구를 하였다. Co/Pd 시스템의 자기 안정성과 직결된 보자력을 증가시키기 위해 Pd 하층 두께 영향에 대한 연구가 진행되었고, 이 시스템에서 기록 가모 및 Kerr 효과 증대를 위해 Fe 첨가효과에 대해 연구하였다. 한편 광자기 효과가 Co/Pd 보다 큰 Co/Pt 시스템에 대해 스파터링 공정을 calibration 한 후 Ar gas 압력변화에 따라 보자력 및 Kerr 각 의존도를 조사하였다. 또한, 동력학적인 자기운동을 관찰할 수 있는 편광현미경에 광자기 기록 장치를 삽입하여 제작함으로써 광자기 기록시 발생하는 동력학적인 현상에 대한 이해에 대한 연구의 기초적인 제반기술 및 제반장비를 구비하였다. 고집적 정보저장을 위한 단파장 레이저의 개발을 위하여 ZnSe와 같은 II-VI족 반도체의 도핑의 메카니즘과 양자우물구조의 연구를 통하여 통하여 p형 고농도 도핑의 최적조건 및 그에 따른 단파장 레이저로서의 가능성을 연구하였으며, Ti:S 에이저의 모드록킹에 의한 극 초단파 펄스 발생과 비선형 결정을 이용한 2차 고조파 단파장 변화에 의한 단파장 레이저로서의 가능성을 연구하였다.

제 2 장. Co/Pd 초격자 다층박막의 Pd 하지층 영향

Pd 하지층 (predeposition layer)이 조성변조 Co/Pd 초격자 다층박막의 자기적 성질에 미치는 영향을 연구하였다. 각 시료들은 Ar 스퍼터링 압력이 10 mTorr 에서 dc magnetron 스퍼터링 방법으로 제작되었고, Pd 하지층의 두께를 0 Å 에서 1000 Å 까지 100 Å 의 간격으로 변화시켰다. 포화 자화량, 수직 자기 이방성, 보자력 같은 자기적 성질들은 Pd 하지층의 두께가 600 Å 일때 까지 거의 일정함이 관측 되었다. 그러나 Pd 하지층의 두께가 700 Å 보다 두꺼워질 때, 시료의 자기적 성질들은 급격히 증가하였다. 이 결과들은 서로 다른 두께를 가진 Pd 하지층위에 증착된 다층박막의 미세구조의 변화에 기인한다.

2-1. 서론

조성변조 (compositionally modulated) Co 계의 초격자 다층박막은 새로운 성질과 신소재로서의 응용 가능성 때문에 활발한 연구의 대상이 되고 있다[1-6]. 특히 이 물질은 현재 범용되고 있는 희토류-천이금속 합금박막에 비하여 고밀도 데이터 저장용 광자기 기록 매체로서 응용성에 있어서 여러가지 장점을 지니고 있기 때문에 차세대 매체로서 주목 받고 있다.

그런데, Co 계 초격자 다층 박막의 광자기 기록 매질로서의 한가지 문제점은 이 재질의 낮은 보자력이며, 특히 스퍼터링으로 제작할 경우는 더욱 그러하다. 그러므로 보자력을 증가시키기 위한 여러가지 방법이 연구되어 온 바, 높은 Ar 압력의 스퍼터링방법을 이용한 방법 [4,7], Kr이나 Xe과 같은 무거운 스퍼터링 gas를 이용한 방법[8]들이 보고 되고 있다. 예를 들면 20 mTorr의 Ar 압력에서 제작된 시료의 경우 보자력이 3 kOe 이상 증가됨이 보고 되었다[9].

본 연구의 동기는 Pd 하지층을 이용하여 보자력 및 그 밖의 자기적 성질들을 개선시키기 위하여 시작되었는데, 본 보고서에서는 조성변조 Co/Pd 초격자 다층박막에서 Pd 하지층이 구조및 자기적 성질에 미치는 영향에 관하여 보고하고자 한다.

2-2. 실험방법

조성변조 Co/Pd 초격자 다층박막은 지름이 2" 인 타겟을 이용해 dc-magnetron 스퍼터링 방법으로 Ar 가스 압력 10 mTorr에서 제조

하였다. Pd은 그 두께를 0 에서 1000 Å 까지 100 Å 간격으로 변화시켜 가면서 predeposition 되었다. 조성변조 초격자 구조는 stepping motor에 의해 회전되는 기판 holder를 Co와 Pd gun에 번갈아 노출시킴으로써 만들어졌고, 각 층의 두께 및 층수는 programmable controller에 의해 stepping motor의 머무는 시간과 회전수를 변화시켜 조절하였다. 스퍼터링되는 Co와 Pd 원자의 cross contamination을 방지하기 위하여 Co와 Pd 타겟 사이에 스테인레스 격막을 설치하고, 타겟과 기판 holder 사이에는 지름 2" 크기의 구멍이 있는 스테인레스 판을 설치하였다. 모든 시료들은 base pressure 가 5×10^{-6} Torr 일때 Ar gas를 주입하여 제조되었는데, 시료의 두께는 Co및 Pd의 sublayer두께가 각각 2 Å, 9 Å 이고 총두께가 1100 Å 의 동일한 두께구조를 가지게 했다. 조성변조 다층박막 구조는 x-선 low- and high-angle 회절 실험을 통하여 확인되었다. 자화량은 vibrating sample magnetometer (VSM) 을 이용하여 측정하였다. 자기 이방성 에너지는 토크 마그네토미터를 이용하여 인가자장 10 kOe에서 측정된 토크 곡선을 Shin and Kim[10] 방법으로 분석하여 구했다. 보자력과 Kerr 회전각, 그리고 타원율은 632.8-nm HeNe laser를 사용한 polar Kerr hysteresis loop tracer 를 이용하여 측정 되었다.

2-3. 결과 및 논의

본 실험의 모든 시료들은 Pd 하지층의 두께에 상관없이 조성변조 초격자 구조를 지니고 있음이 x-선 low-angle 회절 실험을 통해서 확인되었다. 그런데, 첫번째 low-angle diffraction peak의 full width

at half maximum (FWHM) 은 Pd 하지층의 두께가 증가함에 따라서 점점 좁아짐이 관찰되었다. 그러므로, 두꺼운 하지층에 증착된 시료들은 좀더 smooth한 박막면을 지니고 있으리라 기대된다. x-선 high-angle 회절 실험결과는 시료들이 $d_{111} = (2.218 \pm 0.003 \text{ \AA})$ 의 [111] cubic orientation으로 성장되었음을 보여 주었고, 하지층의 두께가 증가함에 따라서 [111] 방향의 texture가 향상됨을 보여 주었다.

다층박막의 미세구조의 변화를 이해하기 위하여서 순수한 Pd 박막을 두께를 100 Å 에서 1000 Å 까지 변화시켜 가면서 transmission electron microscope (TEM) 를 이용하여 관찰하였다. Fig. II-1(a) 과 (b) 는 100 Å 과 800 Å 두께의 Pd 박막의 surface morphology를 보여주고 있다. Fig. II-1(a)에서는 약 20 Å 보다 작은 grain들로 둘러싸인 void region의 network이 선명하게 보인다. 박막의 두께가 두꺼워지면서 void region이 점차 작아지고 Pd 박막의 두께 t_{Pd} 가 700 Å 이상에서는 Fig. II-1(b) 에서 보이는 바와 같이 완전히 사라진다. 그러므로 $t_{Pd} \geq 700 \text{ \AA}$ 의 두꺼운 Pd 하지층위에는 얇은 Pd 하지층 위에 비하여 Co/Pd 다층박막이 좀더 매끄럽고 조밀하게 적층된 상황을 생각할 수 있다. Fig. II-2 에서 포화 자화량 M_s 의 Pd 하지층의 두께 t_{Pd} 에 대한 의존도를 보였다. 이 그림에서 보는 바와 같이 M_s 는 $t_{Pd} \geq 700 \text{ \AA}$ 에서 상당히 증가한다. 이 결과는 앞에서 언급한 하지층의 두께의 변화에 따른 박막의 밀도의 갑작스러운 변화에 기인한다고 생각된다. Fig. II-2 에서 다층박막에서의 Co 부피당의 자화량이 같은 스퍼터링 조건에서 제작된 순수한 Co 박막의 자화량 (359 emu/cc)을 초과 하는 것은 이미 많이 보고된[3,6,7] 바와 같이 Co 원자에 의한 Pd 원자의 polarization에 때문에 일어나는 자화량의 증가때문으로 사려된다.

자기 이방성 에너지 K_u 역시 Fig. II-3 에서 보이듯이 포화 자화 량과 유사한 경향을 보인다. 다층박막의 형상자기 이방성 에너지를 고려한 effective 이방성 에너지인 K_{eff} 는 현상론적으로 $K_{eff} = \frac{2K_s}{t_{Co}} + K_v$

처럼 기술되어 질 수 있다. 여기서 K_s 는 단위면적당 표면 자기이방성 에너지이고, t_{Co} 는 Co 층의 두께이고, K_v 는 demagnetization 에너지, 결정 자기이방성 에너지, 그리고 자기 탄성 에너지등으로 이루어진 부피 자기이방성 에너지이다.[2] 수직 자기 이방성을 지니기 위해서는 K_{eff} 의 값이 양의 값을 가져야 되는데, 일반적으로 Co/Pd 다층박막에 있어서 K_v 는 demagnetization 에너지 때문에 음의 값을 가지므로 수직자기 이방성을 지니기 위하여서는 K_s 는 양의 값을 가져야 한다. 그러므로, K_s 를 증가시키고 K_v 를 감소시키는것이 요구된다. K_s 는 증착방법과 같은 제작 조건에 크게 연관된 "계면의 상태"에 크게 의존함이 알려져 있다. Molecular beam epitaxy (MBE) 방법으로 만든 시료의 경우 가장 큰 $K_s = 0.6 \text{ ergs/cm}^2$ 값이 보고 되었다.[12] 이 값은 e-beam 이나 스퍼터링 방법에 의한 것 보다 훨씬 큰데 이는 MBE 방법에 의해 제작된 시료가 e-beam이나 스퍼터링에 의해 제작된 시료보다 smooth한 계면을 가지고 있는데 기인한다. 본 연구에서는 $t_{Pd} \geq 700 \text{ \AA}$ 인 하지층에 증착된 시료는 smooth한 박막을 가지고 있으므로 하지층의 두께의 변화에 따른 K_s 의 증가가 K_u 의 갑작스러운 증가의 부분적인 원인이 된다고 생각된다.

Co와 Pd 사이에는 9 % 의 lattice mismatch 가 존재하므로, Co/Pd 다층박막에는 자왜 (magnetostrictive) 효과에 의한 자기 탄성 에너지가 존재하리라고 생각된다. 자기 탄성 에너지 K_m 은 $K_m = \frac{-3\lambda\sigma}{2}$ 로 주어진다. 여기서 λ 는 자왜계수 (magnetostrictive

coefficient) 이고 σ 는 박막에 가해지는 스트레스이다. Co/Pd 다층박막에 있어서 coherent matching을 가정하여서 Hashimoto *et al.*[4]은 K_m 이 대략 1.5×10^7 ergs/cm³ 임을 산출해 내었다. 그런데 이 값은 자기이방성 에너지보다 훨씬 크므로, Co와 Pd의 계면은 완벽히 coherent하지 않고, 따라서 Co 층에 가해지는 stress도 coherent 한 경우보다 작을 것이라고 제안했다. 그들의 제안은 본 실험에서 관측된 d_{111} spacing이 하지층의 두께에 상관없이 거의 일정하다는 사실과 잘 부합된다. 만약에 coherent matching이 지배적 이라면, Pd 하지층의 두께가 증가함에 따라서 d_{111} spacing 값이 Pd의 d_{111} spacing 값에 가까워질 것이다. 그러므로 K_m 이 수직 자기이방성에 기여하는 바는 하지층의 두께와 상관없이 거의 일정하다고 결론짓는것이 타당하다.

보자력 H_c 의 Pd 하지층의 두께 t_{Pd} 의 의존도는 Fig.II-4 와 같은데, 이 역시 앞의 그림에서 보인 포화 자화량 M_s 와 수직 자기 이방성 에너지 K_u 와 유사한 경향을 보인다. 즉, H_c 역시 $t_{Pd} \geq 700$ Å 에서 갑작스럽게 증가 하는 것이 관측 된다. 잘 알려져 있듯이보자력은 박막의 미세구조에 민감하게 의존한다. 또, 보자력은 M_s 와 K_u 에도 관련되어 있는데, 이는 자화역전 과정의 복잡한 mechanism에 의존되어 설명되어 질 수 있다. 자화 역전의 과정은 일반적으로 자구벽 이동 (domain wall movement)과 자구 회전 (domain rotation)이 혼합된 상태를 생각할 수 있다. 이제 자구 역전의 과정에 대한 논의를 위해 소위 reduced coercivity $h_c = H_k/H_c$ 를 도입하자.[13] 여기서 이용된 H_k 는 이방성 자장으로 그 값은 $2K_{eff}/M_s$ 이고, H_c 는 보자력이다. K 는 이방성의 origin에 따라서 그 값이 달라진다. 즉, 형상 이방성의 경우 $K = (N_a - N_c)M_s^2/2$ 로 주어지는데, N_a, N_c 는 각축의 demagnetization coefficient이다. 또, stress 가 원인인 경우는 $\frac{-3\lambda\sigma}{2}$

로 주어지고, 결정 자기 이방성이 원인이라면 K_1 으로 그 값이 주어진다. 우리의 경우 K 는 effective 수직자기 이방성 에너지 $K_{\text{eff}} \cong K_u - 2\pi M_s^2$ 이므로 $H_k = 2K_{\text{eff}}/M_s$ 로 주어진다. 예를 들어서 single-domain fine particle의 경우처럼 reversible coherent rotation 이 자화 역전 과정이라면 이상적인 경우 h_c 는 0.5가 된다. 실제 경우에 있어서는 particle 간의 interaction등의 원인에 의해서 이보다는 작은 값을 가지게 되는 것이 일반적이다. 한편 비가역적 자벽의 이동에 의한 자화 역전인 경우 일반적으로 H_k 와는 직접적으로 연관 되지는 않으나, 자벽의 에너지와 관계된 critical field H_0 를 $H_0 = 0.1 H_k$ 라고 한다면 대략 $h_c = 0.13$ 정도를 가질 것으로 생각 된다.[14] 본 실험에서 얇은 하지층에 증착된 시료에 비해서 대략 두배 가량 큰 h_c 값을 가진다. 예를 들어서, $t_{\text{Pd}} = 300 \text{ \AA}$ 인 시료의 경우는 $h_c = 0.18$ 인데 비하여, $t_{\text{Pd}} = 1000 \text{ \AA}$ 인 시료의 경우는 $h_c = 0.39$ 의 값을 각각 가진다. 이 결과는 Pd 하지층의 두께가 증가함에 따라서 자화 역전의 과정이 바뀌어 감을 의미한다. 이는 Pd 하지층의 두께가 얇은 경우에 비하여 하지층의 두께가 두꺼워질수록 자화 역전의 과정이 자구의 회전에 의한 부분이 점점 증가됨을 알 수 있다. Fig. II-5에서는 인가자장의 방향에 따른 보자력의 변화를 토크마그네토미터를 이용하여[15] 측정 한 값을 나타내었다. 여기서 보이는 바와 같이 t_{Pd} 가 100 \AA 인 경우에 비하여서 1000 \AA 인 경우에 rotation mode가 더 많이 가미 되어 있음을 알 수 있다. 이것은 다음과 같이 시료의 미세구조와 연관 시켜서 설명 할 수 있다. 자벽의 두께 δ 는 $\pi \sqrt{A/K_u}$ 로 알려져 있는데, 여기서 A 는 교환 강성상수 (exchange stiffness constant) 이다. 여기서 A 를 Curie 온도와 같은 정도의 크기를 가진다고 가정하면 우리 시료의 경우 δ 는 대략 100 \AA 정도의 크기를 가진다고 산출된다. 시료의

transmission electron micrographs는 Pd 하지층의 두께가 증가할수록 grain의 크기가 커짐을 보여주고 있고, t_{Pd} 가 700 Å 이상일때 grain의 크기가 대략 100 Å 이 됨을 보여주고 있다. 따라서 본 실험에서는 Pd 하지층의 두께가 증가하여서 grain의 크기가 자벽의 두께와 비교될만큼 커지면 domain wall pinning 에 있어서 자벽의 이동을 막는 에너지보다 자구의 회전을 막는 에너지가 더 작아져서 자구의 회전이 좀 더 가미된 자화 역전 mechanism으로 바뀌어질 것이므로 Fig. II-4의 H_c 의 Pd 하지층의 두께에 대한 변화가 설명되어질 수 있다고 사려된다. 그러나, Fig. II-6에서 볼 수 있듯이 최대 인가자장의 변화에 따른 Kerr 회전각의 변화는 Pd 하지층이 두꺼운 시료라 하더라도 그 자화 역전 과정이 domain wall pinning[16] 에 의한 효과가 남아 있음을 알 수 있다.

2-4. 결론

조성변조 Co/Pd 초격자 다층박막에서 Pd 하지층의 두께가 자기적 성질에 미치는 영향을 연구하였다. Pd 하지층의 두께가 700 Å 이상으로 증가함에 따라서 포화 자화량, 수직 자기 이방성 에너지, 그리고 보자력과 같은 자기적 성질들이 현저하게 증가함이 관찰되었다. Pd 하지층의 두께가 증가함에 따라서 자기적 성질들이 향상됨은 시료의 밀도, 계면의 적층 상태, 그리고 grain의 크기등과 같은 시료의 미세구조의 변화와 밀접하게 관련되어있다. 특히 보자력의 경우 Pd 하지층의 두께가 증가함에 따라서 grain의 크기가 자벽의 크기보다 더 커지고 이에 따라서 자화 역전의 과정이 자구의 회전에 의한 것

이 더 가미된다고 생각되므로 두꺼운 Pd 하지층에 증착된 시료의 경우 큰 보자력을 얻을 수 있었다.

본 연구의 결과 700 Å 이상의 Pd을 predeposition 하고 그 위에 Co/Pd 다층박막을 증착하는 것이 큰 보자력과 수직자기 이방성 에너지를 요구하는 광자기 재질로써의 자기적 성질을 만족함을 알 수 있었다.

참고문헌

1. P. F. Carcia, A. D. Meinhalt, and A. Suna, Appl. Phys. Lett., **47**, 178 (1985).
2. H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge, and F. J. A. den Broeder, J. Magn. Magn. Matter, **66**, 351 (1987).
3. P. F. Carcia, J. Appl. Phys., **63**, 5066 (1988).
4. S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, J. Appl. Phys., **66**, 4909 (1989).
5. S.-C. Shin, and A. C. Palumbo, J. Appl. Phys., **67**, 317 (1989).
6. D. G. Stinson, and S.-C. Shin, J. Appl. Phys., **67**, 4459(1990).
7. S.-C. Shin, and J.-H. Kim, and D.-H. Ahn, J. Appl. Phys., **69**, 5664 (1991).
8. P. F. Carcia, S. I. Shah, and W. B. Zeper, Appl. Phys. Lett., **56**, 2345 (1990).
9. S.-C. Shin, and C.-S. Kim, IEEE Trans. Magn., **MAG-27**, 4852 (1991).
10. R. M. Bozorth, P. A. Wolff, D. D. Davis, V. B. Compton, and J. H. Wernick, Phys. Rev., **122**, 1157 (1961).
11. B. N. Engel, C. D. England, R. V. Leeuwen, M. Nakada, and C. M. Falco, J. Appl. Phys., **69**, 5643 (1991).
12. S. Chikazumi, in Physics of Magnetism, (Wiley, Newyork, 1964), Chap. 14.

FIGURE CAPTION

Fig. II-1. TEM images of the surface morphologies for Pd predeposition layer thickness of (a) 100 Å and (b) 800 Å.

Fig. II-2. Dependence of the saturation magnetization M_s on the thickness of Pd predeposition layer.

Fig. II-3. Dependence of the perpendicular anisotropy energy K_s on the thickness of Pd predeposition layer.

Fig. II-4. Dependence of the coercivity H_c on the thickness of Pd predeposition layer.

Fig. II-5. Angular dependence of the coercivity for the sample prepared on a 1000 - Å thick Pd predeposition layer.

Fig. II-6. Kerr Hysteresis loops of a sample prepared on a 1000- Å thick Pd predeposition layer with varying magnetizing fields.

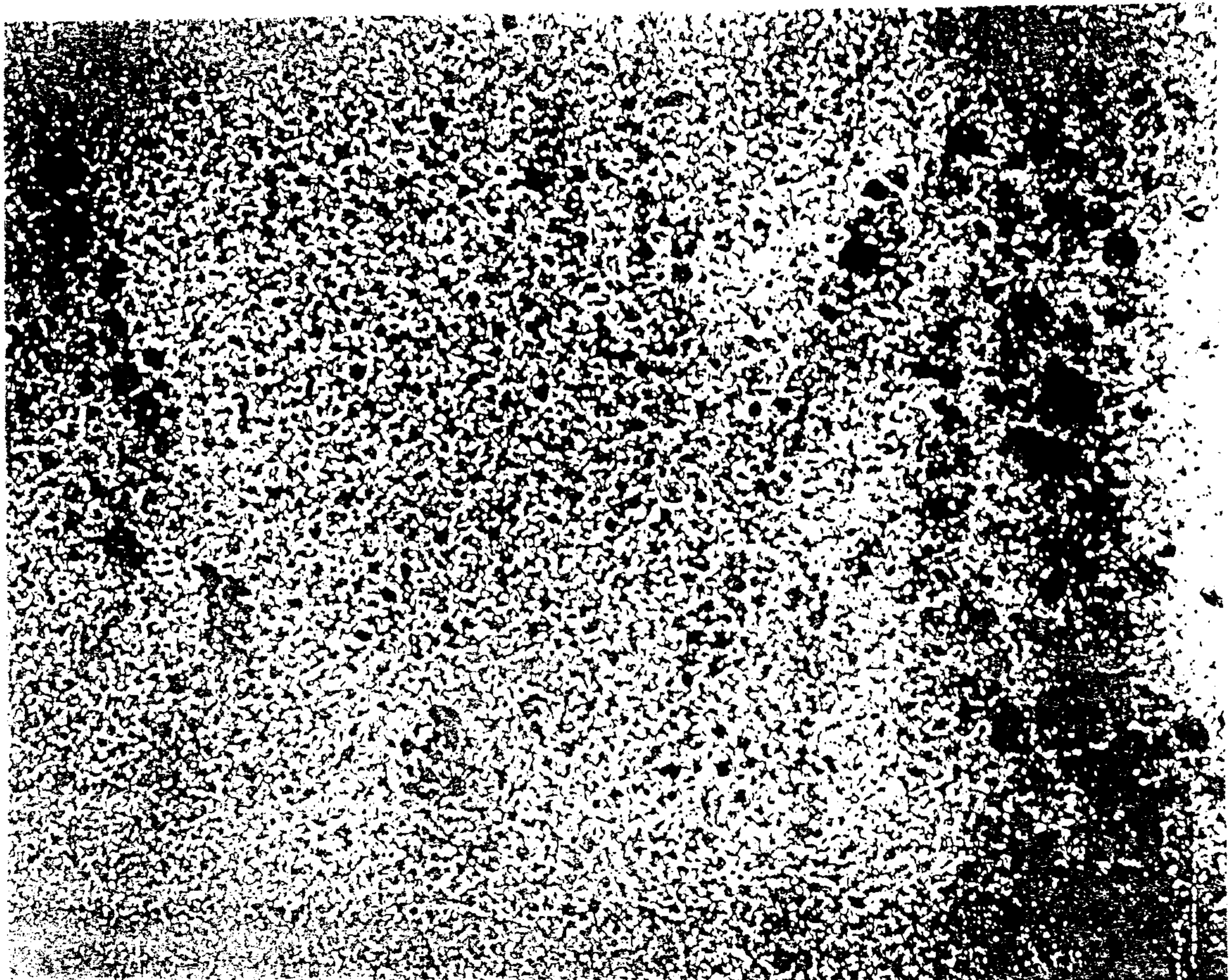


Fig. II-1-a. TEM images of the surface morphologies for Pd predeposition layer thickness of 100 Å.

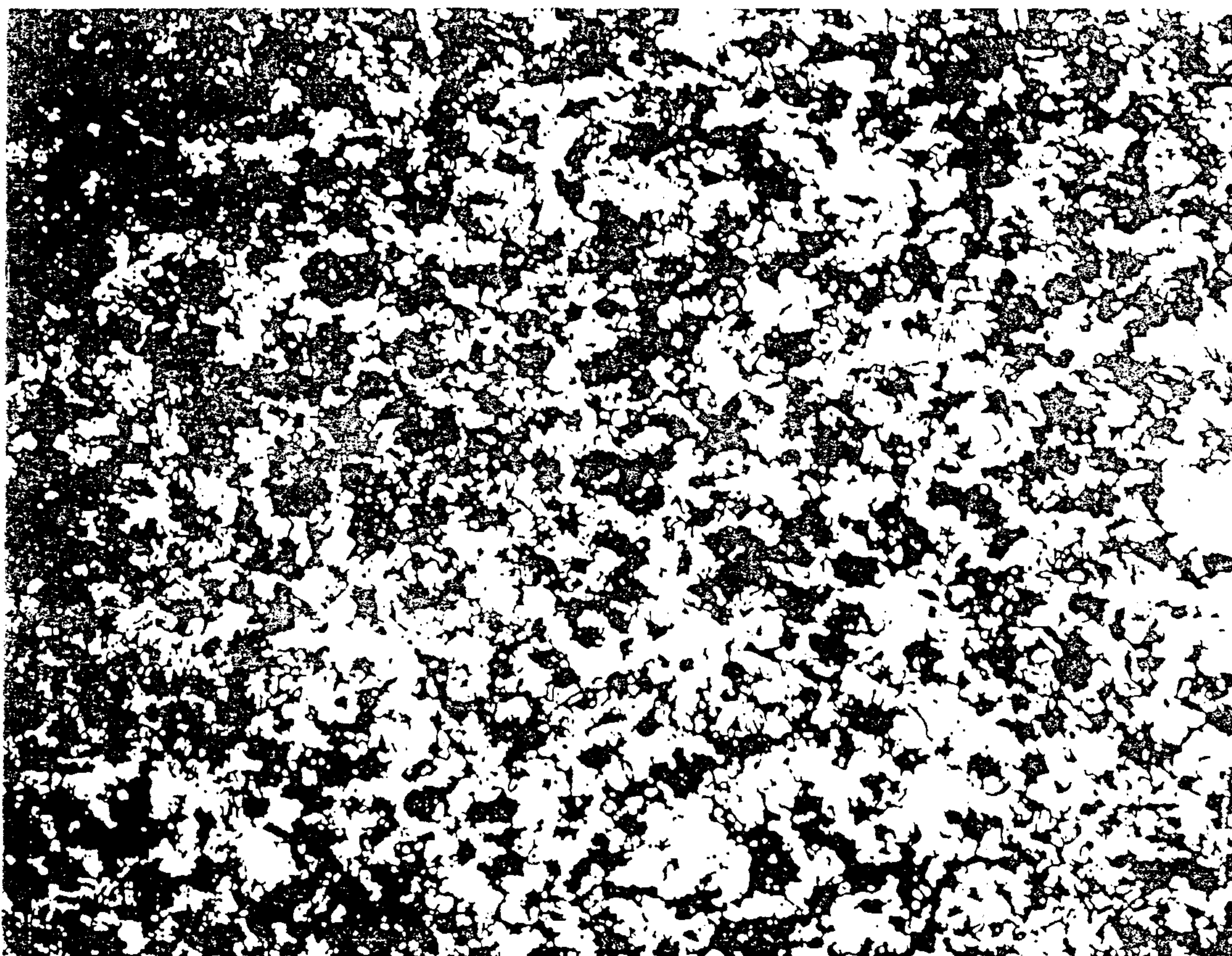


Fig. II-1-b. TEM images of the surface morphologies for Pd predeposition layer thickness of 800 Å.

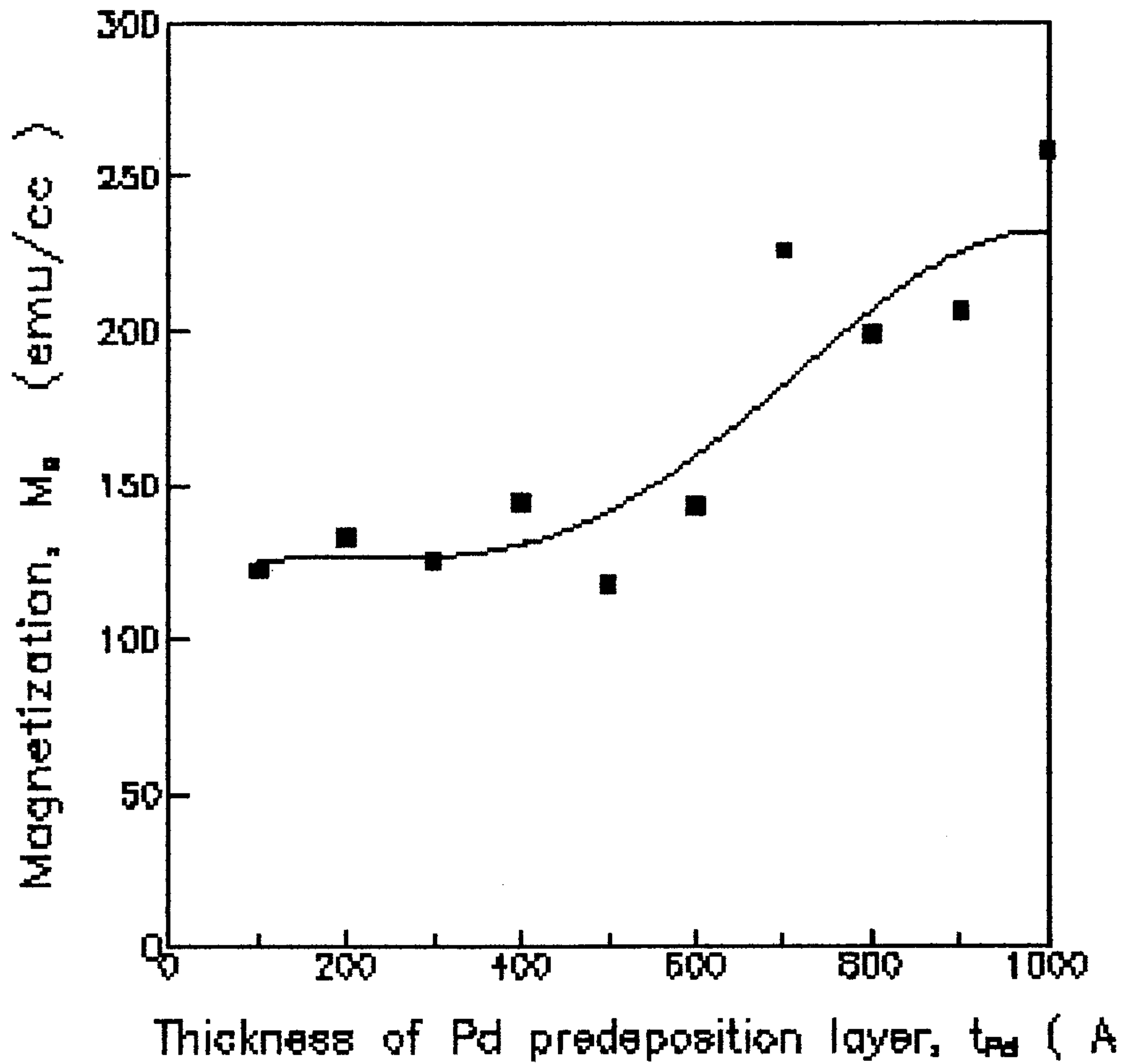


Fig. II-2. Dependence of the saturation magnetization M_s on the thickness of Pd predeposition layer.

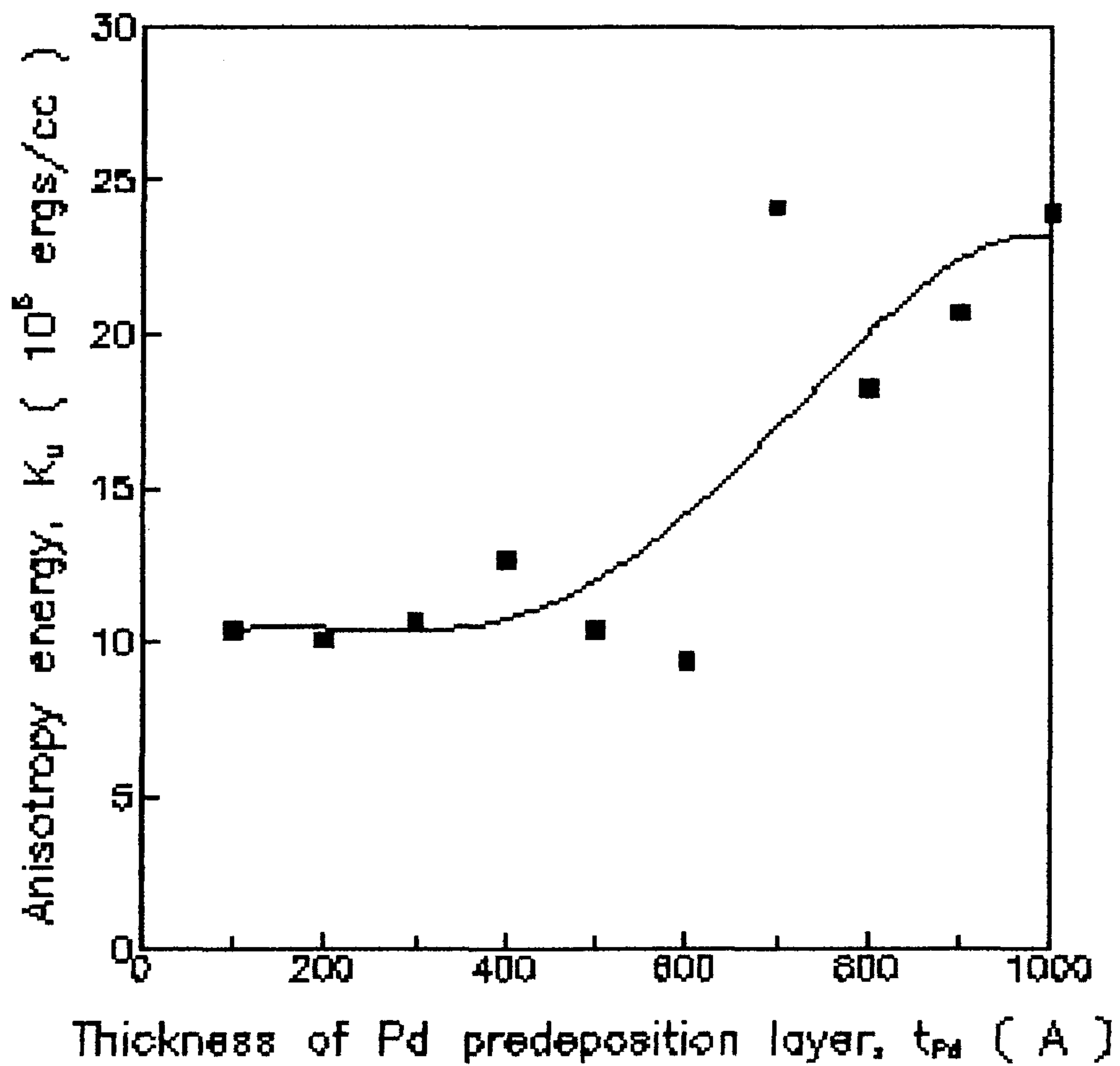


Fig. II-3. Dependence of the perpendicular anisotropy energy K_s on the thickness of Pd predeposition layer.

