

การวัดค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียม



นายก้องเกียรติ ศิริชัยมันัส
นายพงศธร รักษาทิพย์

โครงการพิเศษนี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรวิทยาศาสตรบัณฑิต

ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์

คณะวิทยาศาสตร์

ปพ.

ก่อน

๒๕๔๓

สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง

ปีการศึกษา ๒๕๔๓

เลขที่.....
เลขทะเบียน..... 40218
วัน, เดือน, ปี ๒๕๔๓ ส.ค. ๒๕๔๔

b. 1109195๒

ไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

Thin film refractive index measurement of a-Se



A Special Project Submitted in Partial Fulfillment of the
Requirement for the Degree of Bachelor of Science
Department of Faculty of Science
King Mongkut's Institute of Technology Ladkrabang

2000

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

หัวข้อโครงการพิเศษ การวัดค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียม
โดย นายก่อเกียรติ ศิริชัยมนัส รหัส 40054003
นายพงศธร รักษาทิพย์ รหัส 40054033
ภาควิชา ฟิสิกส์ประยุกต์
อาจารย์ที่ปรึกษา อาจารย์วิษณุ เพชรภา
ผศ.ดร.จิติ หนูแก้ว

ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง
อนุมัติให้นับโครงการพิเศษฉบับนี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรวิทยาศาสตรบัณฑิต



(ผศ.วิชาญ เตชิตธีระ)
หัวหน้าภาควิชา
คณะกรรมการโครงการพิเศษ


(ผศ.ดร.จิติ หนูแก้ว)
ประธานกรรมการ


(อาจารย์วิษณุ เพชรภา)
กรรมการ


(ผศ. วิชาญ เตชิตธีระ)
กรรมการ


(ผศ.ดร.ปรีชา เทียนสมประสงค์)
กรรมการ


(ผศ.อนุพงศ์ สรวงประภา)
กรรมการ

ลิขสิทธิ์ของภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์

สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

หัวข้อโครงการพิเศษ	การวัดค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียม
นักศึกษา	นายก้องเกียรติ ศิริชัยมนัส รหัส 40054003 นายพงศธร รักษาทิพย์ รหัส 40054033
อาจารย์ที่ปรึกษา	อาจารย์วิษณุ เพชรภา ผศ.ดร.จิตติ หนูแก้ว
ภาควิชา	ฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์
ปีการศึกษา	2543

บทคัดย่อ

โครงการพิเศษนี้ได้จัดทำขึ้นเพื่อศึกษาค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมที่เตรียมโดยเทคนิคระเหยสารด้วยความร้อนด้วยระบบสุญญากาศ และนำฟิล์มที่ได้ไปตรวจสอบด้วยวิธีเฟลกแดนซ์สเปคโตรสโคปีที่ความยาวคลื่นต่างๆ จากการทดลองนำไปเขียนกราฟระหว่างค่าการสะท้อนและความยาวคลื่น สุดท้ายเราจะสามารถคำนวณหาค่าดัชนีหักเหที่เปลี่ยนแปลงกับความยาวคลื่น ซึ่งผลที่ได้จะเห็นว่าค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมจะแสดงความไม่เป็นเชิงเส้นออกมา

Special Project Title	Thin film refractive measurement of a-Se
Name	Mr.Kongkiat Sirichaimanus Mr.Phongsatorn Lucksatip
Special Project Advisors	Mr.Wisanu Pecharapa Asist.Prof.Dr.Jiti Nukeaw
Department	Applied Physics
Academic Year	2000



ABSTRACT

This special project presents the study of thin film refractive index measurement. Se-thin films are prepared by vacuum thermal evaporation. Their reflectance was observed by reflectance spectroscopy. The results are plotted versus wavelength. Finally we can calculate refractive index that vary to wavelength. The result shown refractive index of a-Se is nonlinearity.

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

กิตติกรรมประกาศ

โครงการนี้สำเร็จลุล่วงได้ด้วยดี เนื่องด้วยความอนุเคราะห์จากหลายๆฝ่ายด้วยกัน ดังนี้

บิดา และมารดา

ผู้ให้กำเนิด คอยอุปการะเลี้ยงดู เป็นผู้ให้กำลังใจ และ
อยู่เคียงข้างเราตลอดมา

อ. วิษณุ เพชรภา

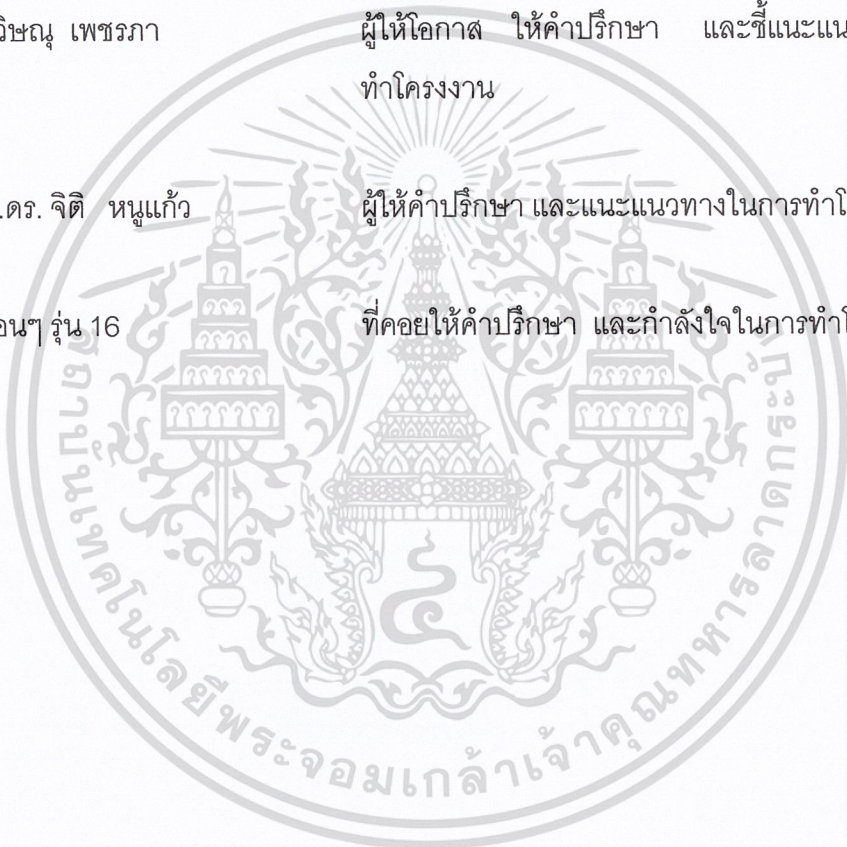
ผู้ให้โอกาส ให้คำปรึกษา และชี้แนะแนวทางในการ
ทำโครงการ

ผศ.ดร. จิติ หนูแก้ว

ผู้ให้คำปรึกษา และแนะแนวทางในการทำโครงการ

เพื่อนๆ รุ่น 16

ที่คอยให้คำปรึกษา และกำลังใจในการทำโครงการ



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

สารบัญ

	หน้า
บทคัดย่อโครงการพิเศษภาษาไทย	ก
บทคัดย่อโครงการพิเศษภาษาอังกฤษ	ข
กิตติกรรมประกาศ	ค
สารบัญตาราง	ง
สารบัญรูป	จ
บทที่ 1 บทนำ	1
1.1 ความสำคัญและที่มาของโครงการพิเศษ	1
1.2 วัตถุประสงค์	1
1.3 วิธีการดำเนินงาน	2
1.4 ประโยชน์ที่ได้รับ	2
บทที่ 2 ทฤษฎี	3
2.1 การแทรกสอดของแสง	3
2.2 การแทรกสอดแบบลำแสง 2 ลำ	3
2.3 การแทรกสอดที่เกิดในฟิล์ม	7
2.4 การแทรกสอดจากลำแสงหลายลำในแผ่นคู่ขนาน	12
2.5 การสะท้อนของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ	14
บทที่ 3 การวิจัยและการดำเนินการ	16
3.1 ขั้นตอนการวิจัยและดำเนินงาน	16
บทที่ 4 ผลการทดลอง	19
4.1 ตารางผลการทดลอง	19
4.2 พล็อตกราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น	19

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

บทที่ 5 การวิเคราะห์ผลการทดลอง	25
5.1 ขั้นตอนการวิเคราะห์	25
5.2 ตัวอย่างการวิเคราะห์	30
5.3 บทสรุป	33
5.4 แนวทางในการพัฒนา	33

ภาคผนวก ก

ภาคผนวก ข

เอกสารอ้างอิง



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

สารบัญตาราง

	หน้าที่
ตารางที่ 4.1 แสดงค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอर्फัสซิลิเนียมที่ความหนา 815 nm	20
ตารางที่ 5.1 แสดงค่าความยาวคลื่นของฟิล์มบางที่ความหนา 815 nm	30
ตารางที่ 5.2 แสดงค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางที่ได้จากการคำนวณที่ความหนา 815 nm	30
ตารางที่ 5.3 แสดงค่าความยาวคลื่นของฟิล์มบางที่ความหนา 930 nm	31
ตารางที่ 5.4 แสดงค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางที่ได้จากการคำนวณที่ความหนา 930 nm	31
ตารางที่ 5.5 แสดงค่า m ที่ได้จากการคำนวณของฟิล์มบางที่ความหนา 930 nm	32
ตารางที่ 5.6 แสดงค่าดัชนีหักเหที่ได้จากสมการของการฟิตกราฟ	32



สารบัญรูป

	หน้าที่
รูปที่ 2.1 แสดงการแทรกสอดของลำแสง 2 ลำจากฟิล์มบาง	8
รูปที่ 2.2 แสดงการแทรกสอดจากฟิล์มบางโดยมีมุมตกกระทบเป็น θ ,	9
รูปที่ 2.3 แสดงการสะท้อนและการหักเหของแสง	12
รูปที่ 2.4 แสดงการสะท้อนและหักเหหลายครั้งในตัวกลางที่มีผิวขนานกัน	13
รูปที่ 2.5 แสดงการสะท้อนในฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ	14
รูปที่ 2.6 แสดงกราฟระหว่างค่าการสะท้อนที่ได้จากการคำนวณ สำหรับฟิล์มซิลิกอนไดออกไซด์	15
รูปที่ 3.1 แสดงระบบวอร์วีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี	16
รูปที่ 3.2 แสดงชุดอุปกรณ์ที่ใช้ในการทดลอง	17
รูปที่ 3.3 แสดงภาพการจัดอุปกรณ์ในการทดลอง	17
รูปที่ 4.1 กราฟค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟิซิลิโคนเนียมที่ความหนา 815 nm	22
รูปที่ 4.2 กราฟค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟิซิลิโคนเนียมที่ความหนา 930 nm	23
รูปที่ 4.3 กราฟค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟิซิลิโคนเนียมที่ความหนา 1220 nm	24
รูปที่ 5.1 แสดงกราฟที่ได้ระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น	25
รูปที่ 5.2 แสดงค่าความยาวคลื่นที่มีค่าการสะท้อนสูงสุดและต่ำสุด	26
รูปที่ 5.3 แสดงกราฟอ้างอิงของค่าดัชนีหักเหในสารต่างๆ	27
รูปที่ 5.4 แสดงค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่นต่างๆ และสมการที่ได้จากการฟิตกราฟ	28
รูปที่ 5.5 แสดงกราฟระหว่างค่าการสะท้อนที่ได้จากการคำนวณกับความยาวคลื่น	29

บทที่ 1

บทนำ

1.1 ความสำคัญและที่มาของโครงการพิเศษ

เนื่องจากปัจจุบันได้มีงานวิจัยการเตรียมฟิล์มบางอย่างแพร่หลาย เพื่อที่จะนำไปใช้ในโรงงานทางด้านวิทยาศาสตร์และอุตสาหกรรมต่างๆ เช่น การผลิตทรานซิสเตอร์ชนิดฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียม (a-Se) อุตสาหกรรมการเคลือบเลนส์ และการทำเลนส์กรองแสง ฯลฯ ซึ่งการเตรียมฟิล์มบางนี้จะใช้ต้นทุนการผลิตต่ำและขั้นตอนที่ไม่ยุ่งยาก

คุณสมบัติทางแสงของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียม จะยอมให้ความยาวคลื่นผ่านได้เป็นบางช่วง ซึ่งถ้าเรารู้ว่าฟิล์มบางนี้ยอมให้ความยาวคลื่นช่วงใดผ่านได้ เราก็จะสามารถนำไปประยุกต์ใช้งานได้ เช่น ใช้เคลือบ Solar Cell เพื่อกำหนดค่าความยาวคลื่นที่ยอมให้ผ่านได้

แต่เราพบว่าค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมนั้นมีค่าไม่คงที่ ถ้าความยาวคลื่นเปลี่ยนไปค่าดัชนีหักเหก็จะเปลี่ยนไปด้วย แสดงว่าค่าดัชนีหักเหจะขึ้นอยู่กับความยาวคลื่น ในการทดลองนี้เราจะทำการวัดค่าการสะท้อน (reflectance) เพื่อนำไปหาค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมว่าสมการที่ได้จะเป็นอย่างไร เพื่อจะได้นำมาใช้งานทางด้านประยุกต์ต่อไป

1.2 วัตถุประสงค์

1.2.1 ทำการวัดค่าการสะท้อนเพื่อนำไปหาค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมที่ได้จากการเตรียมฟิล์มด้วยเทคนิคระเหยสารด้วยความร้อนในระบบสุญญากาศ

1.2.2 ศึกษาการวัดค่าการสะท้อนจากฟิล์มบางด้วยเทคนิครีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี (Reflectance Spectroscopy)

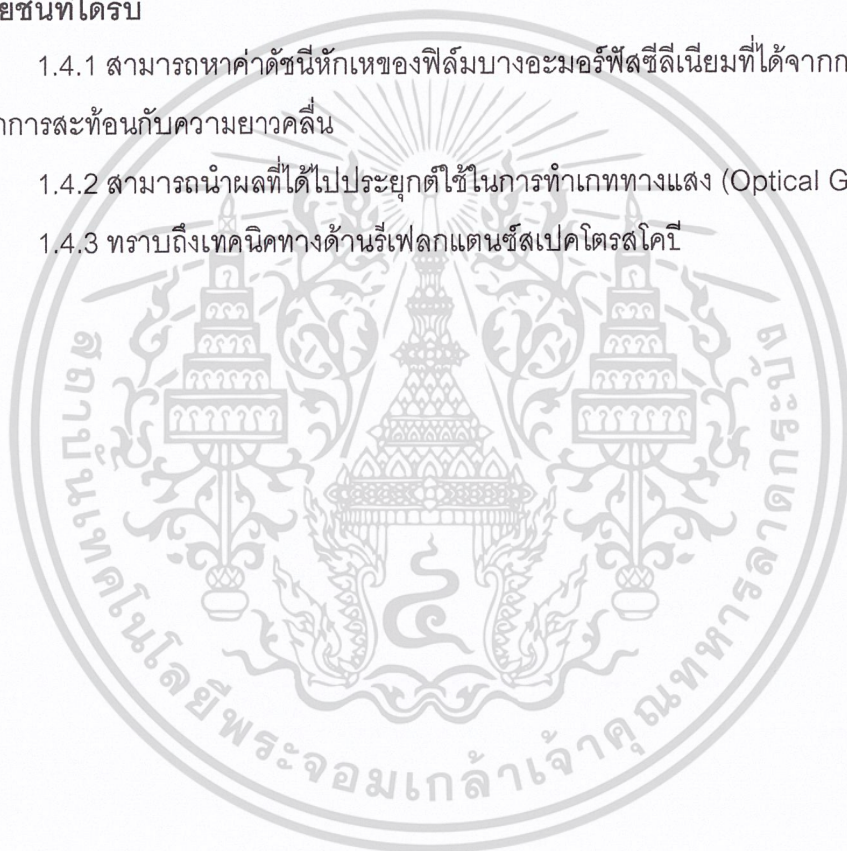
1.2.3 ศึกษาทฤษฎีการแทรกสอดที่เกิดขึ้นในฟิล์มบาง

1.3 วิธีการดำเนินงาน

นำฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมที่ได้จากการเตรียมฟิล์มด้วยเทคนิคระเหยสารด้วยความร้อนในระบบสุญญากาศ ไปทดลองวัดค่าการสะท้อนด้วยเทคนิครีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี ที่ความยาวคลื่นตั้งแต่ 500 - 1,200 นาโนเมตร โดยเปลี่ยนความยาวคลื่นครั้งละ 2 นาโนเมตร นำผลการทดลองที่ได้มาเขียนกราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น แล้วทำการวิเคราะห์หาค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางจากกราฟที่ได้

1.4 ประโยชน์ที่ได้รับ

- 1.4.1 สามารถหาค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมที่ได้จากกราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น
- 1.4.2 สามารถนำผลที่ได้ไปประยุกต์ใช้ในการทำเกตทางแสง (Optical Gate) ได้
- 1.4.3 ทราบถึงเทคนิคทางด้านรีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี



บทที่ 2

ทฤษฎีและหลักการที่เกี่ยวข้อง

2.1 การแทรกสอดของแสง

การเกิดคลื่นนิ่งและบีตนั้น สามารถอธิบายได้โดยอาศัยหลักการซ้อนทับของคลื่น นอกจากนี้ยังมีปรากฏการณ์สำคัญที่เรียกว่าการแทรกสอดของแสงซึ่งอธิบายได้ด้วยการรวมคลื่น ปรากฏการณ์เป็นการรวมคลื่น 2 คลื่นขึ้นไป แล้วส่งผลให้เกิดการเพิ่มและการลดในแอมพลิจูดของคลื่นรวม การแทรกสอดที่ส่งผลให้เกิดการเพิ่มแอมพลิจูดของคลื่นรวมเรียกว่าการแทรกสอดแบบเสริมสร้าง ส่วนการแทรกสอดที่ส่งผลให้เกิดการลดแอมพลิจูดของคลื่นรวมเรียกว่าการแทรกสอดแบบหักล้าง การอธิบายปรากฏการณ์นี้ทำได้โดยคิดว่าแสงเคลื่อนที่ในแบบคลื่นและมีการรวมกันตามหลักการซ้อนทับของคลื่น ปรากฏการณ์การแทรกสอดมีอยู่มากรอบตัวเราและมีการประยุกต์ใช้งานต่างๆอย่างกว้างขวาง

2.2 การแทรกสอดแบบลำแสง 2 ลำ

ในขั้นต้น จะพิจารณาการแทรกสอดของลำแสง 2 ลำ ที่แทนด้วยสนามไฟฟ้า E_1 และ E_2 ในการศึกษาการแทรกสอดนั้น คลื่นแสงทั้งสองมักจะออกจากแหล่งกำเนิดเดียวกันและเคลื่อนที่ไปในระยะทางที่แตกต่างกันกล่าวคือแสงทั้งสองลำจะมีความถี่เดียวกันแต่ทิศทางการเคลื่อนที่ k_1 และ k_2 แตกต่างกัน ดังสมการ

$$E_1 = E_{01} \cos(k_1 \cdot r - \omega t + \varepsilon_1) \quad (2.1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(k_2 \cdot r - \omega t + \varepsilon_2) \quad (2.2)$$

ณ จุด P ซึ่งมีเวกเตอร์บอกตำแหน่งเป็น r ถ้าคลื่นแสงทั้งสองมาพบกันที่ตำแหน่งนี้ เราสามารถหาผลลัพธ์ของการรวมคลื่นได้จากหลักการรวมกันของคลื่นคือ

$$E_p = E_1 + E_2$$

การวัดปริมาณคลื่นด้วยตาหรือด้วยเครื่องวัดใดๆจะเป็นการวัดปริมาณที่เกี่ยวข้องกับพลังงาน กล่าวคือวัดเป็นความหนาแน่นของพลังงานหรือค่าการส่องสว่างซึ่งเป็นการวัดกำลังสองของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ารวม และใช้สัญลัษณ์ I แทนค่าการส่องสว่างนับแต่นี้เป็นต้นไป

กล่าวคือ
$$I = \varepsilon_0 c \langle E^2 \rangle \quad (2.3)$$

ดังนั้นค่าการส่องสว่างที่จุด P มีค่า ดังนี้

$$I = \varepsilon_0 c \langle E_P^2 \rangle \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} I &= \varepsilon_0 c \langle E_P \cdot E_P \rangle \\ &= \varepsilon_0 c \langle (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2) \rangle \\ &= \varepsilon_0 c \langle E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 \cdot E_2 \rangle \end{aligned} \quad (2.5)$$

จากสมการ (2.3) เราสามารถหาได้ว่าค่าการส่องสว่างจากคลื่น E_1 มีค่า $I_1 = \varepsilon_0 c \langle E_1^2 \rangle$ และค่าการส่องสว่างจากคลื่น E_2 มีค่า $I_2 = \varepsilon_0 c \langle E_2^2 \rangle$

ดังนั้นจะได้

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}$$

ในที่นี้ I_{12} เป็นเทอมที่ขึ้นกับการกระทำระหว่าง E_1 และ E_2 เรียกว่าเทอมของการแทรกสอด ซึ่งเทอมนี้จะไม่ปรากฏถ้าเป็นกรณีที่ไม่เกิดการแทรกสอด เราอาจกล่าวได้ว่า I_{12} นี้จะเป็นเทอมที่ทำให้เกิดการเพิ่มลดค่าการส่องสว่างของคลื่นรวมนั่นเอง

เมื่อพิจารณา
$$I_{12} = 2\varepsilon_0 c \langle E_1 \cdot E_2 \rangle \quad (2.6)$$

จะได้ว่า I_{12} มีค่าสูงสุด ถ้า E_1 และ E_2 ขนานกันและจะเป็นศูนย์ถ้า E_1 กับ E_2 ตั้งฉากกันคือไม่เกิดการแทรกสอด จากการพิจารณาในลักษณะนี้ทำให้ทราบได้ว่าเมื่อแสงที่มีโพลาไรซ์ 2 ลำมารวมกันจะทำให้เกิดการแทรกสอดขึ้นได้จากองค์ประกอบของแสงที่มีทิศขนานกันทั้งนี้เนื่องจากแสงไม่โพลาไรซ์สามารถแยกสนามไฟฟ้า(และสนามแม่เหล็ก) ได้เป็นสองแนวที่มีทิศตั้งฉากซึ่งกันและกัน