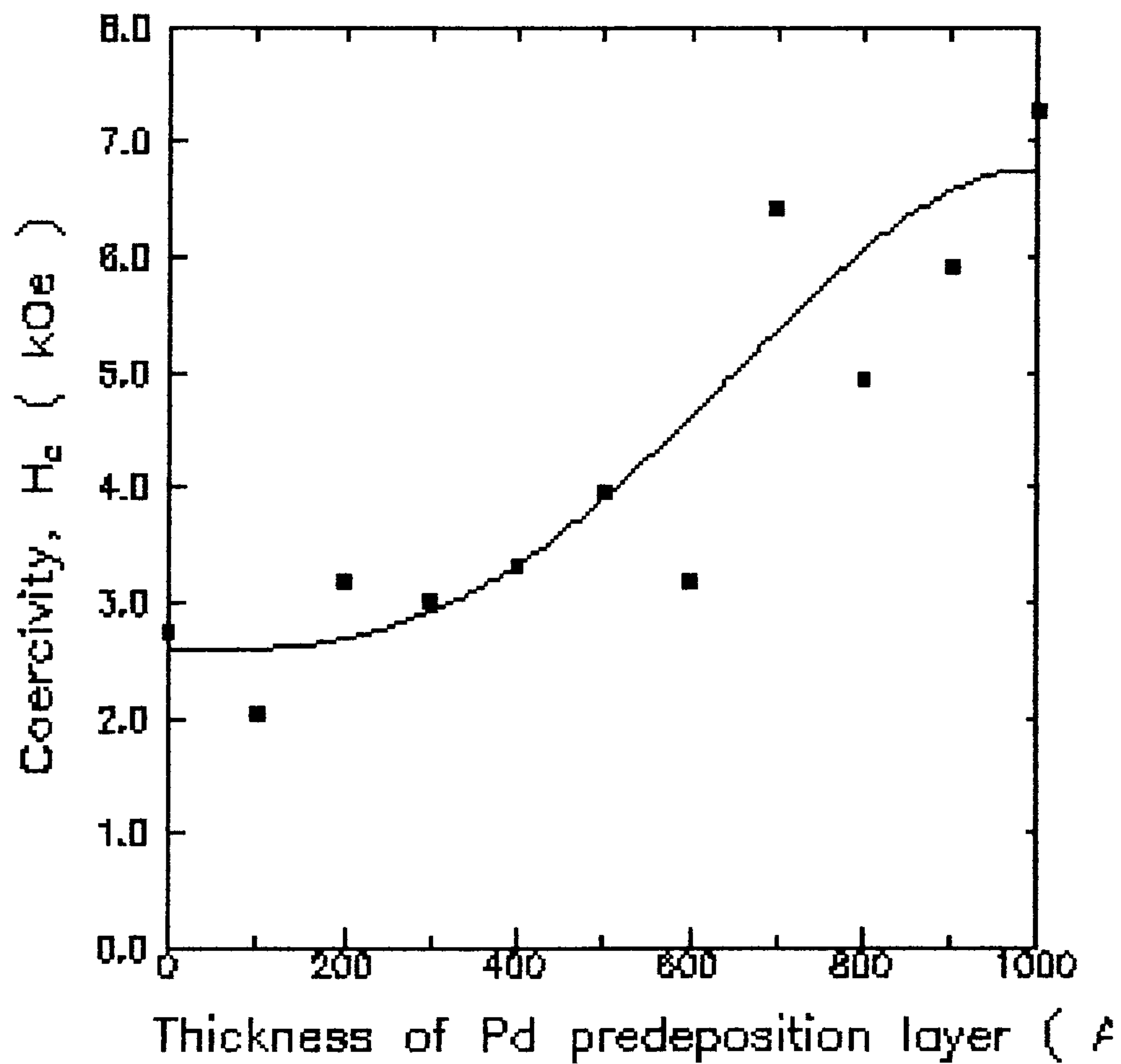


Fig. II-4. Dependence of the coercivity H_c on the thickness of Pd predeposition layer.

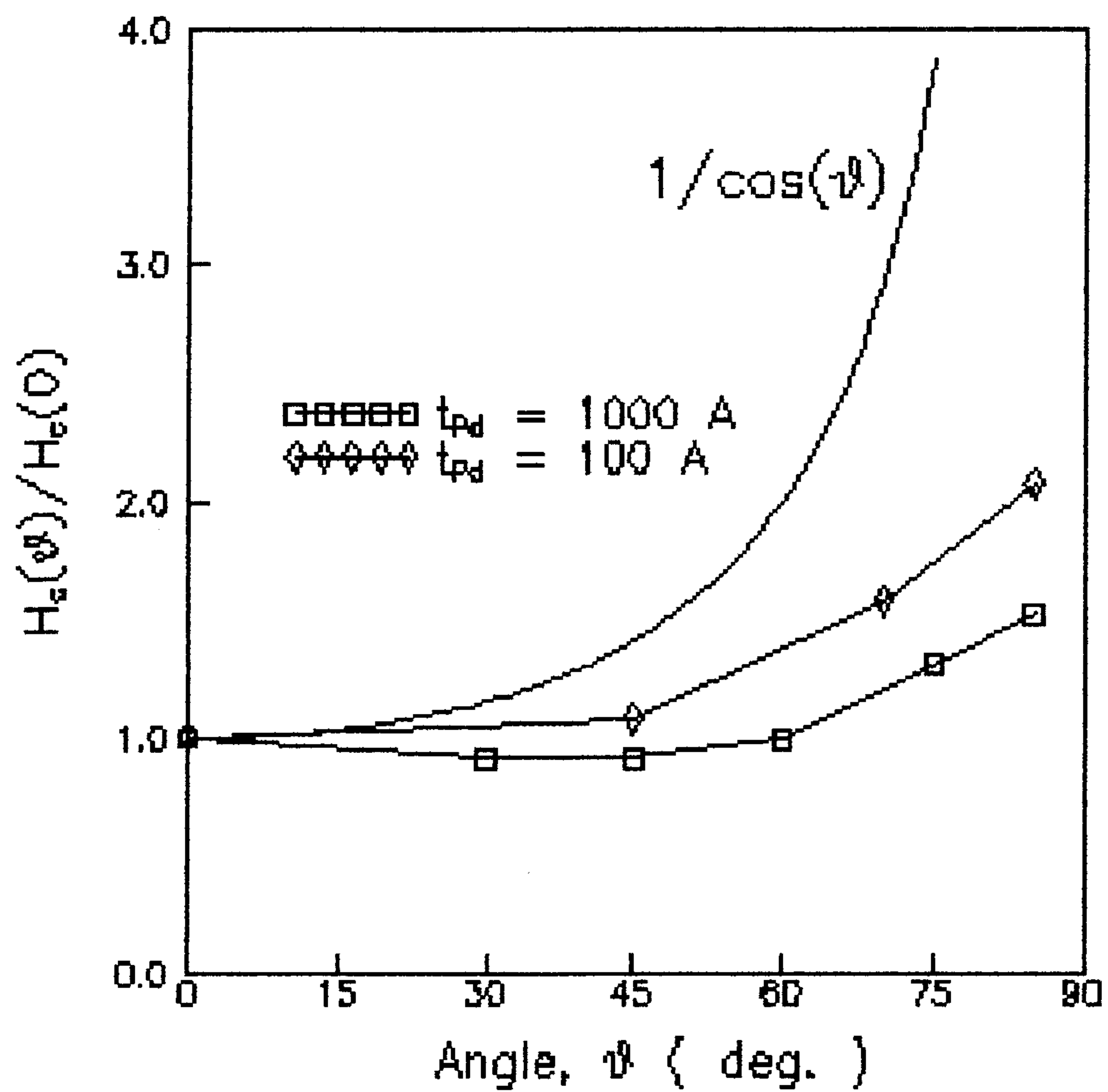


Fig. II-5. Angular dependence of the coercivity for the sample prepared on a 1000 - \AA thick Pd predeposition layer.

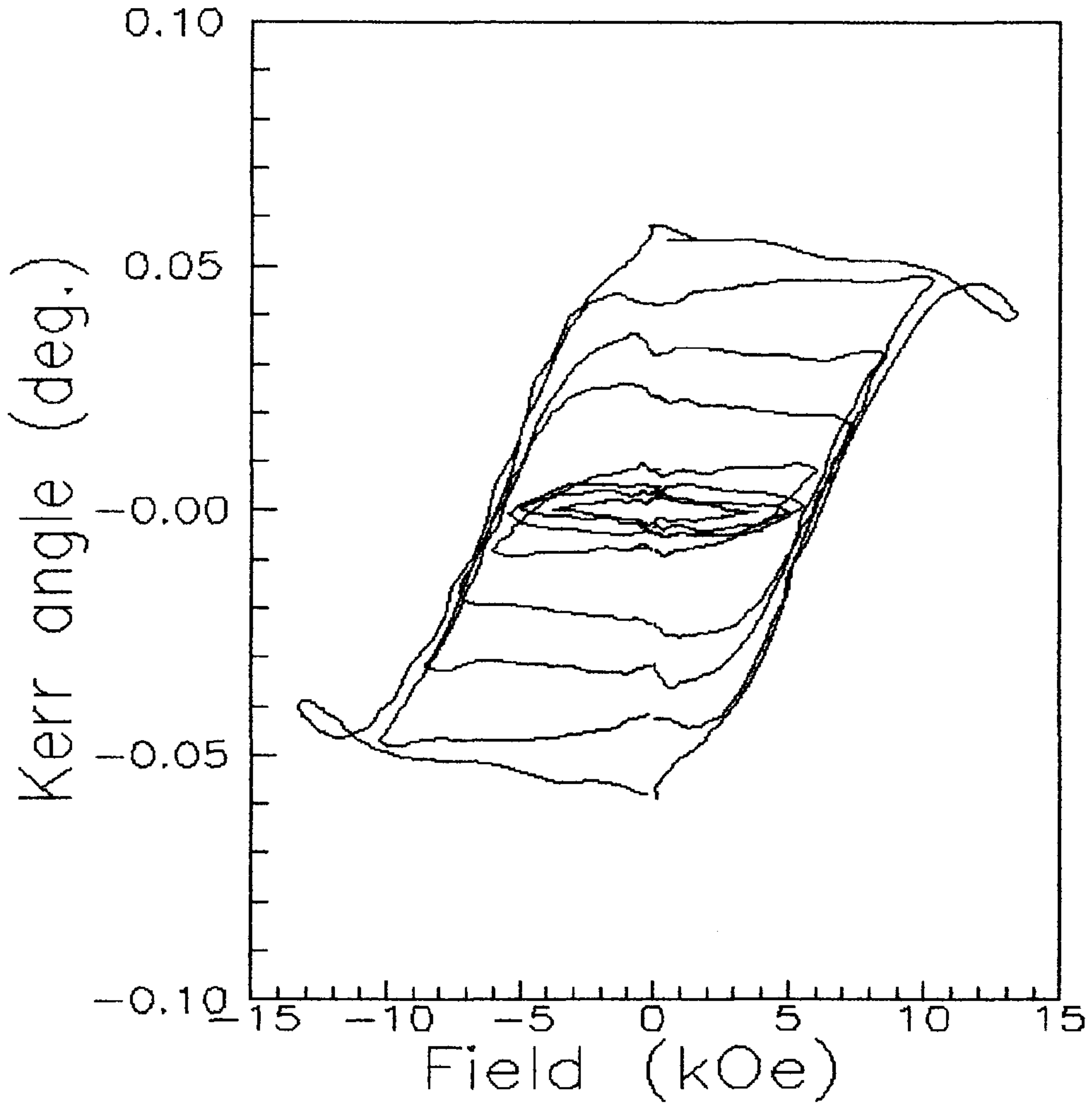


Fig. II-6. Kerr Hysteresis loops of a sample prepared on a 1000-Å thick Pd predeposition layer with varying magnetizing fields.

제 3 장. FeCo/Pd 초격자 다층박막의 자기 및 자기광학적 특성

FeCo/Pd 초격자 다층박막의 FeCo 와 Pd sublayer 두께를 각각 2 Å 및 9 Å 으로 유지시키면서 FeCo sublayer 의 Fe 조성이 0 에서 100 % 까지 변화함에 따른 포화자화값, 수직 자기이방성에너지, 보자력 및 Kerr 회전각의 파장 의존성을 조사 하였다. 포화자화값은 Fe 조성이 48 at.% 부근에서 최고치를 보였고, 수직 자기이방성에너지 및 보자력은 Fe 조성의 증가에 따라 단조감소 하였다. Kerr 회전각은 Fe 조성의 증가에 따라 감소하였는데 그 크기 및 변화의 폭은 단파장으로 갈수록 증가하였다.

3-1. 서 론

천이금속계 조성변조 초격자 다층박막은 계면에서 생겨나는 표면 자기이방성[1,2]과 고자기저항[3]등 흥미로운 현상을 가지고 있음이 알려지게 되고 이를 이용한 광자기 기록재질[4,5] 및 자기저항 헤드로서의 응용 가능성으로 인해 많은 연구가 되어지고 있다. 특히 천이금속과 Pd, Pt 등의 비자성 귀금속과의 조성변조 초격자 다층박막은 현재 광자기 기록재질로 상용화되고 있는 희토류-천이금속 합금박막에 비해 단파장대역($\lambda = 400 \sim 500 \text{ nm}$)에서 자기광학적 효과가 크고[6] 수명이 훨씬 길기 때문에 차세대의 고밀도 광자기 기록재질로 주목 받고있다.

조성변조 Co/Pd 및 Co/Pt 초격자 다층박막의 자기 및 자기광학적 특성은 많은 연구가 수행되어 자기적인측면에서는 Co/Pd 초격자 다층박막이[1], 자기광학적 측면에서는 Co/Pt 초격자 다층박막의[6] 특성이 우수함은 보고된 바 있으나, Fe 계 초격자 다층박막은 그다지 많은 연구가 행해지지 않은 상태이다. 지금까지 연구된 결과에 의하면, Fe/Pt 초격자 다층박막은[7] 수직 자기이방성을 가지나 Co/Pt 초격자 다층박막에 비해 보자력과 잔류자화값이 작다. Fe/Pd초격자 다층박막은[2] Co/Pd 초격자 다층박막에 비해 표면 자기이방성에너지는 작고 형상 자기이방성에너지는 크기 때문에 수평 방향의 자화용이축을 갖는다.

본 연구에서는 FeCo/Pd 초격자 다층박막에서 FeCo sublayer 의 Fe 조성을 0 에서 100 % 까지 변화시킴에 따른 자기 및 자기광학적 특성을 조사함으로써 FeCo/Pd 초격자 다층박막에서 Fe 이 자기 및 자기광학적 특성에 미치는 영향을 조사 하였다.

3-2. 실험 방법

FeCo/Pd 초격자 다층박막은 dc-magnetron 스파터링 방법으로 제조하였는데, 지름이 2" 인 Pd 타겟과 Fe chip 을 부착한 Co 타겟을 co-sputtering 하면서 기판을 타겟에 번갈아 노출시키는 방법으로 초격자 구조를 만들었다. 각 층의 두께 및 전체 층 수는 기판 holder 에 부착된 stepping 모터 를 이용해 타겟상에 머무는 시간과 전체 회전수를 변화시켜 조절하였다. FeCo sublayer 는 Co 타겟위에 부착시킨 지름 12 mm 인 Fe chip 의 갯수를 바꾸어가며 스파터링함으로써 조성을 변화시켰다. 특히 Fe chip 은 Co 타겟의 race 트랙상에 부착시켰는데, magnetron 스파터링의 경우에는 이 트랙을 중심으로 스파터링이 일어나기 때문이다. 또한 강자성체인 두 재질간에는 접착제를 별도로 사용할 필요가 없었다. FeCo 및 Pd 타겟의 인가 power 는 각각 90 W 와 100 W 로 하였다. 시편은 1" x 1" 크기의 유리기판상에 2-Å FeCo/9-Å Pd 의 sublayer 두께로 전체를 1100 Å 으로 제조하여 x 선 회절실험, 자기 및 자기광학적 특성을 측정하였다. 초격자 다층박막은 base pressure 가 5×10^{-6} Torr 로 하고 스파터링 Ar 압력을 10 mTorr 로 유지시키면서 제조하였다. Ar 압력을 10 mTorr 로 선택한 이유는 Ar 압력에 따른 Co/Pd 초격자박막의 특성을 연구한 결과[8] 광자기 기록재질로서 보자력 및 Kerr 회전각의 크기가 이 조건에서 최적이었기 때문이다. 스파터링되는 FeCo 와 Pd 원자의 cross contamination 을 방지하기 위해 Co 와 Pd 타겟 사이에 스테인레스 격막을 설치하고 타겟과 기판 holder 간에는 지름 2" 크기의 구멍이 있는 shutter 를 설치하였다. 시편의 구조 조사를 위해서 Cu-K α ($\lambda = 1.5492 \text{ \AA}$) 를 이용하여 x 선 회절실험을 하였고, 자

기적 특성은 VSM(DMS사 제품) 및 자체 제작된 torque magnetometer 를 이용해 조사하였다. 자기광학적 특성 측정은 광원으로 Xe lamp 를 사용한 Kerr spectrometer 를 이용하여 400 nm, 633 nm, 750 nm 파장에서 측정 하였다. FeCo sublayer 의 조성은 atomic absorption spectroscopy 로 조사 하였다.

3-3. 결과 및 토의

Table III-1 은 Co 타겟상의 Fe chip 갯수의 변화에 따라 FeCo sublayer 조성의 변화를 나타낸 것인데, race 트랙상에 부착한 Fe chip 수에 따라 선형적으로 증가됨을 볼 수있다. 이것은 magnetron 방식에서 스파터링이 주로 일어나는 race 트랙에 위치한 Fe chip 의 갯수가 증가함에 따라 점유하는 면적이 선형적으로 증가하기 때문이다.

조성변조 Co/Pd 혹은 Fe/Pd 초격자 다층박막의 구조에 대한 x 선 회절실험의 결과는 여러사람에 의해 보고되었다[9,10]. 본 연구에서는 FeCo/Pd 초격자 다층박막의 구조의 변화를 조사하기 위해 FeCo sublayer 중 Fe 조성을 변화시킨 시편들을 x 선 회절실험 하였는데, low angle 실험결과에서는 $\theta = 3.38^\circ \pm 0.25^\circ$ 에서 peak 를 얻어 FeCo 와 Pd bilayer 의 periodicity 가 $13.0 \text{ \AA} \pm 1.1 \text{ \AA}$ 인 초격자 다층박막 구조임을 확인 하였다. 한편, high angle 회절실험에서는 면간거리가 2.220 \AA 에 상응하는 $2\theta = 40.5^\circ$ 에서 주 peak 를 얻었는데, 이것은 fcc Pd 의 (111) 의 면간거리 2.246 \AA 보다는 작고 fcc Co 의 (111) 의 면간거리 2.047 \AA 과 bcc Fe 의 (110) 의 면간거리

2.0268 Å 에 비해서는 크다. 즉, 9 % 정도의 격자 불일치가 있는 FeCo 와 Pd 의 계면에서 Pd 의 면간거리는 줄어들고 Fe 와 Co 의 면간거리는 늘어난 결과로 보여진다. Noboru Sato[9] 는 Co 계 초격자 다층박막에서 sublayer 들의 두께비가 다른 시편들을 x 선 회절 실험한 결과 두께비에 따른 면간거리의 이동을 관측하였다. 본 연구에서와 같이 Pd sublayer 의 두께에 비해 FeCo sublayer 의 두께가 얇을 때는 x 선 회절 peak 에서의 면간거리는 Pd 의 면간거리에 가까운 결정구조를 형성하지만, Pd sublayer 의 두께에 비해 FeCo sublayer 의 두께가 두꺼운 경우라면 FeCo 의 면간거리에 가까운 결정구조를 형성하게 될 것으로 추측할 수 있다. 또한, 면간거리 1.925 Å 에 상응하는 $2\theta = 47.15^\circ$ 에서 주 peak 의 20 % 정도의 강도를 갖는 peak 를 관측하였는데, 이것은 fcc Pd 의 (200) 결정면에 해당한다. 한편, FeCo sublayer 의 조성 변화에 따른 초격자 다층박막의 결정구조의 변화는 x 선 회절 실험에서 관측되지 않았는데, FeCo 합금의 경우 조성에 따라 여러 종류의 결정상이 나타나게 되지만 2 Å 의 단위자층 두께인 FeCo sublayer 의 조성에 따른 결정구조의 변화가 전체 초격자 다층박막의 구조에 미치는 영향은 관측 가능할 정도로 충분히 크지 않기 때문인 것으로 생각된다. Sublayer 들의 두께가 더욱 두꺼워지게 되면 계면의 영향에서 벗어나 고유의 결정구조를 갖게 되는데, Y. Obi et al.[10] 의 결과에 의하면 Fe/Pd 초격자 다층박막에서 Fe sublayer 의 두께가 두꺼운 경우(100-Å Fe/50-Å Pd)는 Pd sublayer 뿐 만 아니라 Fe sublayer 의 결정에 의한 peak 가 관측되었고 Fe sublayer 의 두께가 얇을 때에는 Fe 의 peak 가 불분명 하였다.

FeCo sublayer 중 Fe 조성 변화에 따른 자기적 및 자기광학적 특성의 변화는 현저히 컸는데, 먼저 포화자화값의 Fe 조성 의존도를 Fig. III-1. 에 보였다.

FeCo/Pd 초격자 다층박막의 포화자화값은 FeCo sublayer 중 Fe 조성이 48 at.% 부근에서 최고치를 보였다. Fe 조성변화에 대한 FeCo layer 의 포화자화의 변화는 Fig. III-1 에서 보는것처럼 FeCo 합금에서 잘 알려진 Slater-Pauling 곡선과 유사한 경향을 보인다 [11]. FeCo/Pd 초격자다층박막과 FeCo 합금의 포화자화값을 비교할 필요가 있는데, Co 나 Fe 과 같은 강자성 재질에 의해 Pd 원자의 4d 전자가 분극되어 포화자화값이 커지게 된다는 보고가 많았다 [10,12]. 이러한 현상은 강자성체 가까이 있는 상자성 재질에서 일어나는 현상으로, 초격자 다층박막의 경우 전체 두께가 일정할 때 천이 금속 sublayer 두께가 얇아 계면을 많이 형성할수록 그 효과가 증대된다. R.H.Victora et al.[12]의 결과에 의하면 1층 Co/4층 Pd 의 초격자 다층구조에서 Co 층과 첫번째와 두번째 인접한 Pd 원자들은 각각 $0.25 \mu_B$ 및 $0.31 \mu_B$ 의 자화가 유도됨을 밝혔는데, 강자성체인 Co 원자가 Co/Pd 초격자 다층박막에서 갖는 자화값인 $2.0 \mu_B$ 과 비교 했을때 비교적 큰 값이다. 본 연구의 FeCo/Pd 초격자 다층박막 에서는 Fe 이 전혀 들어가지않은 Co/Pd 초격자 다층박막에서 Pd 의 유도자화에 의해 순수 Co 박막에 비해 포화자화값의 증가효과를 확인할 수 있었으나 Fe 이 첨가된 조성 영역에서는 이를 확인할 수 없었다. F.J.A. den Broeder et al.[13] 의 결과에 의하면 Fe/Pd 초격자 다층박막의 포화자화값이 순수 α -Fe 에 비해 약 20 % 정도 더 큼을 관측하였다. 그 원인으로는 Fe 에 근접한 Pd 의 유도자화 때문이거나 또는 antiferromagnetism 의 자기적 특성을 갖는 γ -Fe 이 ferromagnetism 이 되기때문인 것으로 설명 하였다. Fig.III-1 의 대부분의 영역에서 포화자화값은 bulk 의 값보다 작는데, 이는 비교적 높은 스파터링 압력인 10 mTorr 에서 제조한까닭에 초격자박막의 밀도가 낮기 때문으로 이해할 수 있다.

Fig. III-2는 FeCo/Pd 초격자박막을 torque magnetometer 를 이용해 측정 한 effective 자기이방성에너지 K_{eff} 와 형상 자기이방성에너지 $K_s(=2\pi M_s^2)$ 의 FeCo sublayer 중 Fe 조성에 관한 의존도이다. Fe 조성이 61 at.% 에 이를때까지 수직 자기이방성을 보였고, Fe/Pd 초격자 다층박막은 수평 자기이방성을 보임을 관측하였다. K_{eff} 는 수직 자기이방성에너지와 형상 자기이방성에너지와의 차로 Fig. III-2 에서 FeCo sublayer의 Fe 조성이 증가함에 따라 점진적으로 감소함을 볼 수 있었다. 수직 자기이방성의 주된 원인은 Neel 이 처음 제안한 계면에서의 broken symmetry 에 의한 표면 자기이방성에 기인하는데, 계면의 상태를 sharp 하게 적층할수록 그 값은 커지게 된다[2]. 부피 자기이방성에너지에는 demagnetizing energy, magnetocrystalline energy, magnetoelastic energy 등이 있는데, 이중 demagnetizing energy 는 수평방향의 자화를 유도하는 것이다. H.J.G. Draaisma et al.[2] 의 결과에 의하면 Fe/Pd 초격자 다층박막은 Co/Pd 초격자 다층박막에 비해 수직 자기이방성의 원인이되는 표면 자기이방성에너지의 크기는 작고 부피 자기이방성에너지는 음의 큰 값을 가져 수평 자기이방성을 보이는데, 이중 magnetocrystalline energy 와 magnetoelastic energy 의 기여는 작지만 demagnetizing energy 의 기여는 커서 수평 자기이방성의 주된 원인으로 설명 하였다. 그러므로 FeCo/Pd 초격자 다층박막의 FeCo sublayer 의 Fe 조성이 증가됨에 따라 K_{eff} 가 작아지는 본 연구의 결과는 표면 자기이방성에너지의 감소 및 형상 자기이방성에너지의 증가때문으로 여겨진다.

Fig. III-3 은 FeCo/Pd 초격자 다층박막의 FeCo sublayer 의 Fe 조성에 따른 보자력의 의존도이다. Fe 조성의 증가에 따라 수직 자기이방성에너지의 감소와 더불어 보자력의 크기도 단조적인 감소현상

을 보였다. 보자력과 최소 자구의 크기는 반비례의 관계에 있고, 주변 자기장에 대한 자구의 안정성의 관점에서 본다면 보자력이 큰 기록매체가 유리하다.

Fig. III-4 는 FeCo sublayer의 Fe 조성의 증가에 따른 Kerr 회전각의 변화 및 광원의 파장에 대한 Kerr 회전각의 의존성을 보였다. FeCo/Pd 초격자 다층박막의 FeCo sublayer 의 Fe 조성이 증가함에 따른 자기광학적 효과를 측정한 결과 Fe 조성이 32 at.% 부근에 이를때 까지는 Kerr 이력곡선의 squareness 는 1 즉, 포화 Kerr 회전각의 크기와 잔류 Kerr 회전각의 크기는 같았다. 이와같이 squareness 가 1인 특성은 큰 판독신호를 얻기위한 광자기기록 재질로서의 필요 조건이다. FeCo sublayer 의 Fe 조성이 48 at.% 이상에서 61 at.% 에 이르기 까지는 잔류 Kerr 회전각이 포화 Kerr 회전각 보다 작은 결과를 보였는데, 이는 외부 자기장이 작용하지 않는 상태에서 stripe 자구가 형성되기 때문으로 보여진다. Fe 조성이 증가함에 따라 Kerr 회전각은 전 파장 영역에서 감소하는 경향을 보였지만 광원의 파장이 단파장으로 감에 따라서는 크게 증가하였고 그 변화의 폭도 훨씬 컸다. 한편, 희토류-천이금속 합금박막 뿐 아니라 천이금속계 초격자 박막등 광자기 기록재질의 Kerr 효과는 천이금속의 자화에 비례함과 더불어 천이금속에 의해 유도되는 Pd, Pt 등의 자화의 기여가 있음이 알려져 있다[14]. 그렇지만 Fig. 4 에서는 FeCo sublayer 의 Fe 조성이 증가됨에 따라 Kerr 회전각은 단조적인 감소를 보이고 있어, 지금까지 알려진 Kerr 효과의 원인과는 다른 원인이 있음을 생각할 수 있다. 특히 Fe/Pd 초격자 박막은 전 파장 영역에서 Kerr 회전각이 전혀 없는 결과를 보였다. T. Sugimoto et al.[14] 은 순수 Co 및 Fe 박막 의 Kerr spectrum 을 보였는데, 전 파장 영역에서 Kerr 회전각은 0.2° 가 넘었다. 따라서 FeCo/Pd 초격자 다층박막에서 Fe 이 증

가함에 따라 Kerr 회전각의 크기가 감소하고, Fe/Pd 초격자 다층박막의 Kerr 효과가 없는 이유는 Fe 과 Pd 이 서로 상쇄하는 방향으로 Kerr 효과가 작용하고 있기 때문으로 생각할 수 있다.

3-4. 결론

2-Å FeCo/9-Å Pd 초격자 다층박막의 Fe 조성이 0 에서 100 % 까지 변화할 때 자기 및 자기광학적 특성을 고찰하였다. FeCo sublayer 중 Fe 조성이 약 48 at. % 부근에서 포화자화값은 최고치를 보였고 포화자화값의 Fe 조성에 대한 의존도는 FeCo 합금과 유사한 거동을 보였다. Fe 조성이 증가하면서 표면 자기이방성에너지는 감소하고 형상 자기이방성에너지가 증가하여 수직 자기이방성에너지는 줄어들고, Fe/Pd 초격자 다층박막은 수평 자기이방성을 보였다. Fe 조성의 증가에 따라 수직 자기이방성에너지의 감소와 더불어 보자력은 단조감소 하였다. Kerr 회전각은 Fe 조성이 증가하면서 점차적으로 감소하였고, 광원의 파장이 단파장으로 가면서 그 크기 및 Fe 조성 의존성은 증가하였다.

참고문헌

1. P.F.Carcia, J. Appl. Phys. **63**, 5066(1988)
2. H.J.G.Draaisma, W.J.M.de Jonge and F.J.A.den Broeder, J. Magn. Magn. Mater. **66**, 351(1987)
3. B.A.Gurney, P.Baumgart, D.R.Wilhoit, B.Dieny, V.S.Speriosu, J. Appl. Phys. **70**, 5867(1991)
4. S.Hashimoto and Y. Ochiai, J. Magn. Magn. Mater. **88**, 211(1990)
5. S.-C.Shin and A.C.Palumbo, J. Appl. Phys. **67**, 317(1990)
6. S.Hashimoto, Y.Ochiai and K.Aso, Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L1824(1989)
7. T.Katayama, Y.Suzuki, Y.Nishihara, T.Sugimoto and M. Hashimoto, J. Appl. Phys. **69**, 5658(1991)
8. 김진홍, 신성철, 한국자기학회지, **2**, 119(1992)
9. Noboru Sato, J. Appl. Phys. **64**, 6424(1988)
10. Y.Obi, Y.Kawano, Y.Tange and H.Fujimori, J. Magn. Magn. Mater. **93**, 587(1991)
11. B.D.Cullity, Introduction to Magnetic Materials, Reading, MA: Addison - Wesley, 1972, p146
12. R.H.Victora and J.M.MacLaren, J. Appl. Phys. **69**, 5652(1991)
13. F.J.A. den Broeder, H.C.Donkersloot H.J.G.Draaisma and W.J.M. de Jonge ,J. Appl. Phys. **61**, 4317(1987)
14. T.Sugimoto, T.Katayama and Y.Suzuki and Y.Nishihara, Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L2333(1989)

Table I. Fe concentrations in FeCo sublayers as a function of the number of Fe chips on the Co Target

number of Fe chips	Fe concentrations in FeCo sublayers
1	11.5 at.%
2	21.5 at.%
3	32.2 at.%
4	47.9 at.%
5	60.9 at.%

Figure Captions

Fig. III-1. Dependence of the saturation magnetization of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer.

Fig. III-2. Dependence of the effective anisotropy energy constant, K_{eff} and the shape anisotropy energy constant, K_s of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer.

Fig. III-3. Dependence of the coercivity of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer.

Fig. III-4. Dependence of the Kerr rotation angle of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer at the wavelengths of 400 nm, 633 nm, and 750 nm.