สำหรับ $E_1 \cdot E_2$ จากสมการ (2.6) ถ้าแทนค่า E_1 กับ E_2 จากสมการ (2.1) และ (2.2) จะได้

$$E_1 \cdot E_2 = (E_{01} \cdot E_{02}) \cos(k_1 \cdot r - \omega t + \varepsilon_1) \cos(k_2 \cdot r - \omega t + \varepsilon_2)$$

ถ้ากำหนดให้

$$\alpha = k_1 \cdot r + \varepsilon_1$$

$$\beta = k_2 \cdot r + \varepsilon_2$$

จะได้

$$E_1 \cdot E_2 = E_{01} \cdot E_{02} \cos(\alpha - \omega t) \cos(\beta - \omega t)$$

เมื่อกระจายเทอม cosine ทั้งสองออกมา แล้วทำการคิดค่าเฉลี่ยในช่วงเวลา 1 คาบ จะได้

$$\langle E_1 \cdot E_2 \rangle = E_{01} \cdot E_{02} (\cos \alpha \cos \beta \langle \cos^2 \omega t \rangle + \sin \alpha \sin \beta \langle \sin^2 \omega t \rangle + (\cos \alpha \sin \beta + \sin \alpha \cos \beta) \langle \sin \omega t \cos \omega t \rangle)$$

ซึ่ง

$$\langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}$$

$$\langle \sin^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}$$

$$\langle \sin \omega t \cos \omega t \rangle = 0$$

ดังนั้น

$$\langle E_1 \cdot E_2 \rangle = \frac{1}{2} E_{01} \cdot E_{02} \cos(\alpha - \beta)$$

$$= \frac{1}{2} E_{01} \cdot E_{02} \cos[(k_1 - k_2) \cdot r + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)] \quad (2.7)$$

เทอมในวงเล็บ [] ของสมการ (2.7) ก็คือความต่างเฟสของ E_1 กับ E_2 นั่นเอง ถ้ากำหนดให้เทอมนี้มีค่าเป็น δ กล่าวคือ

$$\delta = [(k_1 - k_2) \cdot r + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)] \quad (2.8)$$

จะได้

$$I_{12} = \varepsilon_0 c (E_{01} \cdot E_{02}) \cos \delta \quad (2.9)$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

สำหรับค่า I_1 และ I_2 นั้นเมื่อคำนวณหาค่าเฉลี่ยของ E_1^2 และ E_2^2 หรือ $\langle E_1^2 \rangle$ และ $\langle E_2^2 \rangle$ จะได้ว่า

$$I_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_{01}^2$$

และ

$$I_2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_{02}^2 \quad (2.10)$$

ในกรณีที่ E_{01} และ E_{02} ขนานกัน $E_{01} \cdot E_{02}$ จะเท่ากับ $E_{01}E_{02}$ ดังนั้น จากสมการ (2.9) จะได้ว่า

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.11)$$

และ

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.12)$$

ผลที่จากสมการ (2.12) จะเป็นอย่างไรขึ้นอยู่กับค่าของ $\cos \delta$ กล่าวคือถ้า $\cos \delta > 0$ จะทำให้ I มีค่ามากกว่า $I_1 + I_2$ แต่ถ้า $\cos \delta < 0$ จะทำให้ I มีค่าน้อยกว่า $I_1 + I_2$ ซึ่งหมายถึงการเกิดการแทรกสอดแบบเสริมสร้างและแบบหักล้างกันตามลำดับ

เมื่อพิจารณาค่าความต่างเฟสของคลื่นจากแหล่งกำเนิดทั้งสองหรือ δ ในสมการ (2.8) จะพบว่า δ ประกอบด้วย 2 ส่วน คือ $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ ซึ่งเป็นความแตกต่างเฟสอันเนื่องมาจากเฟสเริ่มต้นและ $(k_1 - k_2) \cdot r$ ซึ่งเป็นความแตกต่างของ propagation constant vector ในส่วนแรกถ้าเกิด $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ มีการเปลี่ยนแปลงอย่างไม่เป็นระเบียบหรืออีกนัยหนึ่งก็คือแหล่งกำเนิดทั้งสองไม่เป็นแหล่งกำเนิดอาพันธ์ (incoherent) กัน จะทำให้ $\langle \cos \delta \rangle$ มีค่าเป็นศูนย์ ดังนั้นถึงแม้จะเกิดการแทรกสอดขึ้นแต่ภาพการแทรกสอดจะไม่ปรากฏให้เราเห็นเนื่องจากไม่สามารถคงอยู่ได้นานพอที่จะมองเห็นได้ นั่นคือเงื่อนไขสำคัญในการที่จะทำให้เรามองเห็นภาพการแทรกสอดคือแหล่งกำเนิดทั้งสองต้องมีสมบัติของความเป็นอาพันธ์อยู่บ้าง หรือ $\langle \cos \delta \rangle \neq 0$ ในกรณีคลื่นที่มาแทรกสอดกันเป็นคลื่นที่มาจากแหล่งกำเนิดที่เป็นอิสระต่อกันจะไม่สามารถมองเห็นภาพการแทรกสอดได้เนื่องจากแหล่งกำเนิดทั้งสองไม่เป็นแหล่งกำเนิดอาพันธ์กัน สำหรับส่วนที่สองค่าของ δ นั้นจะมีค่าเปลี่ยนแปลงตามการเปลี่ยนแปลงไปจากค่าสูงสุดไปถึงค่าต่ำสุด และทำให้เกิดภาพการแทรกสอดขึ้น

อาจกล่าวโดยสรุปได้ว่า ถ้า $\cos\delta = +1$ จะเกิดการแทรกสอดแบบเสริมสร้างหรือได้ค่าสูงสุดของค่าการส่องสว่างเป็น

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.13)$$

ซึ่งเกิดขึ้นเมื่อ $\delta = 2m\pi$ โดย m เป็นศูนย์หรือเลขจำนวนเต็มใดๆ

ในกรณีที่ $\cos\delta = -1$ จะเกิดการแทรกสอดแบบหักล้างกัน ค่าการส่องสว่างมีค่าเป็น

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.14)$$

ซึ่งเกิดขึ้นเมื่อ $\delta = (2m+1)\pi$

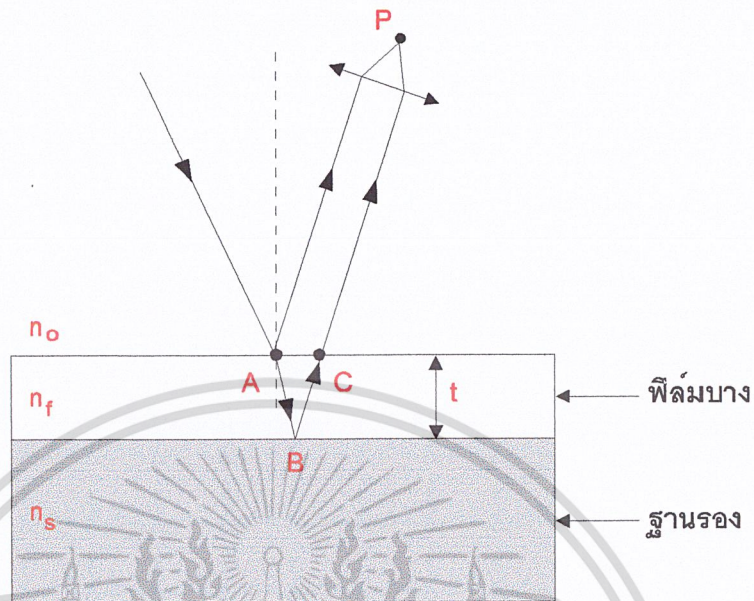
นอกจากนี้เราอาจเขียนสมการ (2.12) สำหรับกรณีที่ $I_1 = I_2 = I_0$ ได้ใหม่เป็น

$$\begin{aligned} I &= 2I_0(1 + \cos\delta) \\ &= 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

จากสมการนี้พลังงานไม่ได้มีค่าคงที่ ณ จุดใดจุดหนึ่ง กล่าวคือ $I \neq 2I_0$ ใดๆก็ตามใน 1 ช่วงคาบจะได้ค่าเฉลี่ยของ I เป็น $2I_0$ กล่าวคือถ้าพิจารณา ณ จุดใดจุดหนึ่งแล้วพลังงานไม่คงที่แต่ถ้ารวมทั้งหมดพลังงานจะคงที่

2.3 การแทรกสอดที่เกิดในฟิล์ม

เมื่อพิจารณากรณีที่มีฟิล์มของตัวกลางโปร่งใสอยู่บนฐานรอง ตามรูปที่ 2.1 ซึ่ง n_0 , n_f และ n_s แทนค่าดัชนีหักเหของอากาศ ฟิล์มบางและฐานรอง ตามลำดับ ให้ลำแสงตกกระทบบนผิวฟิล์มที่จุด A จะแยกออกเป็น 2 ส่วนคือลำแสงสะท้อนและลำแสงหักเห ลำแสงหักเหจะสะท้อนที่ผิวรอยต่อระหว่างฟิล์มกับฐานรอง ณ จุด B และหักเหออกสู่อากาศ ณ ตำแหน่ง C โดยมีแนวลำแสงขนานกับแสงสะท้อนลำแรกทำให้เกิดการแทรกสอดขึ้น การแทรกสอดลักษณะนี้เป็น การแทรกสอดแบบแยกแอมพลิจูด



รูปที่ 2.1 แสดงการแทรกสอดของลำแสง 2 ลำจากฟิล์มบาง

ลำแสงขนาน 2 ลำ ที่ออกมาจาก A และ C เมื่อผ่านเลนส์รวมแสง เช่น ไม้ย่นตา จะไปพบกันที่จุด P ผลการแทรกสอด ณ จุดนี้จะขึ้นอยู่กับความแตกต่างของระยะทางเชิงแสงของแสงทั้งสองลำ ถ้าพิจารณาในกรณีที่แสงตกกระทบในแนวตั้งฉากกับผิวรอยต่อ จะได้ว่า optical path difference (OPD) ของแสงทั้งสองนี้คือระยะทางจาก A ไป B ไป C ที่แสงเคลื่อนที่ในฟิล์มนั่นเอง และเนื่องจากฟิล์มกับอากาศมีดัชนีหักเหต่างกัน การคิดระยะทางเพื่อเปรียบเทียบกันจำเป็นต้องคิดเป็นระยะทางเชิงแสงซึ่งมีค่าเท่ากับดัชนีหักเหของฟิล์มคูณกับระยะทาง

$$OPD = \Delta = n_f(AB + BC) \quad (2.16)$$

ในกรณีของแสงตกกระทบในแนวตั้งฉากกับผิวรอยต่อจะได้ว่า AB และ BC มีค่าเท่ากับความหนา t ของฟิล์มนั่นเอง ดังนั้น

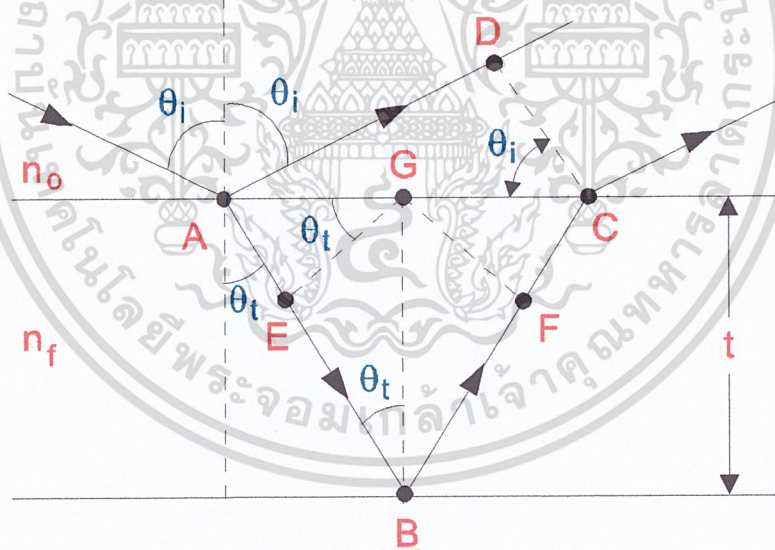
$$\Delta = n_f(2t) \quad (2.17)$$

ถ้า $2nt = \lambda$ หรือความยาวของคลื่นแสง นั่นคือแสงทั้ง 2 ลำมีเฟสตรงกันค่า OPD ที่ได้จะทำให้เกิดการแทรกสอดแบบเสริมสร้างกัน ส่วนการสะท้อนที่ผิวรอยต่ออาจมีผลให้เกิดการ

เปลี่ยนแปลงเฟสของคลื่นไปด้วย ดังนั้นผลการแทรกสอดจะเป็นเช่นใดจำเป็นต้องคำนึงถึงทั้ง OPD และการเปลี่ยนแปลงเฟสจากการสะท้อนไปพร้อมๆกัน

ในกรณีที่ $n_f > n_0$ และ $n_f > n_s$ เช่นในกรณีที่ $n_0 = n_s$ เป็นสภาพการณ์ที่ฟิล์มฟองสบู่ ถูกล้อมรอบด้วยอากาศและสะท้อนที่จุด A และ B จะต่างกันโดยที่ A จะเป็นการสะท้อนแบบภายนอกคือแสงจากตัวกลางที่มีดัชนีหักเหต่ำกว่าเคลื่อนที่ไปสู่ตัวกลางที่มีดัชนีหักเหสูงกว่าและที่ B เป็นการสะท้อนแบบตรงกันข้ามเรียกว่าเป็นการสะท้อนแบบภายใน การสะท้อนทั้งสองแบบนี้จะมีเฟสต่างกันอยู่ π เราเขียนหรือกล่าวว่ามี OPD เป็น $\lambda / 2$ ดังนั้น OPD รวม จะเป็น $\lambda + \lambda / 2$ ทำให้เกิดการแทรกสอดแบบหักล้างกันขึ้นที่จุด P

แต่ถ้าเป็นกรณีที่การสะท้อนทั้งสองตำแหน่งเป็นแบบภายนอกคือในกรณีที่ $n_0 < n_f$ และ $n_f < n_s$ หรือกรณีที่การสะท้อนทั้งสองตำแหน่งเป็นแบบภายในคือกรณีที่ $n_0 < n_f$ และ $n_f > n_s$ จะไม่มีความต่างเฟสเกิดขึ้นระหว่างการสะท้อนที่ A และ B และจะทำให้เกิดเป็นการแทรกสอดแบบเสริมสร้างกันขึ้นที่จุด P



รูปที่ 2.2 แสดงการแทรกสอดจากฟิล์มบาง โดยมีมุมตกกระทบเป็น θ_i

ในกรณีของฟิล์มชั้นเดียวนี้ ถ้าเราพิจารณารณทั่วๆไปที่แสงไม่ได้ตกกระทบในแนวตั้งฉากกับระนาบของฟิล์ม หากแต่มีมุมตกกระทบ θ_i ดังแสดงในรูปที่ 2.2 ความต่างเฟสของแสงสะท้อน ณ จุด C กับจุด D จะมีค่าขึ้นกับ OPD ระหว่างเส้นทาง AD กับ ABC เมื่อผ่านจุด C และ D ไปแล้ว แสงทั้งสองลำจะขนานกันและเคลื่อนไปในตัวกลางเดียวกันจึงไม่มีความต่างเฟสเกิดขึ้น เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

เพื่อช่วยให้การคำนวณง่ายขึ้นให้กำหนดจุด G เป็นจุดกึ่งกลางระหว่างจุด A กับจุด C และ GE กับ GF เป็นเส้นตั้งฉากกับ AB และ BC ตามลำดับ จะหาได้ว่า OPD ระหว่างแสงสะท้อนสองลำ มีค่าเป็น

$$\Delta = n_f (AB + BC) - n_o (AD) \quad (2.18)$$

$$\Delta = [n_f (AE + FC) - n_o (AD)] + n_f (EB + BF) \quad (2.19)$$

เราสามารถแสดงได้ว่าเทอมในวงเล็บ [] จะมีค่าเป็น 0 ดังนี้

จาก Snell's law จะได้

$$n_o \sin \theta_i = n_f \sin \theta_t \quad (2.20)$$

และจากรูปสามเหลี่ยม AEG จะได้

$$AE = AG \sin \theta_t = \left(\frac{AC}{2} \right) \sin \theta_t \quad (2.21)$$

และจากรูปสามเหลี่ยม ADC จะได้

$$AD = AC \sin \theta_i \quad (2.22)$$

แทนค่าจากสมการ (2.22) และ (2.20) ลงในสมการ (2.21) จะได้

$$2(AE) = \frac{AD}{\sin \theta_i} \sin \theta_t$$

โดยที่ $\frac{n_o}{n_f} = \frac{\sin \theta_t}{\sin \theta_i}$

จะได้ $2(AE) = AD \left(\frac{n_o}{n_f} \right)$

$$n_o (AD) = n_f (AE) = n_f (AE + FC) \quad (2.23)$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ดังนั้นจากสมการ (2.19) จะได้

$$\Delta = n_f (EB + BF) = 2n_f (EB) \quad (2.24)$$

หรือ

$$\Delta = 2n_f t \cos \theta_t \quad (2.25)$$

จะได้

$$t = \frac{\Delta}{2n_f \cos \theta_t} \quad (2.26)$$

จากค่า OPD ที่ได้ เราสามารถหาความต่างเฟส δ ได้จากความสัมพันธ์ $\delta = k\Delta = (2\pi/\lambda_0)\Delta$ อย่างไรก็ตามการจะพิจารณาว่าผลการแทรกสอดเป็นเช่นใด ต้องคำนึงถึงการเปลี่ยนเฟสที่เกิดจากการสะท้อนอีกด้วย ดังนั้นถ้าให้ Δp เป็น OPD จากสมการ (2.25) และ Δr เป็น OPD จากการเปลี่ยนแปลงของเฟสที่เกิดการสะท้อนเราสามารถเขียนเงื่อนไขได้ว่า

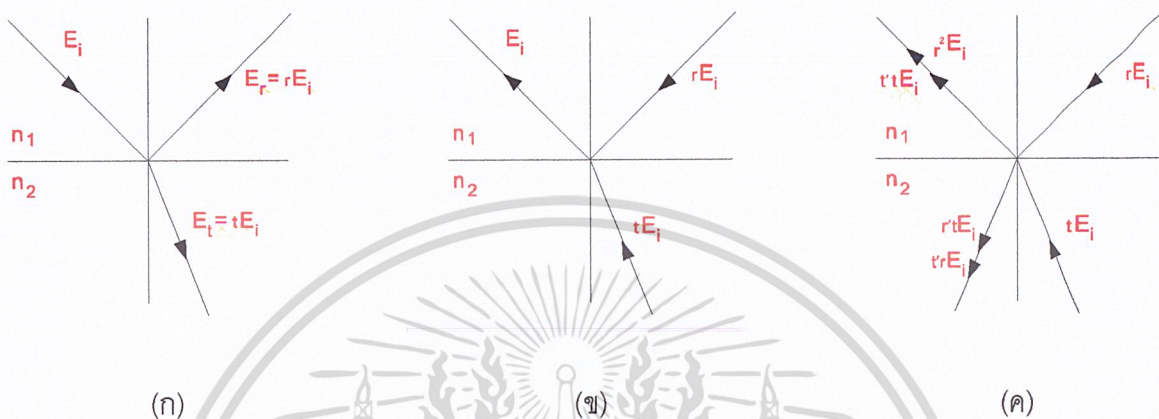
$$\Delta p + \Delta r = m\lambda \quad \text{สำหรับการแทรกสอดแบบเสริมสร้าง}$$

$$\Delta p + \Delta r = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad \text{สำหรับการแทรกสอดแบบหักล้าง}$$

เมื่อ $m = 0, 1, 2, \dots$

2.4 การแทรกสอดจากลำแสงหลายลำในแผ่นคู่ขนาน

โดยปกติแล้วเมื่อมีลำแสงตกกระทบผิวรอยต่อของตัวกลางคู่ใด ๆ จะเกิดทั้งการหักเหผ่านไปในตัวกลางหนึ่งและการสะท้อนกลับในอีกตัวกลางหนึ่งเสมอ



รูปที่ 2.3 แสดงการสะท้อนและการหักเหของแสง

จากรูปที่ ถ้าให้ E_i แทนแอมพลิจูดของแสงตกกระทบ
 E_r แทนแอมพลิจูดของแสงสะท้อน
 E_t แทนแอมพลิจูดของแสงที่ทะลุผ่าน

และกำหนดให้ สัมประสิทธิ์การสะท้อน $r = \frac{E_r}{E_i}$
 สัมประสิทธิ์การส่งผ่าน $t = \frac{E_t}{E_i}$

ในรูปที่ 2.3(ก) จะเห็นได้ว่าที่ผิวรอยต่อระหว่างตัวกลาง n_1 และ n_2 แสงตกกระทบ E_i จะแยกออกเป็น 2 ส่วน คือ แสงสะท้อน rE_i และแสงส่งผ่าน tE_i

ในรูปที่ 2.3(ข) เป็นการพิจารณาในทางกลับกันกับรูปที่ 2.3(ก) คือแสง E_i ได้มาจาก การที่มีแสง rE_i และ tE_i เข้ามารวมกันที่ผิวรอยต่อ

สำหรับในรูปที่ 2.3(ค) นั้นเป็นการพิจารณาในรายละเอียดว่า ลำแสง rE_i และ tE_i ที่ ตกกระทบผิวรอยต่อในรูปที่ 2.3(ข) นั้น จะเกิดทั้งการสะท้อนและหักเหที่ผิวรอยต่อโดยลำแสง rE_i จะแยกเป็นลำแสงสะท้อน $r(rE_i)$ และลำแสงส่งผ่าน $t(rE_i)$ ส่วนลำแสง tE_i จะแยกเป็นลำแสง สะท้อน $r'(tE_i)$ และลำแสงส่งผ่าน $t'(tE_i)$ (ในที่นี้การใช้ r' และ t' เพื่อแสดงถึงการสะท้อนและการ หักเหในตัวกลางคู่เดิม แต่ลำแสงตกกระทบเคลื่อนที่มาจากตัวกลาง n_2)

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

อย่างไรก็ตามสถานการณ์ตามรูปที่ 2.3(ข) และ 2.3(ค) ควรเหมือนกัน ดังนั้นจึงสามารถสรุปได้ว่า

$$E_i = (r^2 + t't)E_i$$

และ

$$0 = (r't + tr)E_i$$

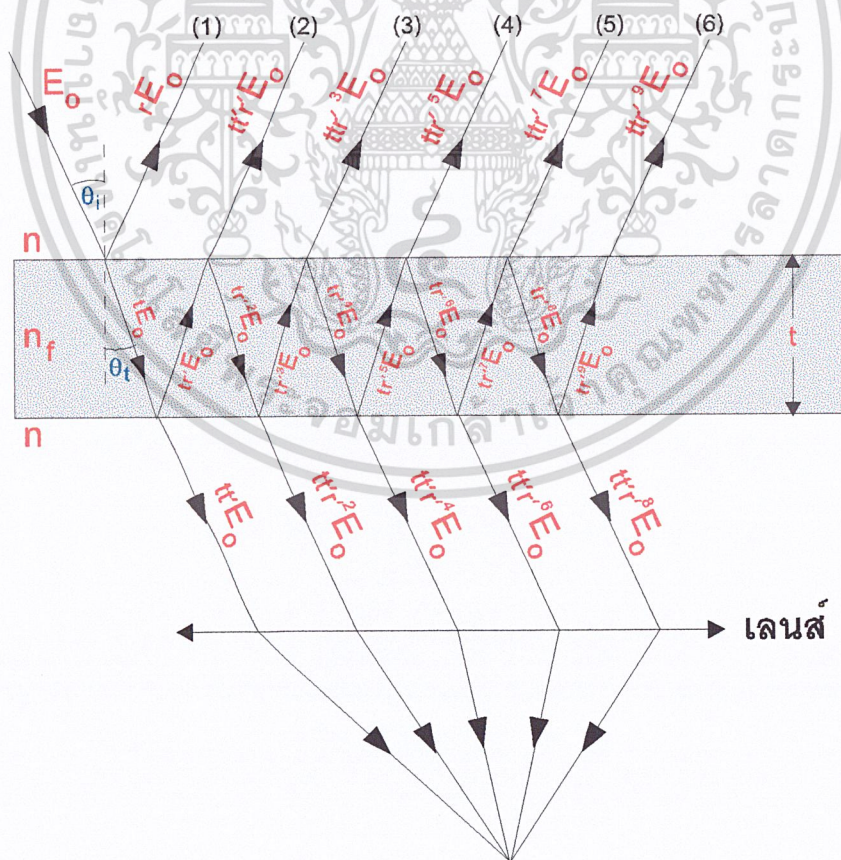
หรือได้ว่า

$$tt' = 1 - r^2 \tag{2.27}$$

$$r = -r' \tag{2.28}$$

สมการ (2.27) และ (2.28) นี้เรียกว่าความสัมพันธ์ของสโตกส์โดยเฉพาะสมการ (2.28) บอกให้ทราบว่าแอมพลิจูดของแสงสะท้อนที่แต่ละฝั่งของผิวรอยต่อนั้นมีค่าเท่ากันแต่มีเฟสต่างกัน π เรเดียนนั่นคือการสะท้อนแบบภายนอกกับแบบภายในมีความต่างเฟสกัน π เรเดียน

เราจะนำผลข้างต้นนี้ไปใช้ในการศึกษาการสะท้อนหลายๆครั้งระหว่างผิวขนานกันดังรูปที่ 2.4 โดยให้ลำแสงตกกระทบบมีแอมพลิจูด E_0 และตกกระทบทที่มุม θ_i



รูปที่ 2.4 แสดงการสะท้อนและหักเหหลายครั้งในตัวกลางที่มีผิวขนานกัน เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

และให้ r กับ t เป็นสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการส่งผ่านในกรณีการสะท้อนภายนอก ส่วน r' กับ t' เป็นสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการส่งผ่านในกรณีการสะท้อนภายใน จากรูปนี้ จะเห็นว่าถ้าเราใช้ลำแสงตกกระทบบนเพียงลำเดียวจะมีลำแสงสะท้อนกลับขึ้นไปและลำแสงที่ส่งผ่านไปอีกด้านหนึ่ง จำนวนมากมายซึ่งความเข้มของแสงสะท้อนและแสงที่ส่งผ่านไปจะมีค่าดังนี้

$$I_R = \left[\frac{2r^2(1 - \cos \delta)}{1 + r^4 - 2r^2 \cos \delta} \right] I_i \quad (2.29)$$

$$I_T = \left[\frac{(1 - r^2)^2}{1 + r^4 - 2r^2 \cos \delta} \right] I_i \quad (2.30)$$

2.5 การสะท้อนของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ

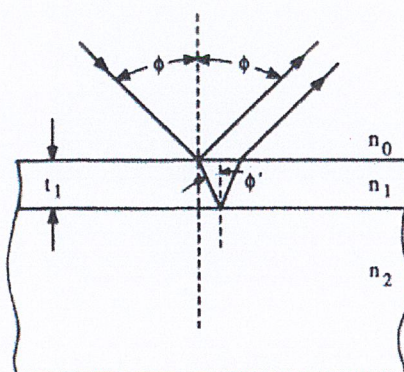
การวัดค่าการสะท้อนเป็นวิธีที่ใช้หาความหนาของชั้นที่เป็นฉนวนบนฐานรองที่เป็นสารกึ่งตัวนำและฟิล์มของสารกึ่งตัวนำ สำหรับโครงสร้างในรูปที่ 2.5 ประกอบด้วยความหนาของชั้นที่ไม่มีการดูดกลืน t_1 บนฐานรองที่ไม่มีการดูดกลืนเช่นเดียวกันจะได้ค่าการสะท้อนเท่ากับ

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(\phi_1)}{1 + r_1^2r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(\phi_1)} \quad (2.31)$$

ซึ่ง

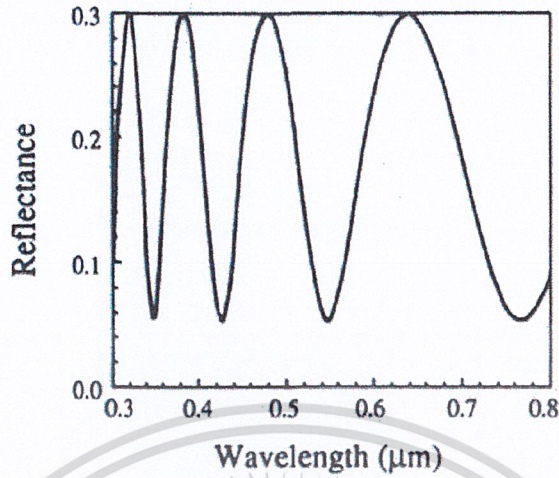
$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \quad r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

$$\phi_1 = \frac{4\pi n_1 t_1 \cos(\phi')}{\lambda}, \quad \phi' = \sin^{-1} \left[\frac{n_0 \sin(\phi)}{n_1} \right]$$



รูปที่ 2.5 แสดงการสะท้อนในฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 2.6 แสดงกราฟระหว่างค่าการสะท้อนที่ได้จากการคำนวณสำหรับฟิล์ม SiO_2

ค่าความยาวคลื่นที่มีค่าการสะท้อนสูงสุด

$$\lambda(\text{max}) = \frac{2n_1 t_1 \cos(\phi')}{m} \quad (2.32)$$

ซึ่ง $m = 1, 2, 3, \dots$ จากสมการที่ (2.32) จะสามารถหาค่าความหนาของชั้นได้จากการวัดความยาวคลื่นที่จุดยอดต่างๆกันดังรูปที่ 2.6 ความหนาที่ได้เป็นไปตามสมการ

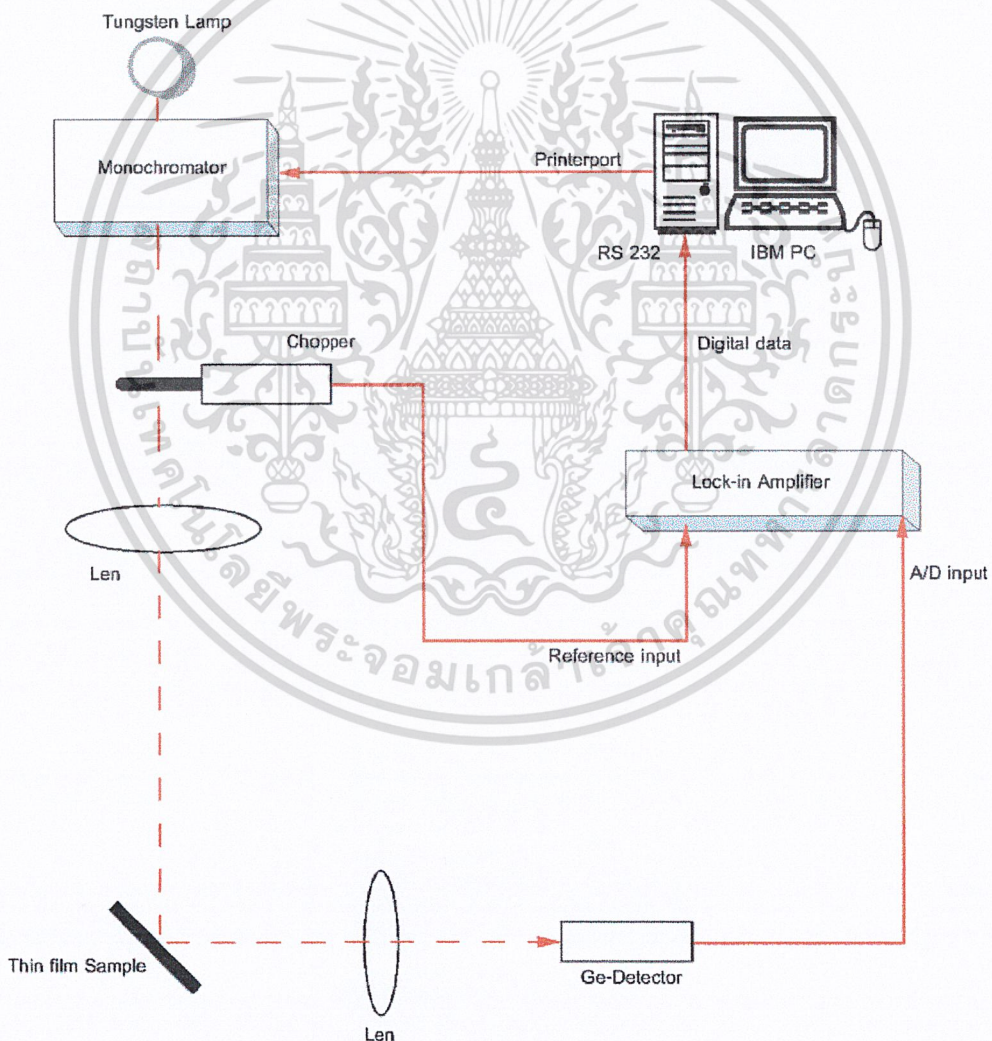
$$t_1 = \frac{i\lambda_0 \lambda_i}{2n_1(\lambda_0 - \lambda_i) \cos(\phi')} \quad (2.33)$$

ซึ่ง i เป็นจำนวนของจุดยอด จาก λ_0 ไป λ_i

บทที่ 3 การวิจัยและการดำเนินการ

3.1 ขั้นตอนในการวิจัยและการดำเนินงาน

- 3.1.1 ศึกษาทฤษฎีการแทรกสอดในฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ
- 3.1.2 ศึกษาเทคนิคทางด้านรีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี
- 3.1.3 ทำการทดลองหาผลที่ได้ตามแผนผังข้างล่างนี้

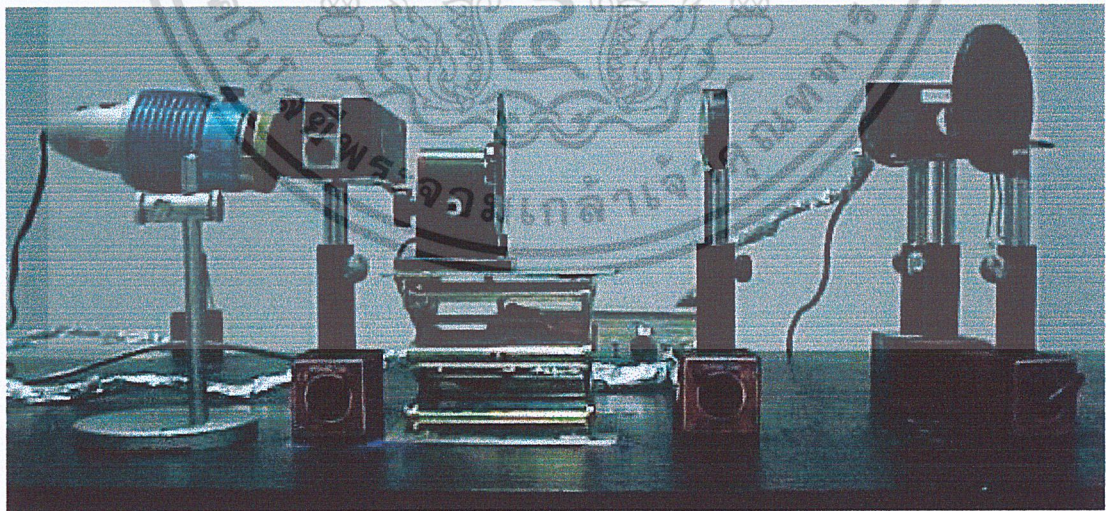


รูปที่ 3.1 แสดงระบบวัดรีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 3.2 แสดงชุดอุปกรณ์ที่ใช้ในการทดลอง



รูปที่ 3.3 แสดงภาพการจับอุปกรณ์ในการทดลอง

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

3.1.4 ทำการทดลองเหมือนในหัวข้อที่ (3.1.3) แต่ทำการเปลี่ยนความหนาของฟิล์มบางอะมอร์ฟิซิลีเนียม

3.1.5 นำผลการทดลองที่ได้มาพลอตกราฟระหว่างค่าการสะท้อนและความยาวคลื่นเพื่อนำมาวิเคราะห์หาค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางอะมอร์ฟิซิลีเนียม



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

บทที่ 4

ผลการทดลอง

4.1 ตารางผลการทดลอง

4.1.1 ตารางตัวอย่างข้อมูลของค่าการสะท้อนที่เปลี่ยนไปตามความยาวคลื่นที่ได้จากการทดลองด้วยเทคนิครีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปี โดยใช้ฟิล์มบางของอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่มีความหนา 815 นาโนเมตร ซึ่งทำการทดลองที่ความยาวคลื่นตั้งแต่ 500 - 1,200 นาโนเมตร

4.2 พล็อตกราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น

4.2.1 กราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่นของฟิล์มบางของอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่มีความหนา 815 นาโนเมตร

4.2.2 กราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่นของฟิล์มบางของอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่มีความหนา 930 นาโนเมตร

4.2.3 กราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่นของฟิล์มบางของอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่มีความหนา 1220 นาโนเมตร

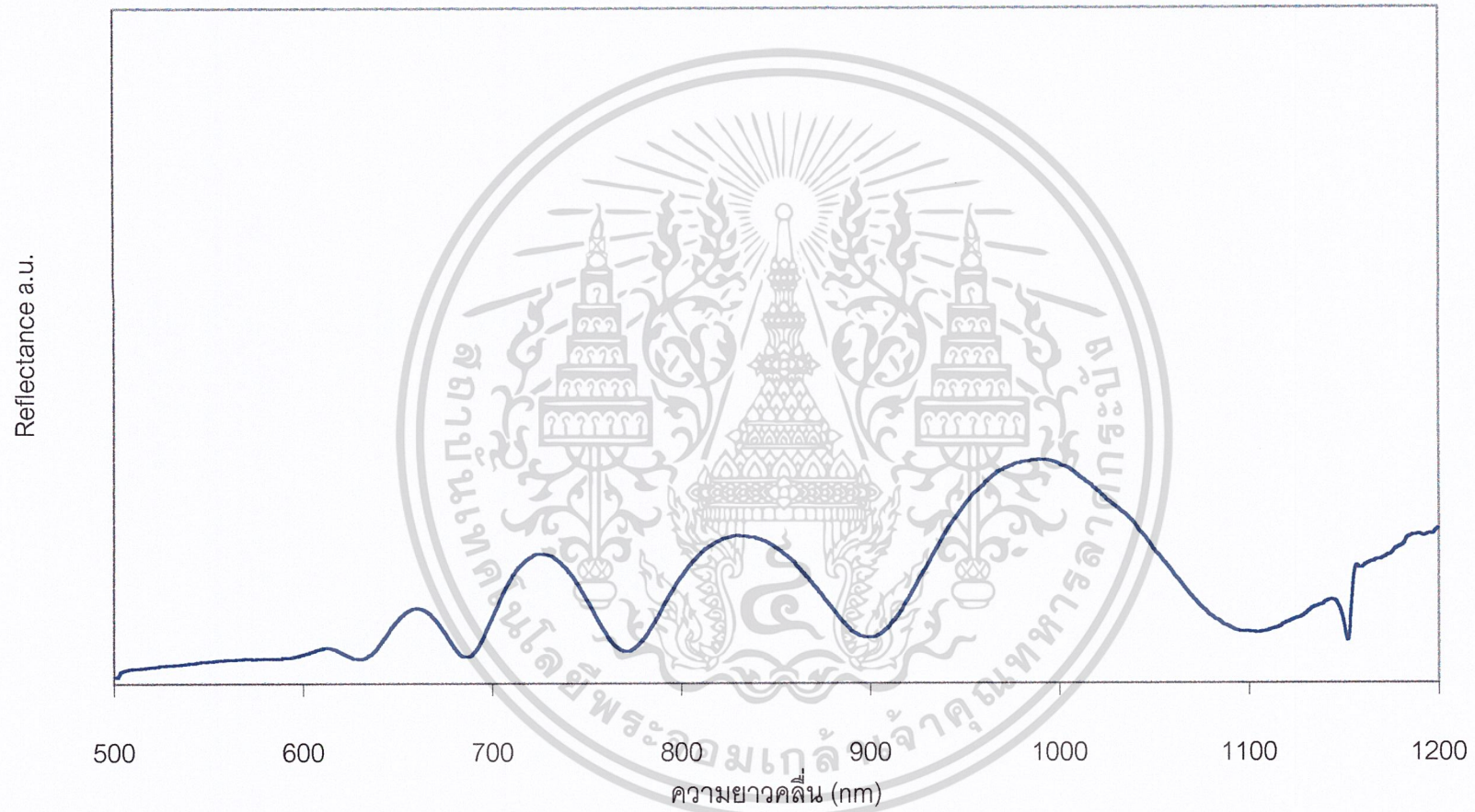
ตารางแสดงค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่ความหนา 815 nm	
ความยาวคลื่น (nm)	ค่าการสะท้อน (a.u.)
500	1.03E-03
510	2.20E-03
520	2.43E-03
530	2.75E-03
540	3.00E-03
550	3.30E-03
560	3.50E-03
570	3.68E-03
580	3.70E-03
590	3.80E-03
600	4.28E-03
610	5.18E-03
620	4.63E-03
630	3.63E-03
640	5.55E-03
650	9.30E-03
660	1.11E-02
670	9.35E-03
680	5.25E-03
690	4.45E-03
700	9.73E-03
710	1.55E-02
720	1.85E-02
730	1.88E-02
740	1.66E-02
750	1.23E-02

ตารางที่ 4.1 แสดงค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่ความหนา 815 nm

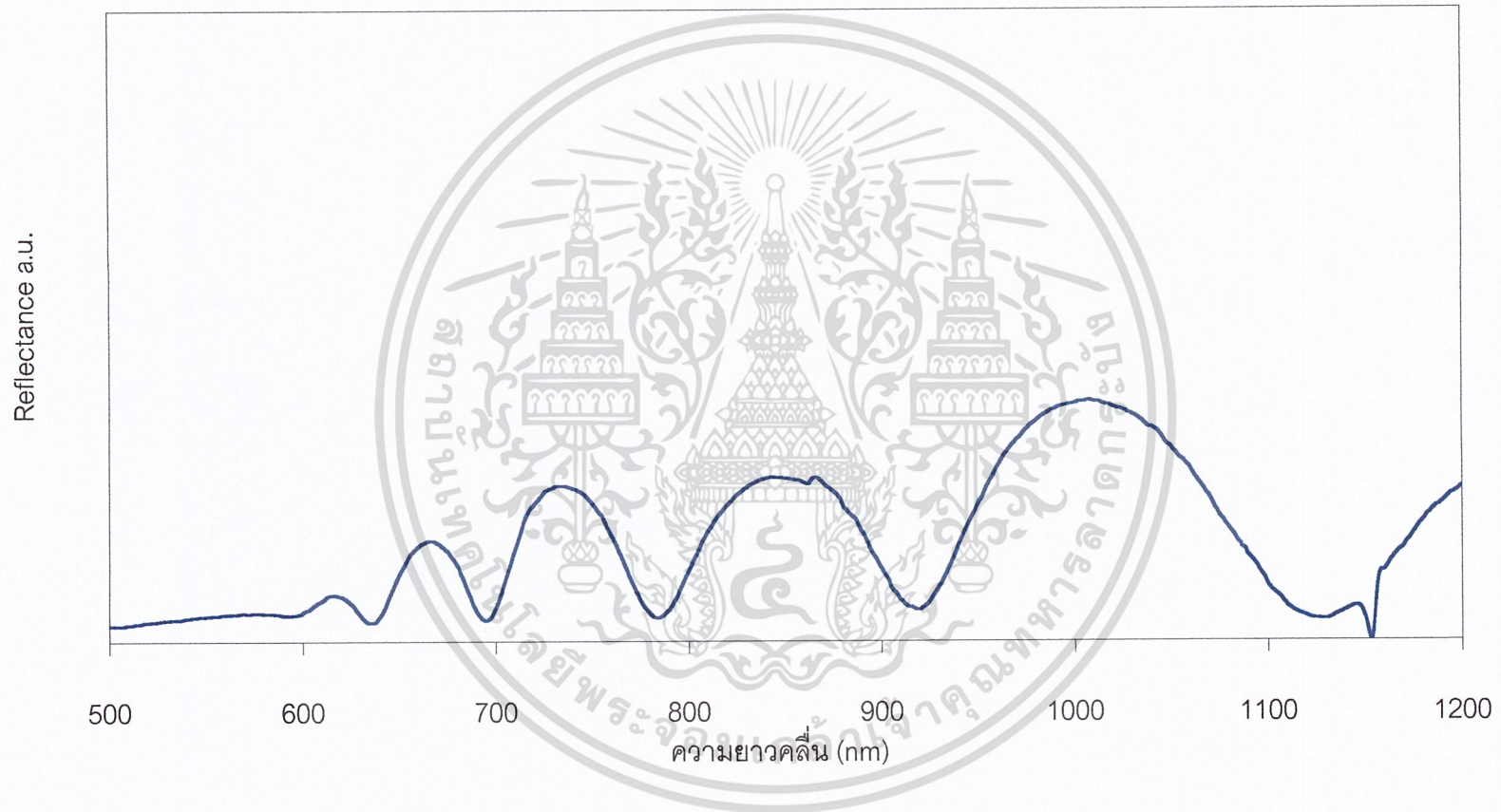
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ความยาวคลื่น (nm)	ค่าการสะท้อน(a.u.)
760	7.40E-03
770	4.78E-03
780	6.55E-03
790	1.11E-02
800	1.57E-02
810	1.90E-02
820	2.09E-02
830	2.17E-02
840	2.13E-02
850	1.99E-02
860	1.77E-02
870	1.45E-02
880	1.10E-02
890	7.78E-03
900	6.75E-03
910	8.43E-03
920	1.24E-02
930	1.73E-02
940	2.22E-02
950	2.62E-02
960	2.92E-02
970	3.13E-02
980	3.24E-02
990	3.27E-02
1000	3.21E-02
1010	3.05E-02
1020	2.83E-02