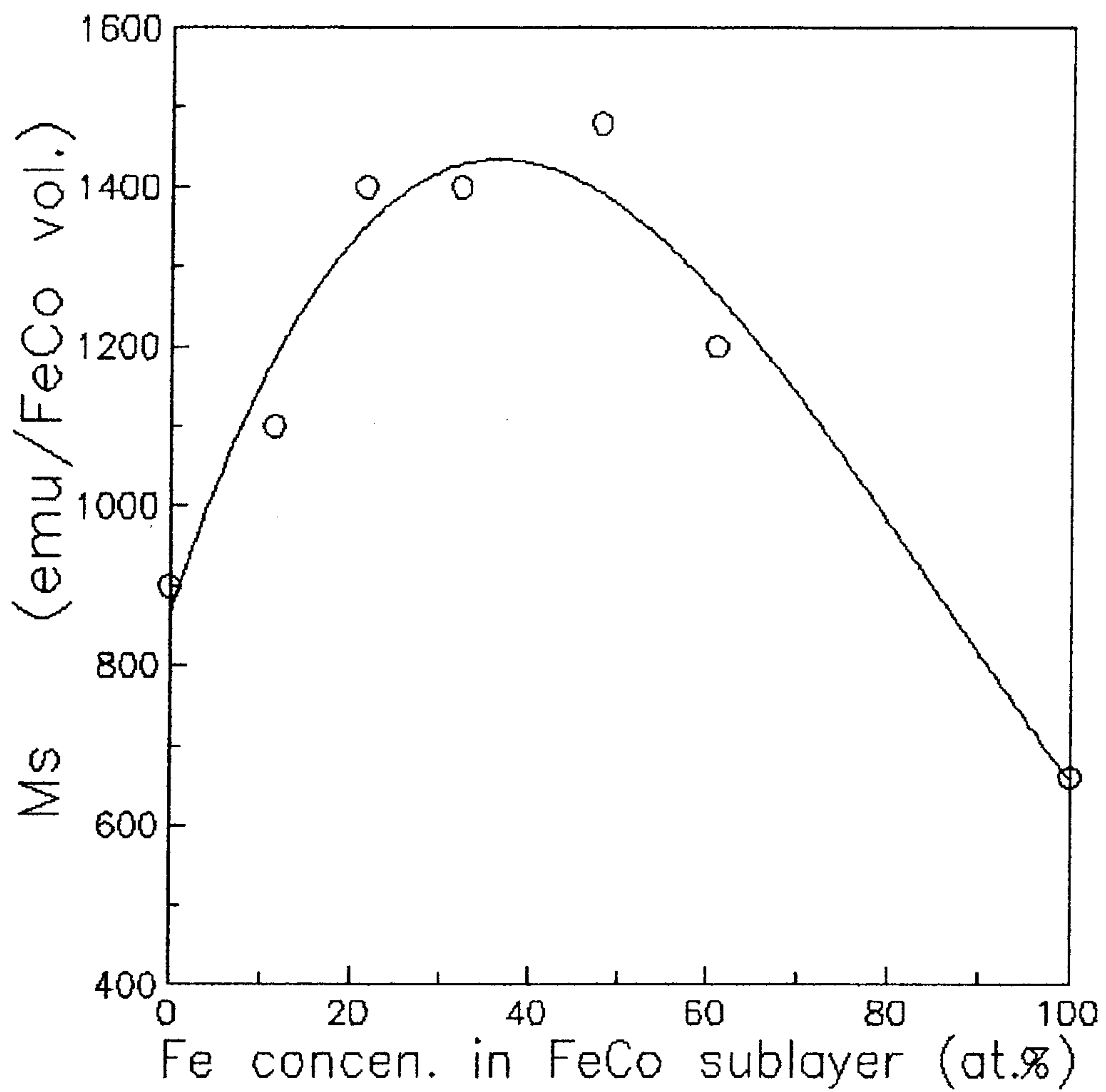


Fig. III-1. Dependence of the saturation magnetization of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer.

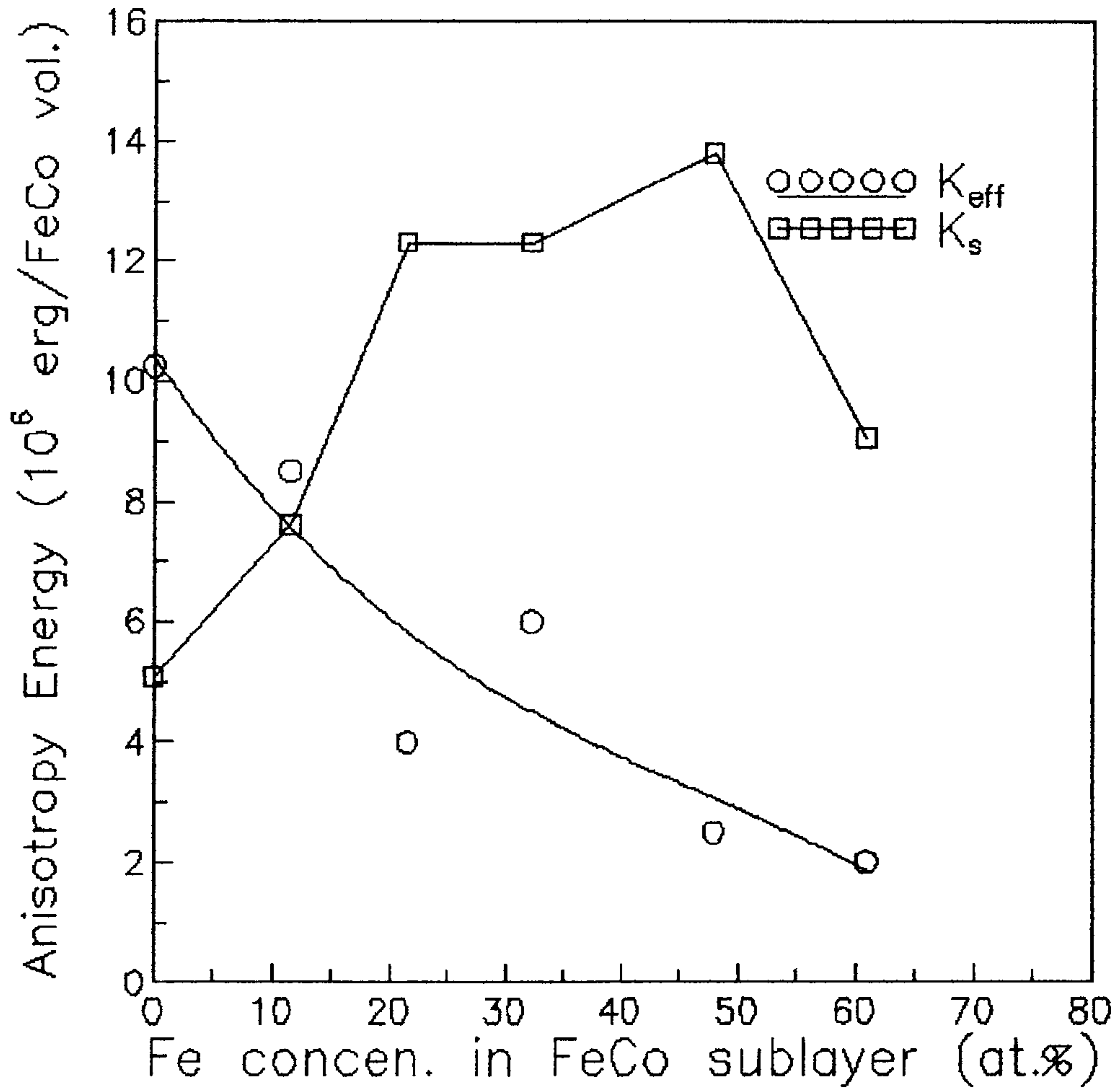


Fig. III-2. Dependence of the effective anisotropy energy constant, K_{eff} and the shape anisotropy energy constant, K_s of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer

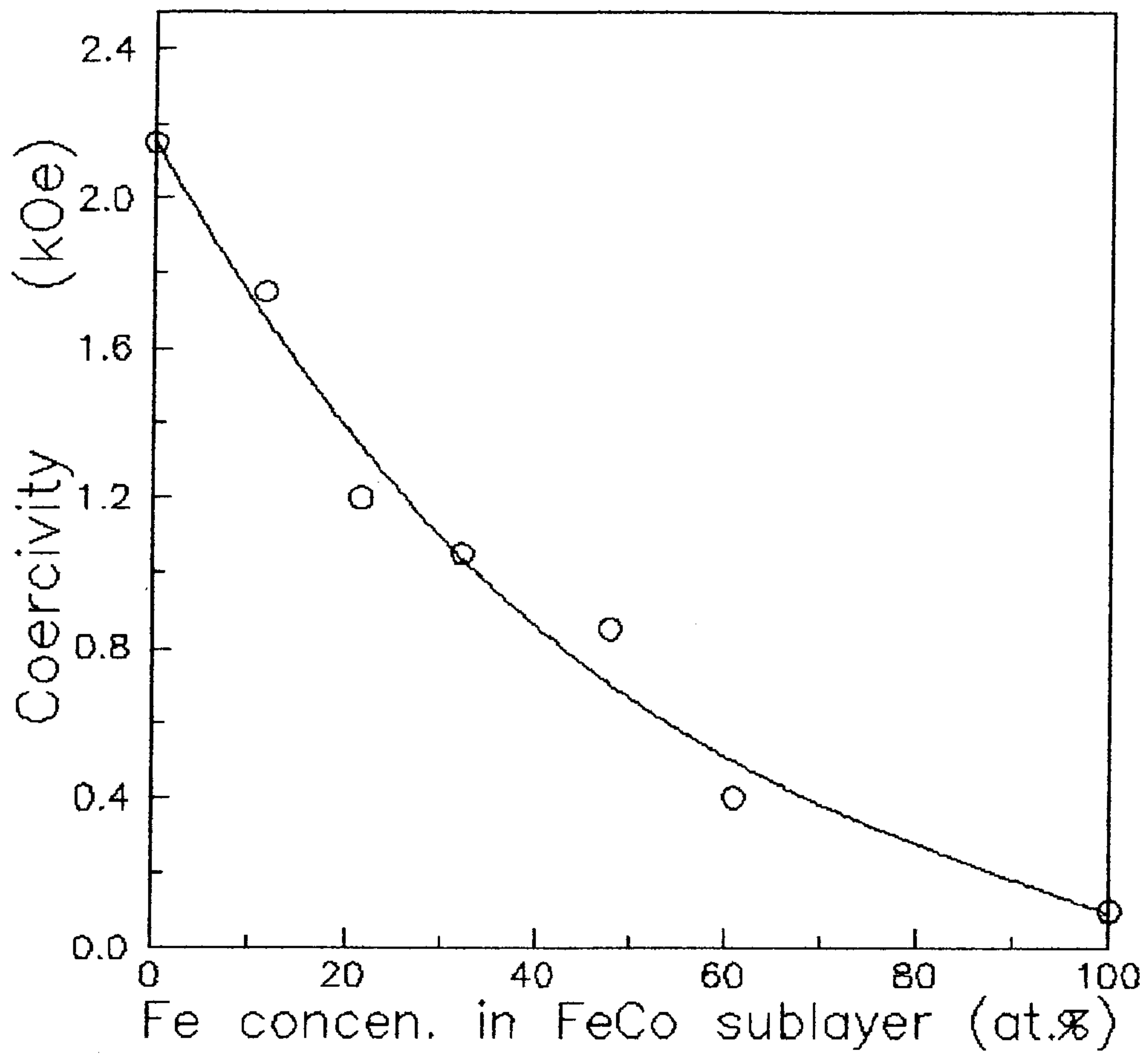


Fig. III-3. Dependence of the coercivity of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer.

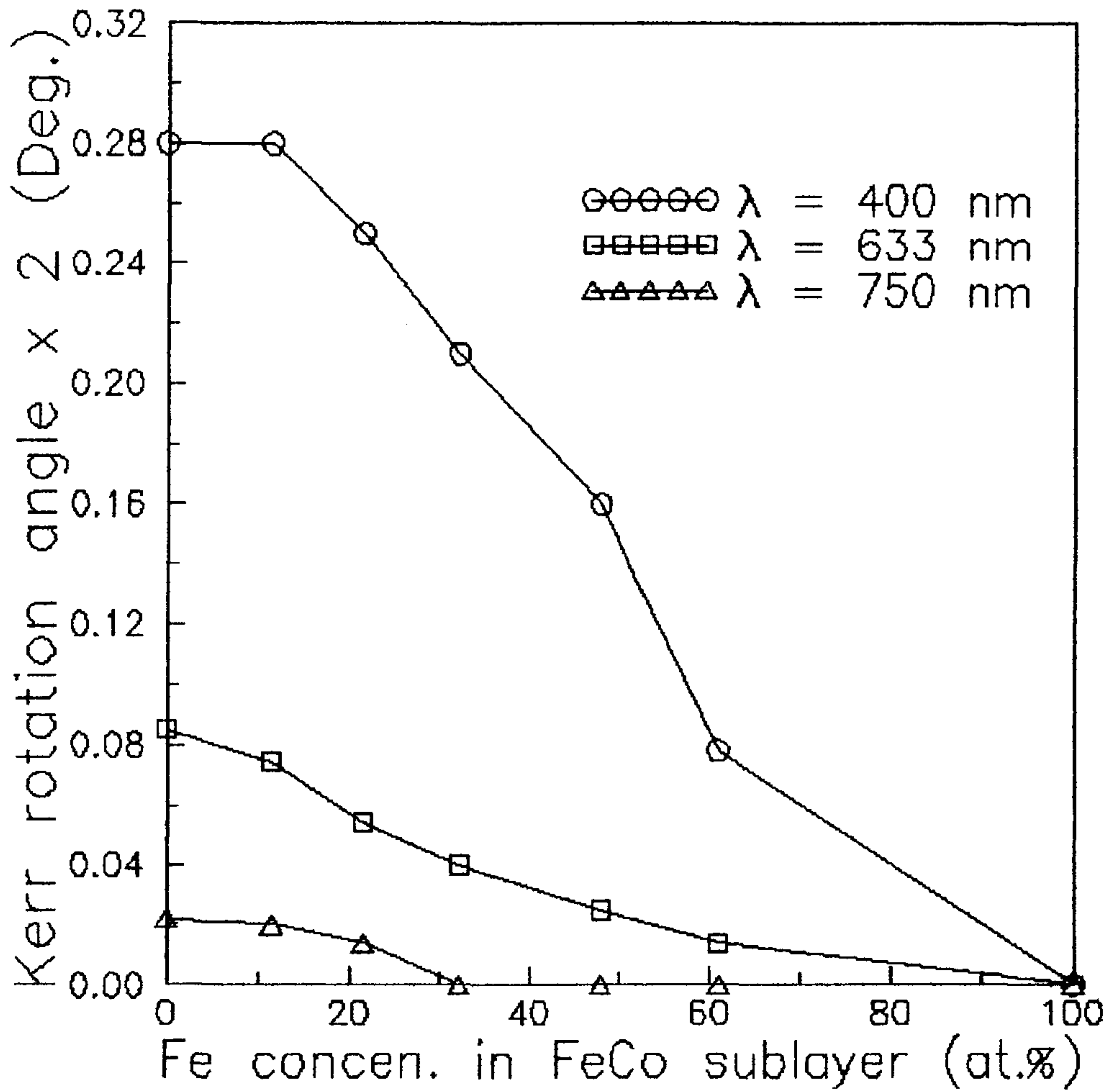


Fig. III-4. Dependence of the Kerr rotation angle of FeCo/Pd multilayer thin films on the Fe concentration in the FeCo sublayer at the wavelengths of 400 nm, 633 nm, and 750 nm.

제 4 장. Co/Pt 초격자 박막의 Ar 가스 압력 변화에 따른 자기 및 자기광학적 특성.

조성변조 Co/Pt 다층박막의 자기적 성질 및 자기광학적 성질에 박막제조시 스퍼터링 Ar 가스압력이 끼치는 영향을 조사 하였다. 다층박막을 dc-magnetron 스퍼터링 방법으로 Ar 가스의 압력을 2에서 30 mTorr 까지 변화시켜 가면서 제조한 후 주사 전자 현미경과 x-ray 회절실험을 이용한 미세구조의 분석과 보자력, 포화 자화량, Kerr 회전각, 반사도등의 자기 및 자기광학적 특성을 조사하였다. Ar 가스의 압력이 10 mTorr 이하에서는 주상구조(columnar structure)가 형성 되지 않다가 20 mTorr 부터 주상구조가 형성됨을 관측 하였다. 보자력의 경우 Ar 가스 압력이 증가함에 따라서 20 mTorr 부터 급격히 증가 함이 관찰 되었고, 이는 초격자 박막의 미세 구조의 변화에 기인한다고 사려된다. 또, 포화 자화량과 Kerr 회전각, 반사율 등의 변화를 Ar 가스 압력의 변화에 따른 박막의 미세구조와 연관지어 설명하였다.

4-1. 서론

조성변조 Co 계의 박막은 계면에서의 표면자기 이방성[1,2]이나 자기 모멘트의 증가[3]등의 새로운 성질과 이를 이용한 신소재로서의 많은 응용 가능성 때문에 활발한 연구의 대상이 되고 있다. 특히 이 물질들은 차세대 광자기 기록재질로 주목을 받고 있는데, 이는 현재 광자기 기록매체로 사용되고 있는 희토류-천이금속 합금박막이 산화하기 쉽다는 점과, 또한 단파장 영역에서의 Kerr 회전각이 작다는 결점등을 해결할 수 있기 때문이다. 특히 이런 Co계 다층박막중 Co/Pt 다층박막은 Co/Pd 다층박막에 비하여 Pt에서의 큰 spin-orbit coupling으로 인해 단파장 영역에서 더 큰 Kerr 회전각을 가지고 있기 때문에[4-6] 한층 더 관심의 대상이 되고 있다. 그러나, Co/Pt 다층박막의 경우 Co/Pd 다층 박막에 비하여 보자력이 작다고 알려져 있다. 따라서 그 보자력을 향상 시키는 것에대한 연구가 많이 되어왔다. 특히 스퍼터링의 경우 e-beam 방법에 비하여 매우 낮은 보자력을 가지고 있음이 보고되고 있는데, 이는 스퍼터링된 원자들이 e-beam의 경우 보다 더 많은 에너지를 가지고 기판에 도달하여 초격자 박막의 계면에 damage를 주어서 계면의 상태를 나쁘게 만들기 때문으로 알려져 있다[7]. 또, Pd에 비하여 무거운 Pt의 경우에는 스퍼터링 과정에서 back reflected된 Ar[7] 이온들이 큰 에너지를 가지고 박막의 표면에 도달하여 계면 상태를 나쁘게 만들게 된다. 스퍼터링에 있어서 back reflected된 이온의 경우에 그 에너지는 스퍼터링 가스와의 타겟물질의 질량의 차이에 의존한다. 따라서, Pd의 경우 질량수가 106이고 Pt의 경우 질량수가 대략 두배정도 큰 196이므로 back reflected되는 Ar 가스의 에너지가 큰 차이가 난다. 따라서 보자

력을 높이기 위하여서는 계면 상태를 좋게 하여야 하므로 Ar보다 무거운 Kr 이나 Xe 같은 가스를 스퍼터링 가스로 사용하는 연구[7]도 수행 되고 있다. 한편 다른 방법으로 기판에 도달하는 원자의 에너지를 줄이기 위해 연구 되는 것이 Ar 가스의 압력을 높이는 것이다. 본 연구에서는 Ar 가스 압력을 2 mTorr에서 30 mTorr 까지 변화 시켜 가면서 각 Ar 가스 압력에서의 특성을 조사 하였다.

4-2. 실험 방법

조성변조 Co/Pt 다층박막을 지름이 2" 인 타겟을 이용해 dc-magnetron 스퍼터링 방법으로 Ar 압력을 2, 5, 10, 15, 20, 30 mTorr로 변화 시켜 가면서 제조 하였다. 또, 조성변조 다층박막의 구조를 연구하기 위하여 주사 전자 현미경에 의한 관측 및 x-선 회절 실험을 위해 두께 1000 Å 짜리 박막을 각각 Si wafer 기판과 glass 기판위에 10 mTorr 와 20 mTorr에서 만들었다. 조성변조 초격자 구조는 회전하는 기판 holder 를 Co와 Pt gun에 번갈아 노출 시킴으로써 만들어 졌고, 각 층의 두께 및 층 수는 holder에 부착된 stepping 모터를 이용해 머무는 시간과 회전수를 변화시켜 조절 하였다. 스퍼터링 되는 Co와 Pt 원자의 cross contamination을 방지 하기 위하여 Co와 Pt 타겟 사이에 스테인레스 격막을 설치하고, 타겟과 기판 holder 사이에는 지름 2" 크기의 구멍이 있는 스테인레스 판을 설치 하였다. 모든 시료들은 base pressure 가 5×10^{-6} Torr 일때 제조 되었으며, 총 두께가 300 Å 이고, 4 Å 두께의 Co 와 9 Å 두께의 Pt 으로 이루어진 두께 13 Å 의 일정한 bilayer 로 조성변조 구조는 x-

선 low- and high-angle 회절 실험을 통하여 확인 되었다. 보자력과 Kerr 회전각, 그리고, 타원율은 632.8-nm HeNe laser를 사용하여 자체 제작한 polar Kerr hysteresis loop tracer 를 이용하여 측정 되었다.

4-3. 결과 및 토의

조성변조 Co/Pt 다층박막의 Ar 가스 압력의 변화에 따른 미세 조직의 변화를 관찰 하였다. Fig. IV-1 은 Si wafer 기판위에 증착된 총 두께 1000 Å인 (4-Å Co/9-Å Pt)의 전체 두께 박막의 단층을 주사전자 현미경 사진기를 이용 촬영한 사진이다. 박막의 전체 두께는 1000 Å이고 현미경의 배율이 5만배이므로 박막의 단층을 5 mm로 관찰 할 수 있었다. Fig. IV-1(a)의 경우 Ar 압력이 10 mTorr인데 아무런 구조가 보이지 않는다. 이에 비해서 Fig. IV-1(b)는 Ar 압력이 20 mTorr에서 제작한 시료의 단면인데 주상 구조(columnar structure)를 보이며 성장한것이 관찰된다. 이 현상은 비교적 높은 Ar 가스 압력에서는 원자들의 평균 자유 행로 (mean free path)가 짧아져서 기판에 도달하기 전에 많은 횟수의 충돌로 적은 운동 에너지로 기판에 도달하여, 증착되는 원자의 mobility가 낮고 또 기판을 향한 사각 입사(oblique incidence) 원자들에 대한 shadow effect가 생겨 빈 공간을 채우지 못한채 박막이 성장하기 때문이다. 이 현상은 Co/Pd 의 경우와 흡사한데, 같은 조건에서 제작된 Co/Pd의 경우는 주상구조가 10 mTorr부터 생성되는데 비하여[8] 이 실험의 경우 10 mTorr에는 주상구조가 보이지 않았으나 20 mTorr가 되어서야 비로

소 주상구조가 관측되기 시작한다. 이는 Pd과 Pt의 차이에 기인하는 것으로 같이 90 W의 전력으로 스퍼터링을 하여도 기판에 도달하는 두 원자의 에너지가 다르므로 이런 결과가 나온다고 생각된다. 이 결과는 뒤에서 언급하게 될 보자력과 상당히 밀접한 관련이 있다.

Fig. IV-2에서는 동일한 시편의 표면을 주사 전자 현미경으로 관찰한 결과를 보이고 있다. Fig. IV-2(a)에서는 특별히 관측되는 조직이 없는데 비해서 비교적 높은 Ar 압력에서 제조된 시편의 경우 Fig. IV-2(b)에서는 grainlike 조직이 관찰되었다. 이는 Fig. IV-2(b)의 단층 촬영에서 관측된 주상구조가 표면 촬영에서도 확인된 것이라고 말할 수 있을 것이다. Ar 가스의 압력이 증가함에 따라서 기판에 도달하는 원자들은 많은 충돌로 인하여 그 에너지가 감소하고, 이에 따라서 adatom들의 표면에서의 mobility가 감소하며, 많은 충돌로 인하여 사각 입사하는 원자들이 늘어남에 따라서 주상구조가 형성된다고 생각된다. 같은 제조 조건에서 제작된 Co/Pd 다층박막의 경우와 비교하여서 Co/Pt 다층박막의 경우는 더 높은 Ar 가스의 압력하에서 뚜렷한 주상구조를 얻을 수 있는데, 이는 Pt atom이 Pd에 비하여서 두배 가량 큰 질량으로 인해 같은 조건 일때 더 큰 에너지를 가지고 기판에 도달하기 때문으로 생각된다. 즉, Pd atom이나 Pt atom이 Ar atom과 한 번 충돌때 잃는 에너지는 두 atom들 사이의 질량비에 관계되므로 Pt atom이 더 큰 energy를 가지고 기판에 도달함을 추측할 수 있다. 따라서, Pt atom의 경우 Pd atom의 경우에 비하여서 높은 Ar gas의 압력하에서, 더 많은 횟수의 충돌로 많은 에너지의 손실을 겪을때 비로소 뚜렷한 주상구조를 얻을 수 있었다.

Fig. IV-3(a) 와 (b)는 glass 기판위에 증착된 총 두께 1000 Å인 (4-Å Co/9-Å Pt) 시료의 x-선 회절 실험 결과이다. 각각의

low-angle 회절실험 peak는 시료들이 조성변조 다층 박막의 구조를 지나고 있음을 보여준다. Fig. IV-3 에서 보이듯 이 peak들의 full width at half maximum (FWHM)은 10 mTorr에 비해서 20 mTorr에서의 값이 더 커짐이 관찰 되었다. 이 현상은 Ar 압력이 높아지면서 주상구조가 형성되어 Co와 Pt의 계면의 상태가 낮은 압력 일 때에 비해서 거칠어 지기 때문으로 사려된다[9,10]. 이 결과 표면의 거칠기가 표면 자기 이방성[11,12]과 형상 자기 이방성[13,14]등에 영향을 주어서 결과적으로 수직 자기 이방성 에너지에도 영향을 줄 것으로 생각된다. 그러나 이 경우는 뒤에서 보듯이 보자력의 변화가 수직 자기 이방성에 의해 영향을 받기 보다는 계면에서의 거칠기[15]나 주상구조의 경계면과 같은 박막의 미세구조의 결합등에 의한 domain wall pinning에 의한 영향이 더 우세한 경우로 생각된다[9].

Fig. IV-4(a), (b)에서 보이 듯이 x-ray high-angle 회절실험에서는 10 mTorr 에서는 $d_{111} = (2.229 \text{ \AA})$, 20 mTorr에서는 $d_{111} = (2.222 \text{ \AA})$ 이 얻어졌다. 이 값은 fcc Pt 의 (111) 면간 거리 2.263 \AA 보다는 작고 fcc Co의 (111) 의 면간거리 2.047 \AA 과 hcp Co 의 (002) 의 면간거리 2.035 \AA 보다는 크다. 두 peak를 살펴보면 10 mTorr의 peak가 20 mTorr의 peak보다 큰 intensity를 지니고 있는데, 이는 Ar 압력이 10 mTorr 일때가 20 mTorr일때 보다 더 좋은 texture를 유지 하면서 성장 했기때문이라고 말할 수 있을 것이다.

Fig. IV-5에서는 Ar 가스 압력의 변화에 따른 총 두께 300-Å Co/Pt 다층박막의 보자력의 변화를 나타내었다. 이때 각 시료들은 총 두께가 박막의 계면 상태, 계면에 있는 wall pinning center의 갯수, 자구의 형태등에 영향을 주어서 보자력에 미치는 영향등을 배제하기 위하여서 모두 같은 총 두께와 sublayer의 두께를 가지도록 시료를 제작 하였다. 보자력은 Ar 가스의 압력이 20 mTorr 에서 부터 급격

한 증가를 보이는데, 이 결과는 Hashimoto[9]와 Ping He[10]에 의해서 보고된 바와 잘 일치하고 있다. 보자력은 잘 알려진 바와 같이 시료의 포화 자화량과 자기 이방성 에너지 뿐 아니라 박막의 미세 구조에 영향을 받으므로, 박막 제조 방법이나 제조 조건에 매우 민감하다. 그런데 시료에서 포화자화량이나 자기이방성 에너지가 Ar 가스압력에 따라 크게 변화하지 않는 사실을 감안할 때, Fig.5 에서 보자력의 급격한 변화는 박막 제조시 Ar 가스의 압력이 바뀌에 따라서 생성된 박막의 미세구조 변화에 기인된다고 사려되며, 이는 앞에서 살펴본 SEM의 관찰에서 확인된 바와 잘 일치한다. 이 SEM 사진에서 보이는 바와 같이 비교적 높은 Ar 가스의 압력하에서 생성된 박막들은 주상구조를 가지고 있음을 관찰할 수 있고, 높은 보자력은 바로 이 주상구조의 경계면에 의한 domain wall pinning 때문으로 생각된다. T.Suzuki[15]의 설명처럼, Co계 다층 박막의 경우 domain wall은 Co layer의 근처에만 존재하는 pinning center에 의해서 pinning이 일어난다고 하므로, 높은 Ar 압력하에서 제조된 시료들의 경우, rough한 interface에서 wall pinning center로 작용하는 defect들이 더 많이 존재하므로 보자력의 증가를 관찰할 수 있었다.

VSM 을 이용하여서 측정한 Ar 가스 압력의 변화에 따른 포화 자화량의 변화를 Fig. IV-6.에 도식하였다. 낮은 Ar 가스 압력의 경우 잘 알려진 바와 같이 Pt layer의 Co layer에 의한 유도자화로 인하여서[6,16] Co bulk 자화량(1422 emu/cc)을 초과하는 값을 보인다. 그러나, Ar 가스 압력이 증가함에 따라서 박막의 밀도가 감소하여서 포화 자화량이 점차로 감소하는것이 예상되는데, Ar 가스 압력이 20, 30 mTorr의 경우에는 예상보다 적은 포화 자화량의 감소를 보인다. 이 결과는 Pt의 유도자화량이 Pt atom의 주변에 존재하는 Co atom의 갯수에 의존한다는 사실을 생각하면 높은 Ar 가스 압력

에서 제조된 주상구조 시료 에서의 활발한 interdiffusion으로 인해 Pt atom의 주변에 더 많은 Co atom이 존재하여 각 Pt atom의 유도 자화를 크게 하는 효과를 생각할 수 있다. 이와 함께 더 많은 수의 Pt atom들이 주변에 Co atom들이 존재하게 됨으로 유도자화 되는 Pt atom의 총 갯수가 더 많아지므로 유도자화량이 증가 되었기 때문 인 것으로 생각된다. 즉, Co/Pt 초격자 다층박막에서의 전체 포화 자화량은 다음과 같이 Co층의 포화 자화량과 Co층에 인접한 Pt층의 유도자화된 자화량의 합으로 나타나진다.

$$M_s \lambda = M_{Co} t_{Co} + M_{Pt} t_{Pt} \quad (1)$$

이때, M_{Co} , t_{Co} , M_{Pt} , t_{Pt} 는 각각 Co 층의 자화량과 두께, 유도 자화된 Pt층의 자화량과 두께이다. 따라서, 높은 Ar gas의 압력하에서 낮은 박막의 밀도에도 불구하고 포화 자화량이 어느정도 일정한 크기를 유지하는 것은 박막의 계면에서 더 많은 양의 Co atom들이 Pt layer로 interdiffusion하여서 더 많은 Pt atom들을 유도자화시켰기 때문으로 생각된다.

Ar 가스의 압력의 변화에 따른 Kerr angle과 반사율을 각각 Fig. IV-7.과 Fig. IV-8.에 도식하였다. 반사율의 감소는 박막의 구조가 porous 해지는 것이 그 주된 원인으로 생각된다. 일반적으로 자기광학효과는 포화자화량에 비례하는 것으로 알려져 있는데, Ar 가스 압력이 20, 30 mTorr의 경우에는 포화자화량의 변화에서 예상된 것보다 큰 자기광학 효과가 관찰된다. 이 현상은 반사율의 감소로 인한 자기광학효과의 증가 때문으로 생각된다. 이를 이해하기 위하여서 다음 식을 살펴보자.

$$\theta_k + i \varepsilon_k = \frac{n_0 \varepsilon_{xy}}{(n_0^2 - \varepsilon_{xx}) \sqrt{\varepsilon_{xx}}} \quad (2)$$

위의 식은 잘 알려진 바와 같이 어떤 매질의 dielectric tensor의 diagonal 과 off-diagonal components ε_{xx} 와 ε_{xy} 와 Kerr 회전각 θ_k 와 타원율 ε_k 의 관계를 나타 내는 식이다. 여기서 우리가 흔히 알고 있는 바와 같이 자화량에 비례하는 양은 Kerr 회전각이나, 타원율이 아니라 바로 dielectric tensor의 off-diagonal component인 ε_{xy} 이다. 한편, 따라서, 매질의 반사율과도 직접적인 관계가 있는 diagonal component들이 다르다면 측정되는 자기광학 효과의 크기도 달라질 것이다[17]. Fig.8에서 앞에서 살펴본 반사율이 작다는 것은 매질의 굴절율이 공기의 굴절율에 더 접근하는 값을 가진다는 것으로, (2)식에서 분모가 작아지므로 자기광학 효과는 더 커짐을 알 수 있다.

4-4. 결론

조성변조 Co/Pt 다층박막에 있어서 Ar 가스의 스퍼터링 압력이 박막의 자기적 및 자기광학적인 성질에 미치는 영향을 박막의 미세구조의 변화와 관련지어서 설명 하였다. Ar 가스 압력이 20 mTorr 이상에서 보자력이 증가됨이 관찰 되었고, 이 현상을 박막의 단면 사진에서 관찰할 수 있었던 주상구조의 경계에 의한 자벽의 pinning 효과에 의해서 설명 되었다. 또, 각 Ar gas 압력의 변화에 따른 포화자화량과 반사율 그리고 Kerr 회전각과 타원율을 측정하였고, 각 양들의 Ar gas 압력의 변화에 따른 박막의 미세구조의 변화와 관련지어서 설명 하였다. 20 mTorr의 비교적 높은 Ar gas 압력하에서 제조된

시료들은 자기적 성질뿐 아니라 자기광학적 성질 역시 우수함을 알 수 있었는데, 이 경우 높은 noise level이 예상되므로 실제 magnetooptic media로의 응용에 있어서는 좀 더 연구가 필요하다고 생각된다.