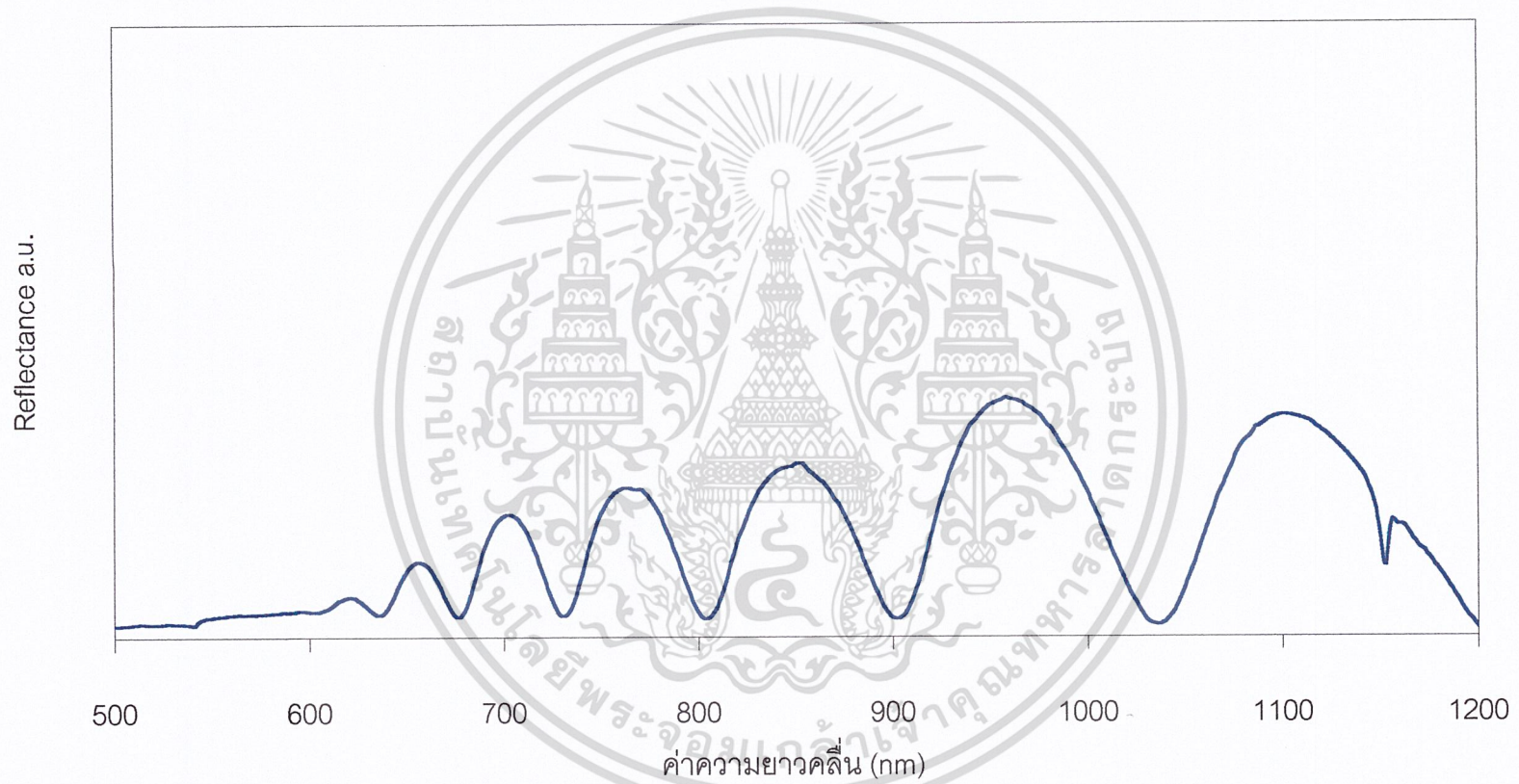
ตารางที่ 4.1 (ต่อ) แสดงค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมที่มีความหนา 815 nm เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 4.1 กราฟค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซิลิเนียมที่ความหนา 815 nm



รูปที่ 4.2 กราฟค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีลีเนียมที่มีความหนา 930 nm

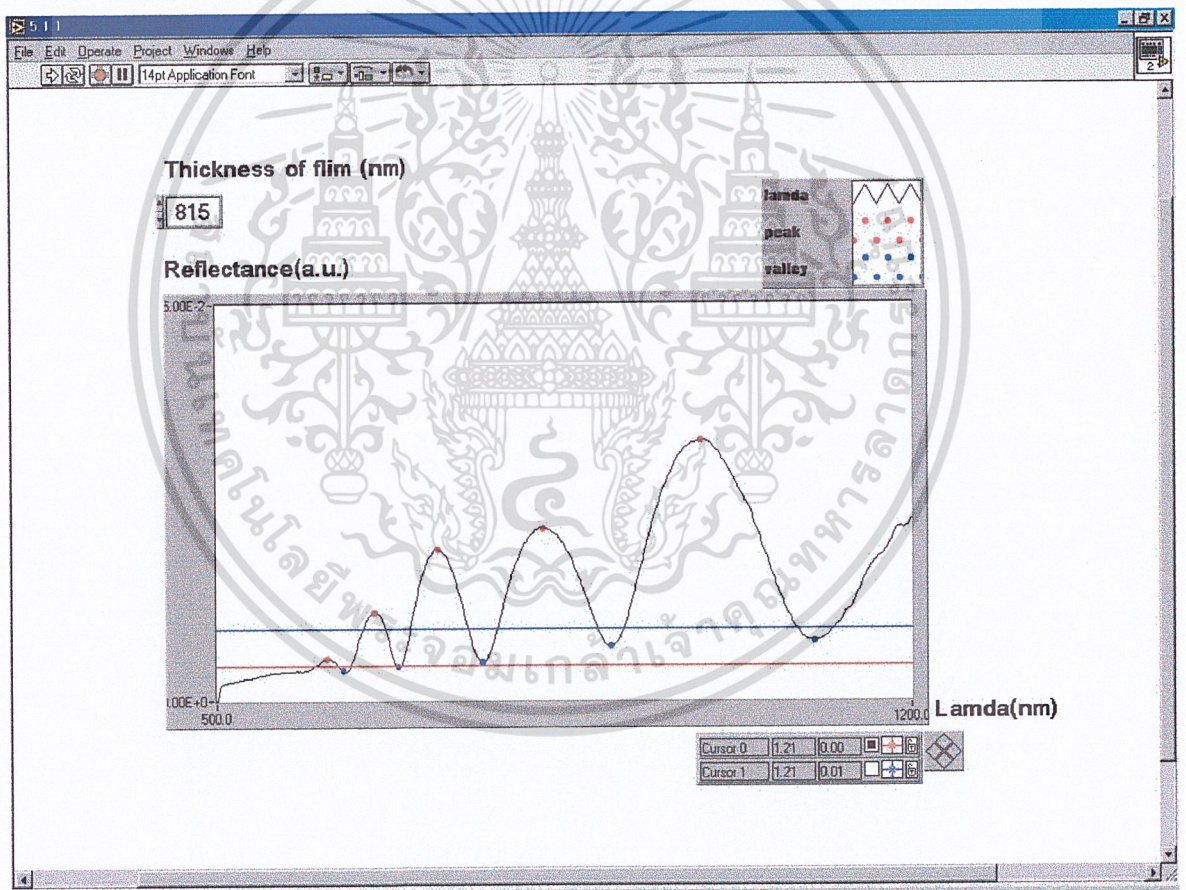


รูปที่ 4.3 กราฟค่าการสะท้อนของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซิลิเนียมที่มีความหนา 1220 nm

บทที่ 5 การวิเคราะห์ผลการทดลอง

5.1 ขั้นตอนการวิเคราะห์

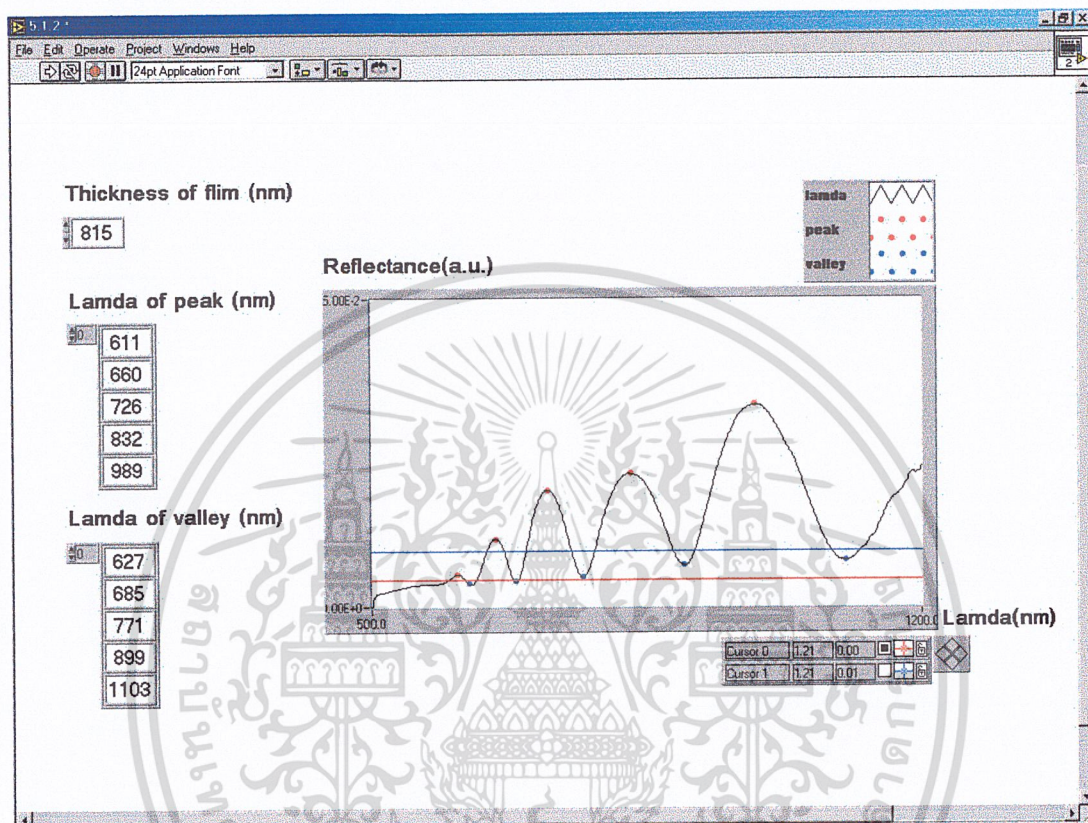
5.1.1 นำผลการทดลองที่ได้จากการทดลองรีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปีของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซิลิเนียมมาเขียนกราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่นดังรูป



รูปที่ 5.1 แสดงกราฟที่ได้ระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

5.1.2 หาค่าความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าการสะท้อนมีค่าสูงสุดและต่ำสุดจากกราฟที่เกิดรีฟรอยการแทรกสอด



รูปที่ 5.2 แสดงค่าความยาวคลื่นที่มีค่าการสะท้อนสูงสุดและต่ำสุด

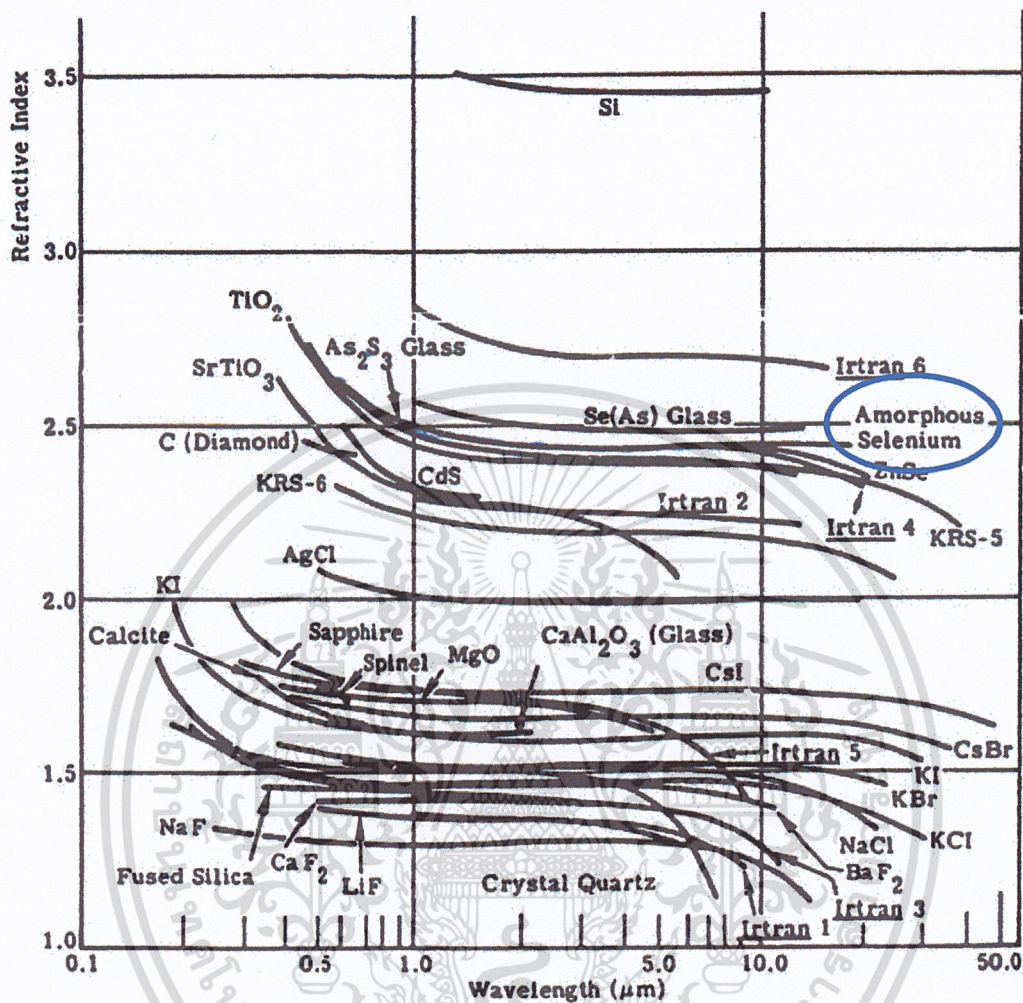
5.1.3 ที่จุดสูงสุด ค่า m จะมีค่าเป็นจำนวนเต็มซึ่งสามารถประมาณค่าของ m ได้จากสมการ

$$OPD = 2n_f t \cos \theta_t + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (5.1)$$

พิจารณาจากรูปที่ 5.2 ณ ตำแหน่งสูงสุดของจุดที่ 2 ค่าความยาวคลื่น 660 นาโนเมตรที่ความหนา 815 นาโนเมตรและมุมตกกระทบ 45 องศา ซึ่งเราสามารถหาค่ามุมหักเหได้จากกฎของ Snell's law

$$n_f \sin \theta_t = n_{air} \sin \theta_i \quad (5.2)$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 5.3 แสดงกราฟอ้างอิงของค่าดัชนีหักเหในสารต่างๆ

ค่าดัชนีหักเหของฟิล์ม (n_f) ประมาณค่าได้จากกราฟอ้างอิงที่ความยาวคลื่น 660 นาโนเมตร จะ
ได้ $n_f \approx 2.6$ นำ n_f ที่ได้ไปแทนในสมการที่ (5.2)

$$\cos \theta_t = 0.96$$

นำ n_f และ $\cos \theta_t$ ไปแทนในสมการที่ (5.1) จะได้

$$m \approx 7$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

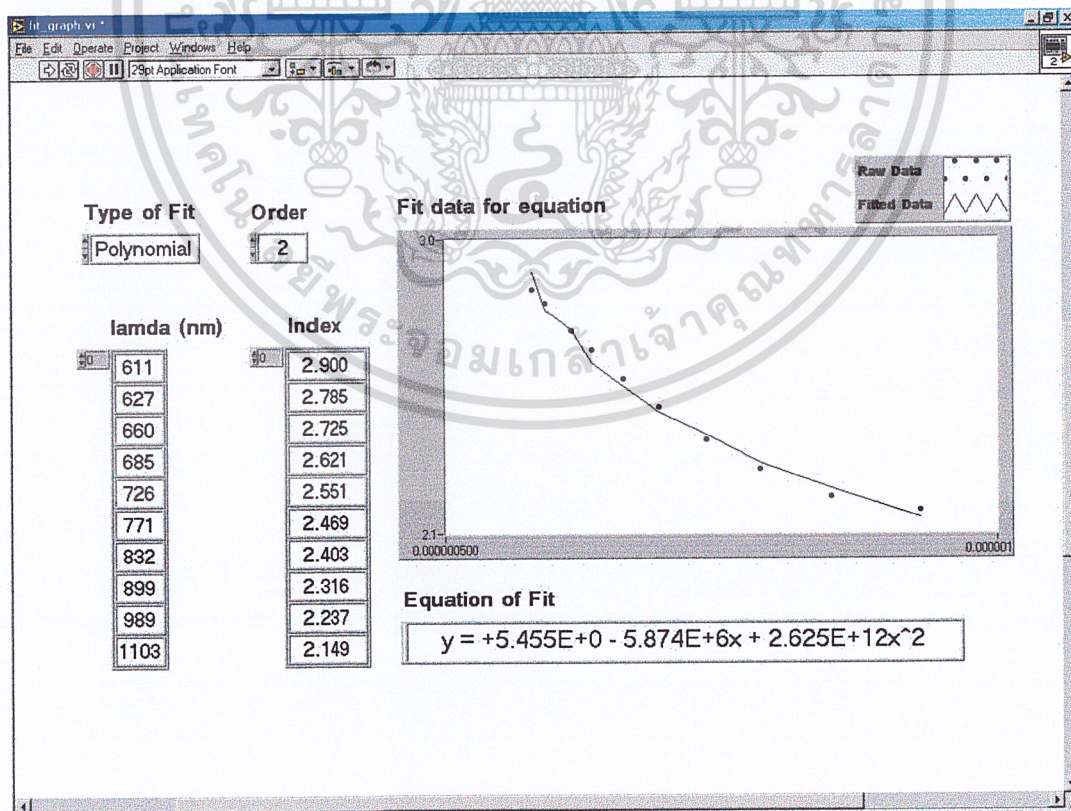
5.1.4 นำค่า m ที่ประมาณค่าได้ไปแทนในสมการที่ (5.3) เพื่อหาค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่นนั้น จากค่าความแตกต่างของระยะทางเชิงแสง (OPD)

$$OPD = 2n_f t \left[\sqrt{\frac{n_f^2 - \sin^2 \phi}{n_f^2}} \right] + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (5.3)$$

ซึ่งเทอม $\frac{\lambda}{2}$ เป็น OPD ที่เกิดจากการสะท้อนบริเวณรอยต่อที่แสงเดินทางจากตัวกลางที่มีดัชนีหักเหมากกว่าไปยังตัวกลางที่มีดัชนีหักเหน้อยกว่าดังรูปที่ 2.5

5.1.5 พิจารณาที่จุดถัดไป ทำการเปลี่ยนค่า m ไปที่ละ $\frac{1}{2}$ สำหรับการแทรกสอดแบบหักล้างและเปลี่ยนค่า m ไปที่ละ 1 สำหรับการแทรกสอดแบบเสริมสร้างแล้วนำไปแทนในสมการที่ (5.3) เพื่อหาค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่นต่างๆ

5.1.6 นำค่า n_f และค่าความยาวคลื่นที่สัมพันธ์กันมาทำการพลอตกราฟระหว่าง n_f และความยาวคลื่น โดยให้ n_f เป็นแกน y และความยาวคลื่นเป็นแกน x และทำการฟิตกราฟเพื่อหาค่า n_f ที่เป็นฟังก์ชันของความยาวคลื่น



รูปที่ 5.4 แสดงค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่นต่างๆ และสมการที่ได้จากการฟิตกราฟ เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

5.1.7 พิจารณาที่ความหนาของฟิล์มต่างกัน โดยนำค่าความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าการสะท้อนที่มีค่าสูงสุดและต่ำสุดไปแทนในสมการที่ได้จากการพิตรกราฟในรูปที่ 5.4 จะได้ค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่นต่างๆ

5.1.8 ทำการแทนค่าดัชนีหักเหที่ได้จากสมการของการพิตรกราฟลงในสมการที่ (5.3) เพื่อหาค่า m ที่ได้ แล้วนำมาเปรียบเทียบกับค่า m ที่ความหนาต่างกัน