참고문헌

1. P.F.Carcia, A.D.Meinhaldt, A.Suna, Appl.Phys.Lett. **47**,178 (1985).
2. H.J.G.Draaisma, W.J.M.de Jonge, F.J.A.den Broeder, J. Magn. Mat. **66**, 351 (1987).
3. C.Li, A.J.Freeman, C.J.Fu, J.Magn.Magn.Mat. **75**, 53 (1988).
4. D.Weller and W.Reim Appl. Phys. A **49**, 599 (1989)
5. K.H.J.Buschow, P.G. van Engen and R. Jongebreur, J. Magn. Mat. **38**, 1 (19830)
6. E.R.Moog, J.Zak and S.D.Sader, J.Appl.Phys. **69**, 4559 (1991)
7. P.F.Carcia, S.I.Shah, W.B.Zeper, Appl.Phys.Lett. **56**, 2345 (1990).
8. 김 진홍, 신 성철 한국자기학회지 **2(2)**, 119 (1992).
9. Hashimoto, Y.Ochiai, K.Aso, J.Appl.Phys. **66**, 4909 (1989).
10. P.He, W.A.McGahan, S.Nafis, J.A.Woollam, Z.S.Shan, S.H.Liou, F. Sequeda, T.McDaniel, H.Do, J.Appl.Phys. **70**, 6044 (1991).
11. H.J.G.Draaisma, F.J.A.den Broeder, W.J.M.de Jonge, J. Appl. Phys. **63**, 3479 (1988).
12. P.Bruno J.Phys.F. **18**, 1291 (1988).
13. P.Bruno, J.Appl.Phys. **64**, 3153 (1988).
14. Y.Yafet, E.M.Gyorgy, J.Appl.Phys. **60**, 4236 (1986).
15. T.Suzuki, H.Notarys, D.C.Dobbertin, C.J.Lin, D.Weller, D. C. Miller, G.Gorman, IEEE Trans. Magn. **MAG-28**, 2754 (1992).
16. F.J.A.den Broeder, H.C.Donkersloot, H.J.G.Draaisma and W. J. M. de Jonge J.Appl.Phys. **61**, 4317 (1987)
17. W.Reim, D.Weller, Appl.Phys.Lett. **53**, 2453(1988).

Figure Captions

Fig. IV-1. Cross-sectional scanning electron micrographs (taken at 50,000 magnification) of Co/Pt superlattice thin films on Si substrates prepared at the sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

Fig. IV-2. Scanning electron micrographs (taken at 50,000 magnification) of Co/Pt superlattice thin films on Si substrates prepared at the sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

Fig. IV-3. Low-angle x-ray diffraction patterns of the Co/Pt superlattice thin films on Si substrates sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

Fig. IV-4. High-angle x-ray diffraction patterns of the Co/Pt thin films superlattice on Si substrates sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

Fig. IV-5. Dependence of the coercivity H_c on the sputtering Ar gas pressure.

Fig. IV-6. Dependence of the saturation magnetization M_s on the sputtering Ar gas pressure.

Fig. IV-7. Dependence of the Kerr rotation angle θ_K on the sputtering Ar gas pressure.

Fig. IV-8. Dependence of the reflectivity R on the sputtering Ar gas pressure.

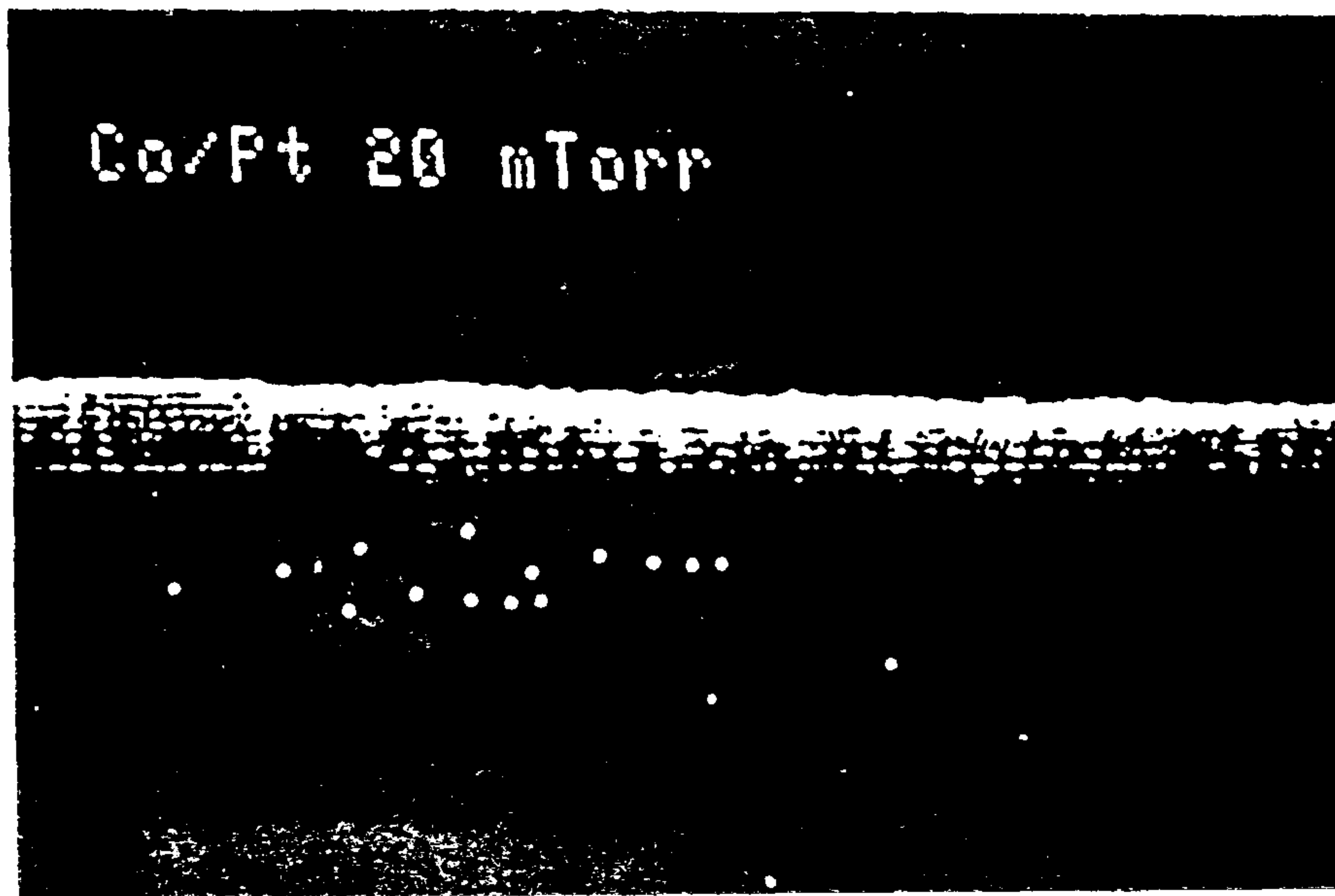
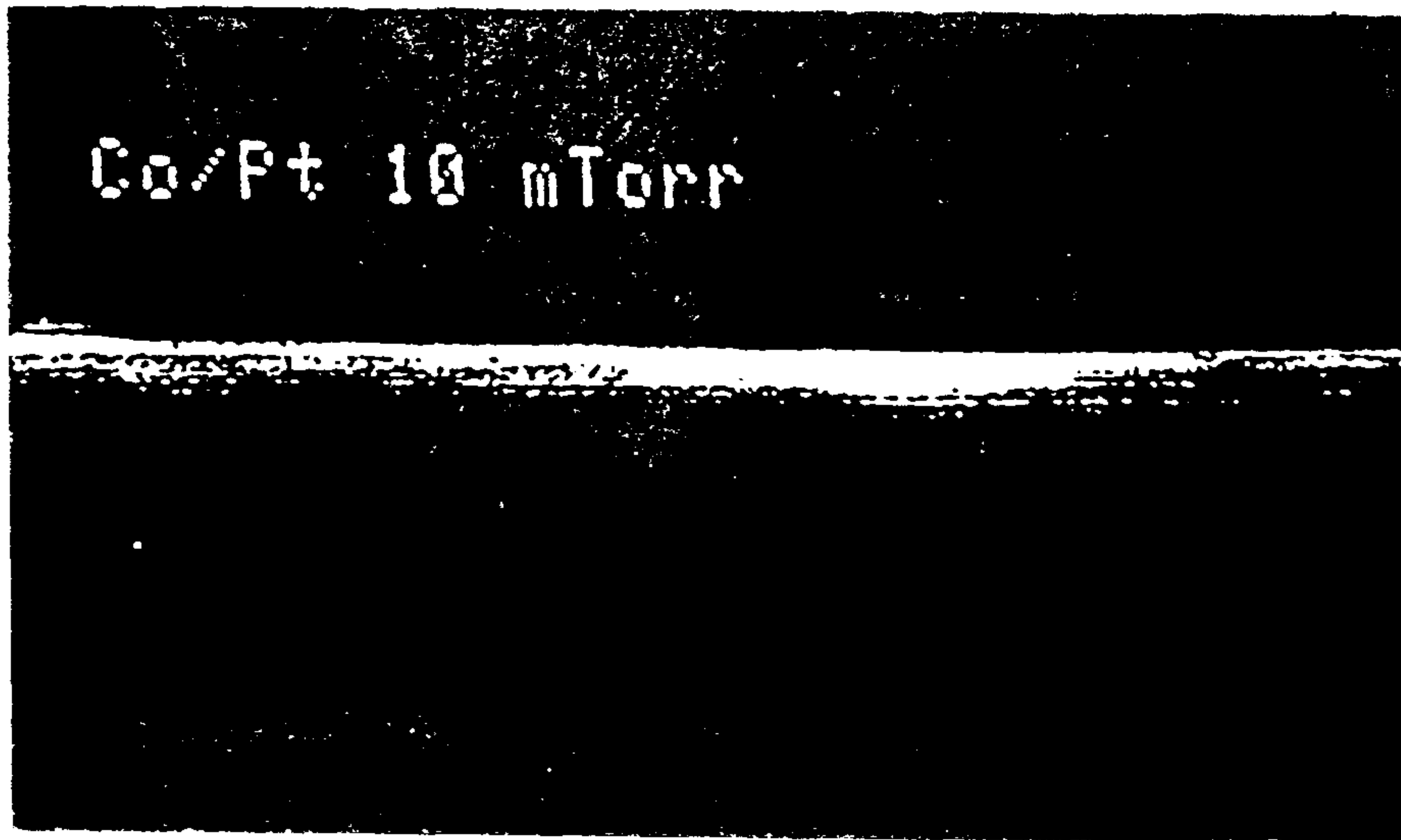


Fig. IV-1. Cross-sectional scanning electron micrographs (taken at 50,000 magnification) of Co/Pt superlattice thin films on Si substrates prepared at the sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

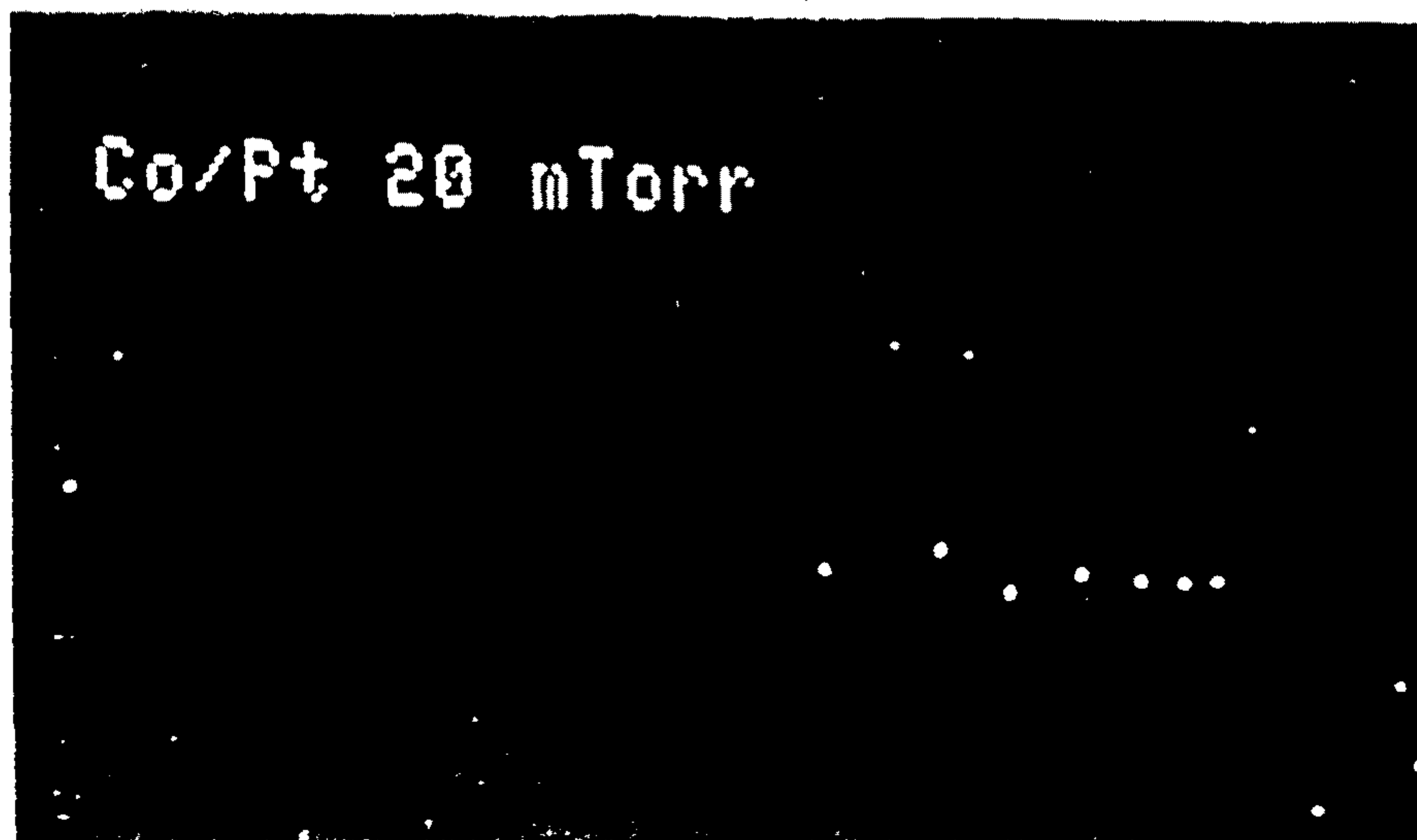


Fig. IV-2. Scanning electron micrographs (taken at 50,000 magnification) of Co/Pt superlattice thin films on Si substrates prepared at the sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

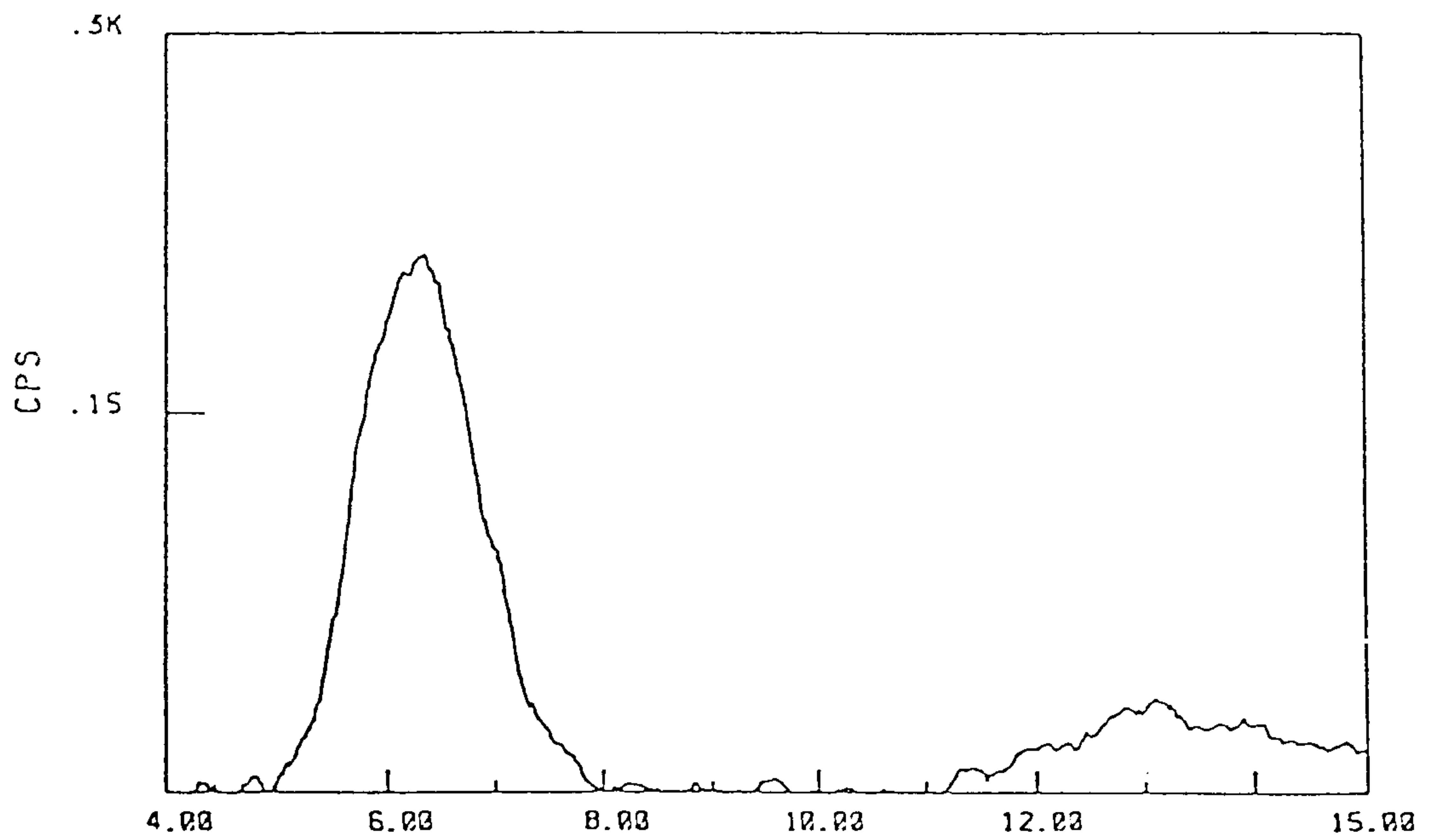
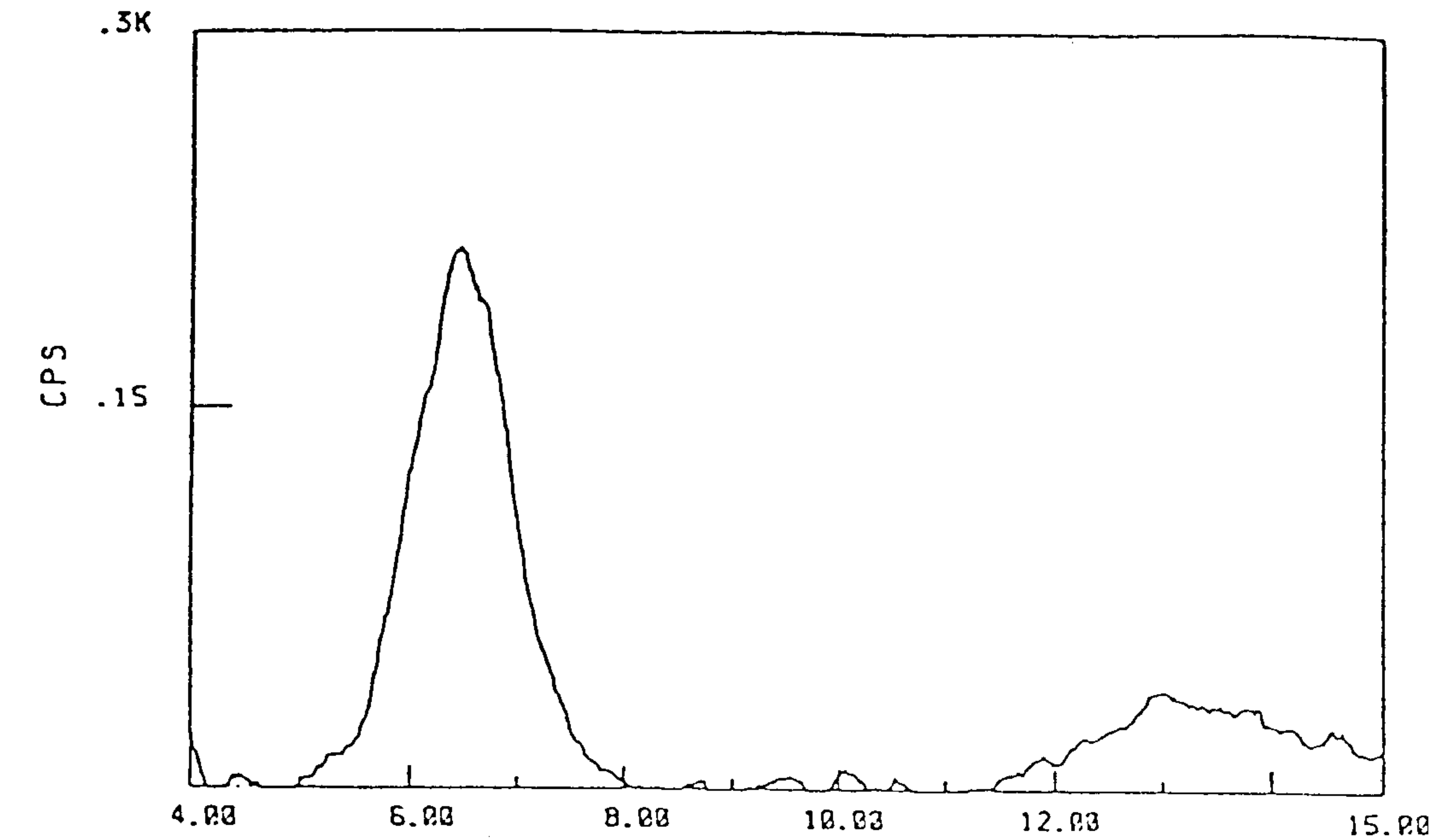


Fig. IV-3. Low-angle x-ray diffraction patterns of the Co/Pt superlattice thin films on Si substrates sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

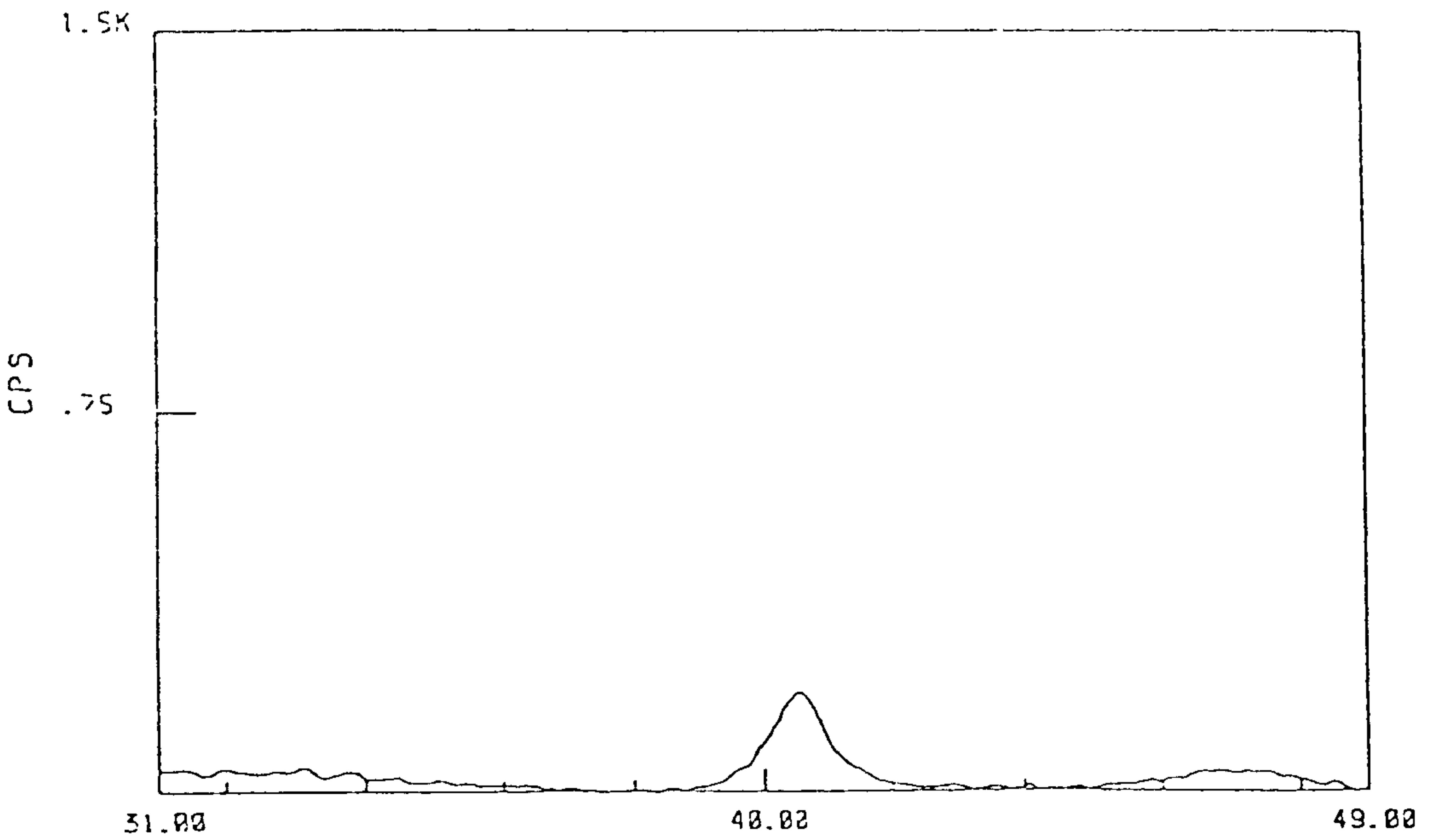
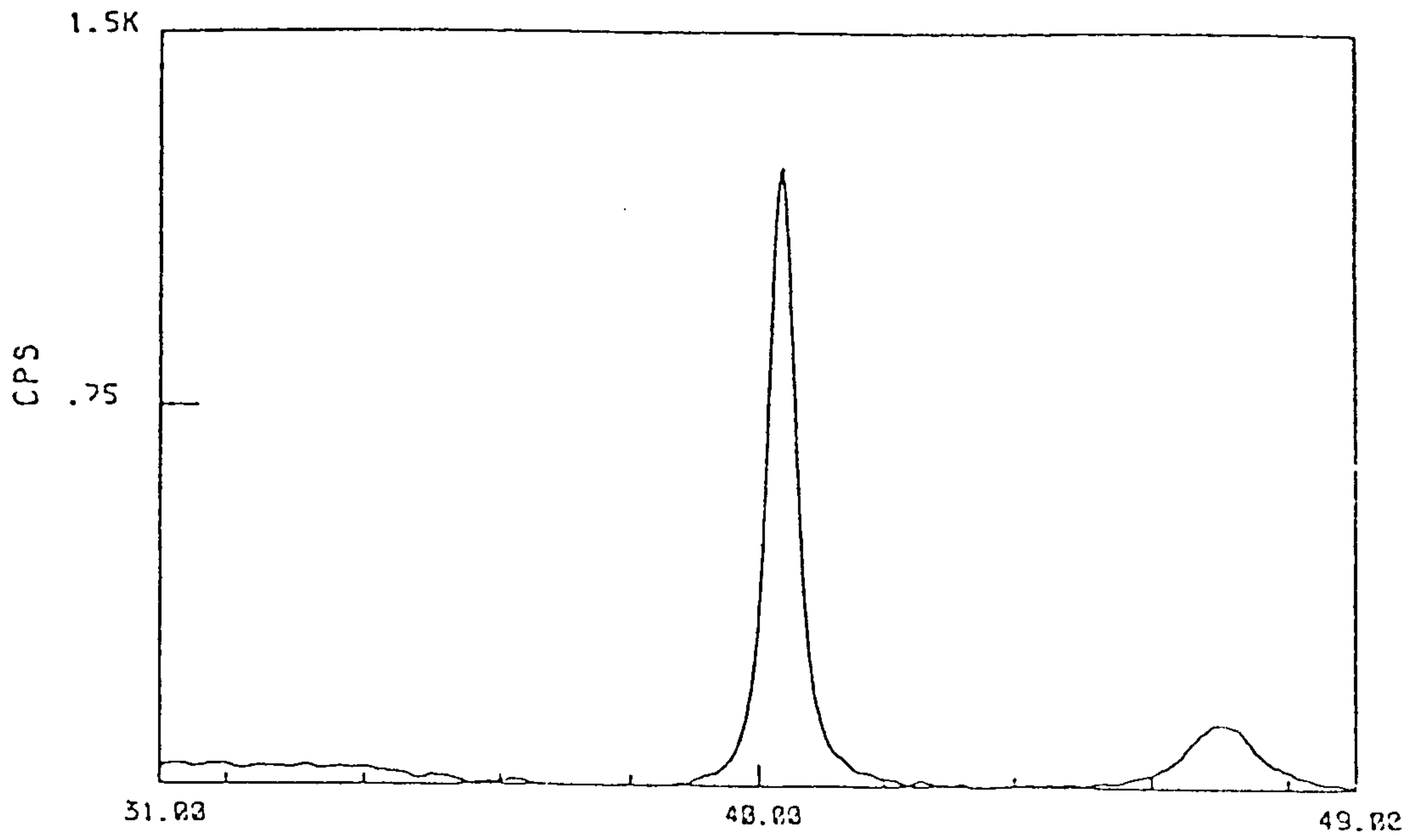


Fig. IV-4. High-angle x-ray diffraction patterns of the Co/Pt thin films superlattice on Si substrates sputtering Ar gas pressure of (a) 10 mTorr and (b) 20 mTorr.

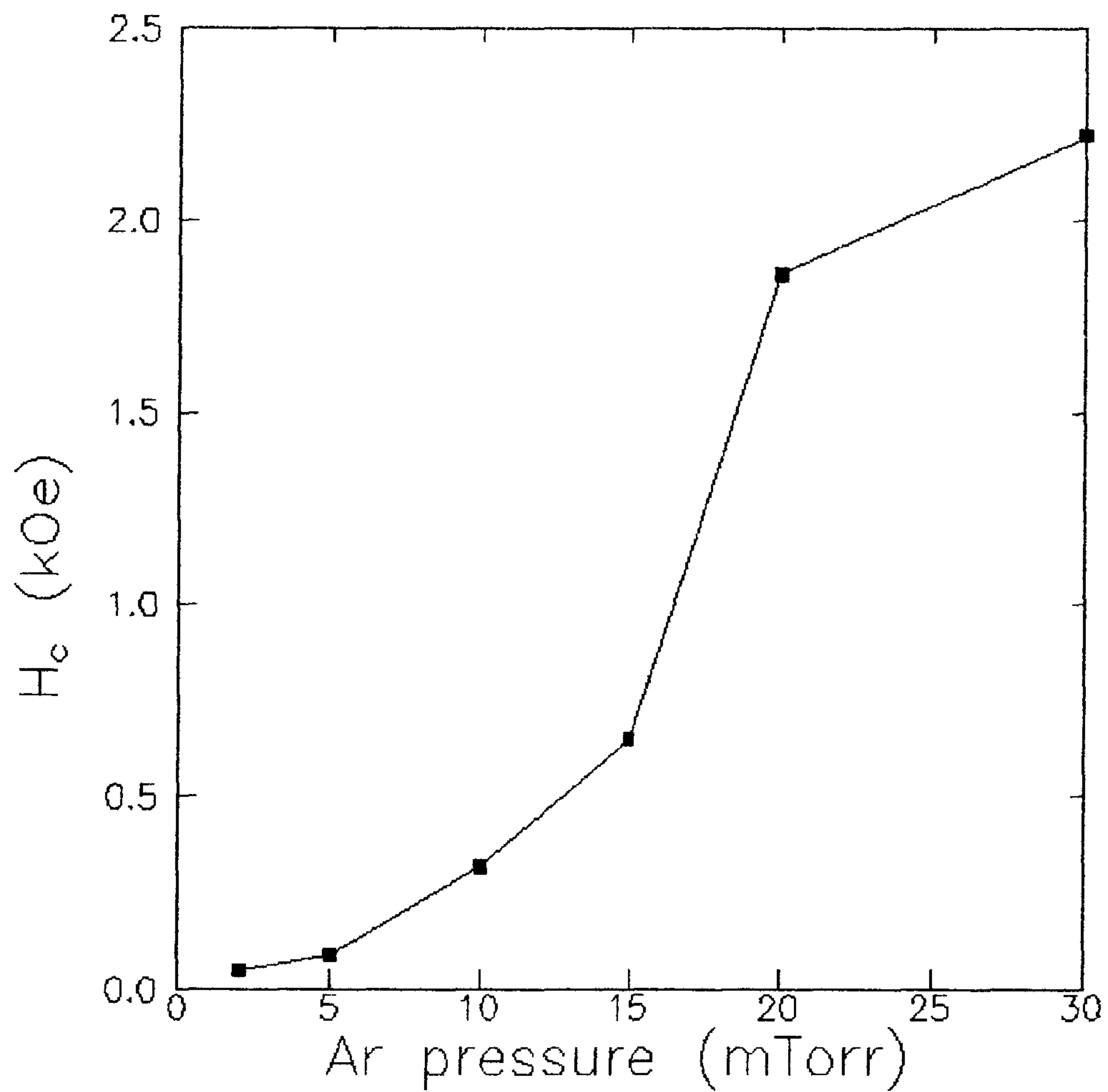


Fig. IV-5. Dependence of the coercivity H_c on the sputtering Ar gas pressure.