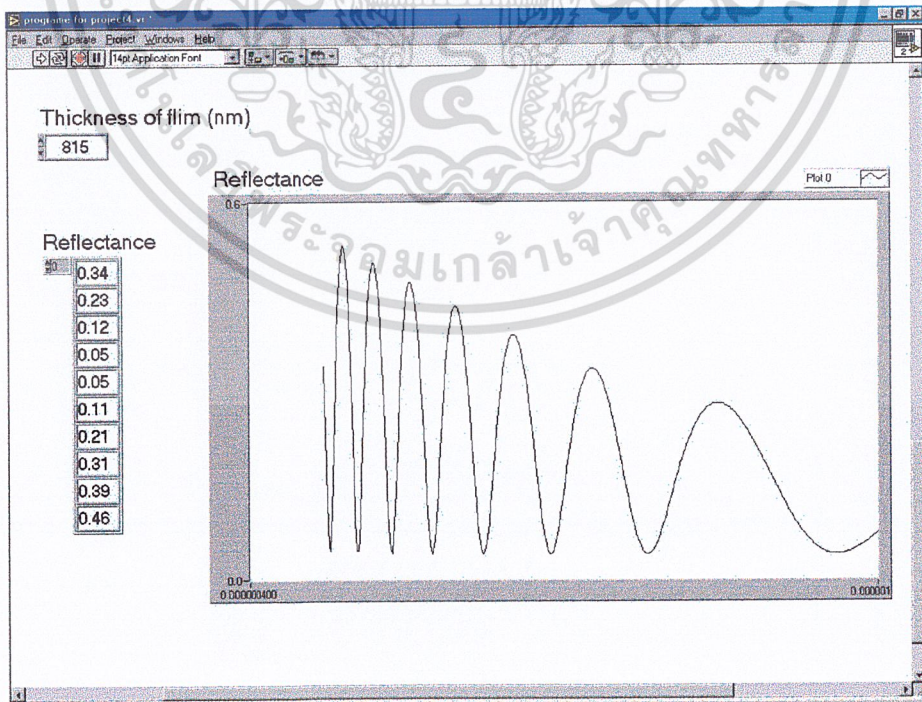
5.1.9 สรุptyำนำค่าต่างๆที่ได้ไปแทนในสมการหาค่าการสะท้อนของฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำ

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(\phi_1)}{1 + r_1^2r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(\phi_1)}$$

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}, \quad r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

$$\phi_1 = \frac{4\pi n_1 \cos \phi'}{\lambda}, \quad \phi' = \sin^{-1} \left[\frac{n_0 \sin \phi}{n_1} \right]$$

แล้วนำค่าการสะท้อนที่ได้และค่าความยาวคลื่นที่สัมพันธ์กันมาพลอตกราฟระหว่างค่าการสะท้อนและความยาวคลื่น โดยให้ค่าการสะท้อนเป็นแกน y และความยาวคลื่นเป็นแกน x



รูปที่ 5.5 แสดงกราฟระหว่างค่าการสะท้อนที่ได้จากการคำนวณกับความยาวคลื่น เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

5.2 ตัวอย่างของการวิเคราะห์

5.2.1 นำผลการทดลองที่ได้จากฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซีดีเนียมที่มีความหนา 815 นาโนเมตร มาพลอตกราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่น ดังรูปที่ 5.1

5.2.2 ค่าของความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าการสะท้อนมีค่าสูงสุดและต่ำสุด

ค่าความยาวคลื่นที่มีค่า R สูงสุด (nm)	ค่าความยาวคลื่นที่มีค่า R ต่ำสุด (nm)
612	628
660	686
727	772
832	899
989	1103

ตารางที่ 5.1 แสดงค่าความยาวคลื่นของฟิล์มบางที่มีความหนา 815 นาโนเมตร

5.2.3 จากหัวข้อที่ (5.1.3) จะได้ค่า $m \approx 7$ ที่ ความยาวคลื่น 660 นาโนเมตร

5.2.4 หากค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่นต่างๆ ได้จากสมการที่ (5.3)

m	ความยาวคลื่น (nm)	ค่าดัชนีหักเห
8	612	2.900
7.5	628	2.785
7	660	2.725
6.5	686	2.621
6	727	2.551
5.5	772	2.469
5	832	2.403
4.5	899	2.313
4	989	2.237
3.5	1103	2.149

ตารางที่ 5.2 แสดงค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางที่ได้จากการคำนวณที่ความหนา 815 นาโนเมตร

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

5.2.5 ทำการฟิตกราฟเพื่อหาค่า n_f ที่เป็นฟังก์ชันของความยาวคลื่น ดังรูปที่ 5.4 จะได้สมการของการฟิตกราฟ (Equation of Fit)

$$n_f = 5.455 - 5.874 \times 10^6 \lambda + 2.625 \times 10^{12} \lambda^2 \quad (5.4)$$

5.2.6 พิจารณาที่ความหนา 930 นาโนเมตร ค่าความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าการสะท้อนมีค่าสูงสุดและต่ำสุด จะได้ดังตาราง

ค่าความยาวคลื่นที่มีค่า R สูงสุด (nm)	ค่าความยาวคลื่นที่มีค่า R ต่ำสุด (nm)
616	633
666	694
735	784
847	918
1007	1127

ตารางที่ 5.3 แสดงค่าความยาวคลื่นของฟิล์มบางที่ความหนา 930 นาโนเมตร

5.2.7 นำค่าความยาวคลื่นที่ทำให้ค่าการสะท้อนมีค่าสูงสุดและต่ำสุดนี้ไปแทนในสมการที่ (5.4) จะได้ค่าดัชนีหักเหที่ค่าความยาวคลื่นต่างๆ

ความยาวคลื่น (nm)	ค่าดัชนีหักเห
616	2.835
633	2.788
666	2.707
694	2.641
735	2.557
784	2.464
847	2.363
918	2.275
1007	2.201
1127	2.168

ตารางที่ 5.4 แสดงค่าดัชนีหักเหของฟิล์มบางที่ได้จากการคำนวณที่ความหนา 930 นาโนเมตร

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

5.2.8 ทำการแทนค่าดัชนีหักเหที่ได้จากตารางที่ 5.4 ลงในสมการที่ (5.3) จะได้ค่า m ดังตาราง

ความยาวคลื่น (nm)	ค่าดัชนีหักเห	m
616	2.835	8.8
633	2.788	8.4
666	2.707	7.7
694	2.641	7.3
735	2.557	6.7
784	2.464	6.1

ตารางที่ 5.5 แสดงค่า m ที่ได้จากการคำนวณของฟิล์มบางที่ความหนา 930 นาโนเมตร

จากตารางที่ 5.5 จะเห็นว่าที่ความหนาของฟิล์มบางต่างกันจะทำให้ค่า OPD เปลี่ยนไป จึงทำให้ m มีค่าเปลี่ยนไปด้วย สังเกตว่ารั้วของการแทรกสอดแบบเสริมสร้างกันจุดที่สองที่ความหนา 815 นาโนเมตร ค่า $m \approx 7$ แต่ที่ความหนาของฟิล์มเท่ากับ 930 นาโนเมตร ลำดับของการแทรกสอดแบบเสริมสร้างกันจุดที่สองจะเปลี่ยนไปเป็น $m \approx 8$

5.2.9 ทำการเปรียบเทียบค่าดัชนีหักเหที่ได้จากสมการของการพิกกราฟที่ความหนา 815 นาโนเมตร และ 930 นาโนเมตร โดยแทนค่าที่ความยาวคลื่นเดียวกัน

ความยาวคลื่น (nm)	ค่าดัชนีหักเหที่ได้จากสมการของการพิกกราฟที่ความหนา 815 nm	ค่าดัชนีหักเหที่ได้จากสมการของการพิกกราฟที่ความหนา 930 nm
600	2.876	2.880
700	2.629	2.732
800	2.436	2.623
900	2.295	2.553
1000	2.206	2.522

ตารางที่ 5.6 แสดงค่าดัชนีหักเหที่ได้จากสมการของการพิกกราฟ

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

5.3 บทสรุป

จากการทดลองวัดค่าการสะท้อนด้วยเทคนิครีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปีจะได้กราฟระหว่างค่าการสะท้อนกับความยาวคลื่นจะเห็นว่ามีความถี่ที่ไม่คงที่ซึ่งอาจจะมีสาเหตุมาจากค่าดัชนีหักเหที่เปลี่ยนแปลงตามความยาวคลื่นโดยค่าดัชนีหักเหจะมีค่าลดลงเมื่อความยาวคลื่นเพิ่มขึ้นและเมื่อพลังงานโฟตอนมีค่าน้อยกว่า energy gap จะทำให้แสงเกิดการสะท้อนและทะลุผ่านไปได้จึงทำให้เห็นการแทรกสอดที่เกิดขึ้น ในโครงการพิเศษนี้เราได้ทำการวิเคราะห์หาสมการของค่าดัชนีหักเหที่ขึ้นอยู่กับความยาวคลื่นของฟิล์มบางอะมอร์ฟัสซิลิเนียม ที่ความหนา 815 นาโนเมตร จะได้ดังสมการ

$$n_f = 5.455 - 5.874 \times 10^6 \lambda + 2.625 \times 10^{12} \lambda^2$$

และที่ความหนาของฟิล์มบางเท่ากับ 930 นาโนเมตร จะได้

$$n_f = 4.597 - 4.039 \times 10^6 \lambda + 1.964 \times 10^{12} \lambda^2$$

จะเห็นว่าที่ความหนาของฟิล์มบางต่างกันจะทำให้สมการที่ได้จากการพีทกราฟมีค่าต่างกัน เนื่องจาก OPD ที่ต่างกันและสันนิษฐานได้จากโครงสร้างที่เปลี่ยนไปของอะมอร์ฟัสซิลิเนียม ซึ่งฟิล์มบางเกิดการรวมตัวกับออกซิเจนในอากาศ

จากการทดลองวัดค่าดัชนีหักเหโดยเทคนิค Ellipsometry จะพบว่าค่าดัชนีหักเหที่ได้มีค่าประมาณ 2.5 – 4 ซึ่งเมื่อทำการวิเคราะห์จากกราฟที่ได้จากเทคนิครีเฟลกแตนซ์สเปคโตรสโคปีก็จะพบว่ามีความใกล้เคียงกันซึ่งวิธีนี้เป็นวิธีที่ง่ายและไม่ยุ่งยาก เนื่องจากใช้ทฤษฎีทางแสงเข้าช่วยซึ่งอาจจะเป็นแนวทางในการพัฒนาต่อไป

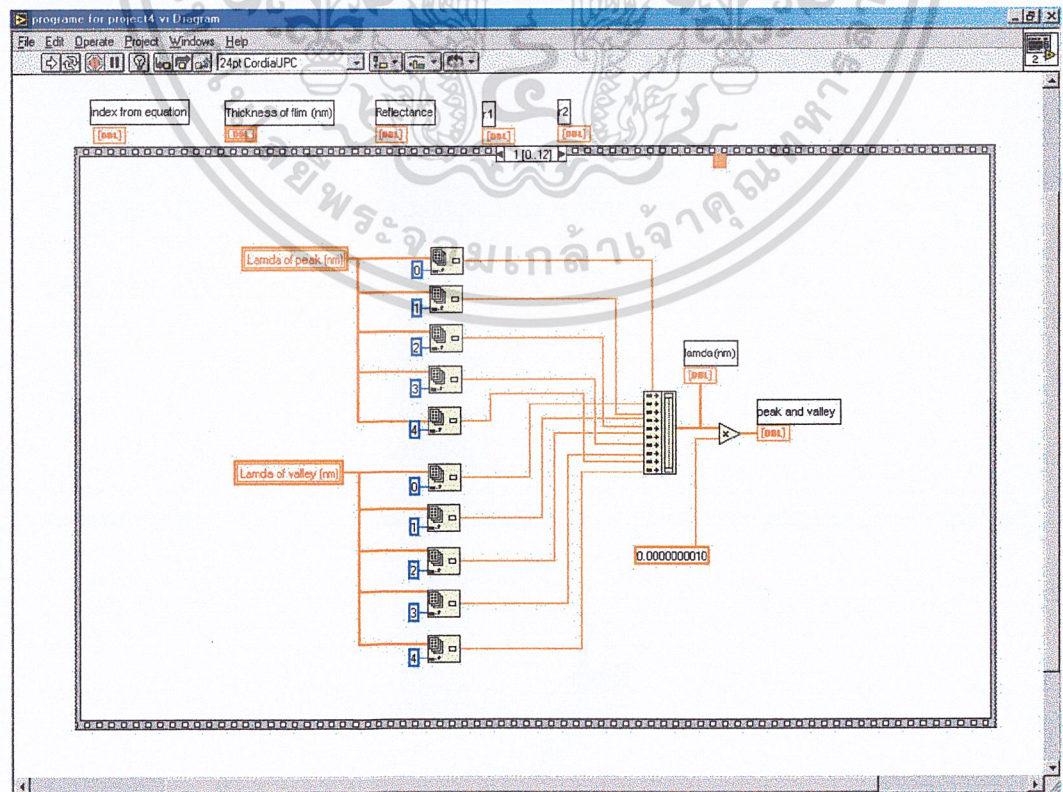
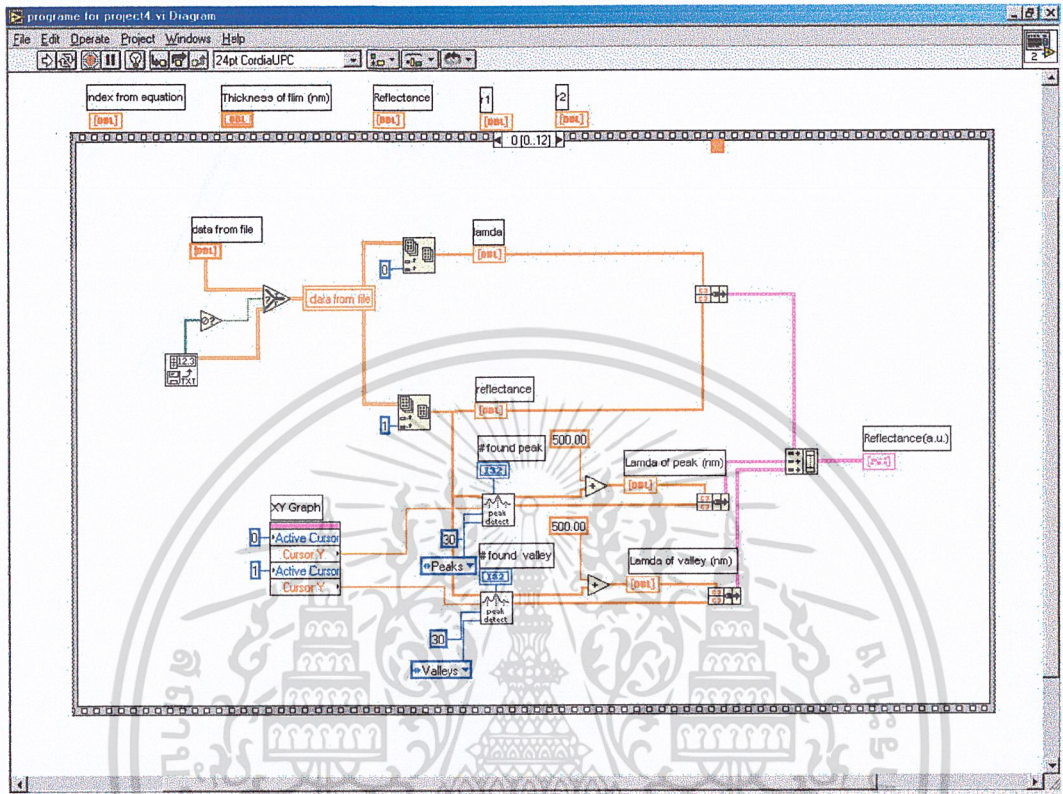
5.4 แนวทางในการพัฒนา

- 5.4.1 ต้องหาวิธีวัดค่าความหนาที่แน่นอนเพื่อที่จะลดความผิดพลาดที่เกิดจากการคำนวณให้น้อยลง
- 5.4.2 ในการประมาณค่า m ควรหาค่าดัชนีหักเหที่แน่นอนเพื่อลดความผิดพลาดในการคำนวณหาค่า m
- 5.4.3 หาค่าความผิดพลาดที่เกิดจากการคำนวณโดยนำมาเปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองของฟิล์มบาง SiO₂ ซึ่งจะทำให้ทราบว่ามีความผิดพลาดเท่าไร

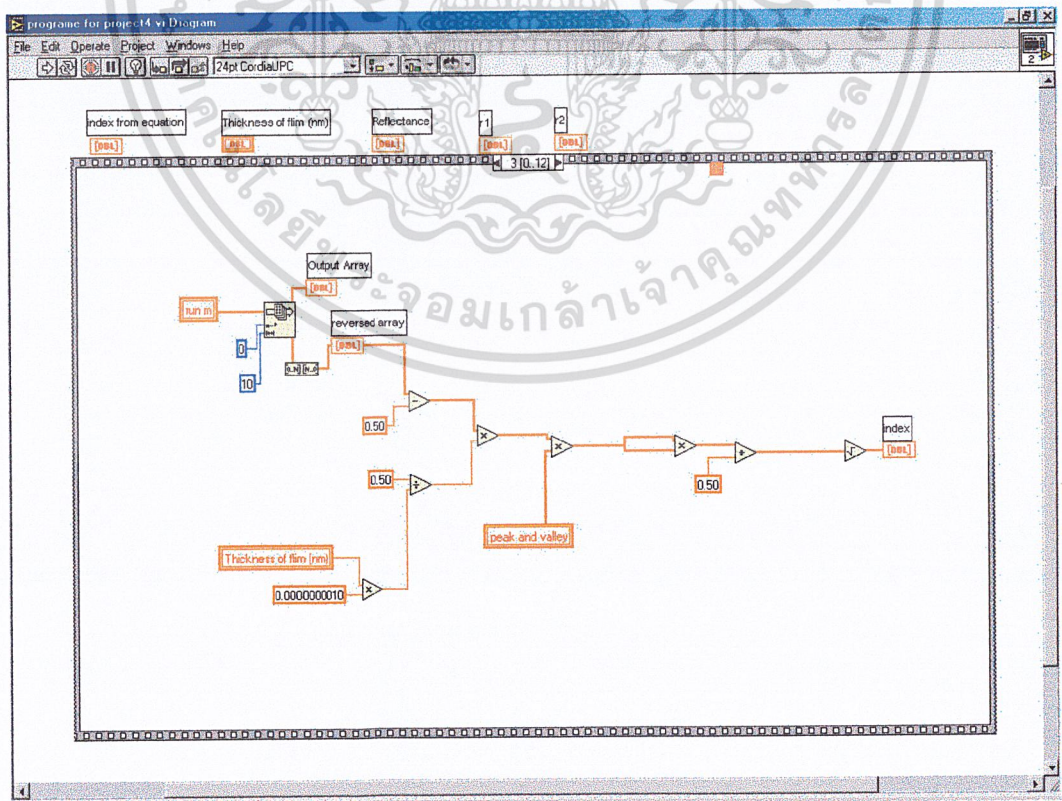
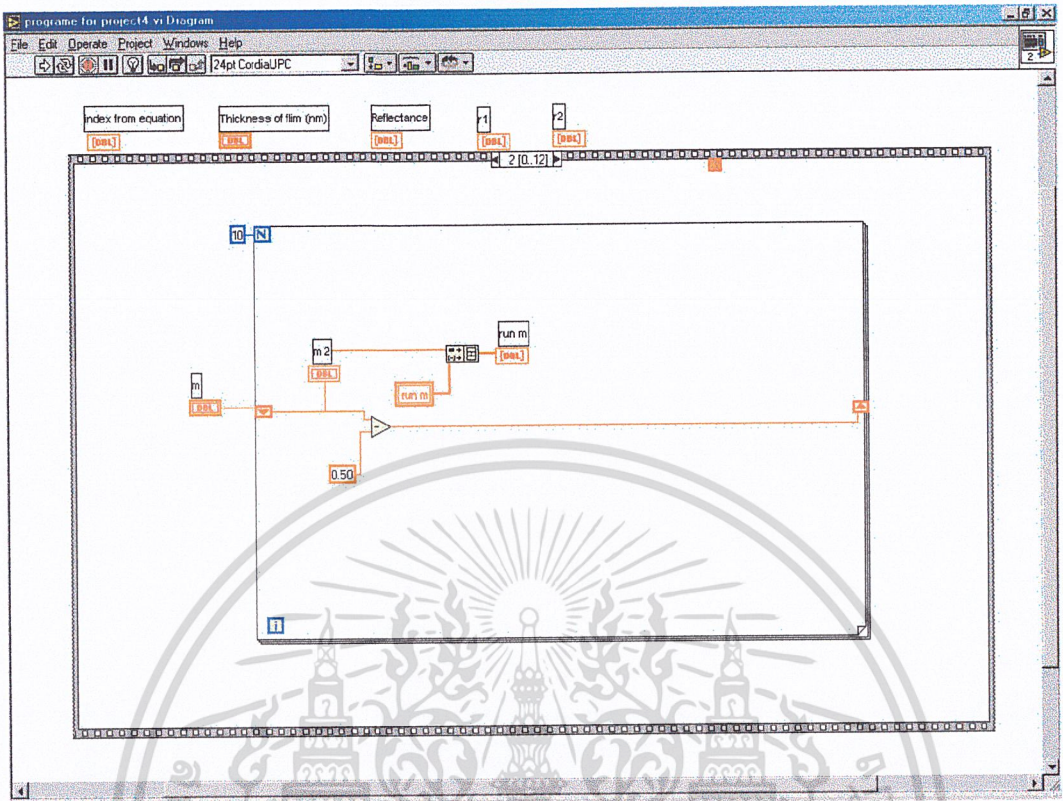


เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

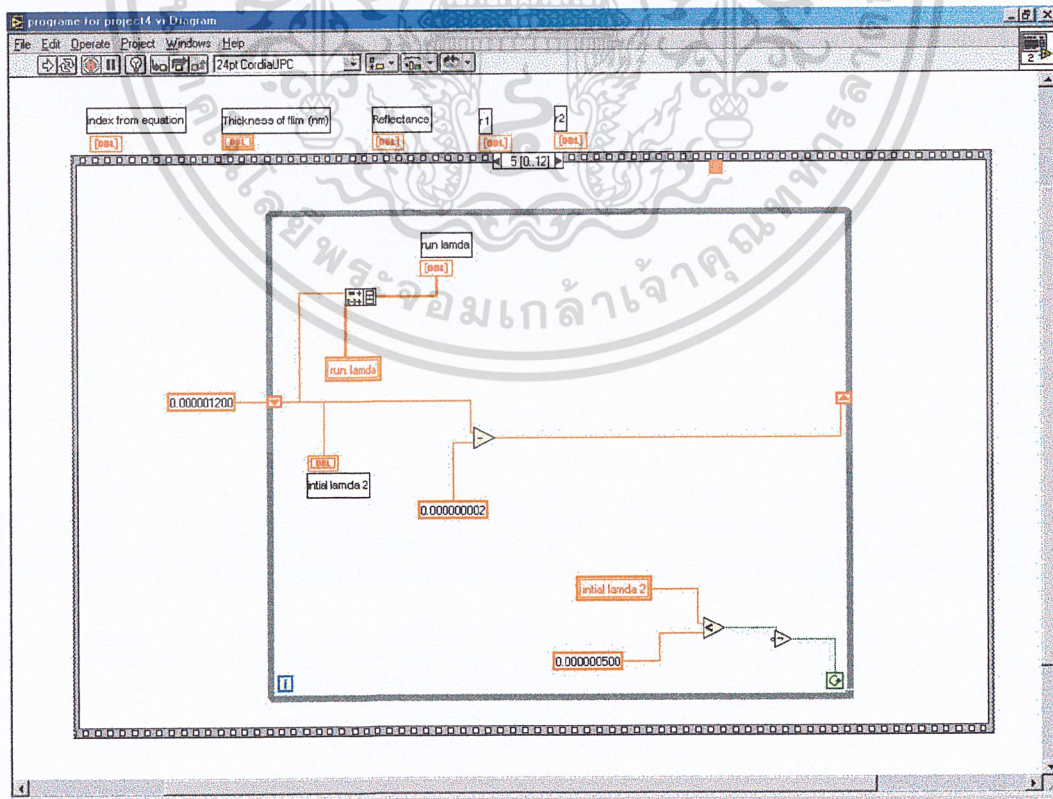
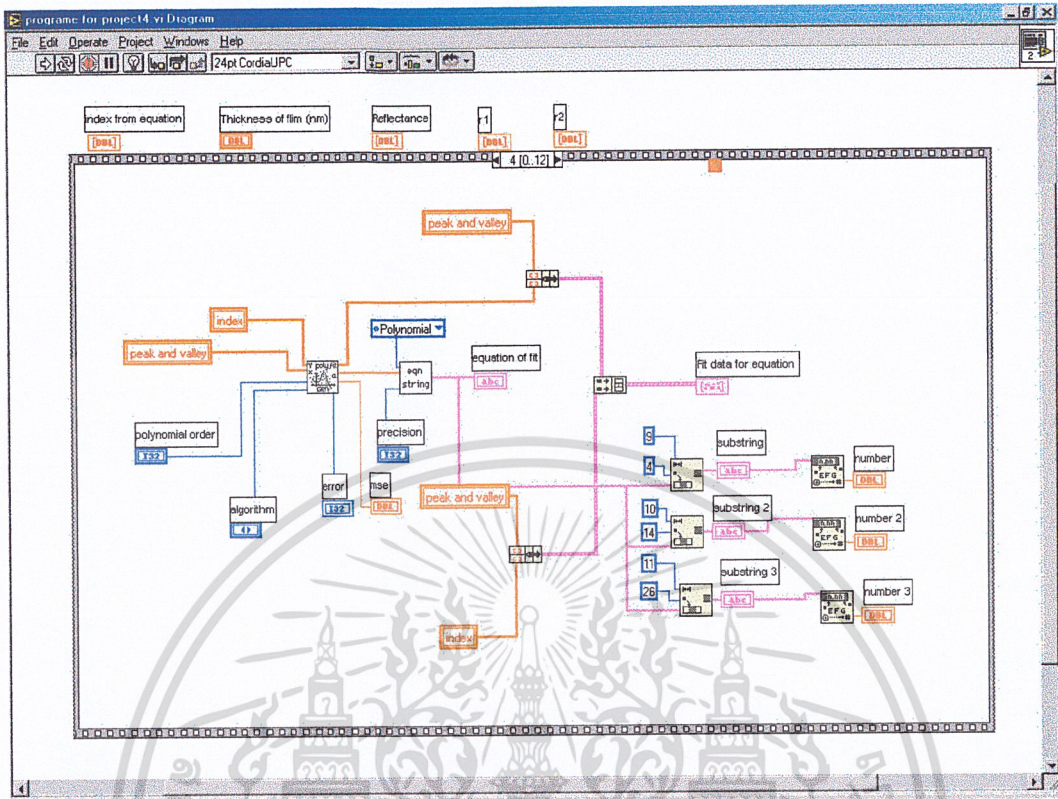
โปรแกรม LabVIEW ที่ใช้ในการหาค่าดัชนีหักเห



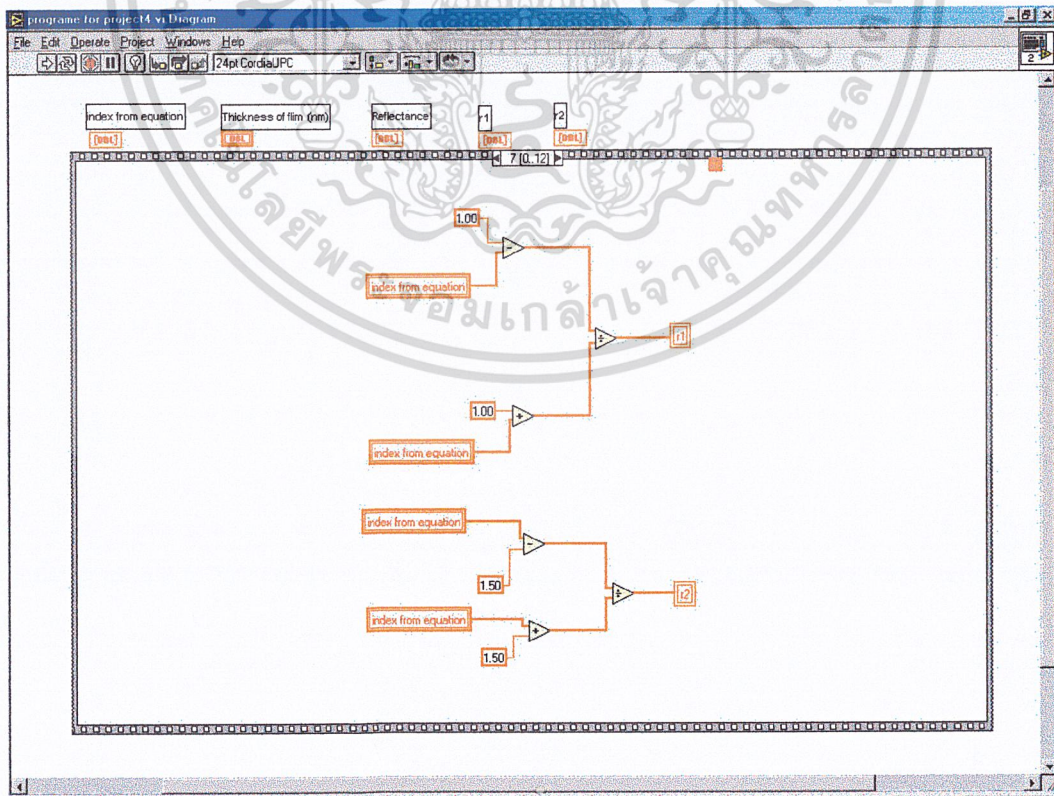
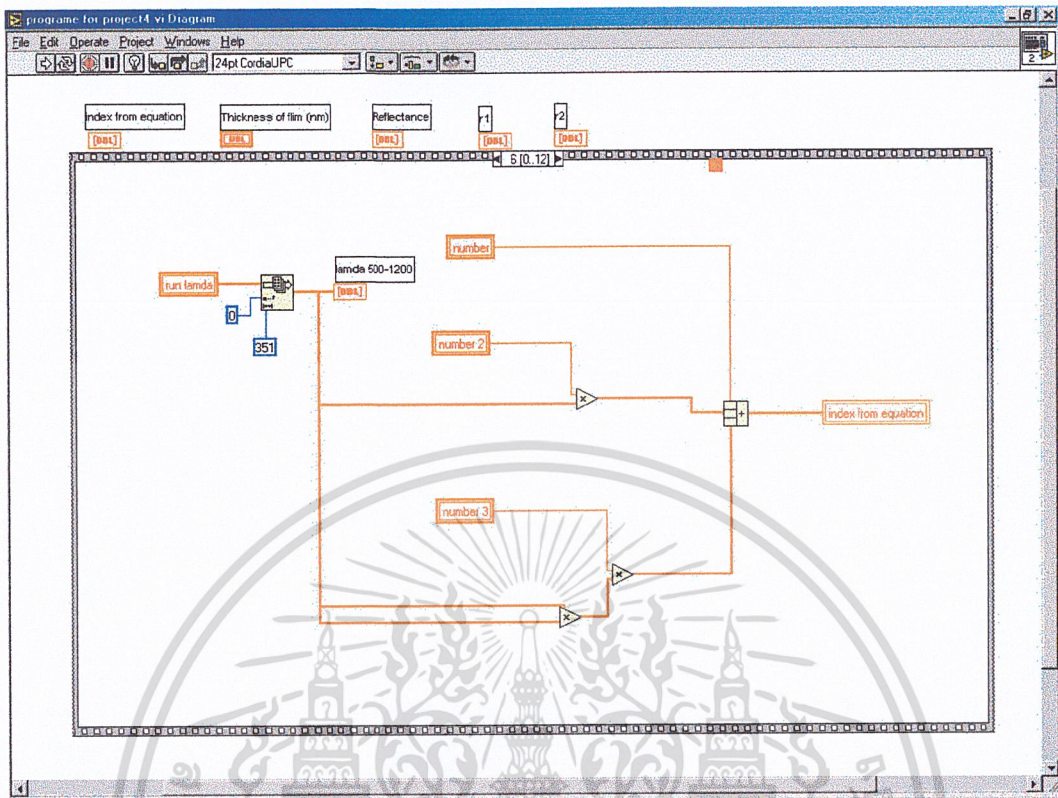
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่นิยมนำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



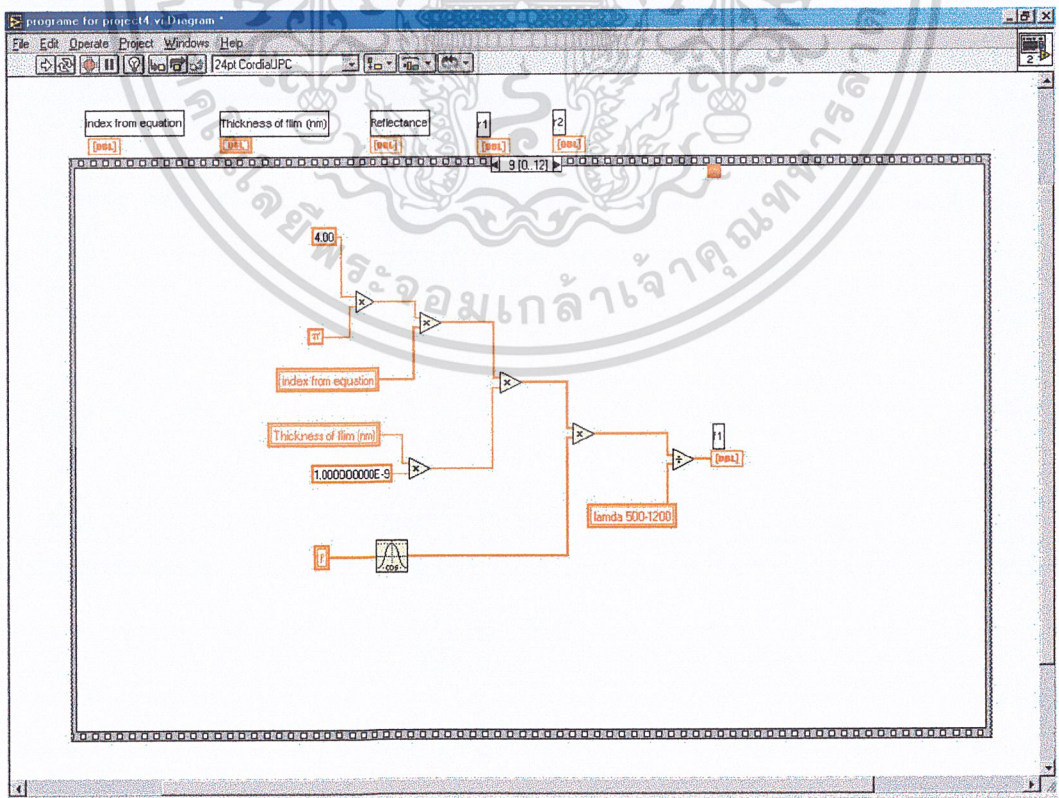
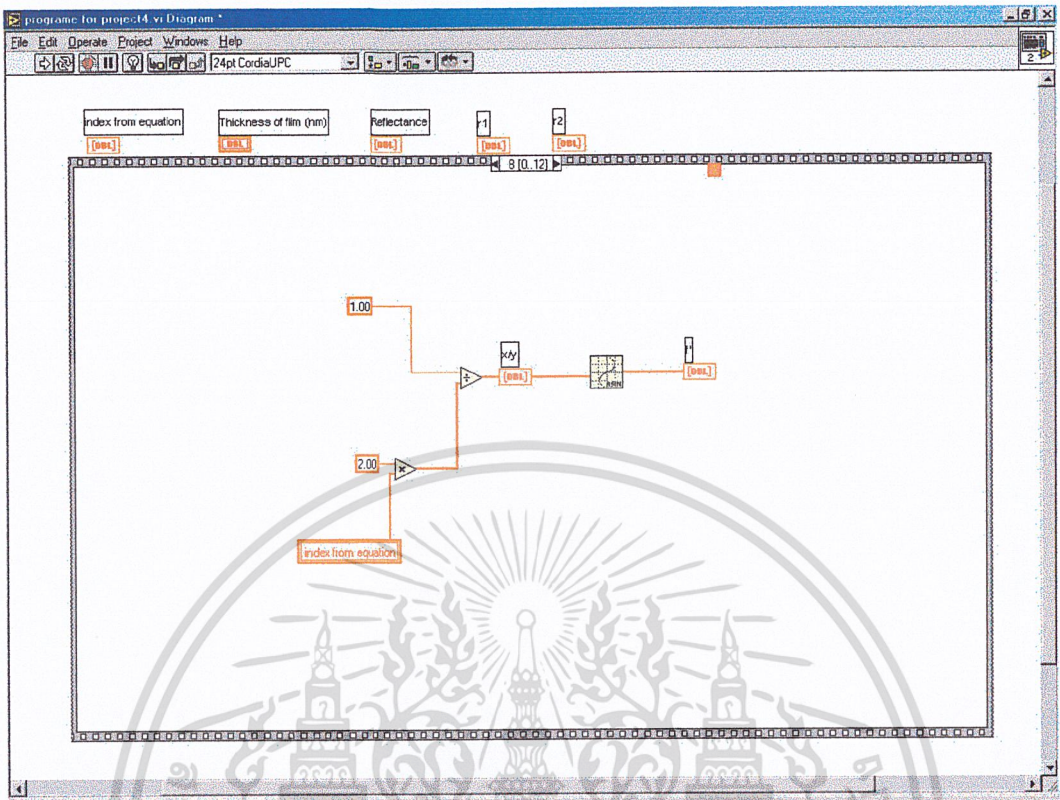
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



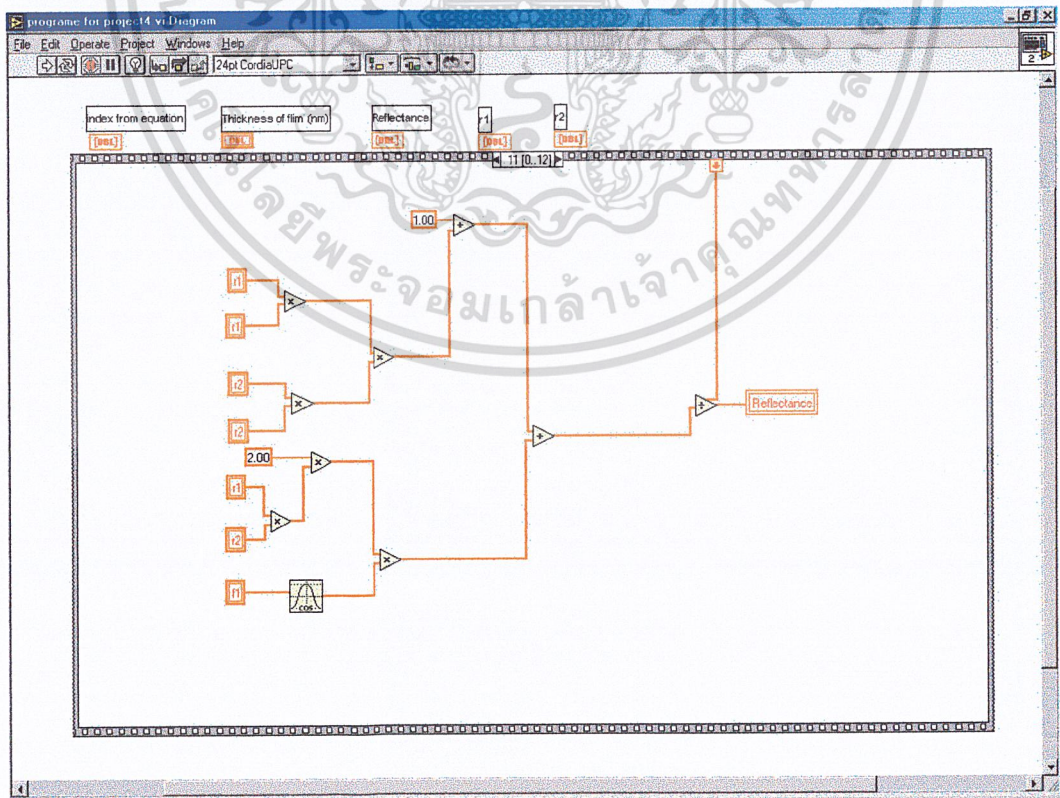
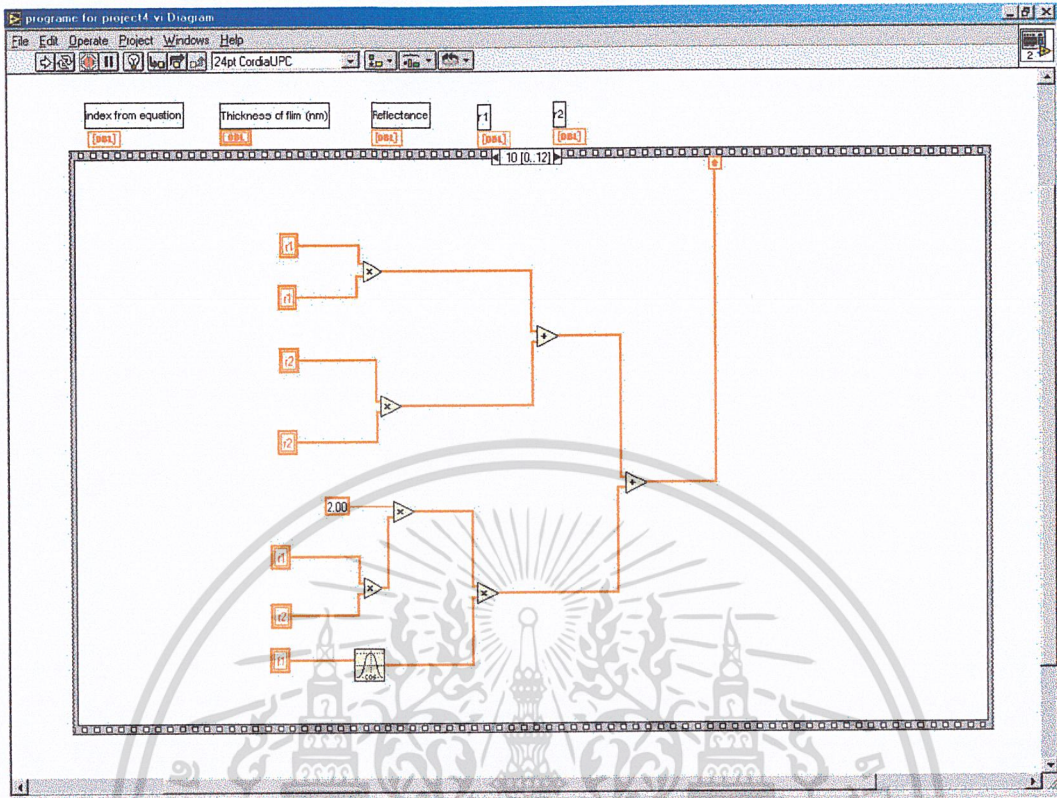
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



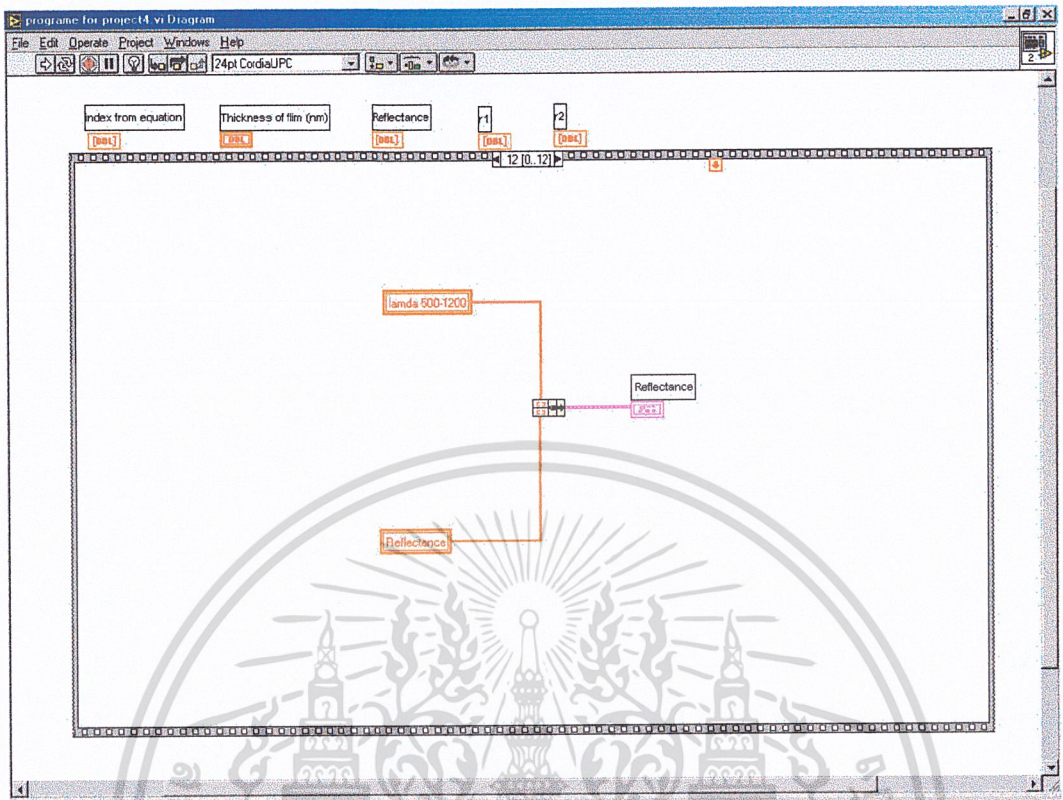
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

Acknowledgements

The Authors would like to mention the help received from Mr. Oscar Gomez-Daza in film preparation, Mr. A. Sanchez and Mr. J. Campos in opto-electronic studies. This work was carried out with partial financial support from DGAPA-UNAM through the project IN108198.