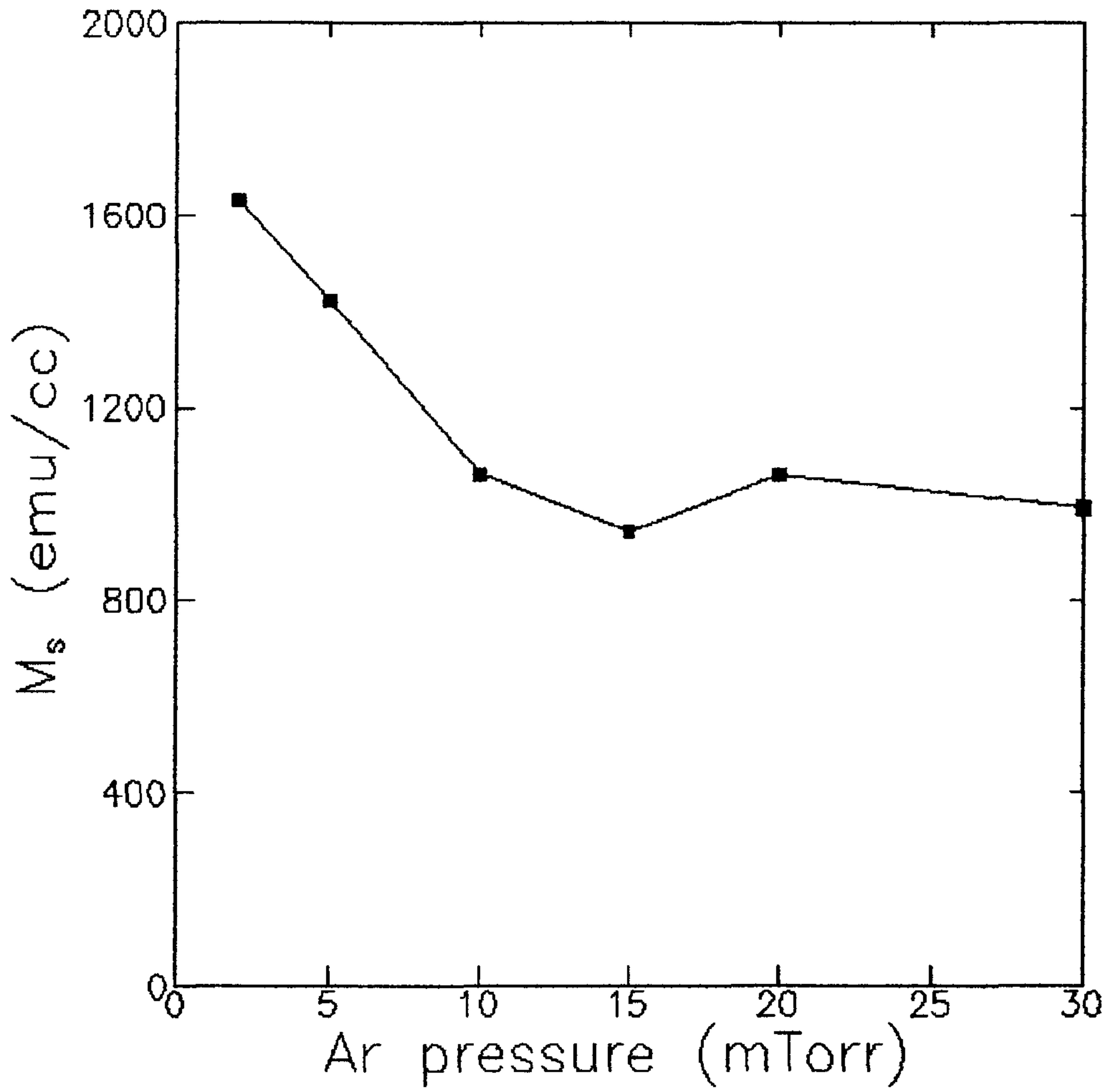


Fig. IV-6. Dependence of the saturation magnetization M_s on the sputtering Ar gas pressure.

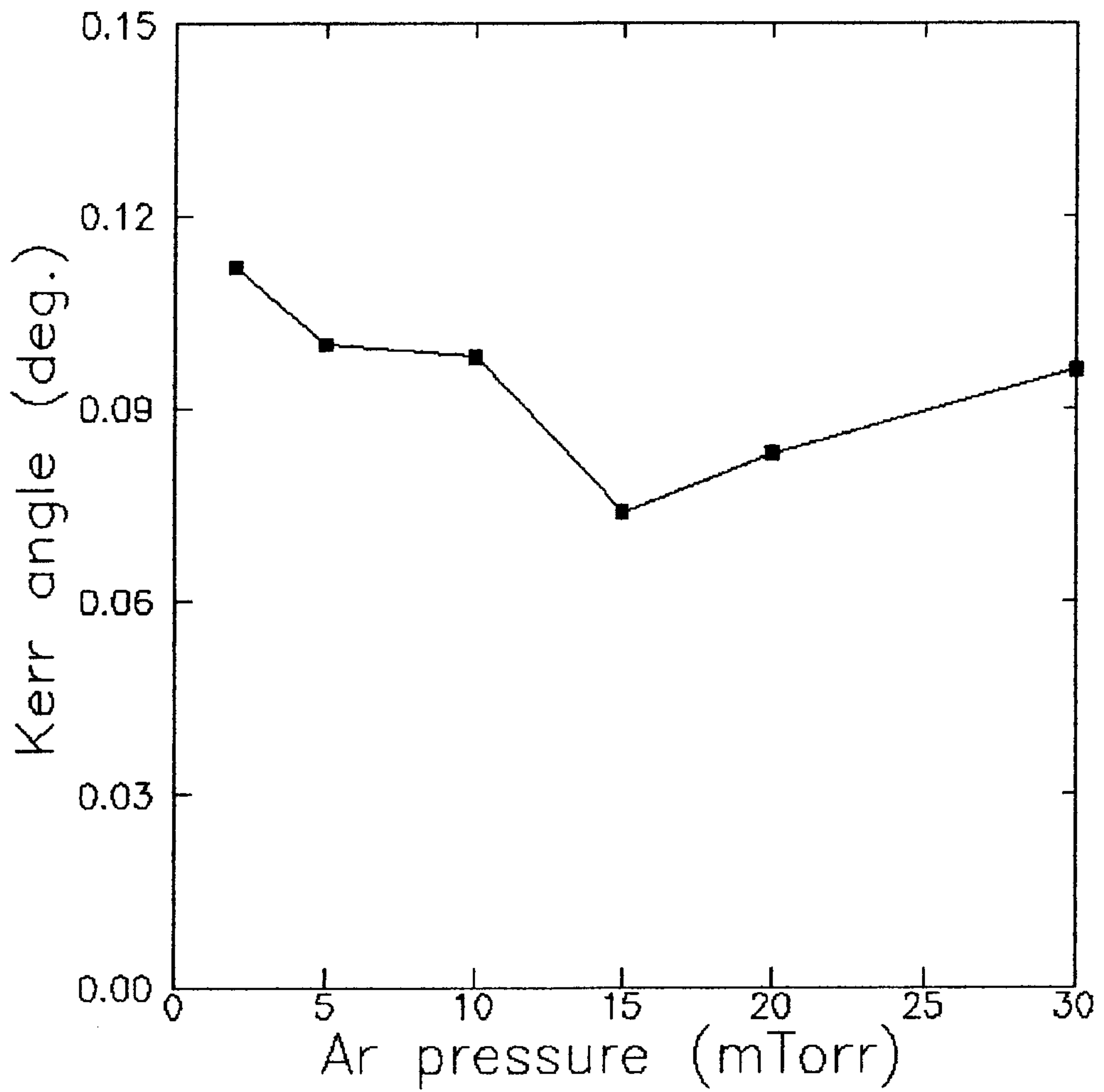


Fig. IV-7. Dependence of the Kerr rotation angle θ_K on the sputtering Ar gas pressure.

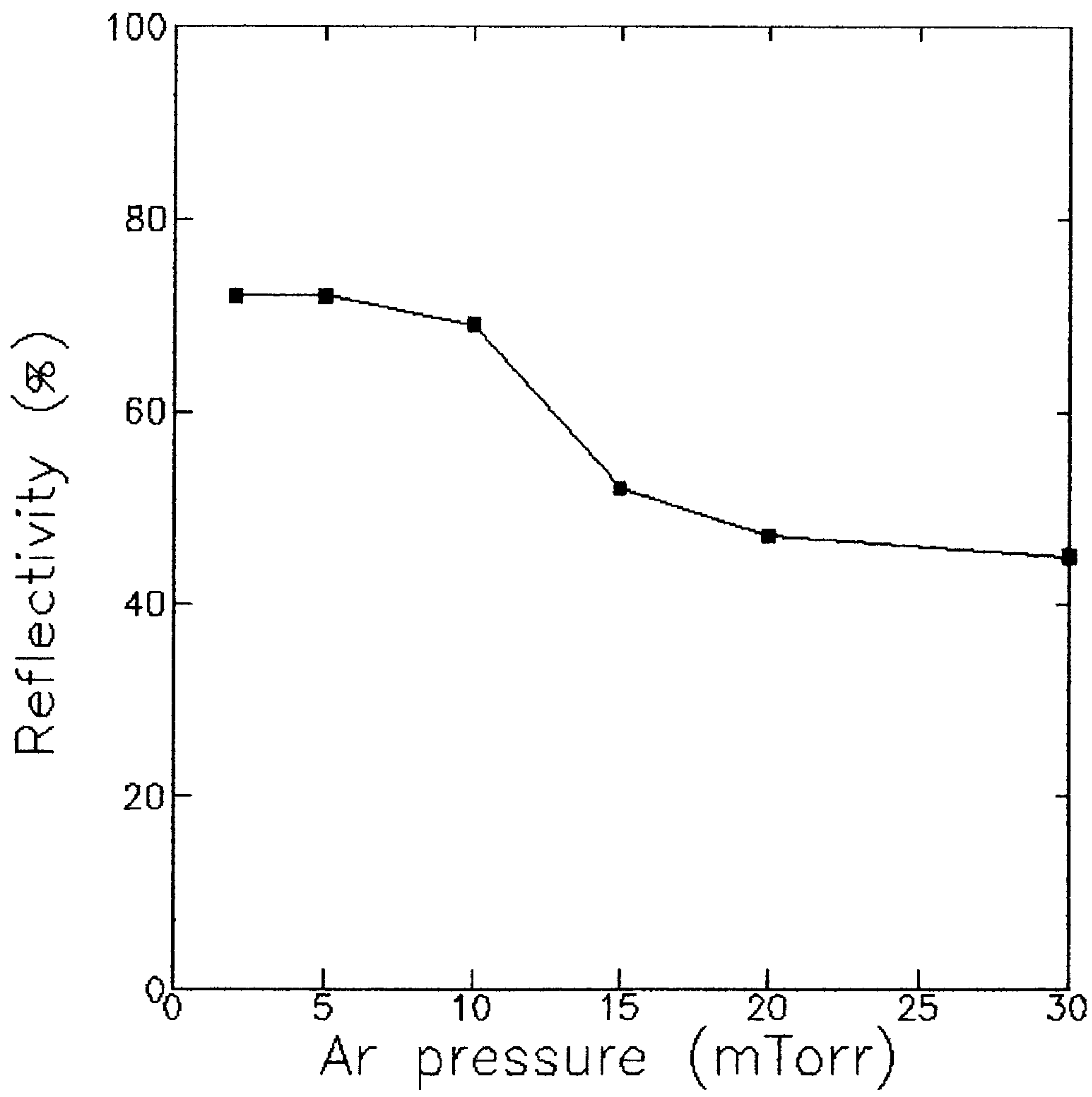


Fig. IV-8. Dependence of the reflectivity R on the sputtering Ar gas pressure.

제 5 장 광자기 매체의 자구운동 관찰용 편광현미경 제작

광자기 재질의 자기 및 광자기 특성 연구에 필수적인 광자기 매체의 자구운동 관찰용 편광현미경을 설계 제작하였다. 최대 1,000 배의 배율에서 $0.3\ \mu\text{m}$ 의 광학분해능으로 0.2° 미만의 Kerr 회전각 분해능을 가지는 편광현미경에 파장이 청색 영역의 $441.6\ \text{nm}$ 인 He-Cd 레이저를 이용하여 $1\ \mu\text{m}$ 크기의 자구를 기록하였다. 본 연구에서 제작한 장비는 광자기 매체의 개발 뿐만이 아니라 광자기 기술의 개발에도 매우 유용하게 사용되리라 생각된다.

5-1. 서론

상용화되고 있는 광자기 디스크에 기록되는 원형자구의 직경은 1 μm 정도의 크기로 strip 자구의 직경과 비슷하다. 기록된 자구의 크기가 작아질수록 기록밀도가 높아지므로 더욱 작은 자구의 형성이 활발히 연구되어지고 있다. 자구의 크기뿐 아니라 자구의 형상이 안정되어 신호잡음비의 크기가 커야 광자기 판독의 효율이 좋아진다. 따라서, 광자기 기록된 원형자구의 형상을 관찰하여 더 안정된 광자기 재질의 조성 및 구조와 광자기 기록 조건을 찾아내는 것이 광자기 기술 향상을 위하여 꼭 필요한 요건이 된다.

광자기 매체에 수 μm 이상 또는 이하의 strip 자구 및 광자기 기록된 원형자구를 관찰하기 위하여 사용되어지고 있는 여러 가지 장비 중에서, 광학현미경은 자구 형상을 직접 관찰할 수 있고 취급이 간편하여 광자기 기록 시 일어나는 자구 운동을 연구하기에 적합하여 널리 사용되어지고 있다 [1-5]. 가시광 영역의 빛을 사용하는 광학현미경은 1,000 배의 배율과 0.3 μm 의 광학분해능이 한계이므로 수 μm 의 자구를 수 mm의 크기로 관찰할 수 있다.

광자기 기록 효율을 높이기 위하여 시도되어지는 제반의 방법에서 광자기 기록된 자구의 크기를 줄이고 자구의 형상을 안정화시키는 것은 광자기 기록의 효율을 높이는 가장 필수적인 요건이다. 따라서, 광자기 기록된 자구의 형상을 관찰하여 더 안정된 광자기 재질의 조성과 광자기 기록의 조건에 대한 연구가 시도되어야한다.

본 연구에서는 최대 1,000 배의 배율에서 0.3 μm 의 광학분해능으로 0.2° 미만의 Kerr 회전각 분해능을 가지는 편광현미경을 개조하여 최대 500 Oe의 외부자장이 걸려있는 광자기 매체에 파장이 441.6 nm인 He-Cd 레이저를 50 nsec에서 D.C.까지 조사시켜 수 μm 이상 또는 이하의 자구를 형

성할 수 있는 장비를 제작하였다. 형성되는 자구는 CCD 카메라에 의하여 4 μm 의 시간으로 촬영이 가능하여 자구의 운동속도를 최대 4.8 m/sec 까지 측정이 가능하다. 이때, 광자기 매체로 가능성이 있는 재질의 Kerr 회전각 및 자구 운동속도는 대략 0.2° 이상과 1.0 m/sec 미만의 값이므로 제작한 기기는 재질의 연구에 충분한 측정범위를 갖는다.

5-2. 기기의 제작

Fig. V-1.은 광자기 매체의 자구운동 관찰용 편광현미경의 전체 개략도이다. 이 기기의 주축을 이루고 있는 Olympus사의 편광현미경은 기본적인 대물렌즈(O), 대안렌즈(E), 조명등(L), 분광기(BL, BE)를 비롯하여 편광관찰에 필요한 편광기(P), 검광기(A)등으로 구성되어 있다. 편광현미경의 내부에 자구 형성용 레이저를 입사시키는 거울(M)을 삽입하고 레이저(L)의 빔을 광학셔터(S)를 지나 초점거리 이동용 렌즈(D)를 통하여 현미경에 입사시키도록 하였다. 자구 형성시 필요한 외부자장을 형성하기 위하여 제물대(H) 하단에 외부자장 형성용 코일(C)을 위치시켰으며, 카메라용 대안렌즈(PE)를 통해 CCD 카메라로 촬영이 가능하도록 하였다. 광학셔터(S), 외부자장 형성용 코일(C), CCD 카메라(CCD)는 각각 그 제어기를 통하여 컴퓨터에 입력됨으로써 컴퓨터에 의하여 관리되도록 전체 시스템을 구성하였다.

본 기기의 주축을 이루고 있는 편광현미경은 최고 1,000배의 배율과 300 nm의 광학분해능으로 약 0.1° 의 편광각 분해능을 가지며 반사조명으로는 100 W 의 수은등과 투과조명으로는 100 W 할로젠등을 사용한다.

자구형성을 위한 레이저로는 파장이 441.6 nm 인 청색 단파장 He-Cd 레이저 70 mW 를 사용하여 현미경의 대물렌즈를 통하여 시료에 집속되는

출력이 23 mW 가 되도록 설계하였다. 레이저의 입사시간을 조정하기 위하여 50 nsec 에서 D.C.까지 조정이 가능한 A/O 셔터를 부착하였다. 자구 형성시 걸어주는 외부자장은 5 V 의 전압에 5 A 가 흐르는 경우 대략 700 Oe 의 자장이 발생하도록 설계 제작하여 현미경 제물대의 아래부분에 위치시켜 광자기 매체에 걸리는 외부자장의 세기가 500 Oe 이상이 되도록 하였다. 레이저의 출력과 입사시간 및 외부자장의 세기를 변화시킴으로써 직경이 수 μm 이상 또는 이하의 원형 자구를 형성시 다양한 자구 운동을 관찰할 수 있도록 구성하였다.

5-3 실험 및 결과

전자빔 진공시스템에서 제작한 Co/Pt 초격자 다층박막의 자화상태를 관찰하여 보았다. 관찰되어진 시료는 3장에서 제작한 6-Å Co /8-Å Pt 다층박막으로 수직이방성을 가지고 있고 상온에서의 포화자화력 2 kOe 와 잔류자화력 1.9 kOe 그리고 보자력 0.8 kOe 를 가지며 가시광 영역에서의 Kerr 회전각은 대략 0.2 °이다.

외부자장을 걸어주어 시료를 자화값을 포화시키고 다시 방향이 반전된 외부자장을 보자력만큼 걸어주어 시료의 자화값을 제거한 후에 시료를 관찰하여 보았다. 시료에는 음영의 비가 같은 지문과 같은 형상의 strip 자구들이 관찰되어진다. 이러한 strip 자구의 두께는 대략 0.5 μm 정도의 크기이다.

관찰되어지는 자구의 형상을 촬영하여 보았다. polaroid 필름으로 촬영된 자구의 화상을 더욱 뚜렷하게 나타내기 위하여 600 dpi의 컴퓨터 scanner로 읽어들여 화상처리를 하였다. 화상에 나타나는 noise를 제거하기

위하여 먼저 4개의 이웃한 화소의 밝기를 합쳐주어 새로운 화상을 얻고, 이 화상의 화면 전체의 밝기의 평균을 구하여 각 화소의 밝기와 평균밝기의 차이를 크기별로 8 단계의 명암으로 나타내어 주어 Fig. V-2.과 같은 자구형상을 얻었다.

또한, 시료의 자화값을 수직으로 포화시킨 후에 500 Oe 의 외부자장 하에서 집속시킨 He-Cd 레이저를 100 nsec 동안 시료 표면의 출력이 8 mW 가 되도록 조사시켜 자화값이 반전된 직경 1 μm 의 원형자구를 형성하였다. 기록된 원형자구의 화상도 같은 방법으로 화상처리하여 화상의 명암을 강화하였다. Fig. V-3. 은 검광기의 각도를 조정하여 기록된 자구가 더 밝게 되도록 촬영한 화상이다. 검광기의 각도에 따라서 기록된 자구의 명암이 변화하는 것을 관찰할 수 있다. 검광기의 각도에 따라 밝기가 역전되는 화상들이므로 Kerr 효과에 의해 관찰되어지는 자구라는 것이 입증된다. 기록된 자구의 직경은 1 μm 이고 형태는 완벽한 원형으로 형성되었다.

5-4. 결론

본 연구에서는 최대 1,000 배의 배율에서 0.3 μm 의 광학분해능으로 0.2° 미만의 Kerr 회전각 분해능을 가지는 편광현미경을 광자기 매체의 자구관찰 관찰용 편광현미경으로 개조하였다. 파장이 청색 영역의 441.6 nm인 He-Cd 레이저빔을 현미경에 입사하여 대물렌즈를 통해 1 μm 의 크기로 집속할 수 있도록 광학장비를 구성하였으며 50 nsec 의 시간간격을 갖는 광학셔터 제어기를 제작하고 500 Oe 의 자장을 생성하는 전자석을 제작하였다.

제작된 장비를 이용하여 광자기 매체로 제작된 초격자 다층박막의 Kerr 회전각 이 0.2 ° 이고 직경 0.5 μm 인 strip 자구를 관찰할 수 있었고,

레이저를 이용하여 1 μm 크기의 자구를 기록할 수 있음을 확인하였다.

본 연구에서 제작한 장비는 광자기 매체의 개발뿐만 아니라 광자기 기술의 개발에도 매우 유용하게 사용되리라 생각된다.

참고문헌

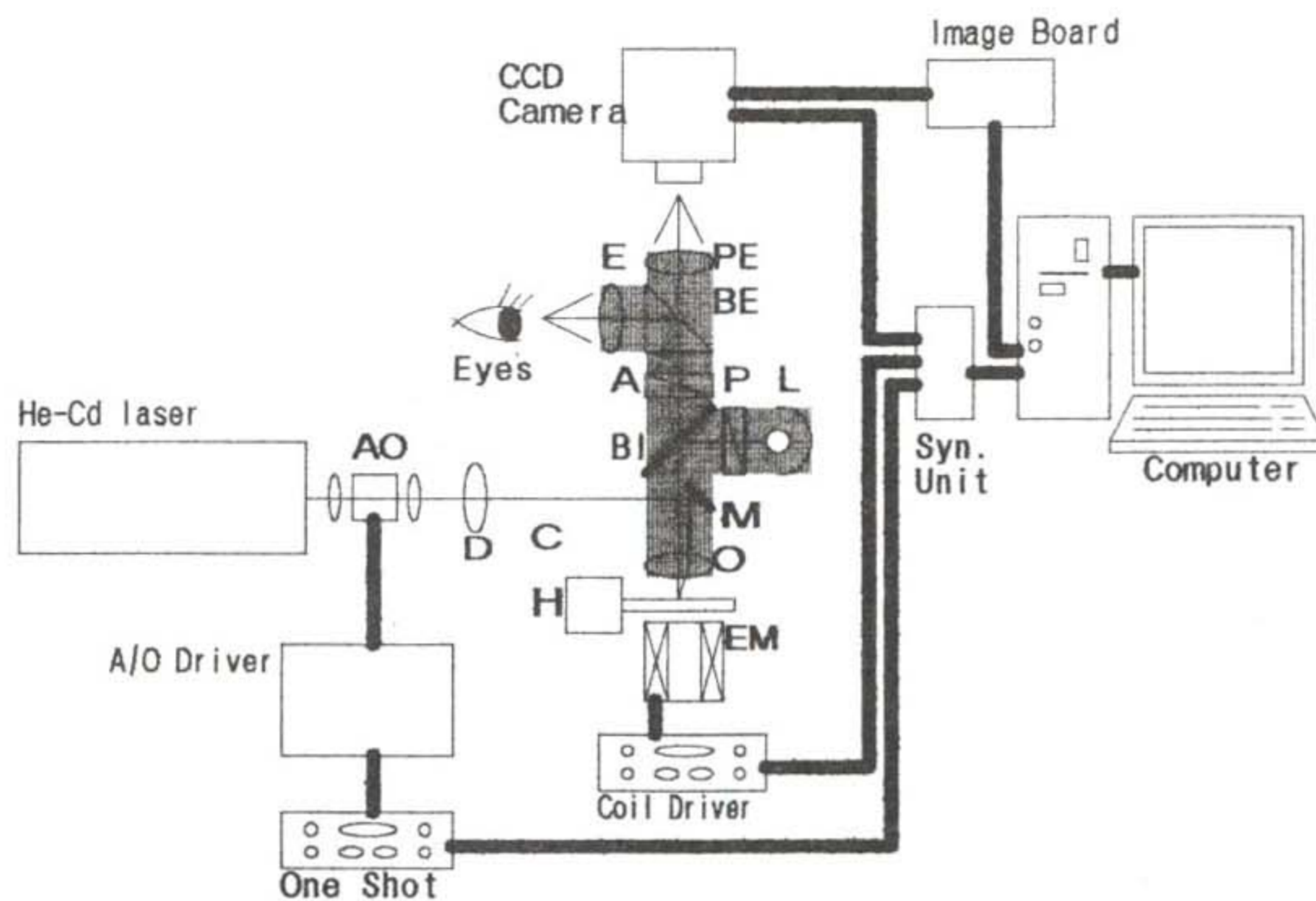
1. H. P. D. Shieh and M. H. Kryder, J. Appl. Phys. **61**(3), 1108(1987).
2. M. Du, M. D. Schultz and M. H. Kryder, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 5202(1993)
3. F. B. Humphrey, IEEE Trans. Magn. **MAG-11**(6), 1679(1975).
4. B. E. Bernacki and M. Mansuripur, J. Appl. Phys. **69**(8), 4960(1991).
5. T. H. Wu and M. Mansuripur, J. Magn. Soc. Jpn. **17**, Supple. S1, 131(1993).

FIGURE CAPTION

Fig. V-1. The diagram of the modified polarized microscope with insertion of writing laser pulses.

Fig. V-2. The stripe domain configuration observed by the modified microscope.

Fig. V-3. The circular domain patterns written by the writing laser pulses.



A : Analyzer P: Polarizer BE, BI: Beam Splites
 L: Hg Lamp H: Sample Holder1 EM: Electro-magnet
 O : Objective E: Eye Pieces PE: Photo Eye Pieces
 AO: A/O Crystal D: Defocusing Lens M: Mirror

Fig. V-1. The diagram of the modified polarized microscope with insertion of writing laser pulses.



Fig. V-2. The stripe domain configuration observed by the modified microscope.

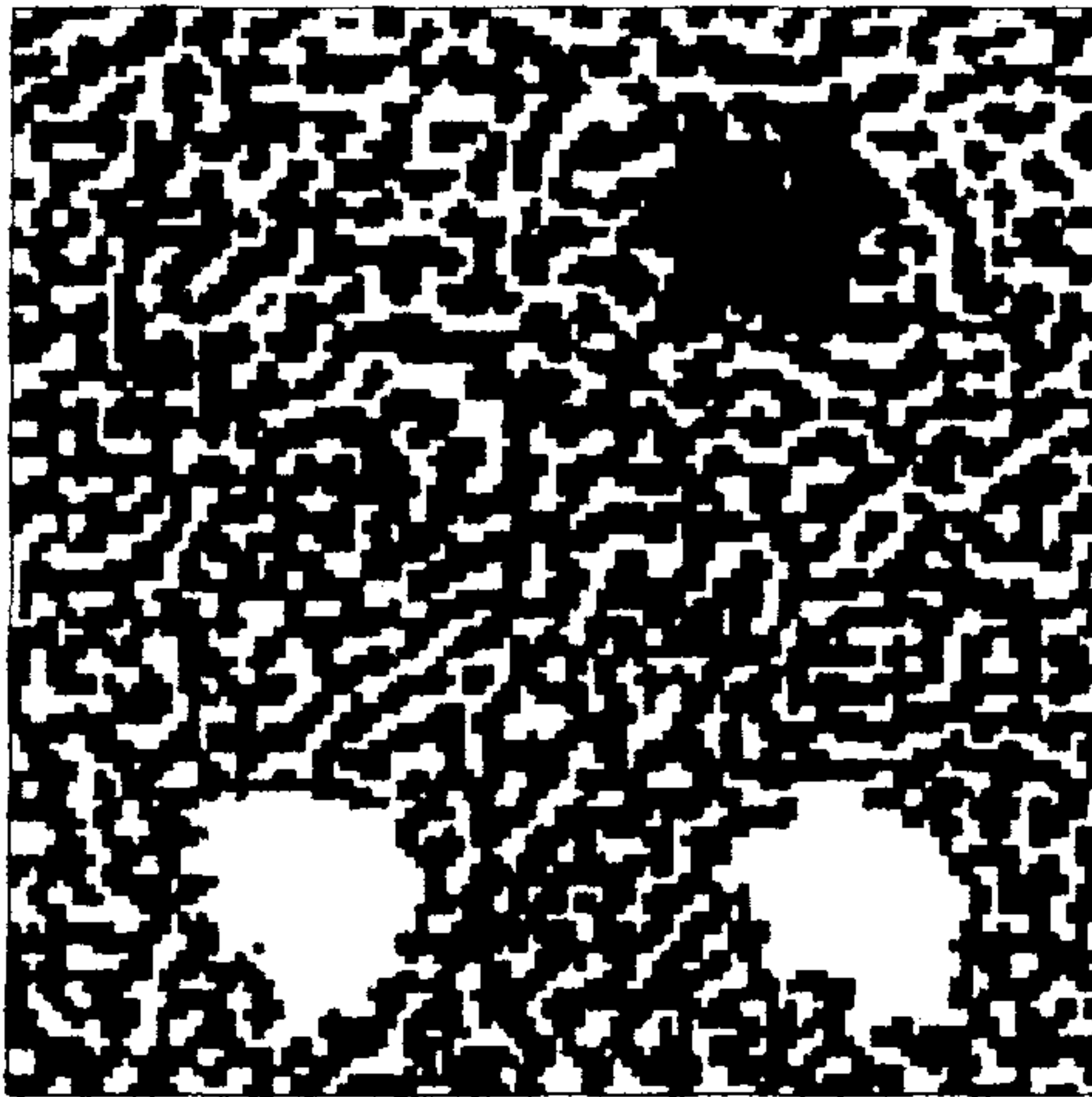


Fig. V-3. The circular domain patterns written by the writing laser pulses.

제 6 장 ZnSe 단파장 레이저 물성 연구

6-1 서 론

ZeSe같은 II-VI족 반도체는 최근 청색계열의 단파장 영역의 발광 소자나 레이저 소자에의 응용성이 좋아 많은 관심을 끌고 있다. ZeSe는 n형 도핑이 쉽게 이루어지는 반면 p형으로는 도핑이 잘 되지 않는다는 것이 오랫동안 알려졌었기 때문에, ZeSe을 사용한 단파장 레이저가 발표된 것은 광전자 디바이스에 II-VI족 반도체를 사용하는데 있어 하나의 돌파구가 되었다.[1] Li, P, As를 p형 dopant로 사용할 경우 일반적으로 10^{17}cm^{-3} 이하의 낮은 운반자 농도를 얻게 되나, 순수한 질소(N)를 사용할 경우 ZeSe에서 억셉터(acceptor) 농도 10^{18}cm^{-3} 의 p형 도핑이 성공적으로 수행되었다.[2-7] 그러나, 실제 N의 농도는 N의 농도가 높은 경우에 억셉터 농도보다 몇 배 더 큰 것으로 발견되었는데, 이것은 자체보상효과(self-compensation)가 매우 중요하다는 것을 나타낸다. 이론적으로 볼때, vacancy나 interstitial, antisite 등의 native 결함은 ZeSe에서 억셉터(acceptor)의 자체보상효과(self-compensation)를 설명하는데 그다지 중요하지 않다는 것이 지적되었다.[8] Chadi와 Chang은 제일원리 주도포텐셜 계산을 통해서 이러한 도핑의 특이성을 설명했는데, 그들에 의하면 As와 P로써 높은 hole 농도를 얻기 힘든 이유는 dopant와 주위의 원자들간의 결합특성, 즉 큰 격자이완 (lattice relaxation)이 국소화된 hole state를 만들기 때문이고, 반면 Li의 경우에는 substitutional한 배치(configuration)와 interstitial한 배치간에 상호경쟁이 존재하기 때문이라는 것이다.[9] 수많은 이론적인 연구에도 불구하고,[9-11] N을

dopant로 사용할 경우 10^{18}cm^{-3} 이상의 hole 농도를 얻지 못하는 사실에 대한 microscopic 원인은 완전히 이해되지 않고 있다. 또한 그러한 도핑 방법을 사용해서 얻을 수 있는 최대 억셉터(acceptor) 농도도 아직 완전히 연구되어 있지 않다. 본 연구에서는 ZnSe 에서 N dopant 의 성질과 보상효과 (self-compensation) 에 대해서 이론적인 방법으로 연구하였다.

6-2 이론적 연구 방법 및 결과

6-2-1 계산 방법

본 연구에 사용한 계산 방법은 양자 역학적 방법인 전자 밀도 함수 이론에 바탕을 두었다. 총에너지 계산은 제일원리 쭈도포텐셜 방법을 사용하였으며,[12-13] Zn 쭈도포텐셜의 경우에는 core shell의 3d state가 체외각 전자들의 성질에 영향을 주기때문에 bulk ZnSe를 제대로 기술하지 못한다는 사실이 잘 알려져 있다.[14] 그러나 partial core correction을[15] 사용하면 ZnSe의 bulk property가 잘 기술된다는 것을 발견했다. 즉, 격자상수(a_0), bulk modulus(B_0), 그리고 B_0 의 압력미분(B_0')의 값이 partial core correction을 한 Zn 포텐셜의 경우 (Zn_{pcor}) 각각 5.680 Å, 63.2 GPa, 4.17 로 주어졌고, valence shell의 3d 전자들을 포함하는 Zn 포텐셜의 경우(Zn_{3d}) 5.677 Å, 68.9 GPa, 4.59 로 주어졌다. 반면에 실험에서 구해진 a_0 와 B_0 값은 각각 5.669 Å 과 62.5 GPa이다.[16] 18 atom으로 이루어진 supercell내의 주요한 N에 관계된 결합에 대해서는 Zn_{pcor} 와 Zn_{3d} 쭈도포텐셜을 모두 테스트

트하였고, 상대적인 formation energy와 격자이완(lattice relaxation)을 각각 한 N 원자당 0.05eV와 0.04 Å 이하의 값까지 비교하여 최대오차를 구했다. (표.1 참조) 18원자 cell은 완전히 이완된(relaxation) 원자배치를 구하기에 충분하지 않으므로 32원자까지의 더 큰 supercell을 사용하였고, 파동함수의 평면파(plane wave) 전개에서도 더 큰 kinetic energy cutoff을 사용하였다. 에너지의 최소화(minimization)을 위해서는 효과적인 modified Jacobi relaxation 방법을[17] 사용하였고, Hellmann-Feynman force를 계산함으로써 최적의 원자들의 위치를 구하였다. Brillouin zone 적분은 2 개의 k point를 사용하여 계산하였다.

6-2-2 연구결과

(a) 결함의 formation 에너지 계산 방법

결함의 각 전하 상태에 해당하는 formation energy는 총에너지와 각 원소들의 chemical potential $\mu_i(i=\text{Zn, Se, N})$, 그리고 Fermi energy(μ_e)로 표현된다.[18] ZnSe bulk의 stoichiometric condition은 chemical potential의 차이($\Delta\mu=\mu_{\text{Zn}}-\mu_{\text{Se}}$)을 $-\Delta H \leq \Delta\mu \leq \Delta H$ 의 범위에서 변화시킴으로써 조절한다. 이때 ΔH 는 bulk ZnSe의 heat of formation을 나타내는 것으로, 1.59 eV로 계산되었는데, 이는 측정치 1.69 eV [19]와 잘 일치한다. ZnSe bulk에서의 총 N 농도 [N]은 N의 chemical potential μ_N 을 변수로 사용함으로써 조절할 수 있고, 질소의 gas phase와의 열적 평형상태에서는 μ_N 이 실험상 gas phase의 부분압력과 관련되어 있다. 본 보고서에서는 [N]을 결정하기 위해서 부분압력을 사용하는 대신 제일원리로부터 직접 계산할 수 있는 N의

chemical potential을 사용했다.[10] 따라서 maximum N 농도는 N chemical potential이 최대값을 갖는 점에서 구해진다. p-type ZnSe은 radio-frequency나 electron cyclotron resonance plasma source를 사용한 N radical doping에 의해 훌륭히 성장될 수 있음이 알려져있다.[2-7] 보통의 N₂ 개스로는 N 도핑이 잘 되지 않으므로,[2,3] 질소의 gas phase에서 기저상태(ground state)와 들뜬상태(excited state)에 같은 양의 N₂ 분자가 있다고 가정하여 N₂ 분자로부터 유도된 한계값보다 약 1.5 eV 더 높은 값을 μ_N 의 최대값으로 사용한다.[3] ³ Σ_u^+ state의 excite된 N₂ 분자들의 에너지는 기저상태(ground state)인 (¹ Σ_g^+)보다 질소 한원자당 3.09eV 더 높다.[3,6,20] 이러한 질소의 chemical potential의 최대값은 또한 void에서의 N₂같은 응축상태(condensed phase)의 formation에 해당한다.[10] 주어진 온도와 $\Delta\mu$ 값에 대한 결합의 평형농도와 μ_e 값은 전기적 중성 조건(charge neutrality condition)에 의해서 결정된다. [18]

(b) 질소가 관계된 결합

substitutional(N_{se}, N_{Zn}), interstitial(N_i, Zn_i, Se_i), vacancy(V_{Zn}, V_{se}), N-N complex 등 다양한 결합들에 대해 조사해 보았다. 그림.1은 Se-rich 상태에서 Zn-rich 상태로 변화시키면서 각 결합들의 formation 에너지를 $\Delta\mu$ 의 함수로 나타낸 것이다. 대개의 실험에서 Se 과 Zn의 부분압력의 비(比)는 0.5에서 2.0 사이의 값으로 제한되어 있기 때문에 $\Delta\mu$ 값은 -0.5eV에서 0.5eV사이에서 변화시켰는데, 이는 $\Delta\mu$ 가 stoichiometric condition으로 심하게 bias되어있지 않음을 나타낸다.[2-6,21] 이 경우 결합의 formation 에너지에 영향을 주는 페르미

에너지는 p 형 도핑인 경우 0.1 eV로 정해지고, 질소의 chemical potential은 [N] 농도가 10^{18} - 10^{19} cm⁻³의 order가 되게끔 잡는다. 하지만 각각의 μ_N 값에 해당하는 좀더 정확한 페르미에너지값은 앞에서 기술한 바와 같이 전기적 중성 조건 (charge neutrality condition)에 의해서 결정될 수 있다. 그림.2을 볼때 가장 두드러진 결함은 substitutional N⁻_{Se} 억셉터(acceptor)와 중성의 N₂ 분자 interstitial, 그리고 Se 위치에 있는 [100]-split interstitial N-N complex이다. 반면에 다른 결함들은 농도가 매우 낮다. substitutional N_{Se}의 경우, C_{3v} 대칭성을 갖는 broken-bond 배치가 (As나 P같은 dopant에 대해서는 이러한 배치가 안정하다는 것이 제시된 바 있다.) four-fold coordinated structure에 비해 원자당 0.34eV 정도 불안정하다는 것을 발견했다.[9] T_d 대칭구조에서는 N의 s궤도와 p궤도에 해당하는 에너지 준위가 valence band maximum(VBM)에 비해 각각 10.1eV, 0.8eV 정도 낮은 위치에 있다. 그러므로, supercell의 최고 valence band state인 hole state는 N 원자에 큰 density suppression을 주게 되고, 그 밀도는 억셉터(acceptor)에 이웃하는 Se 원자들 사이에 대부분 분포한다. 이것은 이전의 계산과 일치하는 것이다.[11] broken-bond 배치는 결함이 양으로 charge된 경우에만 metastable한 것으로 나타났다. 즉, neutral이나 음으로 charge된 경우 substitutional 위치와 interstitial 위치 사이에는 barrier가 없다. metastable state일때 N 억셉터(acceptor)와 바로 이웃의 [111] Zn 원자는 substitutional위치에서 interstitial 위치로 각각 0.86 Å과 0.79 Å 씩 이동하여 결합각이 119.7° 와 119.6° 인 sp²-like 배치를 이룬다. 그리고 결합을 하지않은(non-bonding) N의 p_z궤도는 VBM에서 0.14eV위에 있는 국소화된(localized) hole state를 형성한다. N 원자의 이온반경이 작으므로, acceptor 주변의 Zn 원자들이 N⁻_{Se} acceptor

를 향해서 0.44 Å 정도 이완(relaxation)을 하여 N-Zn간의 결합거리는 2.01 Å 이 된다. Zn 위치를 점유하고 있는 substitutional N는 donor로 작용하며, 마찬가지로 주위의 원자들이 0.42 Å 정도 이완(relaxation) 된다. 그러나, N_{Zn}^+ 의 formation 에너지가 N_{Se}^- 억셉터(acceptor)에 비해 5.9 eV 정도 크므로, N_{Zn}^+ 농도는 무시해도 상관없다.

Zn 원자의 tetrahedral 위치에 interstitial로 들어간 N_2 분자의 경우 N-N 결합거리가 1.05 Å 으로 계산되었는데, 이것은 진공중에서의 free N_2 분자를 계산한 값인 1.03 Å 보다는 조금 크고, 측정된 결합거리 1.09 Å 보다는 조금 작다.[19] 본 계산의 결과 formation 에너지가 원자당 1.7 eV 더 높으므로 ZnSe내에서의 분자형성이 진공중보다 덜 안정하다는 것을 알 수 있다. ZnSe에서 N_2 분자를 둘러싸고 있는 Zn원자들은 N과 Zn 원자들 사이의 interaction이 약하기 때문에 N_2 분자쪽으로 0.03 Å 정도밖에 이완(relax) 되지 않는다. 그러므로, N_2 분자는 전기적으로 불활성이다. N_2 분자의 에너지준위를 각운동량 별로 분석한 (angular momentum decomposition) 결과 $ss\sigma$, anti-bonding $ss\sigma^*$, doubly degenerated $pp\pi$, $pp\sigma$ 등 모든 occupied state들은(이러한 state들은 free molecule인 경우에도 occupy되어 있다.[22]) valence band 안에 위치하고 있다는 것을 알아내었다. Se 원자의 interstitial 위치의 경우에는 N_2 의 formation energy가 1.5eV 증가한다. substitutional site에서의 N_2 분자 형성도 시험해 보았는데, 여러가지 complex 중에서 Se 위치를 점유하는 [100]-split interstitial N-N complex가 가장 안정하였다. $(N-N)_{Se}$ complex의 결합거리는 interstitial N_2 분자와 비슷한 1.04 Å 이다. Se 위치에 있는 N-N

complex의 각 N 원자는 두 개의 nearest Zn 원자에 결합되어 있지만, N-Zn결합거리가 2.60 Å으로 substitutional N_{Se}^- 보다 약 0.60 Å 정도 더 커서 N-N complex와 Zn원자간의 상호작용은 지극히 작다. ZnSe bulk에서는 두 개의 valence electron을 가진 Zn원자가 이웃의 Se 원자들과 네 개의 결합을 형성하므로, 각 결합당 1/2개의 전자가 분포된다. 그러므로, N-N complex가 Se 자리에 들어오면 nearest Zn 원자에서 나온 두 개의 전자는 거의 nonbonding state에 있게 되어 이중 도너 상태(double donor state)가 된다. 실제로 $(N-N)_{Se}$ complex의 이중 도너 상태는 conduction band minimum 위 0.12eV에 위치하며, 주로 Zn의 p궤도로 이루어져 있음을 발견했다. 반면에 다른 occupied state들은 interstitial N_2 분자의 경우와 유사하다.

(c) native 결함

interstitial 영역에서 N 원자는 그 자신이 억셉터로 작용하므로 억셉터 농도를 증가시킬 수 있다. 그러나 formation 에너지가 분자인 경우에 비해 N 한 원자당 5.3 eV 더 높으므로 N_2 분자가 형성되는 것이 더욱 가능성이 있다. 기본적인 native point defect에 대해서는 앞선 이론 계산에 의하면 Se vacancy와 Zn interstitial이 ZnSe에서 가장 우세한 native 결함인 것으로 나타났다.[8] native 결함들의 formation 에너지는 N가 관여하는 결함에 비해 높음을 발견했는데, 이에 의하면 N_{Se}^- 억셉터에 대한 native 결함의 보상(compensation) 효과는 없다. 이는 이전의 계산결과와 일치하는 것이다.[8] N이 도핑된 ZnSe에서 $V_{Se}-N_{Se}$ 복합체가 억셉터를 보상할 수 있다는 제안이

있었으나,[23] $V_{se}-N_{se}$ 복합체의 formation 에너지가 N_{Se}^- 억셉터에 비해 3.5 eV 높으므로 그러한 substitutional-vacancy 복합체에 의한 억셉터 보상 효과는 일어나기 쉽지 않다.

(d) N_2 에 의한 보상 효과

Zn과 Se의 chemical potential을 사용하여 결합 농도의 변화를 조사한 결과 N dopant로 가능한 억셉터 농도의 최대값과 N_{Se}^- 억셉터의 주요한 보상 메카니즘이 (compensation mechanism) $\Delta\mu$ 에 강하게 의존함을 발견했다. 그림.2 를 보면 온도가 230°C일때(이 조건은 실험의 성장조건에 맞추었다.[5-7]) Se-rich($\Delta\mu=-0.5eV$)와 Zn-rich($\Delta\mu=0.5eV$) 조건하에서 열적평형상태의 결합 농도 계산값이 N 농도의 함수로 그려져 있다. Se-rich 조건하에서 N_{Se}^- 억셉터의 결합 농도는 $10^{17}cm^{-3}$ 까지는 N 농도가 증가함에 따라 단조롭게 증가한다. 더 높은 도핑 영역에서는 원자들 사이의 tetrahedral 위치의 N_2 분자가 보상하는 도너로써 가장 안정하기 때문에, hole compensation이 전기적으로 불활성인 N_2 분자에 의해 주로 이루어지는 반면, $(N-N)_{Se}^+$ 복합체의 역할은 4 내지 5 order 정도 더 작다. 10^{18} 에서 $10^{21}cm^{-3}$ 사이의 N 농도값에서 억셉터 농도는 최대농도 $2\times 10^{18}cm^{-3}$ 까지 매우 천천히 증가하는데,(그림. 3 참조) 이는 실험적인 측정과 잘 일치한다.[5-7] 실험적으로 볼때 radio frequency 플라즈마에 의해 생성된 N free radical은 bulk ZnSe에 효율적으로 침투하나, N 농도를 높이기 위해 고압의 radical source를 사용해도 N 도핑효율은 감소하는

경향을 보인다.[4-7] 그러한 관측결과는 본 보고서의 결과와 잘 일치하는데, 높은 N 압력하의 실험환경은 충돌에 의해 N₂ 분자의 재결합을 (recombination) 가져올 것이고, 결국 N 억셉터의 전기적 활성을 감소시킬 것이기 때문이다.

stoichiometric condition이 Zn-rich 상태로 바뀌는 경우에는 더 많은 Zn interstitial, 혹은 Se vacancy가 생길 것으로 기대된다. 그러나 native point 결함은 여전히 에너지가 높은 상태이므로 Se vacancy는 formation 에너지를 감소시키는 substitutional N 혹은 N-N complex에 의해 occupy되기 쉽다. Zn-rich 조건으로 감에 따라서 N_{Se}^- 억셉터와 $(N-N)_{Se}^{2+}$ complex의 formation 에너지는 interstitial N₂ 분자보다 더 빨리 감소한다. 따라서 Zn-rich 조건하에서 더 높은 억셉터 농도를 기대할 수 있다. 페르미 레벨은 N 농도가 증가함에 따라 감소함을 보이므로, substitutional N 억셉터는 페르미 레벨이 110 meV 보다 작을 때 (이는 valence band maximum으로부터의 계산된 억셉터 준위에 해당한다.) 중성의 전하를 가질 수 있는데, 계산결과 N 농도가 10^{19}cm^{-3} 이상인 경우 페르미레벨은 110 meV 보다 더 밑에 있었다. 그러나, 중성의 substitutional N defect의 밀도는 N_{Se}^- acceptor에 비해 2 order 정도 더 작은 값으로 나타났다. 그림.2 에서 나타난 것과 같이 높은 N 농도영역에서 N₂ 분자의 밀도는 4 order 정도 감소한 데에 비해 N_{Se}^- 와 $(NN)_{Se}^{2+}$ complex의 결함 농도는 꽤 증가하였다. N_{Se}^- 억셉터의 안정성이 증가하였으므로 최대 억셉터 밀도도 그림.3 에서 보는바와 같이 $1.8 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 까지 증가되었다. 그러나, N 도핑 농도를 더욱 증가시키면, Se-rich 조건하에서는

중성의 N_2 분자가 보상 효과의 주원인인 반면, 이중으로 대전된 $(N-N)_{Se}$ complex의 보상 효과 때문에 억셉터 농도가 계속 감소한다. 이상적인 stoichiometric condition, 혹은 Zn-rich 조건하에서 더 높은 acceptor 농도를 얻을 수 있다는 본 보고서의 결과는 최근에 행해진 실험적 사실들에 의하여 강하게 뒷받침되어지고 있다.[4,5,25]

6-3. 결론

결론적으로, 본 보고서에서는 ZnSe 에서의 N 억셉터의 보상 효과의 새로운 메커니즘을 제시하였다. Se-rich 조건에서는 전기적으로 불활성인 N_2 분자가 N 억셉터를 보상하는 역할을 하게 되고, Zn-rich 조건에서는 이중 도너로서의 역할을 하는 Se 자리에 위치한 N-N split interstitial 이 억셉터 농도를 saturate 시키는 원인이다. N dopant를 가지고 얻을 수 있는 최대 억셉터 농도의 전기적 포텐셜 및 원자의 chemical potential에의 의존성으로부터, Se-rich 조건에서 Zn-rich 조건으로 옮겨갈수록 도핑효율이 더 좋아질 것임을 예측하였다.

참고문헌

- [1] M. A. Haase, J. Qiu, J. M. DePuydt, and H. Cheong, *Appl. Phys. Lett.* 59, 1272 (1991).
- [2] R. M. Park, M. B. Troffer, C. M. Rouleau, J. M. DePuydt, and M. A. Haase, *Appl. Phys. Lett.* 57, 2127 (1990).
- [3] K. Ohkawa, T. Karasawa, and T. Mitsuyu, *J. Crystal Growth* 111, 797 (1991).
- [4] S. Ito, M. Ikeda, and K. Akimoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31, L1316 (1992).
- [5] J. Qiu, J. M. DePuydt, H. Cheong, and M. A. Haase, *Appl. Phys. Lett.* 59, 2992 (1991).
- [6] T. Ohtsuka and K. Horie, *Jpn. J. Appl. Phys.* 32, L233 (1993).
- [7] Z. Yang, K. A. Bowers, J. Ren, Y. Lansari, J. W. Cook, Jr., and J. F. Schetzina, *Appl. Phys. Lett.* 61, 2671 (1992).
- [8] D. B. Laks, C. G. Van de Walle, G. F. Neumark, P. E. Blochl, and S. T. Pantelides, *Phys. Rev. B* 45, 10965 (1992).
- [9] D. J. Chadi and K. J. Chang, *Appl. Phys. Lett.* 55, 575 (1989);
D. J. Chadi, *Appl. Phys. Lett.* 59, 3589 (1991).
- [10] C. G. Van de Walle, D. B. Laks, G. F. Neumark, and S. T. Pantelides, *Phys. Rev. B* 47, 9425 (1993).
- [11] K. W. Kwak, R. D. King-Smith, and D. Vanderbilt, *Phys. Rev. B* 48, 17827 (1993).
- [12] N. Troullier and J. L. Martins, *Phys. Rev. B* 43, 1993 (1991).
- [13] L. Kleinman and D. M. Bylander, *Phys. Rev. Lett.* 48, 1425

(1982).

- [14] S.-H. Wei and A. Zunger, *Phys. Rev. B* 37, 8598 (1988).
- [15] S. G. Louie, S. Froyen, and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* 26, 1738 (1982).
- [16] Landolt-Bornstein Tables, edited by O. Madelung, M. Schulz, and H. Weiss (Springer, Berlin, 1984), Vol. 17a.
- [17] C. H. Park, I.-H. Lee, and K. J. Chang, *Phys. Rev. B* 47, 15996 (1993).
- [18] J. E. Northrup and S. B. Zhang, *Phys. Rev. B* 47, 6791 (1993).
- [19] Handbook of Chemistry and Physics, 73th ed., edited by R. C. Weast (CRC, Boca Raton, 1992).
- [20] T. Nakao and T. Uenoyama, *Jpn. J. Appl. Phys.* 32, 660 (1993).
- [21] W. Xie, D. C. Grillo, R. L. Gunshor, M. Kobayashi, G. C. Hua, N. Otsuka, H. Jeon, J. Ding, and A. V. Nurmikko, *Appl. Phys. Lett.* 60, 463 (1992).
- [22] P. W. Atkins, *Physical Chemistry*, 4th ed. (Oxford University Press, 1990), p. 397.
- [23] J. Simpson, S. Y. Wang, I. Hyksson, H. Stewart, S. J. Adams, K. A. Prior, and B. C. Cavenett, *J. Crystal Growth* 127, 327 (1993).
- [24] K. Morimoto, *J. Crystal Growth* 117, 111 (1992).
- [25] S. Matsumoto, H. Tosaka, T. Yoshida, M. Kobayashi, and A. Yoshikawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* 32, L229 (1993).

FIGURE CAPTION

Fig. VI-1. Defect formation energies as a function of $\Delta\mu$ in p-type doping

Fig. VI-2. Defect density vs N concentration in Se-rich and An-rich conditions.

Fig. VI-3. Acceptor density vs doped N concentration in (a) Se-rich and (b) Zn-rich conditions.

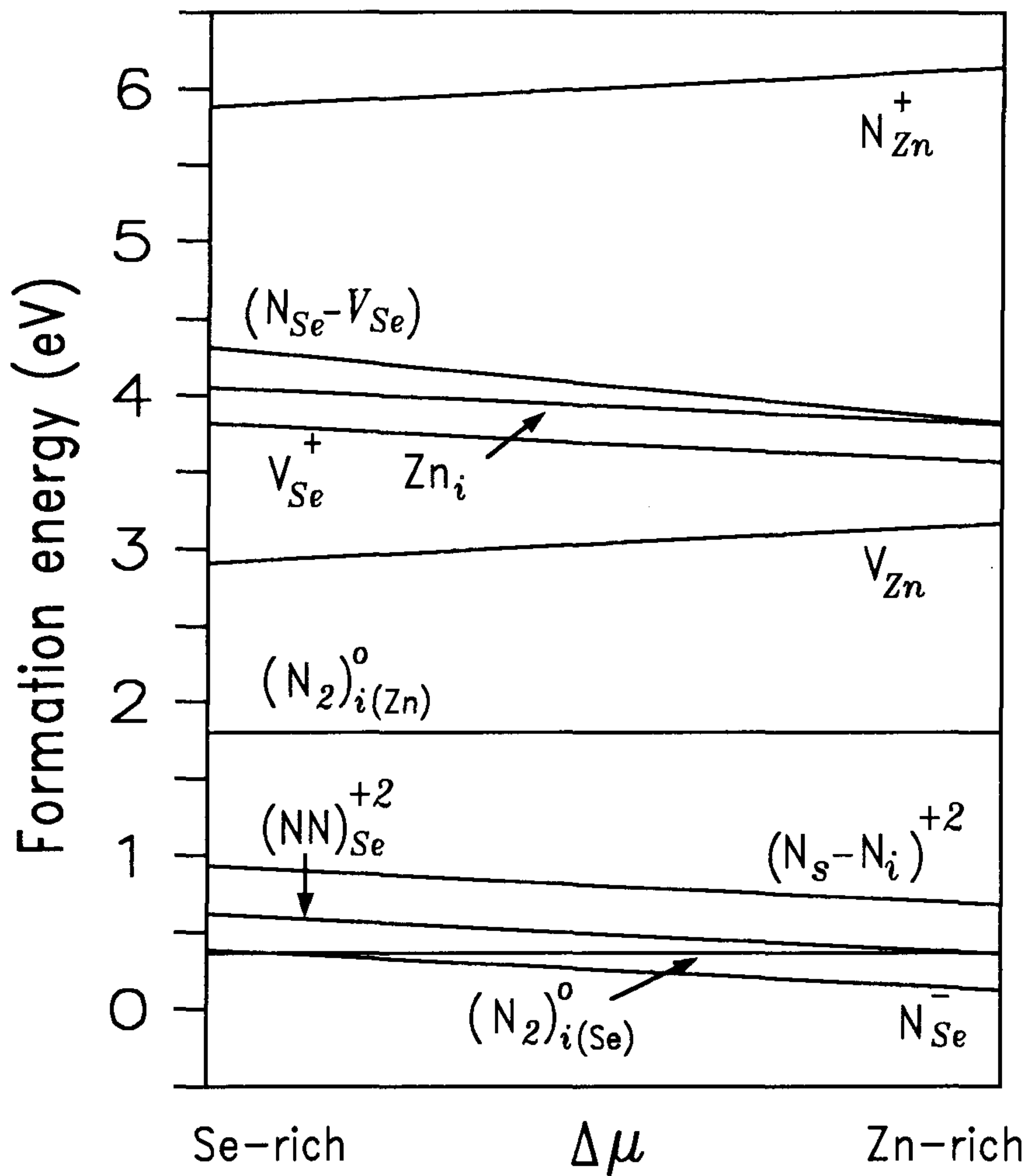


Fig. VI-1. Defect formation energies as a function of $\Delta\mu$ in p-type doping.

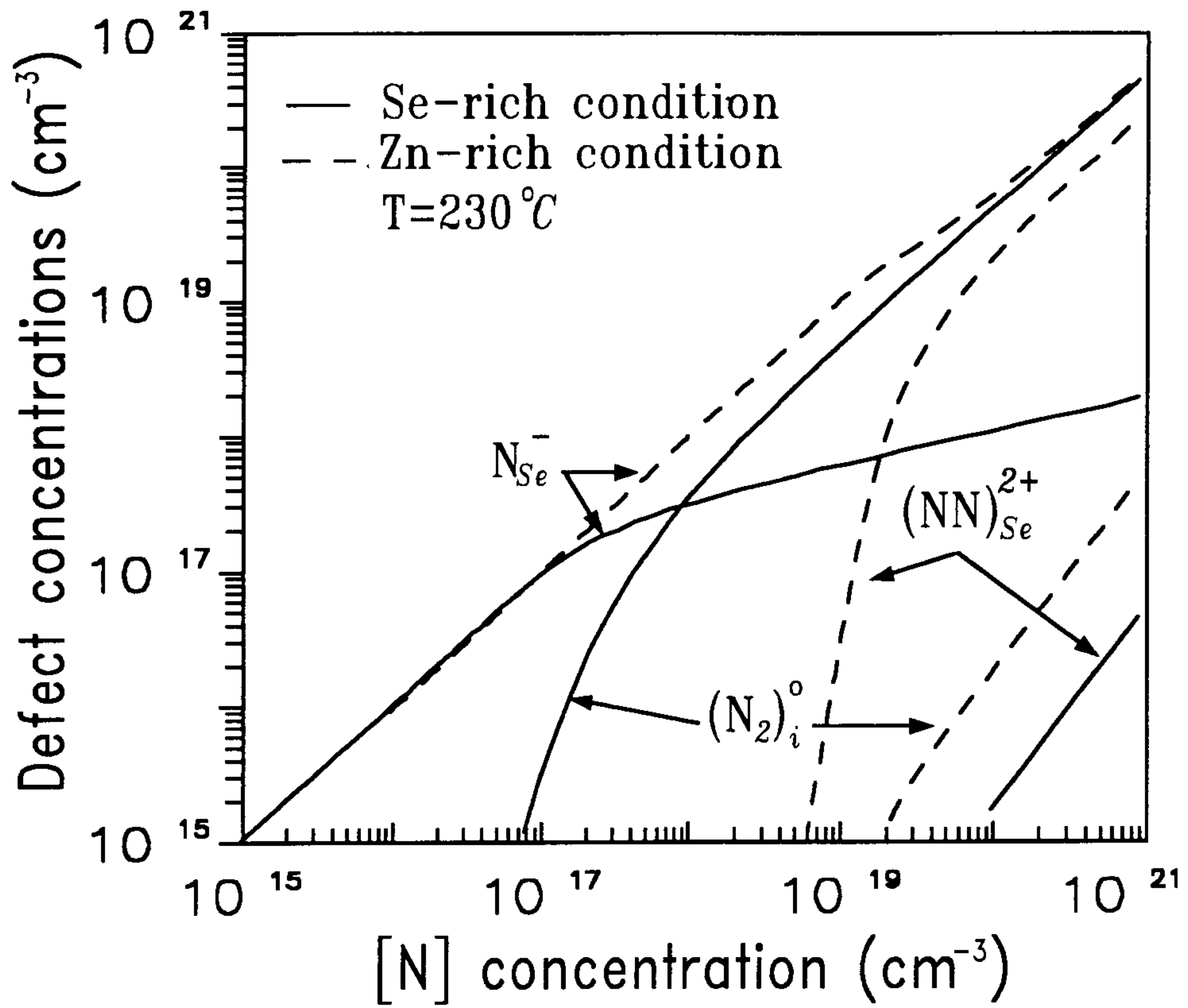


Fig. VI-2. Defect density vs N concentration in in Se-rich and Zn-rich conditions.

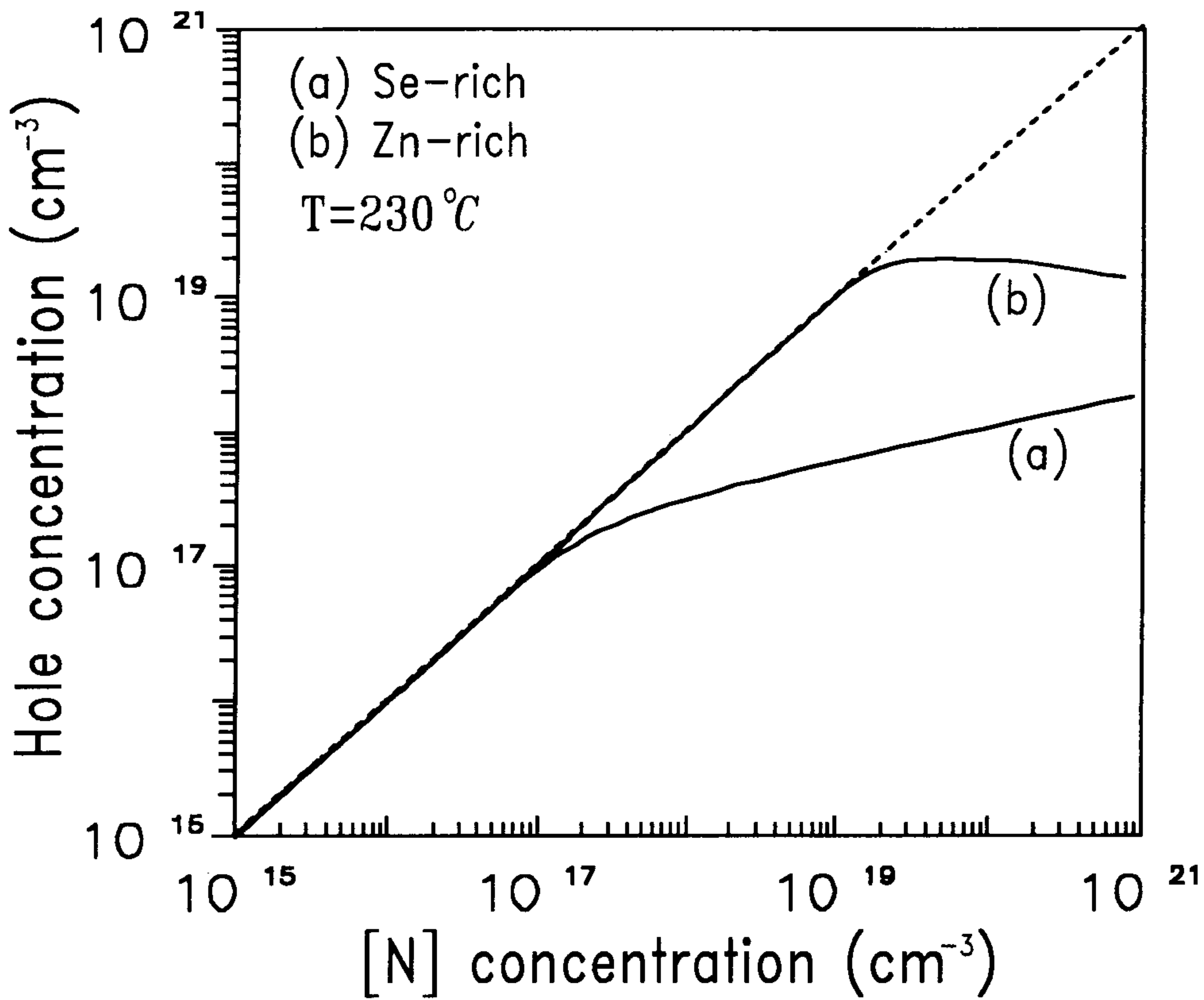


Fig. VI-3. Acceptor density vs doped N concentration in (a) Se-rich and (b) Zn-rich conditions.

제 7 장 고반복 단파장 광원 개발

7-1. 서 론

고밀도 정보를 저장할 수 있는 광자기 디스크의 개발이 활발히 이루어짐에 따라, 이 광자기 디스크의 광원으로 사용될 고주파수 단파장 광원의 개발이 요구되고 있다. 본 연구에서는 Ti:sapphire의 이득 매질을 이용하여 적외선 극초단 펄스를 생성하고, 이 레이저의 이차 조화파 발생을 통해 청색 단파장 광원을 개발하고자 한다.

극초단 펄스는 주로 모드록킹 방법에 의해 생성되며, 모드록킹에는 전기광학적 혹은 음향광학적 변조기를 사용하는 능동형 모드록킹과 포화 흡수체나 레이저 이득 매질의 비선형성을 이용하는 수동형 모드록킹이 있다. 능동적 모드록킹 방법은 비교적 쉽게 극초단 펄스를 얻을 수 있으나, 변조기가 전자회로에 의해 구동되므로 펄스폭이 수동형 모드록킹에 비해 넓어 지게 된다. 수동형 모드록킹에는 주로 포화 흡수체를 사용해 왔으나, 최근에는 Additive-Pulse 모드록킹(APM)이나 Kerr-Lens 모드록킹(KLM) 방법이 많이 사용된다.

Additive-Pulse 모드록킹 방법은 이득 매질을 포함하는 주공진기에 비선형 매질인 광섬유를 포함하는 외부공진기를 연결하고 외부공진기의 광학적 길이가 주공진기의 정수배가 되게 하여, 주공진기 내에서 외부공진기 신호와 주공진기 신호가 서로 간섭할 때, 빛이 강해지면 보강간섭이 일어나고, 빛이 약해지면 소멸간섭이 일어나도록 함으로써 극초단 펄스를 생성하도록 하는 방법이다. 이 방법은 두 공진기의 광학적 길이가 외부 진동에 민감하므로 특별한 안정 장치가 있어야 한다는 단점이 있다. Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:Glass 레이저 등이 이

방법에 의해 모드록킹되어, 100 fs - 1 ps의 펄스를 생성할 수 있는 것이 보고 되고 있다.

Kerr-Lens 모드록킹 방법은 레이저 이득 매질의 비선형 굴절에 의한 자체 집속 효과를 이용하여 레이저의 세기에 따라 공진 모드가 달라지게 하고 조리개를 이용하여 강한 레이저의 모드만 발진시켜 극초단 펄스를 생성하는 방법이다. 이득 매질에서 강한 비선형 효과를 얻기 위해서는 공진기 내에 오목 거울등을 사용하여 매질 내에 강한 집속 모드가 형성되도록 해야 하므로, 접힌 형태의 특수한 공진기 제작이 필수적이다. Ti:sapphire, Nd:YLF, Cr:LiSAF 레이저 등이 이 방법을 써서 모드록킹되었으며, 특히 Ti:sapphire 레이저 이득 매질은 이득 선폭이 매우 넓어, 최근에는 수 십 femtosecond의 극초단 펄스 생성이 보고 되고 있다.