References

- [1] A. Rockett et al., *Thin Solid Films* 237 (1994) 1.
- [2] M.A. Contreras, J. Tuttle, A. Gabor, A. Tennant, K. Ramanathan, S. Asher, A. Franz, J. Keane, L. Wang, J. Scofield, R. Noufi, *Proceedings of the First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii, USA, 1994*, p. 68.
- [3] C.X. Qui, Y. Shih, *J. Phys.* 67 (1989) 444.
- [4] J. Herrero, C. Guillen, *J. Phys.* 69 (1991) 429.
- [5] R. Jeyakumar, Ramamurthy, *Mater. Res. Bull.* 29 (1994) 195.
- [6] L. Thouin, J.F. Guillemoles, S. Massaccesi, R. Ortega, P. Cowache, S. Rouquette, D. Lincot, J. Vedel, *Proceedings of the 11th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference, Montreux, Switzerland, 1992*, p. 866.
- [7] D. Lincot, J.F. Guillemoles, P. Cowache, S. Massaccesi, L. Thouin, K. Fezzaa, F. Boisivon, J. Vedel, *Proceedings of the First World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Hawaii, USA, 1994*, p. 136.
- [8] R.N. Bhattacharya, *J. Electrochem. Soc.* 130 (1983) 2040.
- [9] V.K. Kapur, B.M. Basol, E.S. Tseng, *Solar Cells* 21 (1987) 65.
- [10] L. Thouin, J. Vedel, *J. Electrochem. Soc.* 142 (1995) 2996.
- [11] C. Guillen, J. Herrero, *J. Electrochem. Soc.* 142 (1995) 1834.
- [12] P.J. Sebastian, M.E. Calixto, R.N. Bhattacharya, Rommel Noufi, *J. Electrochem. Soc.* 145 (1998) 3613.



ELSEVIER

Solar Energy Materials & Solar Cells 59 (1999) 85–98

Solar Energy Materials
& Solar Cells

www.elsevier.com/locate/solmat

Optical properties of electrodeposited CdTe thin films

Xavier Mathew*, P.J. Sebastian

Solar-Hydrogen-Fuel Cell Group, Centro de Investigacion en Energia-UNAM 62580, Temixco, Morelos, Mexico

Abstract

The absorption coefficient spectra of the electrodeposited CdTe thin films were analyzed and compared with that of the single crystal. Pinhole-free thin films facilitated the analysis of the high-energy regions of the absorption coefficient spectra. The various allowed direct and indirect transitions were detected successively by subtracting the extrapolated values of the lower-energy transitions. The effect of heat treatment on the optical transitions were analyzed with films annealed at 300°C in air, argon and CdCl₂. The direct band gap of the electrodeposited films decreased with increasing film thickness and approaches the value of the single crystal. The films annealed at different environments show slightly lower value for the band gap. Annealing in argon caused significant change in the optical transition spectra. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: CdTe; Thin films; Optical properties

1. Introduction

Optical absorption coefficient measurements are essential for the understanding of the band structure of any semi-conducting material. Many researchers [1–5] have studied the absorption coefficient of single crystal CdTe. There are many reports on the absorption coefficient of thin film CdTe [6–8], but most of these films were on transparent conducting glass and that may obstruct the accurate assessment of the data due to the multiple reflections at the interfaces and absorption at the layers. There are reports on comparative studies of n-type and p-type (converted from n-type) CdTe and is reported that the n- to p-type conversion has some effect on the

absorption coefficient, being higher for p-type near the band edge [2,9]. Different groups [10–12] have also studied the dependence of optical constants on the conditions of film preparations as well as on doping. The experimental results reveal that the optical constants are very sensitive to the structure, texture and the impurity contents in the film.

Electrodeposition is an attractive method for the preparation of large area CdTe thin films. It is a simple technique with high material utilization and is more environment friendly than any other technique. The polycrystalline heterojunctions of CdTe/CdS has a reported efficiency of 15.8% [13]. The as-deposited films are n-type with a strong preferential orientation of [1 1 1] planes parallel to the substrate.

In our laboratory we have undertaken a very detailed study of the electrodeposition of CdTe. The effect of various deposition conditions on film properties, in situ doping of the films, the effect of both physical and chemical post deposition treatments on the opto-electronic properties, the influence of deposition conditions on deep and shallow levels in the band gap of CdTe and their modifications with post deposition treatments, etc. are studied in detail. In this paper, we are reporting some of our preliminary results on the effect of post deposition treatments on the optical transitions in CdTe. Results of a more detailed analysis will be published in subsequent papers. Fourteen samples from three different films prepared under identical conditions were used for this investigation. For a comparison the optical constants data corresponding to single crystal [14] were used.

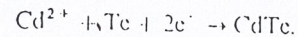
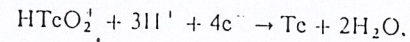
2. Experimental procedure

2.1. Film preparation

CdTe film was electrodeposited from an aqueous solution containing CdSO₄ (1M) and HTeO₂⁺ (100–150 μM). The telluride ion was supplied in the form of TeO₂. Before adding TeO₂ the solution was electropurified at room temperature for 48 h. The reference electrode was a commercial saturated Ag/AgCl and the counter electrode was a pure platinum wire. A 0.05-mm thick stainless-steel foil was used as the working electrode. The working electrode potential for purification was set slightly more positive than the deposition potential of cadmium. The deposition potential of cadmium was determined by plotting the cell current against the reference electrode potential, the potential corresponding to a sharp increase in the cell current was taken as the deposition potential of cadmium. After purification at room temperature the pH was adjusted to 2 by using very pure H₂SO₄ and the solution was heated to 85°C.

After stabilizing the temperature at 85°C the deposition potential of cadmium was again determined and the solution was further purified overnight at 85°C. The purification potential was determined as explained above. During purification and electrodeposition the solution was stirred at a constant rate with a magnetic stirrer. The films with thicknesses in the range 0.17–1.5 μm were deposited at 85°C at a working electrode potential of -580 mV with respect to the reference electrode.

The overall deposition process can be represented in two steps [15,16].



The electrodeposition of CdTe is a six electron transfer process. In each deposition the number of transferred electrons was calculated from the total charge and the mass of the deposit. In the case of all good films the transferred electrons for the deposition of one molecule of CdTe was found to be close to six. The thickness of the films was estimated from the mass of the deposit and using a density of 5.9 g cm⁻³. For sufficiently thick films the thickness was estimated from the interference fringes in the reflected spectra. The surface profiling technique is not suitable for films on metallic substrates owing to the roughness of the surface.

2.2. Post deposition treatments

Three films with thickness 0.17, 0.7 and 0.74 μm deposited at identical conditions were chosen for the heat treatments. The films were washed with de-ionised water and dried with a gentle hot air blower. The films were cut into four pieces and the first set of three pieces was loaded into a temperature controlled quartz tube furnace. The films were annealed at 300°C in air for 30 min, after this the furnace was switched off and the specimens were allowed to cool. The second and third batches of films were annealed, respectively, in argon and CdCl₂. In all the cases the annealing was for 30 min and at 300°C. Prior to start annealing, the quartz tube was evacuated to a vacuum better than 0.001 mbar and flushed with argon (5 N pure). For the second and third batches the maintained argon flow was about 100 cc/min at a pressure of 0.1 mbar.

For annealing in CdCl₂ the cadmium chloride was taken in the powder form in a ceramic boat and kept at the center of the furnace where the temperature was maximum. The samples were kept at approximately 10 cm away from the center point of the furnace so that at the sublimation temperature of CdCl₂, the temperature of the samples was 300°C. The different temperature locations of the quartz tube at the ampient gas flow was mapped experimently. The amount of CdCl₂ taken in the boat was only less than a third of the total mass of the CdTe from the three samples. After annealing, the samples were allowed to cool in vacuum. The annealed samples were used as such without any further modifications. The fourth batch of samples were kept as-deposited and used for experiments.

2.3. Measurement of optical constants and photoresponse

The refractive index and the absorption coefficient of the films were studied by using a Shimadzu UV-3101PC double beam monochromator. Samples with thickness 0.17 and 0.7 μm from the above four batches were used for the calculation of optical constants. The 0.7 μm samples were used for the 600–700 nm wavelength range. Since

thinner films are needed to get a substantial intensity for the transmitted spectrum, so the 0.17 μm samples are used in the 300–900 nm region.

For transmittance measurements the films from the metallic substrates were successfully transferred to transparent glass slides. This was achieved by applying a small amount of transparent glue between the film and the glass plate. The bond formed between the film and the adhesive was much stronger than that between the film and the metallic substrate, so the metal foil was easily peeled off leaving the film intact on the glass slide. This technique has been applied previously and reliable results are reported [5]. The transmittance measurement of a thin layer of the adhesive showed that the refractive index of the adhesive was well matching with that of the glass in the entire region of interest.

Considering the multiple reflections at the interfaces, the transmittance of an absorbing film on a non absorbing substrate is given by [5,17]

$$T = \frac{M e^{-\alpha d}}{P - Q e^{-2\alpha d}} \quad (1)$$

where α is the absorption coefficient and d is the thickness of the film.

$$M = (1 - R_1)(1 - R_2)(1 - R_3), \quad P = (1 - R_2 R_3),$$

$$Q = R_1 R_2 + R_1 R_3 - 2R_1 R_2 R_3,$$

Where R_1 , R_2 and R_3 are the reflection coefficients of the air–film, film–glass and glass–air interfaces, respectively. Since a glass slide was kept in the reference beam compartment, $M = (1 - R_1)(1 - R_2)$ was used. The reflection coefficients in the general form are

$$R_1 = \frac{(n_f - 1)^2 + k^2}{(n_f + 1)^2 + k^2}, \quad R_2 = \frac{(n_f - n_g)^2 + k^2}{(n_f + n_g)^2 + k^2}, \quad R_3 = \frac{(n_g - 1)^2}{(n_g + 1)^2},$$

where n_f and n_g are the refractive indices of film and glass, respectively, and k ($k = \alpha\lambda/4\pi$) is the extinction coefficient of the film.

The spectral response of the photocurrent was measured in the 350–1000 nm range using a Spex monochromator (1681 Minimate-2) with a 100W tungsten halogen lamp. The signal was fed into an X-Y recorder through an SR530 lock-in amplifier and later digitized with an electronic digitizer. The devices were schottky barriers with transparent gold as the top electrode.

3. Results and discussion

3.1. Optical constants

The refractive index (n) of the film was calculated from the positions of the maxima and minima in the transmitted spectrum using the relation

$$\text{Adm}(Q_m) = n\lambda_m(m - 1/2) \quad (2)$$

where λ_m is the wavelength corresponding to the peak or valley of order m . The results are shown in Fig. 1, with results of the single crystal for comparison. The single crystal data was obtained from Ref. [14], the values of n above 830 nm were obtained from the modified Sellmeier form with the λ^2 and λ^4 correction term as [14]:

$$n^2(\lambda) = a_0 + a_1/(1 - (a_2/\lambda)^2) + c\lambda^2 + d\lambda^4, \quad (3)$$

where the wavelength λ is in μm and the values of the parameters a_0 , a_1 , a_2 , c and d are 5.304, 1.899, 0.5713, -4.188×10^{-4} and -2.391×10^{-7} , respectively. The absorption coefficients of the films were determined using Eq. (1). The wavelength dependent parameters, M , P and Q were calculated using the refractive index and extinction coefficient of single crystal [14,18].

The perfect match of our film's refractive index with that of the single crystal CdTe reveals the quality of the films transferred to the glass slide as well as the reliability of the technique. The argon-annealed sample shows slightly higher values for the refractive index in all the ranges. The virgin film (as-deposited) has slightly less n value than that of the crystal, this is in good agreement with the reports in the literature [5,12].

In the energy range $E > 1.4$ eV, a very thin film (0.17 μm) was used to get the fine structures. The interference fringes due to the multiple reflections will dominate the region below the band edge, so a thicker film can give clear and closely spaced maxima and minima compared to a thin film. The effect of annealing at different atmospheres

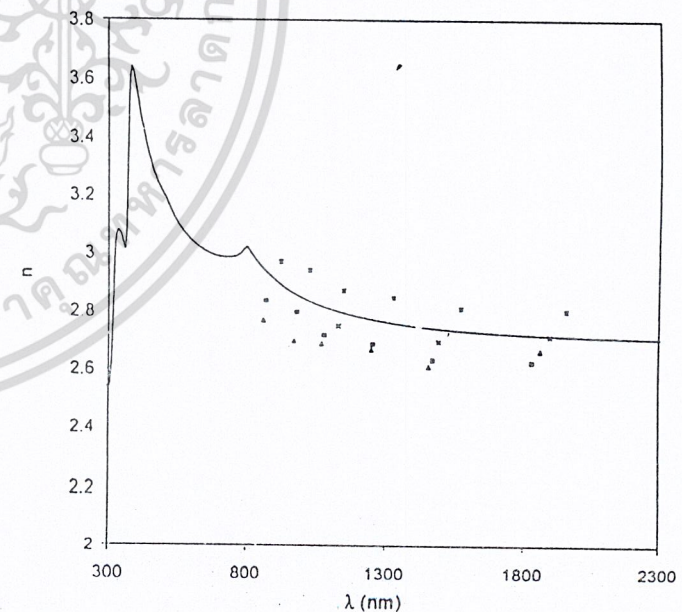


Fig. 1. The refractive index (n) for a 0.17 μm thick film annealed at 300 $^{\circ}\text{C}$ in different environments along

on the absorption coefficient is very clear from Fig. 2, the argon-annealed film gives features identical with the single crystal. At the band edge the absorption coefficient changes sharply for both single crystal and the films. The heat-treated films show high value for α in both below and above band gap regions compared to the as-deposited virgin films.

3.2. Optical transitions

A careful analysis of the absorption coefficient spectra of the single crystal and the thin films in the $E = 0.2\text{--}3\text{ eV}$ region reveals the contribution from different absorption processes. For the analysis, the spectrum is divided into three; sub-band gap region ($E = 0.2\text{--}1.4\text{ eV}$), band gap region ($E = 1.4\text{--}2\text{ eV}$) and the above band gap region ($E > 2\text{ eV}$). The relation between absorption coefficient α and the incident photon energy $h\nu$ can be written as [12];

$$\alpha h\nu = c_1(h\nu - E_g^i)^2; \quad \text{indirect transitions,} \quad (4)$$

$$\alpha h\nu = c_2(h\nu - E_g^d)^{1/2}; \quad \text{direct transitions,} \quad (5)$$

where c_1 and c_2 are constants, E_g^i is the indirect band gap and E_g^d is the direct band gap. For smaller values of α , $(\alpha h\nu)^{1/2}$ is plotted against the photon energy $h\nu$ and the intercept with the energy axis gives the edge of the allowed indirect transition. It is assumed that the probability of an indirect transition to occur follows the law $(h\nu - E_g^i)^2$ for a considerable distance in the higher frequency range [12]. The extrapolated values of this transition in the higher energy region of α were subtracted to obtain the contribution from other transitions. The resulting data was analyzed for the best fit to Eqs. (4) and (5). Again the extrapolated values of the observed transitions

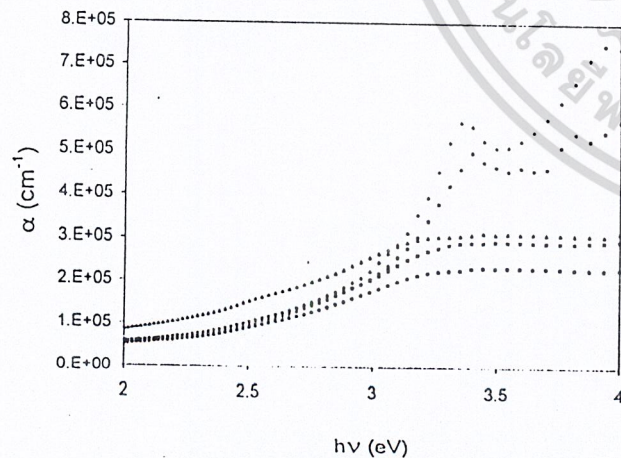


Fig. 2. Absorption coefficient spectra for single crystal (\blacklozenge) and for a $0.17\text{ }\mu\text{m}$ thick sample annealed at 400°C in Ar (\bullet).

were deducted from the higher values of α and by repeating the above procedure all the possible transitions can be elucidated. This method has been successfully used for CdTe thin films [5,12]. In this analysis, great care must be taken to avoid erroneous results. We used an electronic digitizer to extrapolate the data and the best fit to the transitions was plotted on an expanded scale. The transitions, which gave a fit in a reasonable range of energy, were only considered. The observed transitions in our films are presented in Table 1.

The effect of heat treatments on the direct band gap of a $0.7\text{ }\mu\text{m}$ thick film is shown in Fig. 3. In all the studied samples the heat treatment reduces the direct band gap (Table 1), but in Ar-annealed samples the change is negligible compared to other samples. A similar observation was made for the band gap calculated from the photocurrent spectra. The band gap calculated from the photocurrent spectra of three samples is shown in Fig. 4. For the three samples the direct band gap is little less than that for the $0.7\text{ }\mu\text{m}$ film calculated from the absorption coefficient and the argon-annealed sample shows smaller band gap than the virgin- and air-annealed samples. The small decrease in the band gap observed in the photocurrent spectrum cannot be due to the $0.04\text{ }\mu\text{m}$ thickness difference between the two films. A detailed study involving films of different thickness is in progress.

The $(\alpha h\nu)^2$ versus $h\nu$ plots for CdTe films of different thicknesses but deposited at identical conditions are shown in Fig. 5. It has been observed that the direct band gap decreases with increasing thickness and approaches to the value of single crystal (Table 2). Similar observations have been made for films prepared by evaporation

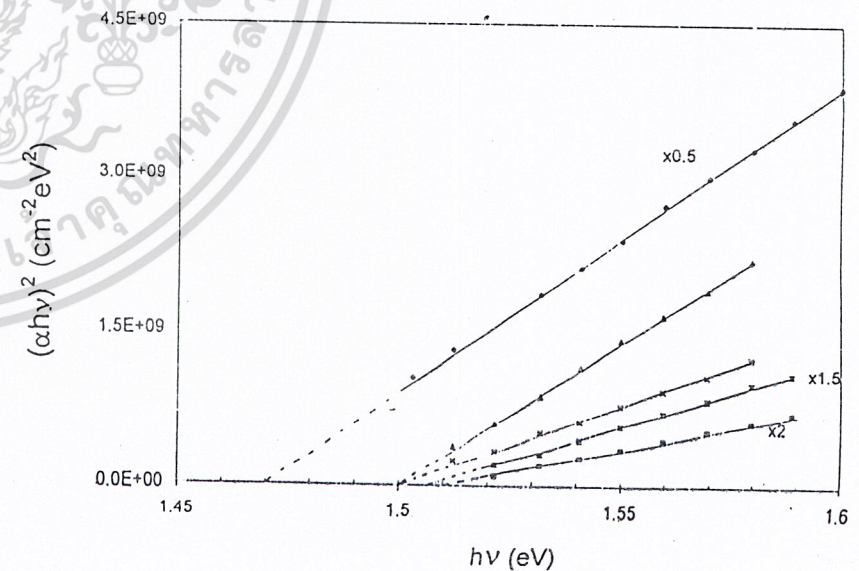


Table 1

The direct (d) and indirect (i) allowed transitions (in eV) for CdTe single crystal, thin films annealed at 300°C in air, CdCl₂, argon and the as-deposited film. The transitions in the 0.2-1.6 eV were detected with a 0.7 μm film and 1.6-3 eV with a 0.17 μm film

Crystal	As-deposited	Air	CdCl ₂	Argon
	0.74 (i)	0.37 (i)	0.24 (i)	0.83 (i)
	1.21 (i)	0.48 (i)	0.93 (i) ^b	1.26 (i) ^a
	1.215 (i) ^a	1.22 (i)	1.355 (i)	
		1.22 (i) ^a	1.22 (i) ^b	
1.47 (d)	1.51 (d)	1.5 (d)	1.5 (d)	1.506 (d)
	1.495 (d) ^a	1.49 (d) ^a		1.48 (d) ^a
	1.527 (d) ^b	1.505 (d) ^b		1.51 (d) ^b
1.64 (i)	1.625 (i)	1.87 (i)	1.685 (i)	1.975 (i)
	E _p = 75 meV		E _p = 45 meV	
2.33 (i)	2.63 (i)	2.72 (i)		
	2.46 (d)	2.15 (d)	2.7 (d)	
		2.83 (d)		

^aThe transitions calculated from the photocurrent spectra.

^bCalculated with 0.17 μm thick film.