본 연구의 제 1 차 년도에서는 Kerr-Lens 모드록킹을 위해, 접힌 형태의 공진기를 이용한 Ti:sapphire 레이저를 이론적으로 해석하고 제작하였으며, 연속 발진 실험을 수행하였다. 접힌 형태의 공진기는 양면이 Brewster각으로 연마 되어있는 Ti:sapphire 결정에서 생기는 비점수차(astigmatism)를 보정하도록 설계 되었으며, 공진기의 조건을 변화시키면서 연속 발진 출력의 변화를 조사하였다. 최적의 공진기 조건에서 5 W의 Ar-ion 레이저 펌핑에 의해 450 mW의 연속 출력을 얻었다.

7-2. 접힌 공진기의 해석

7-2-1. 접힌 공진기의 안정 조건

Kerr-Lens 모드록킹은 매질의 비선형성을 이용하는 수동형 모드록킹이므로 매질을 통과하는 레이저 빔의 강도를 세게하여 비선형성이 커지도록 하는 것이 유리하다. 이러한 조건을 충족시키기 위하여 공진기 내에 강한 집속 모드를 형성시키고, 집속된 모드에 매질을 놓게 된다. FIG VII-7-2-1은 두개의 평면거울과 두개의 오목거울을 사용하여 강한 집속 모드를 형성하는 접힌 공진기의 일반적인 형태이다. 그림과 같이 두개의 오목거울 사이에 집속 모드가 생기므로 비선형 매질은 두 오목거울 사이에 놓이게 된다.

접힌 공진기는 두개의 오목거울 사이의 거리, 오목거울과 평면거울 사이의 거리에 따라 레이저 발진이 가능한 공진기의 안정 조건이 민감하게 변하므로 이에 대한 이론적 해석이 필요하다. 접힌 공진기의 오목거울을 렌즈로 바꾸어 생각하면, FIG VII-2-2 와 같이 두개의 렌즈와 두개의 평면거울로 이루어진 공진기가 되며 이 공진기를 해석함으로써 접힌 공진기의 안정 조건을 조사할 수 있다. 그림과 같이 렌즈와 평면거울사이의 거리를 각각 d_1 , d_2 , 두 렌즈사이의 거리를 $d_f = f_1 + f_2 + \delta$ 라고 정의하면, FIG VII-2-1의 공진기는 평면거울이 렌즈에 의해 맺히는 상에 의해 두개의 오목 거울로 이루어진 더욱 간단한 형태의 등가 공진기로 해석된다. 이때 두 오목 거울의 곡률반경 R_1 , R_2 는 각각 $R_1 = f_1^2 / (d_1 - f_1)$, $R_2 = f_2^2 / (d_2 - f_2)$ 가 되며, 두 오목거울 사이의 거리 L 은 $L = R_1 + R_2 - \delta$ 로 표현된다. 이와 같은 두개의 오목거울로 이루어진 등가 공진기가 안정 조건을 만족하기 위해서는 다음과 같은 조건을 만족해야 한다.

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (2.1)$$

위식에 앞의 결과를 대입하면, 원래의 접힌 형태의 공진기는 δ 가 다음 조건을 만족할 때 안정 조건을 만족하게 된다.

$$0 < \delta < R_2, \quad R_1 < \delta < R_1 + R_2 \quad (2.2)$$

이때 $R_2 \leq R_1$ 이라고 가정하였다. 식 2.2에서, 두 렌즈 사이의 거리를 변화시킴에 따라 공진기가 안정 조건을 만족하는 영역이 일반적으로 두 부분으로 분리되어 나타남을 알 수 있다. FIG VII-2-2 에서 $d_1 = 50$ cm, $d_2 = 100$ cm, $f_1 = f_2 = 5$ cm 로 하면 $R_1 = 5.6$ mm, $R_2 = 2.6$ mm가 되어 수 mm의 좁은 영역에서만 레이저 발진이 가능함을 알 수 있다.

한편, 접힌 공진기에 생성되는 집속모드의 크기, W_0 는 다음의 등가 공진기 집속모드 크기로부터 구할 수 있다.

$$W_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{[L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)]^{\frac{1}{4}}}{|R_1 + R_2 - 2L|^{\frac{1}{2}}} \quad (2.3)$$

앞의 결과에서 $L = R_1 + R_2 - \delta$ 이므로 위식에 대입하면 다음과

같이 W_0 와 δ 와의 관계를 알 수 있다.

$$W_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{[(R_1 + R_2 - \delta)(R_1 - \delta)(R_2 - \delta)\delta]^{\frac{1}{4}}}{|R_1 + R_2 - 2\delta|^{\frac{1}{2}}} \quad (2.4)$$

FIG VII-2-3은 식 2.4를 이용하여 $d_1 = 50$ cm, $d_2 = 100$ cm 일 때, 두 오목거울 사이의 미소 거리 변화량인 δ 에 따라 집속모드의 크기, W_0 를 나타낸 것이다. 이 때 λ 는 레이저 파장이며, 본 연구에서는 Ti:sapphire를 이득 매질로 사용하므로 λ 는 Ti:sapphire의 이득 중심 파장인 800 nm로 하였다. 그림에서 δ 가 식 2.2를 만족할 때에만 W_0 값이 존재하고, W_0 값이 분리된 두 영역에서 대칭적으로 나타나는 것을 볼 수 있으며, 20 μ m 이하의 매우 강한 집속 모드가 형성되어 비선형 효과가 크게 일어날 것을 예상할 수 있다.

7-2-2 접힌 공진기의 수차 보정

공진기내에 렌즈가 사용되는 경우에는 레이저 빔이 수직으로 렌즈에 입사할 수 있으나, 실제 접힌 공진기에서는 오목거울이 사용되므로 공진기 내의 레이저 빔은 FIG VII-2-4 (a)와 같이 입사각 θ 로 오목거울에 입사하게 된다. 이 경우 Saggital plane과 Tangential

plane상에서 빔이 느끼는 오목거울의 초점거리가 서로 다르게 되는 비점 수차가 발생한다. 오목 거울의 초점거리를 f , 빔의 입사각을 θ 라고 하면 Saggital plane과 Tangential plane상의 초점거리 f_s , f_t 는 각각 다음과 같이 나타난다.

$$f_s = \frac{f}{\cos \theta} \quad (2.5)$$

$$f_t = f \cos \theta \quad (2.6)$$

한편, Kerr-Lens 모드록킹에 사용되는 레이저 이득 매질은 대부분 양면이 Brewster 각으로 연마 되어 있으며, 이렇게 함으로써 편광된 레이저가 발전되도록 할 수 있고, 양면에 AR-coating을 할 필요가 없어 높은 출력의 레이저에도 매질 표면이 손상될 염려가 없어지게 된다. 그러나, 이러한 Brewster cell을 레이저 빔이 통과하게 되면, FIG VII-2-4 (b)와 같이 Saggital plane과 Tangential plane에서 레이저가 통과한 광학적 길이가 달라지게 되는 수차가 발생하게 된다. Brewster cell의 두께를 t , 굴절율을 n 이라고 하고, 그림과 같이 레이저 빔이 Brewster 각도로 입사하여 cell을 통과한다고 하면, Saggital plane과 Tangential plane 상에서 빔이 통과하는 유효거리 d_s , d_t 는 각각 다음과 같이 나타난다.

$$d_s = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^2} \quad (2.7)$$

$$d_t = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \quad (2.8)$$

이상과 같이 Brewster cell을 포함하는 접힌 공진기 내부에서는 오목 거울과 Brewster cell에서 각각 수차가 발생하게 된다. 그러나, 이 두 수차는 다음과 같은 조건에서 서로 상쇄될 수 있다.

$$d_s - d_t = 2(f_s - f_t) \quad (2.9)$$

즉, 레이저 빔이 공진기를 한번 진행할 때, 오목거울에 두번 반사되고 Brewster cell을 한번 통과하게 되므로 위와 같은 식을 만족시킬 때 두 수차가 상쇄된다. 식 2.5-2.8의 결과를 위식에 대입하면 다음과 같이 된다.

$$t(n^2 - 1) \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} = 2f \sin \theta \tan \theta \quad (2.10)$$

위식에서 알 수 있듯이 공진기의 오목거울에 빔이 입사하는 각도 θ , 즉 공진기의 접힌 각도 2θ 를 조정함으로써 접힌 공진기 내의 수차를 보정할 수 있으며, 그 접힌 각도는 Brewster cell의 두께, 굴절율, 오목거울의 초점거리 등에 따라 달라지게 된다. 본 연구에서 사용한 Ti:sapphire 결정은 두께가 4.1 mm, 굴절율이 1.76이며, 오목거울의 초점거리는 5 cm이므로, 식 2.10에서 θ 가 7.7° , 즉 공진기의 접힌 각도가 15.4° 일때 수차가 보정됨을 알 수 있다. FIG VII-2-5,

VII-2-6은 VIG VII-2-1에서 $d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm인 경우, 공진기 내의 수차가 공진기의 안정 조건에 어떠한 영향을 주는 가를 나타낸 것이다. FIG VII-2-5는 공진기의 접힌 각도가 10° 일 때 Saggital plane과 Tangential plane 에서의 W_0 를 FIG VII-2-3과 같이 나타낸 것이며, 이 경우는 공진기의 수차가 보정되지 않은 상태이기 때문에 그림과 같이 Saggital plane과 Tangential plane의 공진기 안정 조건 영역이 서로 어긋나게 된다. 즉, 특정한 δ 값에 대해 Saggital plane에서는 공진기가 안정 조건을 만족하지만, Tangential plane에서는 그렇지 못하거나, 공진기의 빔 모드가 일그러지는 현상이 발생하게 된다. VIG VII-2-6은 공진기의 접힌 각도를 15.4° 로 하여 수차가 보정된 경우이므로, Saggital plane과 Tangential plane에서의 공진기 안정 조건 영역이 서로 잘 일치한다.

7-3. 실험 및 결과

7-3-1. 접힌 공진기의 제작

본 연구에서 제작한 Ti:sapphire 레이저 공진기의 개략도는 FIG VII-3-1과 같다. 앞에서 기술한 바와 같이 접힌 형태의 공진기이며, 양면이 Brewster각으로 연마된 Ti:sapphire 결정에서 생기는 수차를 보정하기 위하여 접힌 각도는 15.4° 로 하였다. 평면거울과 오목거울 사이의 거리 d_1 , d_2 는 각각 53 cm, 98 cm로 하였다.

Ti:sapphire 결정은 Ti가 0.15 wt. %로 도핑되어 있는 것을 사용하였으며, 인듐 박막으로 감싼 후, 구리로 제작된 holder 안에 장착하여 열전도성이 좋도록 하였다. Ti:sapphire의 펄핑 광원으로는 발진 파장이 488-514 nm이고, 최대 출력이 5 W인 Ar-ion 레이저를 사용하였다. Ar-ion 레이저에서는 S-편광의 레이저가 출력 되므로 Tangential plane에 수직인 Brewster 면을 갖는 Ti:sapphire를 펄핑하기 위해서 3개의 거울을 사용하여 S-편광을 P-편광으로 바꾸어 주었다. 두개의 오목거울 사이에는 앞에서 살펴본 바와 같이 강한 집속 모드가 형성되므로 효율적인 펄핑을 하기 위해서는 Ar-ion 레이저 빔도 Ti:sapphire 결정에 강하게 집속되어야 하며, 이를 위해 그림과 같이 초점거리 10 cm의 집속 렌즈를 사용하였다.

Ti:sapphire는 이득 중심 파장이 800 nm 이고, 이득 선폭이 넓으므로, 평면거울 M4는 800 nm를 중심으로 넓은 선폭에서 전반사 코팅이 되어 있으며, 초점거리 5 cm의 오목거울 M3, M4는 800 nm 영역에서 전반사 코팅, 488-514 nm에서 무반사 코팅이 되어 있어서 Ti:sapphire 레이저는 반사하고, 펄핑 광원인 Ar-ion 레이저는 투과하도록 하였다. 평면거울 M1은 출력경이며, 800 nm 영역에서 90 % 반사 코팅이 되어있다.

앞에서 살펴본 바와 같이 두 오목거울 사이의 거리 변화에 따라 접힌 공진기의 안정조건이 민감하게 변하므로, 두 거울 사이의 거리가 mm이하의 정밀도로 조정될 필요가 있다. 또한, Ti:sapphire 결정은 두 오목거울 사이에 형성된 집속모드의 위치에 놓여야 하고, Ar-ion 레이저는 Ti:sapphire 결정에 집속되어야 하므로 Ti:sapphire 결정과 집속 렌즈의 위치도 미세하게 조정될 수 있어야 한다. 이러한 목적을 위해 FIG VII-3-2와 같이 Ti:sapphire 결정, 집속 렌즈 및 두 오목거울을 레일위에 설치하고, 마이크로미터 조정나사를 사용하여

각 부품의 위치를 정밀하게 조정할 수 있도록 하였다. 발진되는 레이저 빔의 높이는 테이블로부터 9 cm가 되도록 하였다.

7-3-2. Ti:sapphire 레이저의 연속 발진 특성

Ti:sapphire 레이저를 발진 시키기 위해서는 평면거울, 오목거울, 출력경, Ti:sapphire 결정, 집속렌즈 등을 주의 깊게 정렬해야 하며, 정렬에는 펄핑광원인 Ar-ion 레이저 빔을 기준으로 하였다. 먼저, 집속렌즈 mount에 집속렌즈 대신 pinhole을 설치하고, Ar-ion 레이저 반사경을 조정하여 레일에서 pinhole을 움직여도 Ar-ion 레이저 빔이 어긋남 없이 pinhole의 중앙을 통과하도록 하였다. 이렇게 함으로써, Ar-ion 레이저 빔이 레일과 평행하게 지나도록 할 수 있고, 빔 높이도 9 cm로 조정할 수 있다. 이렇게 한 후, pinhole을 제거하고 집속렌즈를 설치하면, 집속렌즈를 통과한 Ar-ion 레이저 빔도 레일과의 평행성을 유지하게 된다. 다음, 집속렌즈에 가까운 오목거울을 설치하고, 공진기의 접힌 각도를 15.4° 로 하기 위해 오목거울 뒷면에 반사된 Ar-ion 레이저 빔이 입사하는 레이저 빔과 15.4° 의 각도를 이루도록 조정한다. 이때, Ar-ion 레이저 빔이 오목거울의 중앙을 통과하도록 조정해야 한다. Ti:sapphire 결정은 Ar-ion 레이저 빔에 대해 Brewster 각으로 놓여야 하며, Ti:sapphire 결정면에서 반사되는 Ar-ion 레이저의 양이 최소가 되도록 결정의 각도를 조정함으로써 Brewster 각을 찾을 수 있다. 다음으로, 나머지 오목거울을 설치하고, 오목거울에 반사된 Ar-ion 레이저 빔이 입사하는 빔과 15.4° 를 이루게 하여 공진기의 접힌 각도를 조정한다. 이때, 반사된 Ar-ion의 빔 높이가 9 cm가 되어야 한다. 평면거울과 출력경은 오목거울로부터 적당한 간격을 두고 설치하며, 본 연구에서는 출력경과 오목거울 사

이의 거리 d_1 은 53 cm, 평면거울과 오목거울 사이의 거리 d_2 는 98 cm로 하였다. 출력경과 오목거울은 Ar-ion 레이저 빔에 대해 수직하게 설치되어야 한다.

식 2.2에서 알 수 있듯이 레이저 공진기가 안정조건을 만족하기 위해서는 두 오목거울 사이의 거리가 미세하게 조정되어야 하며, 처음 레이저를 발진 시킬 때에는 두 거울 사이의 거리를 적당히 식 2.2의 조건을 만족하도록 놓아야 한다. Ti:sapphire 결정은 두 오목거울의 중앙에 놓이도록 조정하며, 집속 렌즈는 Ar-ion 레이저 빔이 Ti:sapphire 결정내에서 최대로 집속되도록 조정한다. 이 상태에서 Ar-ion 레이저의 출력을 서서히 올리면, Ti:sapphire 레이저가 연속 발진되는 것을 볼 수 있다. 최대의 Ti:sapphire 출력을 얻기 위해서는 평면거울, 출력경, Ti:sapphire 결정의 위치, 집속렌즈의 위치 등을 미세 조정할 필요가 있다.

FIG VII-3-3은 오목거울 사이의 거리를 미세 조정하면서 Ti:sapphire 레이저의 출력을 측정한 결과이다. 그림에서 실선 그래프는 FIG VII-2-3과 같이 거울사이의 거리에 따른 집속모드의 크기를 나타낸 것으로, 이로부터 공진기의 안정 조건 영역을 알 수 있다. 식 2.2에서 알 수 있듯이, 안정 조건 영역은 두 부분으로 분리되어 나타나며, 실험결과도 이 영역에서만 레이저 발진이 가능한 것을 보여준다. 레이저의 최대 출력은 Ar-ion 펌핑 레이저를 5 W로 하였을 때, 450 mW 이상이었다. 평면거울과 출력경의 위치를 바꾸어, d_1 을 53 cm, d_2 를 75 cm로 하면 분리된 두개의 안정 조건 영역이 서로 가까워지게 되며, 이 때의 연속 발진 출력을 FIG VII-3-3과 같이 오목거울 사이의 거리를 조정하면서 측정한 결과가 FIG VII-3-4에 나타나

있다. 실험 결과, 두 안정 조건 영역의 사이는 이론상 공진기가 안정 조건을 만족하지 못하는 영역임에도 불구하고, 실제로 출력이 약하지만 레이저 발진이 되는 모습을 볼 수 있다. 이 영역은 공진기가 안정 조건에서 그리 많이 벗어나지 않는 곳이기 때문인 것으로 생각된다. FIG VII-3-5는 d_1 , d_2 를 모두 53 cm로 하였을 때의 연속 발진 출력을 측정한 결과이다. 이 경우는 두 개로 분리되었던 안정 조건 영역이 하나로 합쳐지게 되며, 전체적인 영역도 넓어진다. 실험 결과도 비교적 넓은 영역에서 균일하게 레이저가 발진 되는 모습을 볼 수 있다.

FIG VII-3-6은 d_1 을 53 cm, d_2 를 98 cm로 하였을 때, Ti:sapphire 출력이 최대가 되도록 오목거울 사이의 거리를 조정 한 후, Ar-ion 레이저의 출력을 증가시키면서 Ti:sapphire 레이저 출력을 측정한 것이다. 이 때, Ti:sapphire 레이저 출력이 나오기 시작하는 threshold 펌핑 출력은 약 2 W 였으며, slope efficiency는 약 15.6 %, Ti:sapphire 레이저 최대 출력은 약 450 mW 였다.

7-4. 결 론

본 연구에서는 이득 선폭이 넓어 극초단 펄스 발생에 유리한 Ti:sapphire 결정을 이득 매질로 이용하여 연속 발진 실험을 하였다. Ti:sapphire 결정은 Ti가 0.15 wt. %로 도핑된 것이며, 두께가 4.1 mm이고, 양면이 Brewster 각으로 되어 있는 것을 사용하였다. 공진기는 강한 집속모드를 형성하기 위하여 두개의 평면거울과, 두개의

오목거울을 사용하여 접힌 형태로 제작 되었으며, 접힌 각도는 Ti:sapphire 결정의 Brewster 면에서 생기는 수차를 보정하기 위하여 15.4° 로 조정되었다. Ti:sapphire 펌핑광원으로는 최대 출력이 5 W 인 Ar-ion 레이저를 사용하였으며, 공진기의 집속모드에 맞추어 효율적인 펌핑을 하기위하여 집속렌즈를 사용하였다. 접힌 형태의 공진기는 두 오목거울 사이의 거리에 따라 공진기의 안정 조건이 민감하게 변하므로 오목거울과 집속 렌즈, Ti:sapphire 결정등을 레일위에 설치하여 미세하게 위치를 조정할 수 있게 하였다. 이렇게 공진기의 조건을 미세하게 조정하면서 Ti:sapphire 레이저의 출력 변화를 관측하였으며, 펌핑광원인 Ar-ion 레이저의 출력에따른 Ti:sapphire 레이저 출력 변화도 조사하였다. 레이저의 출력경은 반사율이 90 %인 것을 사용하였으며, 레이저가 발진되기 시작하는 Ar-ion 레이저의 출력은 2 W정도 였고, slope efficiency는 15.6 %, Ti:sapphire 레이저 최대 출력은 450 mW 였다.

이상은 Ti:sapphire 레이저의 연속 발진 특성에 관한 실험이며, 2 차 년도에는 Kerr-Lens 모드록킹에 의한 극초단 펄스 발생실험이 수행될 예정이다. 또한, Ti:sapphire 레이저로 부터 이차 조화파를 발생시켜, 100 MHz의 청색 레이저 펄스 생성에 관한 연구도 수행될 것이다.

참고문헌

- [1] L. Y. Lit, J. M. Huxley, E. P. Ippen and H. A. Haus, *Optics Lett.*, **15**, 553(1990).
- [2] J. M. Liu and J. K. Chee, *Optics Lett.*, **15**, 685(1990).
- [3] F. Krausz, Ch. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner, and A. J. Schmidt, *Optics Lett.*, **15**, 737(1990).
- [4] D. E. Spence, P. N. Keen and W. Sibbet, *Optics Lett.*, **16**, 42(1991).
- [5] G. P. A. Malcolm and A. I. Ferguson, *Optics Lett.*, **16**, 967(1991).
- [6] M. Asaki, C-P. Huang, D. Garvey, J. Zhou, H. C. Kapteyn and M. M. Murnane, *Optics Lett.*, **15**, 977(1993).
- [7] T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz, *Optics Lett.*, **17**, 1292(1992).

FIGURE CAPTION

- Fig. VII-2.1. Schematics of folded cavity with Brewster-angle cell.
- Fig. VII-2.2. Schematic diagram of the resonator with two lenses.
- Fig. VII-2.3. Beam waist size of the folded cavity with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors at 10° cavity folding angle ($d_1 = 50$ cm, $d_2 = 100$ cm).
- Fig. VII-2.4. Astigmatism in the folded cavity (a) Mirror astigmatism, (b) Brewster-cell astigmatism.
- Fig. VII-2.5. Beam waist size and stability range for the folded cavity with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors at 10° cavity folding angle ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm).
- Fig. VII-2.6. Beam waist size and stability range for the folded cavity with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors at 15.4° cavity folding angle ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm).
- Fig. VII-3.1. Experimental setup of Ti:sapphire laser.
- Fig. VII-3.2. Rail system of Ti:sapphire crystal, curved mirrors and focusing lens.
- Fig. VII-3.3. Output power and beam waist size of Ti:sapphire laser with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm, 5 W pumping).
- Fig. VII-3.4. Output power and beam waist size of Ti:sapphire laser with

respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 75$ cm, 5 W pumping).

Fig. VII-3.5. Output power and beam waist size of Ti:sapphire laser with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 53$ cm, 5 W pumping).

Fig. VII-3.6. Output power of Ti:sapphire laser with respect to Ar-ion laser pumping power

(Threshold = 2 W, Slope efficiency = 15.6 %)

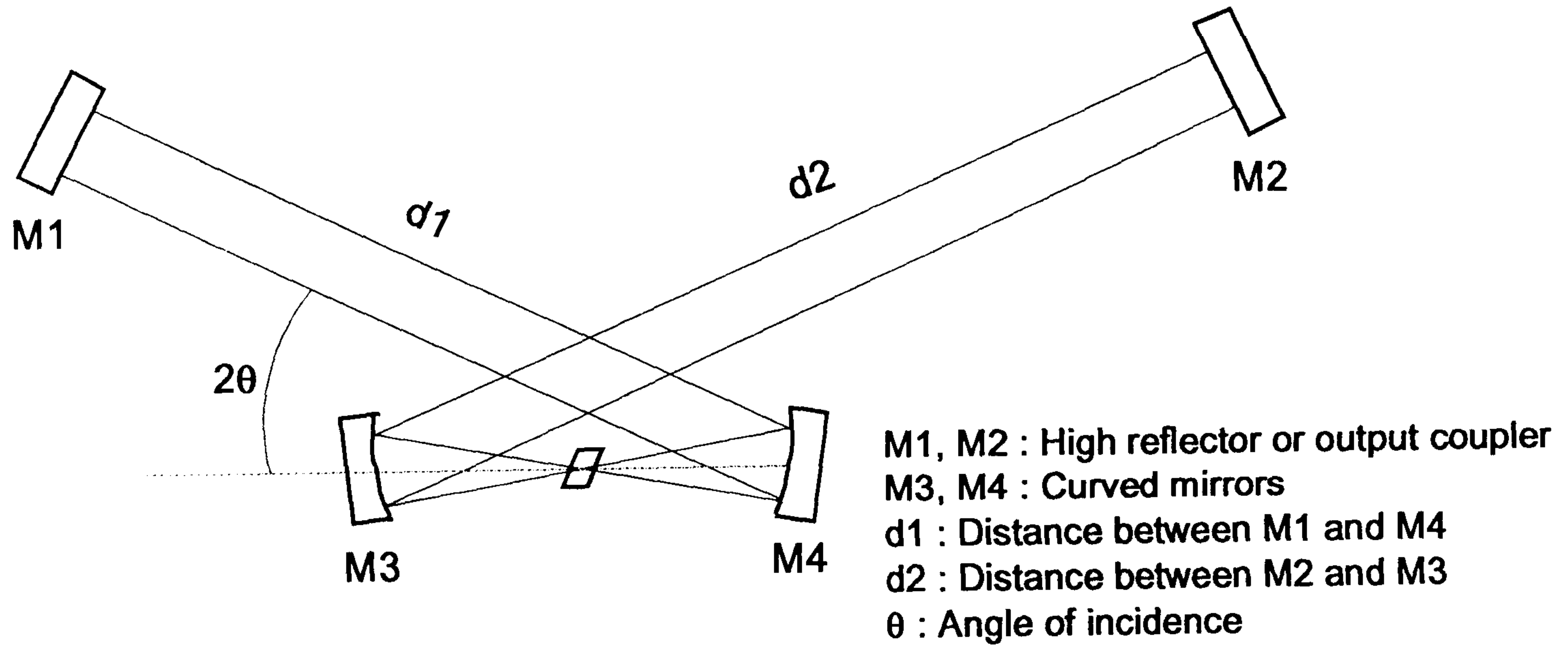


Fig. VII-2.1. Schematics of folded cavity with Brewster-angle cell.

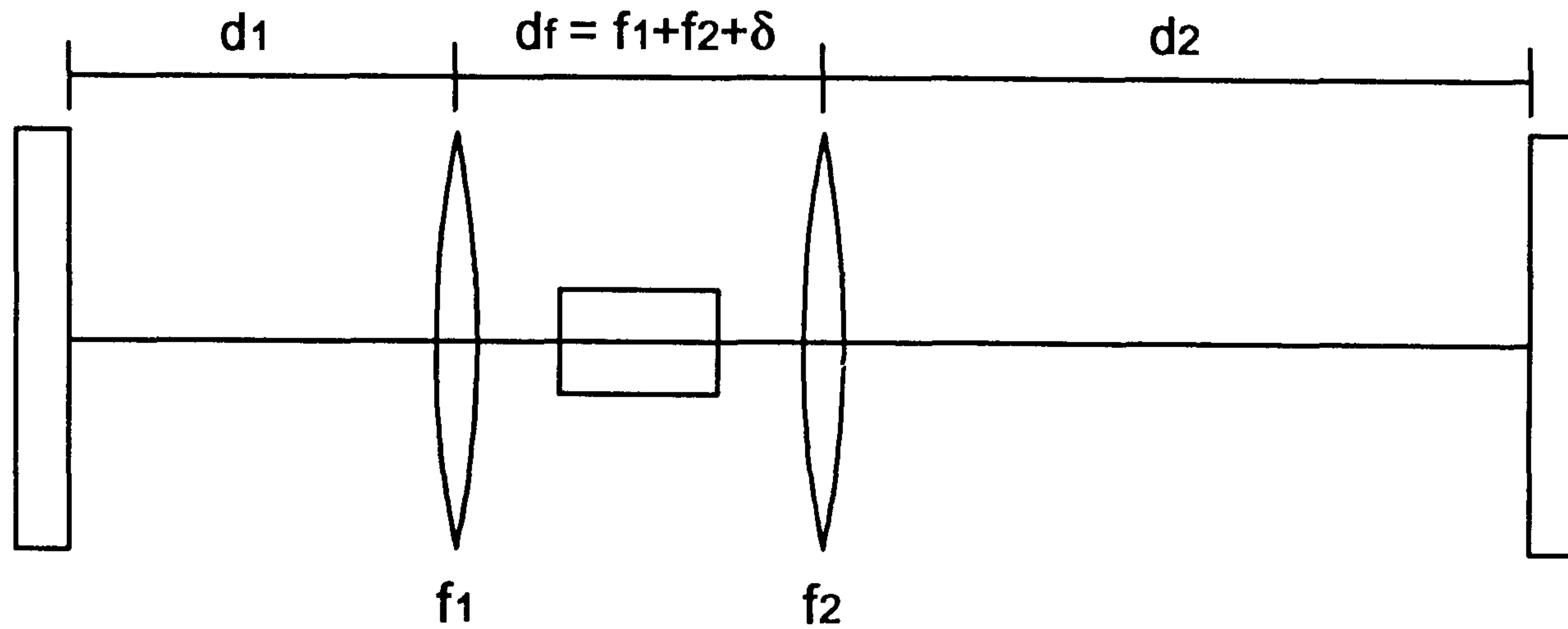


Fig. VII-2.2. Schematic diagram of the resonator with two lenses.

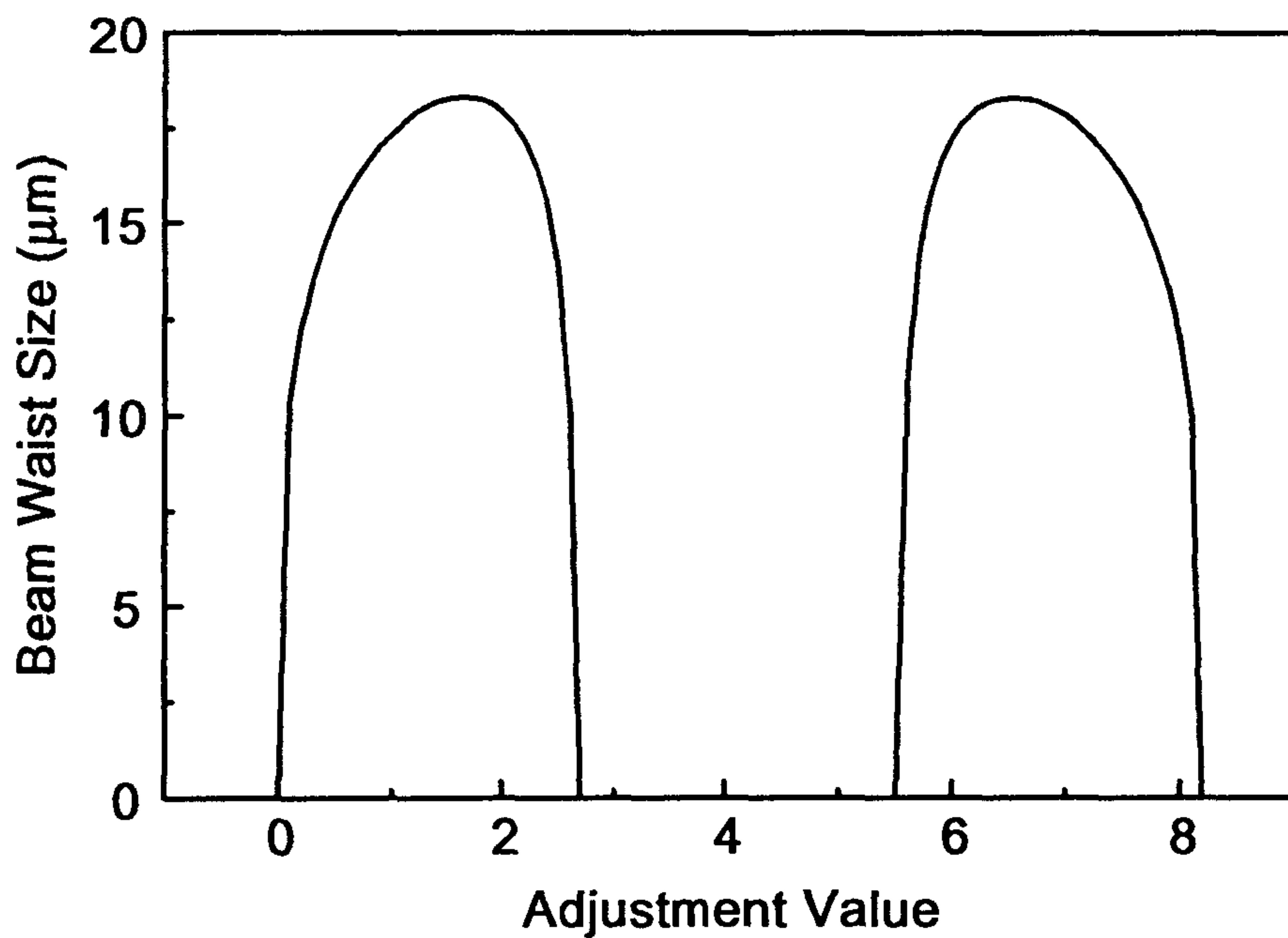


Fig. VII-2.3. Beam waist size of the folded cavity with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors at 10° cavity folding angle ($d_1 = 50$ cm, $d_2 = 100$ cm).

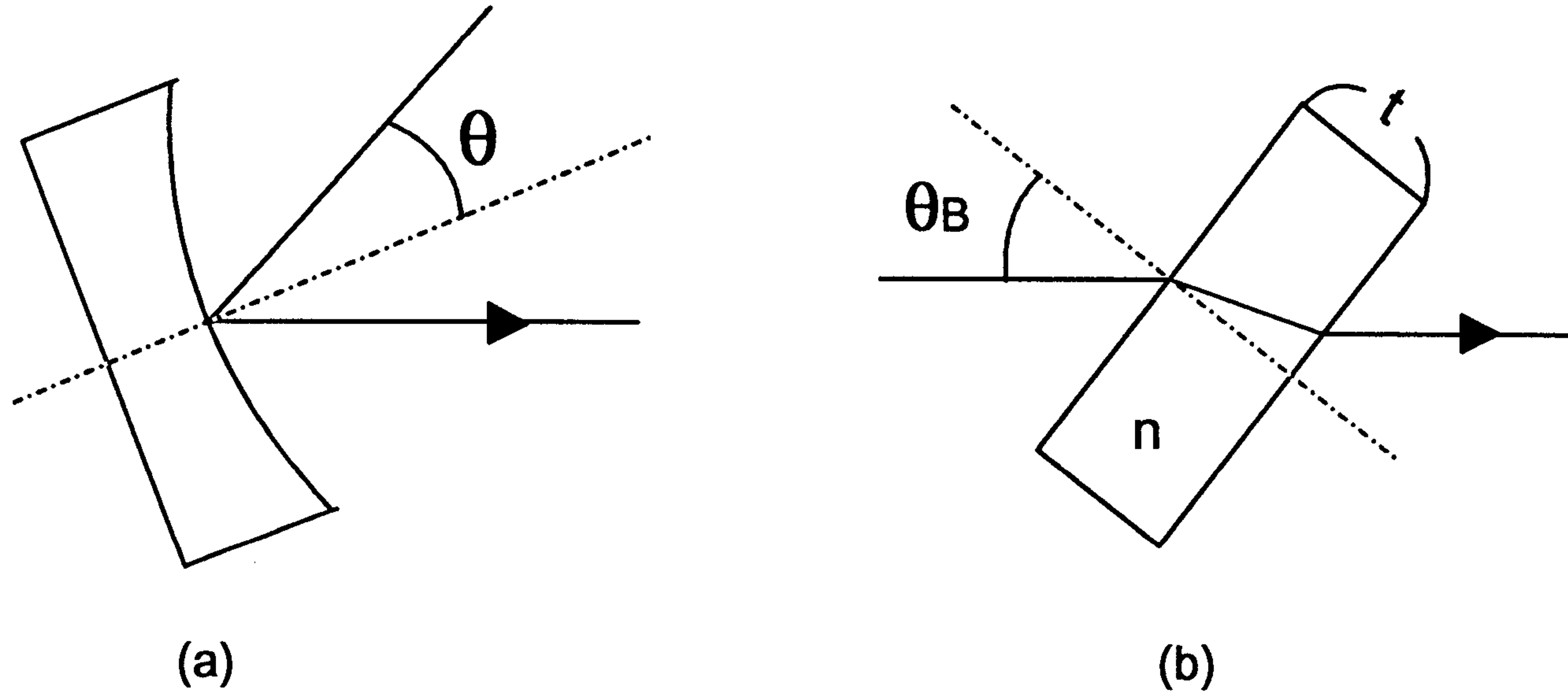


Fig. VII-2.4. Astigmatism in the folded cavity (a) Mirror astigmatism, (b) Brewster-cell astigmatism.

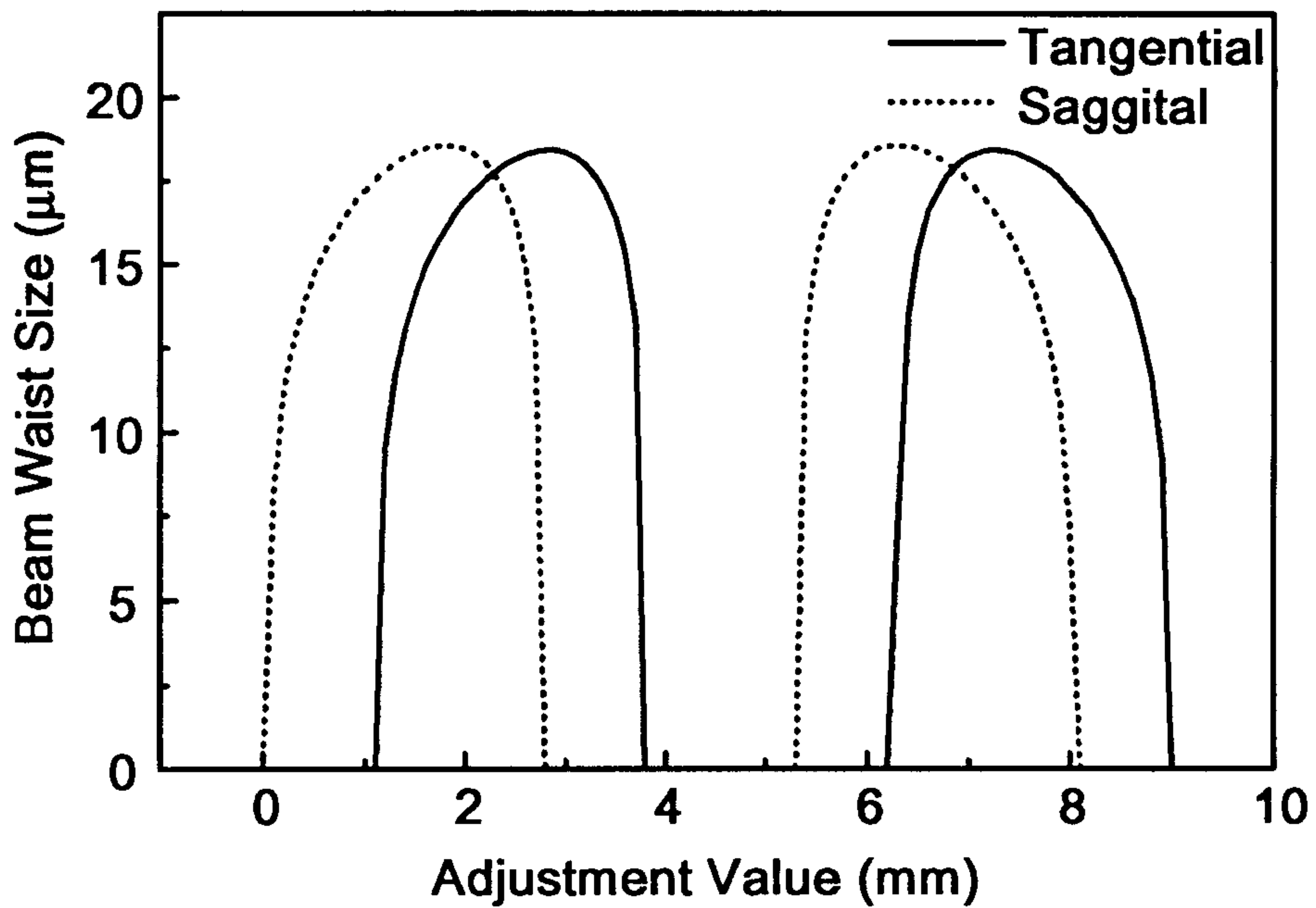


Fig. VII-2.5. Beam waist size and stability range for the folded cavity with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors at 10° cavity folding angle ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm).

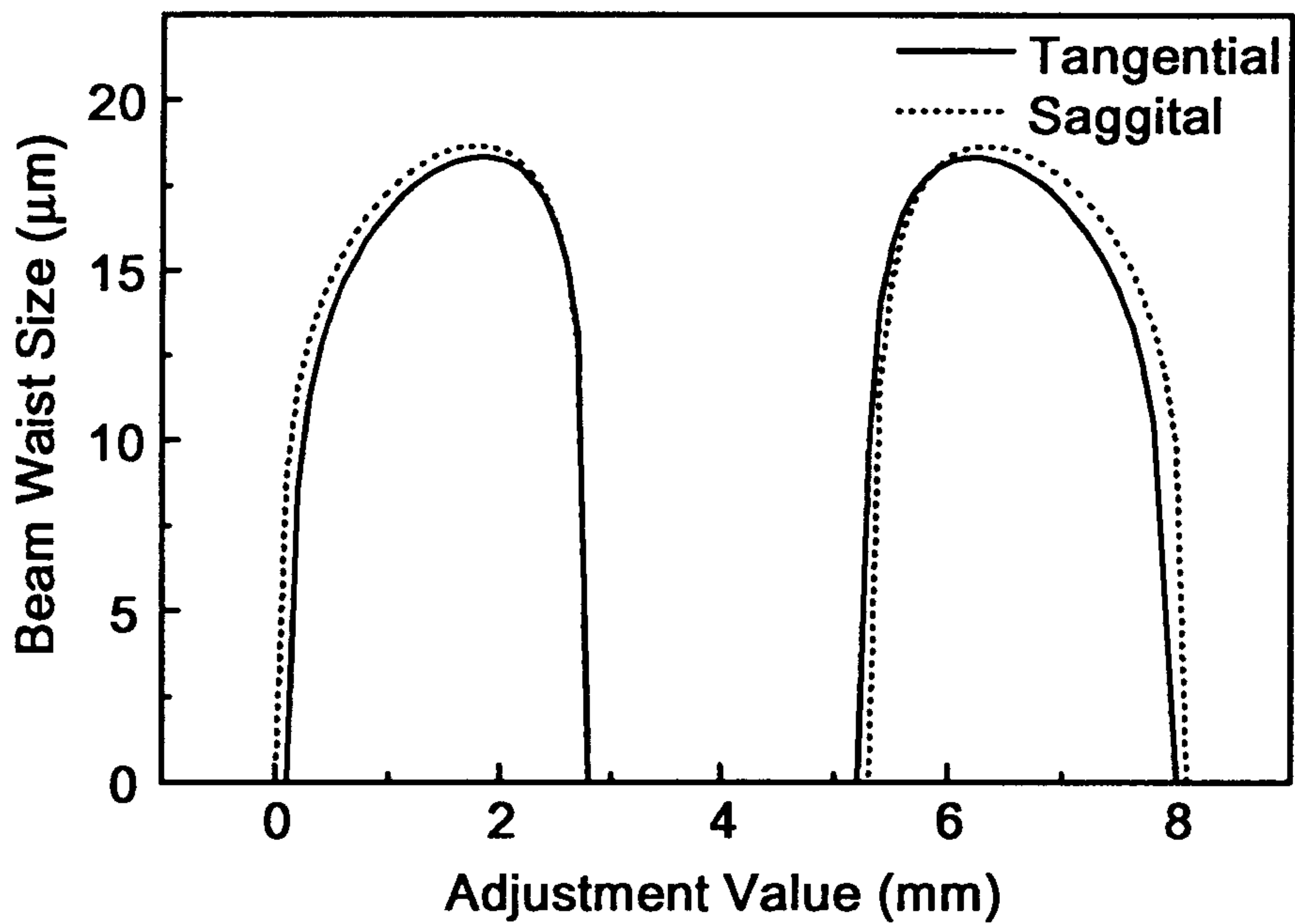


Fig. VII-2.6. Beam waist size and stability range for the folded cavity with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirror at 15.4° cavity folding angle ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm).

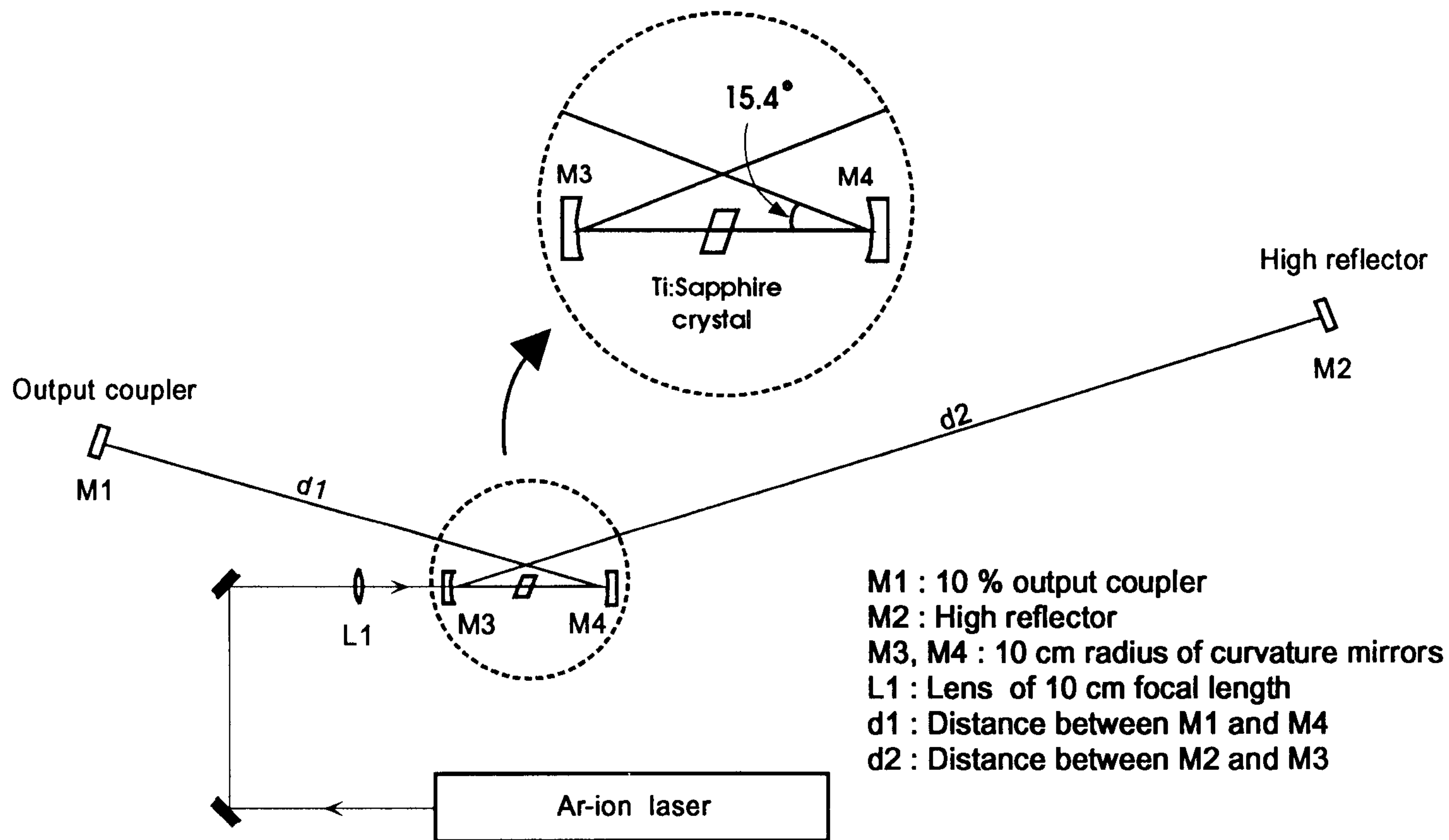


Fig. VII-3.1. Experimental setup of Ti:sapphire laser.

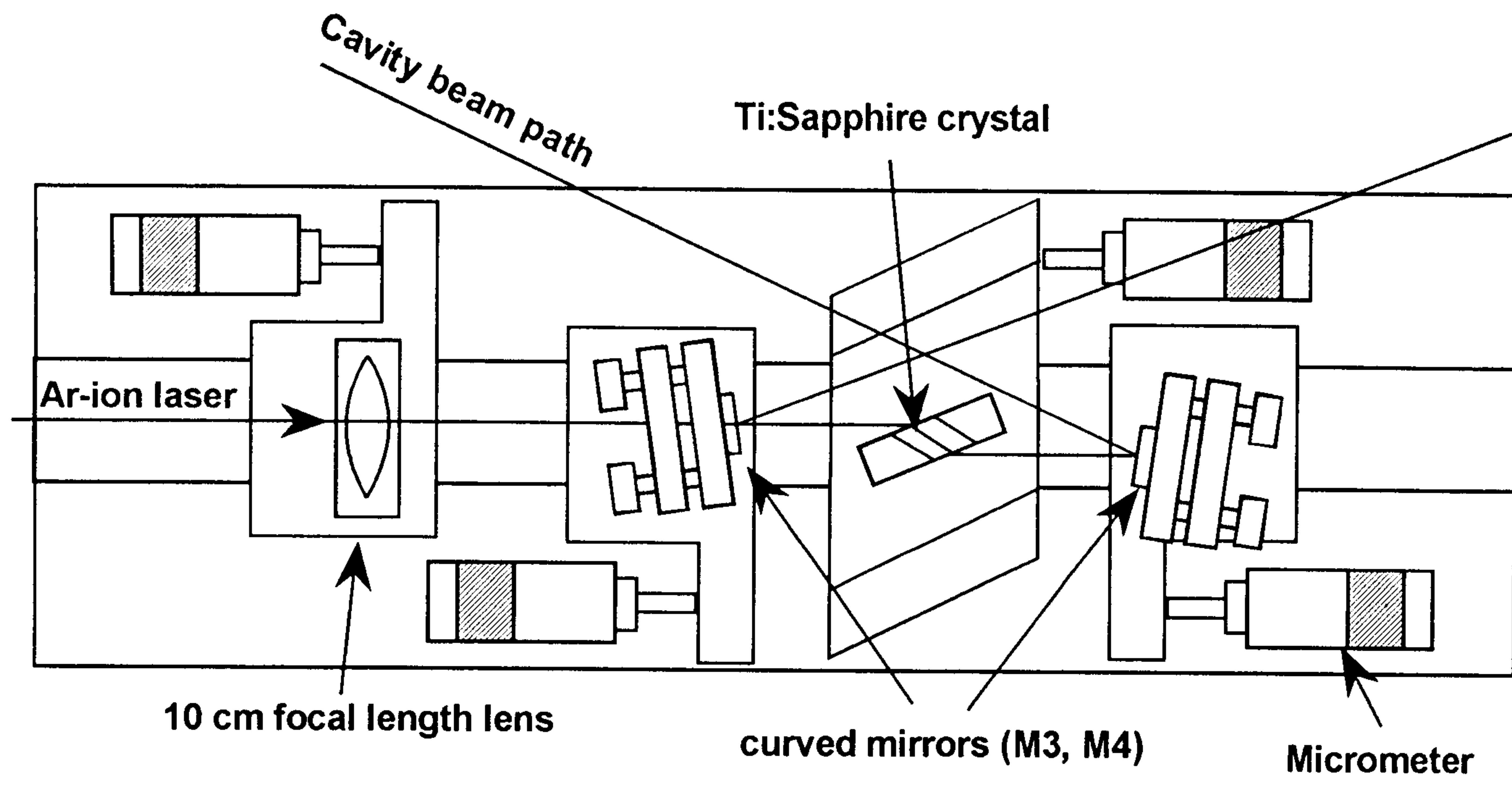


Fig. VII-3.2. Rail system of Ti:Sapphire crystal, curved mirrors and focusing lens.

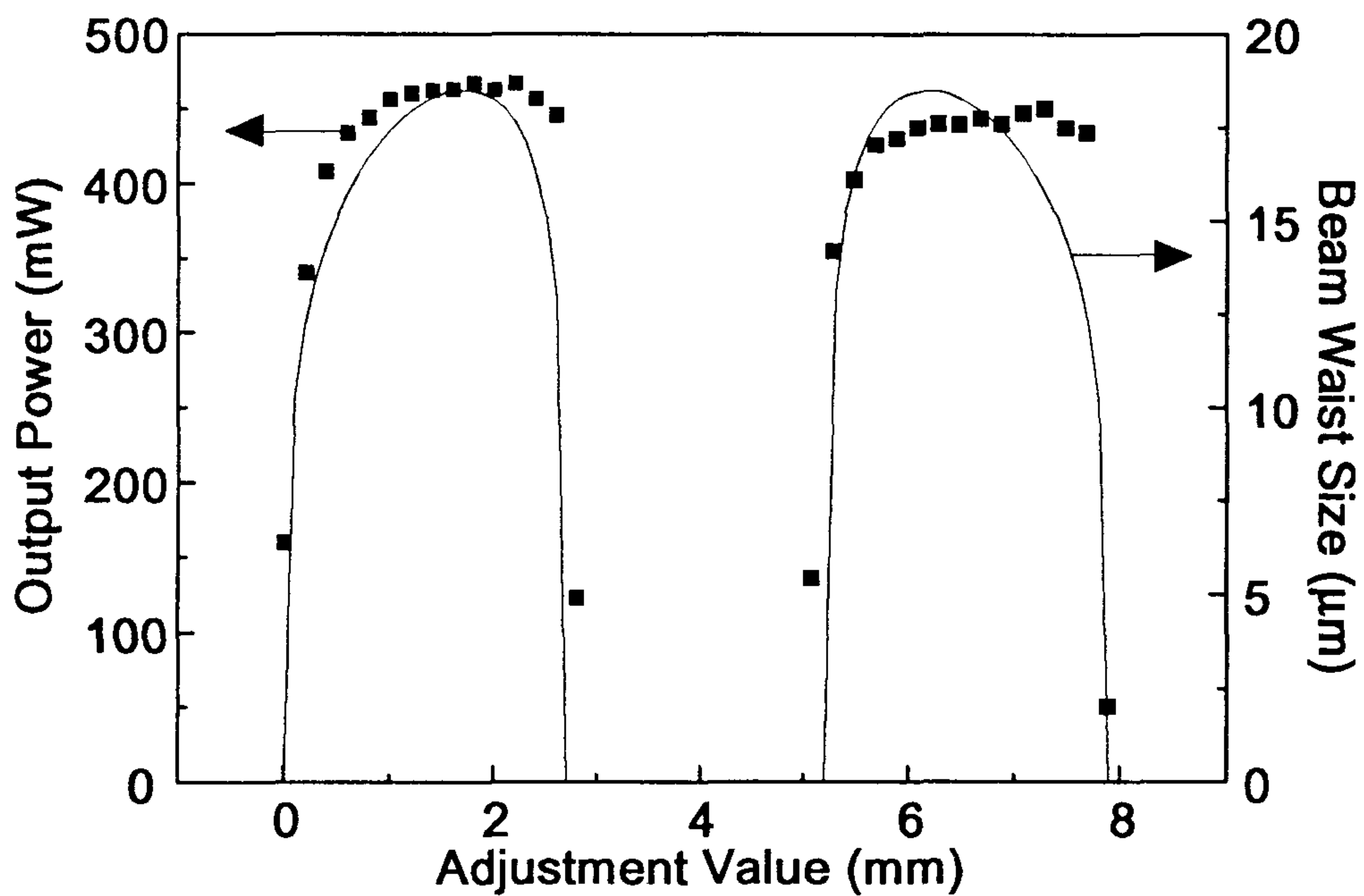


Fig. VII-3.3. Output power and beam waist size of Ti:sapphire laser with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 98$ cm, 5 W pumping).

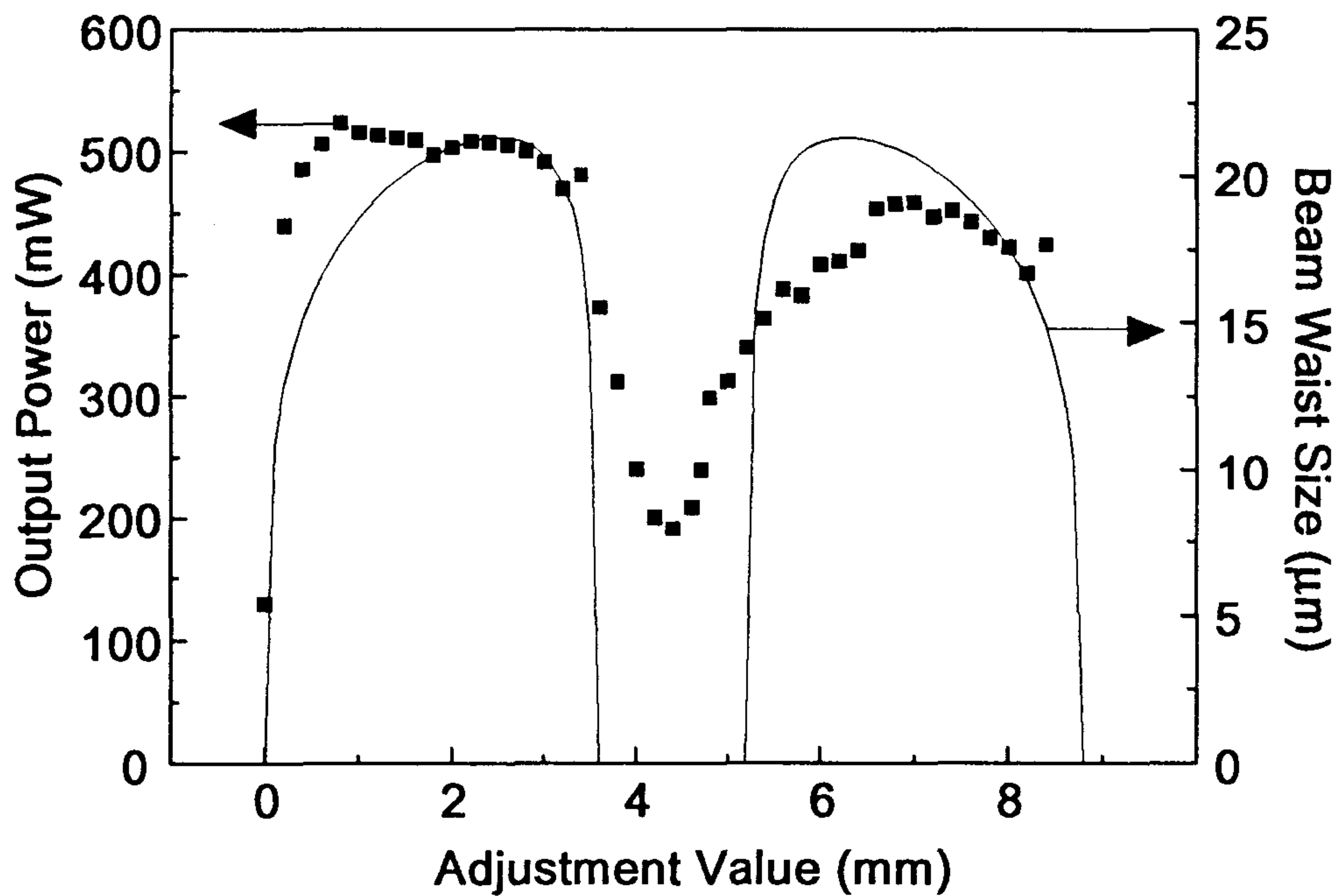


Fig. VII-3.4. Output power and beam waist size of Ti:sapphire laser with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 75$ cm, 5 W pumping).

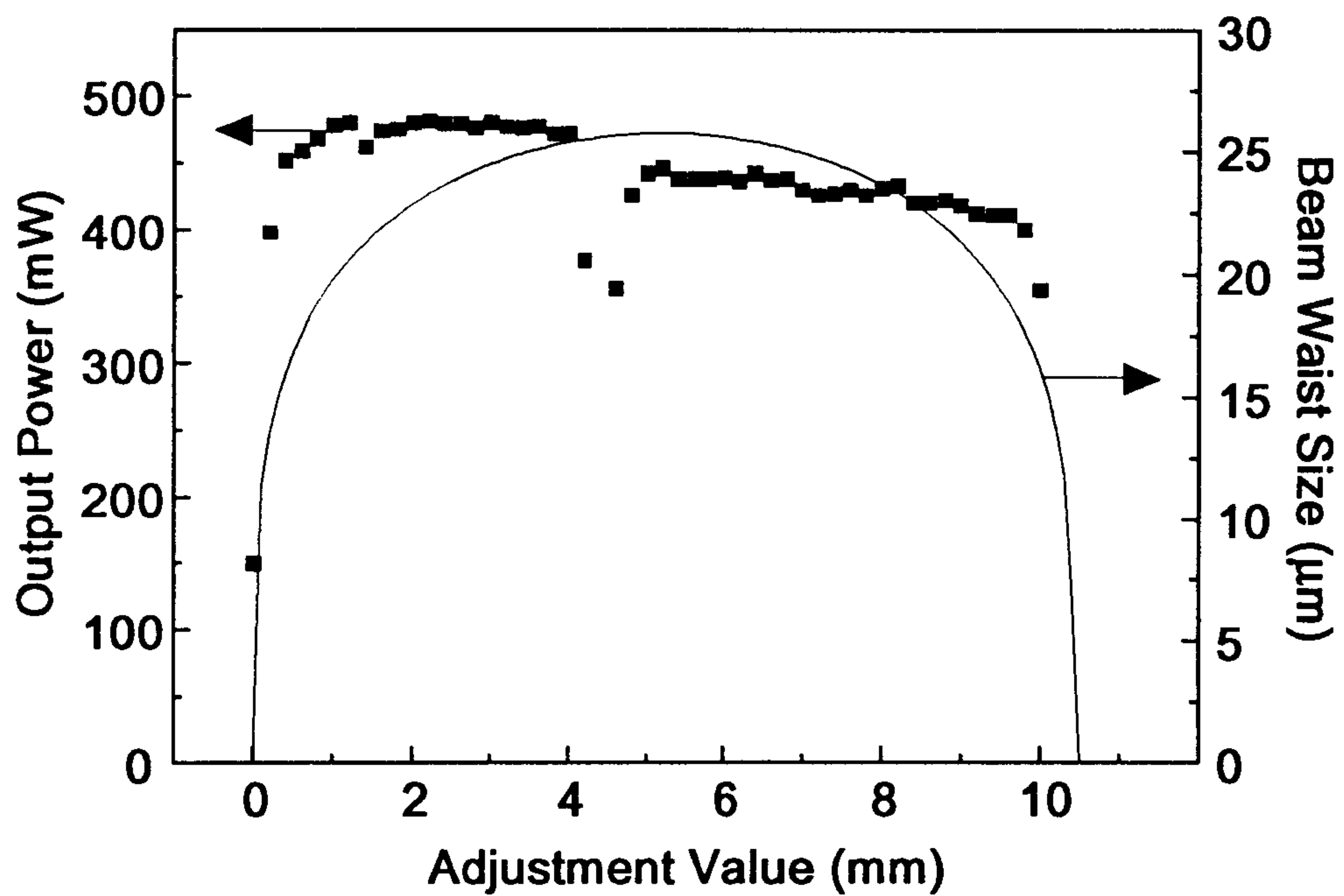


Fig. VII-3.5. Output power and beam waist size of Ti:sapphire laser with respect to the relative adjustment of distance between two curved mirrors ($d_1 = 53$ cm, $d_2 = 53$ cm, 5 W pumping).

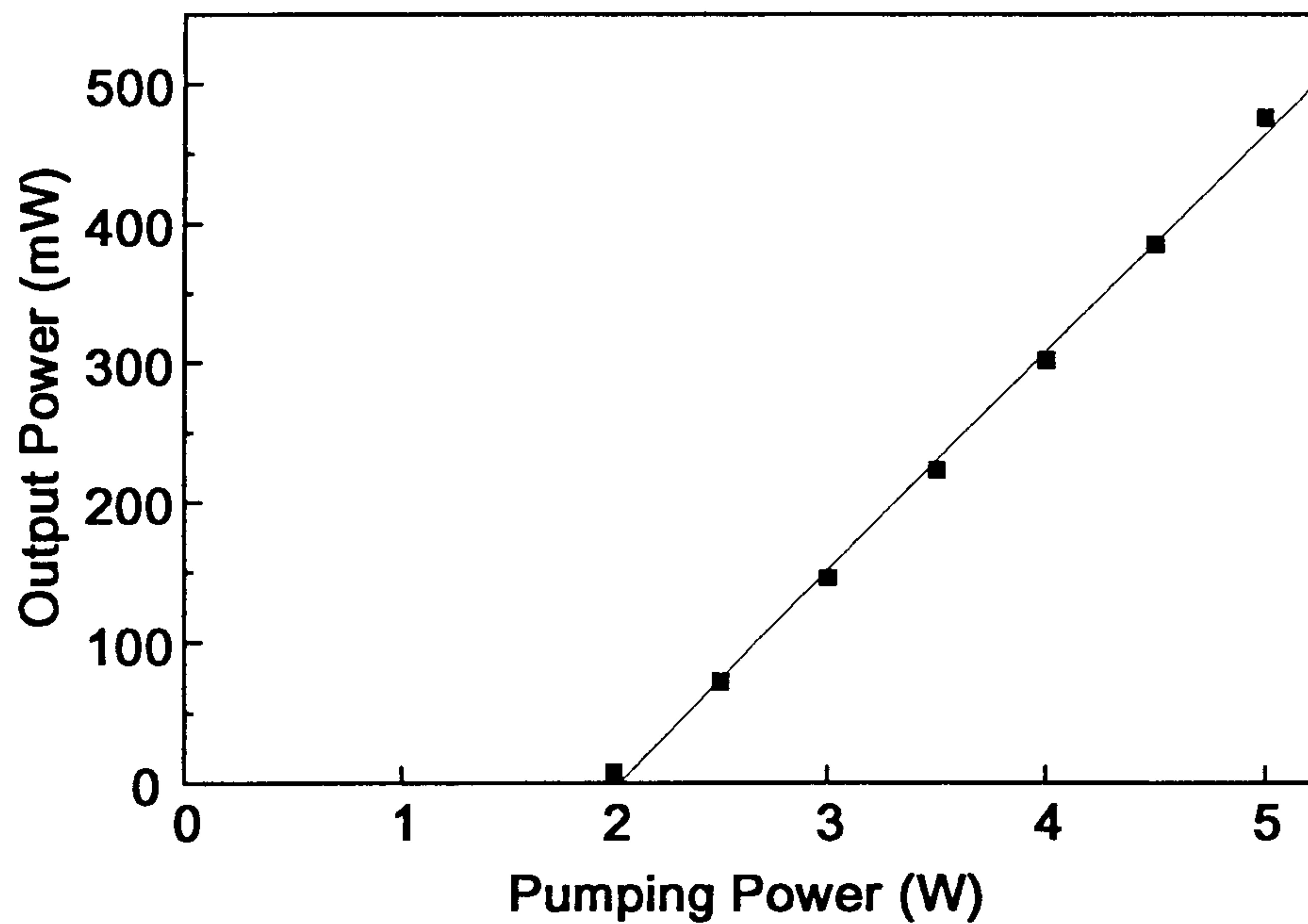


Fig. VII-3.6. Output power of Ti:sapphire laser with respect to Ar-ion laser pumping power (Threshold = 2 W, Slope efficiency = 15.6 %).