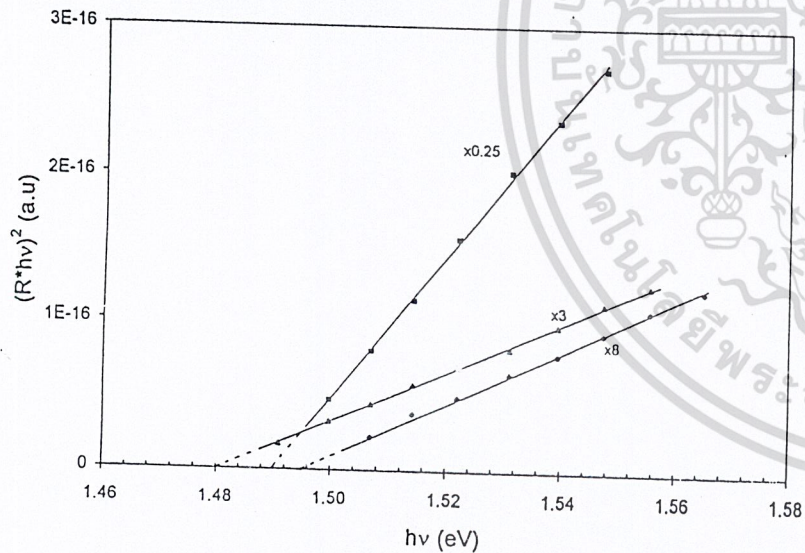


Fig. 4. The $(R/h\nu)^2$ vs. $h\nu$ plot of the photo current for a 0.74 μm thick film annealed at 300°C in (■) air, (▲) argon and (◆) as-deposited.

technique on glass slides [12]. It is known that the particle size and lattice constants increases with increase of film thickness and comes closer to the bulk value when the film thickness is large. So the decrease in band gap with increasing film thickness is attributed to the quantum confinement effect.

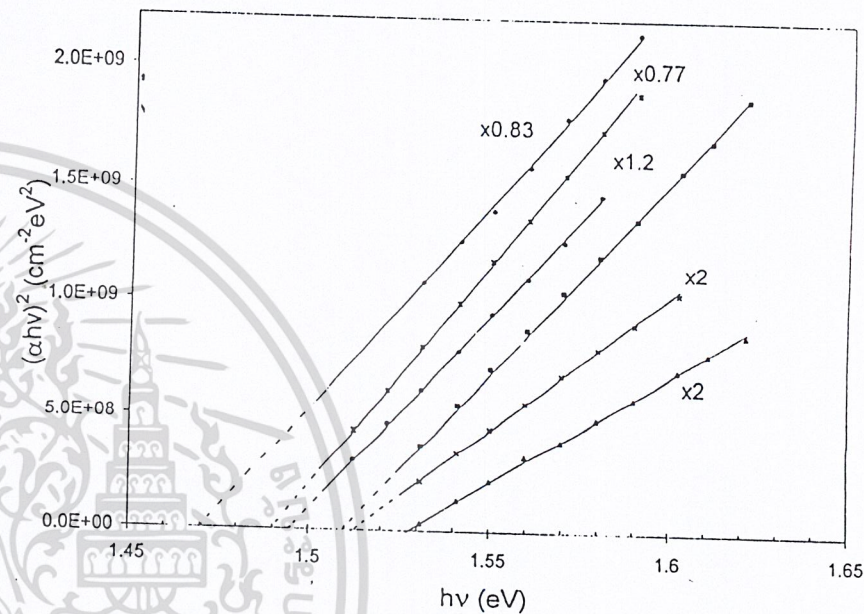


Fig. 5. The effect of film thickness on the band gap for the as-deposited films: (◆) single crystal, (*) 1.5 μm, (●) 1.1 μm, (■) 0.7 μm, (x) 0.57 μm and (♦) 5 0.17 μm.

Table 2

Optical transition energies (in eV) for electrodeposited (as-deposited) films. (d) direct allowed transition; (i) indirect allowed transition; (*) 0.7 μm film; (**) photocurrent data of a 0.74 μm thick film; (+) 0.17 μm; (++) 0.57 μm; (+ +) 1.1 μm; (+ + +) 1.5 μm films

Present work		
	a	b
0.715 (i) [*]		
1.205 (i) [*]		
1.527 (d) [*]		1.27 (i)
1.512 (d) ^{**}		
1.51 (d) [*]	1.51 (d)	1.50 (d)
1.495 (d) ⁺		
1.49 (d) ⁺⁺		
1.495 (d) ^{**}		
1.635 (i) [*]		
2.46 (d) [*]	1.91 (i)	1.83 (i)
2.63 (i) [*]	2.43 (d)	2.43 (d)
		2.84 (i)

The indirect transitions observed in the sub-band gap region for the 0.7 μm thick film is shown in Fig. 6. The transition at 1.22 eV in the air-annealed sample is identical with the 1.21 eV transition in the virgin sample; in the photocurrent spectrum these transitions are detected at 1.22 and 1.215, respectively (Fig. 7). The 0.83 eV transition detected in the absorption spectrum of the argon-annealed film is in the vicinity of the 0.74 eV transition in the virgin film. In the photocurrent spectrum we were not able to detect the low-energy levels due to the deterioration in the signal-to-noise ratio. In the absorption spectrum, two additional transitions are detected in the air- and CdCl_2 -treated films. More over, these two samples show some similarities in the sub-band gap indirect transitions. For the 0.17 μm CdCl_2 -annealed film two transition are observed at 0.93 and 1.28 eV. The 1.28 eV transition can be considered as the same as the 1.355 eV level in the 0.7 μm thick film. According to the band structure of CdTe [12,19], it is unlikely to obtain any indirect optical energy gap less than the direct band gap value. At lower photon energy transitions the transition rules are relaxed [20] in the presence of charge impurities, disorder and defects at the grain boundaries [12,21,22]. So the activation energy obtained in the sub-band gap region could be due to the electric field developed at the grain boundaries.

The direct and indirect transitions obtained after deducting the effect of all the transitions in the band gap region of a 0.17 μm thick film are shown in Figs. 8 and 9 and presented in Table 1. In single crystal, after subtracting the extrapolated values of the direct band gap transition at 1.47 eV, the 2–2.4 eV region gives good fit to

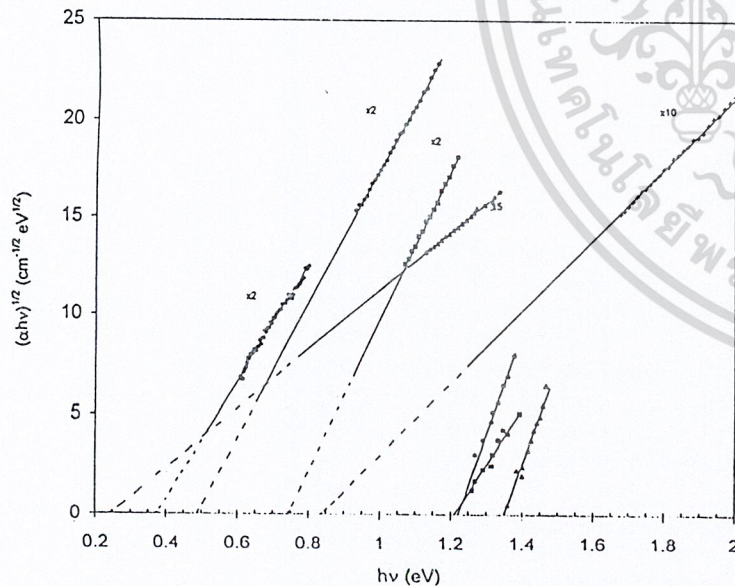


Fig. 6. The indirect transitions in the 0.2–1.4 eV region (intercepts on the energy axis) for a 0.7 μm thick film annealed at 300°C in (●) air, (▲) CdCl_2 , (○) argon and (◆) as-deposited film.

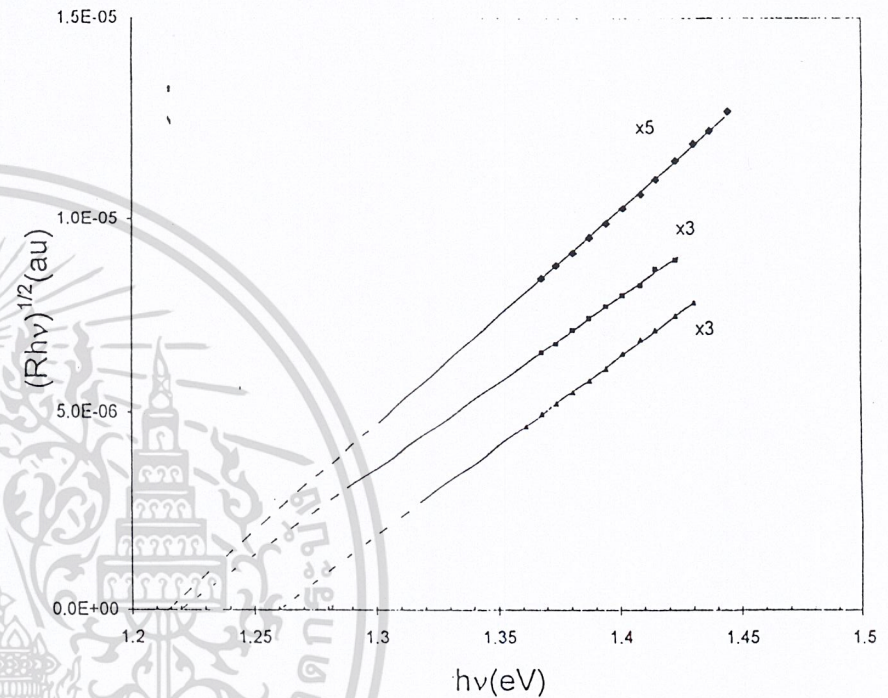


Fig. 7. The $(R/h\nu)^{1/2}$ vs. $h\nu$ plot of the photo current for a 0.74 μm thick film annealed at 300°C in (■) air, (▲) argon and (◆) as-deposited.

$(\alpha h\nu)^{1/2}$ against $h\nu$ and an indirect transition at 1.64 eV is detected. The indirect transition at 1.64 eV is in the vicinity of the reported indirect transition at 1.7 eV [5]. After subtracting the contribution of the 1.64 eV transition we could detect another indirect transition at 2.33 eV. In thin film samples the effect of annealing is very clear in the above band gap region also. The air-annealed film gives two direct transitions at 2.15 and 2.83 eV, but in the virgin film only one direct transition at 2.46 eV is observed. The CdCl_2 -treated film gives direct transition higher than the virgin film, for Ar-annealed film no reasonable fit could be found for direct transitions.

The indirect transitions in the above band gap region shows similarity for virgin- and air-annealed films, the 2.63 eV of the virgin sample is observed at 2.72 eV for air-annealed film. These transitions could not be detected in the other samples. In CdCl_2 -treated film the indirect transition at 1.685 eV is the average of two transitions at 1.64 and 1.73 eV associated with a phonon energy $E_p = 45$ meV. A careful study of the CdTe thin film heat treated at different temperatures and at different levels of CdCl_2 can give more information about the direct and indirect

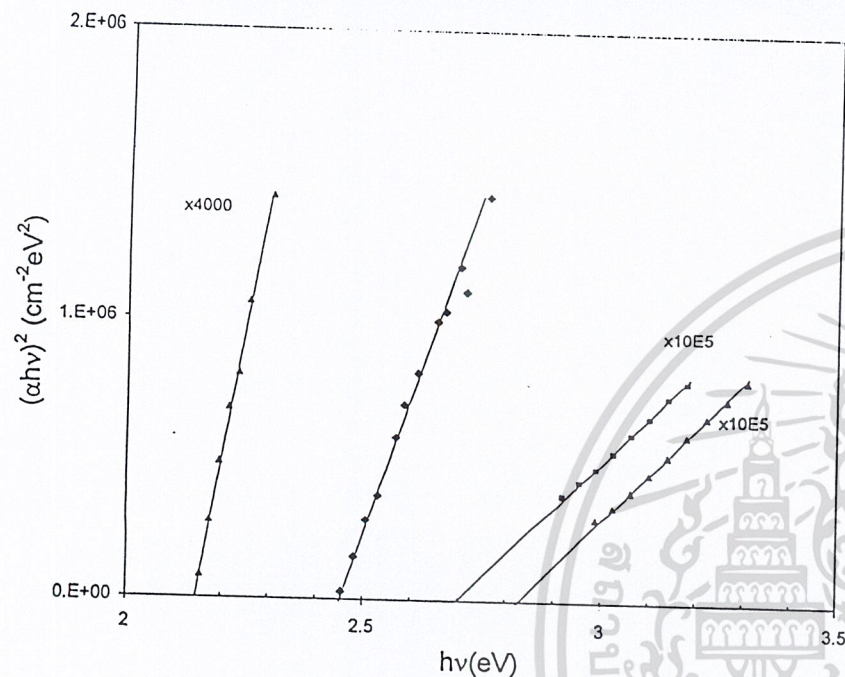


Fig. 8. The $(\alpha hv)^2$ vs. $h\nu$ plot for a $0.17 \mu\text{m}$ thick film annealed at 300°C in (▲) air, (■) CdCl_2 and (◆) the as-deposited film.

The various transitions observed for the as-deposited film along with the reported data for the electrodeposited films are presented in Table 2. Our data is in agreement with those reported in the literature and gives more features in the sub-band gap region. Since we used a very thin pinhole free film ($0.17 \mu\text{m}$) the transmittance in the 300–900 nm region was substantial and we were able to produce reliable absorption coefficient spectrum in the high-energy region. So after each subtraction of the extrapolated values the quality of the data was sufficient to fit to either of the Eqs. (4) or (5). In the virgin film after subtracting the extrapolated value of the direct band gap transition at 1.525 eV, the absorption coefficient gives a good fit to an indirect transition in the 2–2.35 eV region with intercepts in the energy axis at 1.55 and 1.70 eV. The average of this is a 75 meV phonon-assisted indirect transition at 1.625 eV.

After deducting the extrapolated value of the above indirect transition we were able to fit the data to a direct transition in the 2.4–2.8 eV region with the intercept at 2.46 eV. Subtraction of the contribution of the 2.46 eV transition gives an indirect transition at 2.63 eV. Beyond this, the data was not reliable for any unambiguous assignment

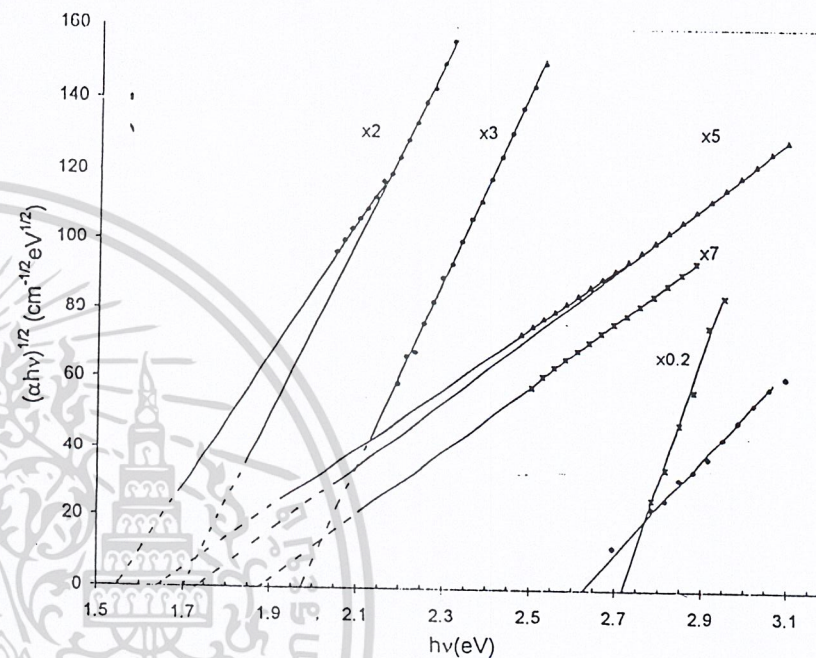


Fig. 9. The $(\alpha hv)^{1/2}$ vs. $h\nu$ plot for a $0.17 \mu\text{m}$ thick film annealed at 300°C in (▲) CdCl_2 , (*) air, (●) argon and (◆) as-deposited film.

4. Conclusions

The refractive index and absorption coefficient of the thin film CdTe is identical with those of the single crystal. The annealing at different environments affects the refractive index and absorption coefficient spectra. The film annealed in air showed more features in the optical transition spectrum where as the argon-treated film gives only few transitions. Generally the absorption coefficients of the annealed films are high in the above band gap region compared to that of the as-deposited film. The direct band gap is slightly less in the annealed films. The direct band gap decreased with increasing film thickness and approached the value of the single crystal.

Acknowledgements

The authors are thankful to Mr. Aaron Sanchez for preparing the gold coatings. Mr. J. Campos for assistance in opto-electronic characterization. This work was

References

- [1] P. Rappaport, J.J. Wysocki, *Acta Electron.* 5 (1961) 364.
 [2] D.T.F. Marple, *Phys. Rev.* 150 (1966) 728.
 [3] G.B. Dubrovsky, *Sov. Phys. Solid State* 3 (1961) 943.
 [4] P.S. Kircer, L.V. Volkova, V.V. Volkov, Yu.V. Platnov, *Sov. Phys. Semicond.* 6 (1972) 109.
 [5] A.E. Rakhshani, *J. Appl. Phys.* 81 (12) (1997) 7988.
 [6] H.M. Brown, D.E. Brodie, *Can. J. Phys.* 50 (1972) 2502.
 [7] T.H. Myers, S.W. Edwards, J.F. Schetzina, *J. Appl. Phys.* 52 (1981) 4231.
 [8] R.O. Bell, *Rev. Phys. Appl.* 12 (1977) 391.
 [9] S.S. Ou, O.M. Stafsudd, B.M. Basol, *J. Appl. Phys.* 55 (1984) 3769.
 [10] S. Choudhuri, S.K. Das, A.K. Pal, *Thin Solid Films* 147 (1987) 9.
 [11] A. El-Shazly, H.T. El-Shair, *Thin Solid Films* 78 (1981) 287.
 [12] S. Saha, U. Pal, A.K. Chaudhuri, V.V. Rao, H.D. Banerjee, *Phys. Stat. Sol. A* 114 (1989) 721.
 [13] J. Britt, C. Ferekides, *Appl. Phys. Lett.* 62 (22) (1993) 2851.
 [14] P.M. Amirtharaj, in: D. Palik (Ed.), *Handbook of Optical Constants of Solids II*, Academic Press, San Diego, 1997, p. 655.
 [15] Bulent M. Basol, *Sol. Cells* 23 (1988) 69.
 [16] William J. Danaher, Lawrence E. Lyons, *Aust. J. Chem.* 37 (1984) 689.
 [17] G.A.N. Connell, A. Lewis, *Phys. Stat. Sol. B* 60 (1973) 291.
 [18] H. Arwin, D.E. Aspnes, *J. Vac. Sci. Technol. A* 2 (1984) 1316.
 [19] M.L. Cohen, T.K. Bergstresser, *Phys. Rev.* 141 (1966) 789.
 [20] J.E. Lewis, *Phys. Stat. Sol. B* 143 (1987) 307.
 [21] D. Redfield, M.A. Fromowitz, *Appl. Phys. Lett.* 11 (1967) 138.
 [22] J.D. Dow, D. Redfield, *Phys. Rev. B* 1 (1970) 3358.



ELSEVIER

Solar Energy Materials & Solar Cells 59 (1999) 99–114

www.elsevier.com/locate/solmat

Solar Energy Materials
& Solar Cells

Structural and opto-electronic properties of electrodeposited CdTe on stainless steel foil

Xavier Mathew*, P.J. Sebastian, A. Sanchez, J. Campos

*Solar Materials Department, Solar-Hydrogen-Fuel Cell-Group, Centro de Investigacion en Energia- UNAM,
62580 Temixco, Morelos, Mexico*

Abstract

The electrodeposition kinetics of thin film CdTe on stainless steel substrates was investigated. The dispersion of the refractive index is explained with the bound electron dispersion model. The non-dispersive dielectric constant and the bound electron mass were calculated. Films annealed in argon shows a higher value for non-dispersive dielectric constant. Above 0.5 V the transport mechanism changes to space-charge limited current conduction. The carrier transport is mediated with a set of traps with activation energies 0.137, 0.263 and 0.5 eV. The built-in potential of a Au-CdTe Schottky diode was measured for different wavelengths and with different white light intensities. The built-in potential at different wavelengths is almost constant in the absorption region showing the weak dependence of the built-in potential on minority carriers. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: CdTe; Electrodeposition; $I-V$; $C-V$; Spectral response; SCLC; Bound electron

1. Introduction

In the near future, thin film solar cell modules based on lightweight substrates will gain considerable interest in both space and terrestrial applications. Thin film polycrystalline photovoltaics (PV) have been aimed at lower-cost market where lower efficiency is acceptable [1]. The conventional thin film solar cells are usually manufactured on glass substrates and offer no weight advantage over single crystal solar cells. Producing thin film solar cells on thin metal foil substrates (0.05 mm or fewer thickness) however offers several advantages for space as well as terrestrial applications.

Electrodeposited CdTe—optical properties

A. E. Rakhshani

Physics Department, Kuwait University, PO Box 5969, Safat 13060, Kuwait

(Received 25 September 1996; accepted for publication 24 February 1997)

For the measurement of optical constants, the electrodeposited films of CdTe were lifted off their opaque substrates and transferred onto glass slides using a transparent liquid adhesive. This technique proved to give results more reliable than those obtained on samples in which CdTe is deposited on CdS-coated conducting glass. The measured optical dispersion in the photon energy range of $E < 1.5$ eV is in excellent agreement with that for the single crystal. The optical absorption coefficient was determined in the $E < 3.5$ eV range and was compared with that for the single crystal. The results revealed two direct allowed transitions at 1.50 eV [Γ_8 valence band (VB) \rightarrow Γ_6 conduction band (CB)] and 2.43 eV [Γ_7 (VB) \rightarrow Γ_6 (CB)] and three indirect allowed transitions at 1.27 eV [$L_{4,5}$ (VB) \rightarrow Γ_d], 1.83 eV [L_6 (VB) \rightarrow Γ_d], and 2.84 eV [Γ_8 (VB) \rightarrow L_6 (CB)]. The 1.27 and the 1.83 eV transitions, which have not been reported previously and were not detected in single-crystal data, are attributed to the transitions to a grain-boundary-related defect energy band Γ_d , 0.65 eV above Γ_8 (VB). The indirect transitions at 1.83 and 2.84 eV are assisted by phonons having energies of 80 and 84 meV, respectively. © 1997 American Institute of Physics. [S0021-8979(97)04811-1]

INTRODUCTION

Cadmium telluride (CdTe), like the other II–VI compound semiconductors, has a direct energy band gap with a reported value in the range of 1.4–1.5 eV and a relatively high optical absorption coefficient which makes it suitable for fabrication of polycrystalline thin-film solar cells. A polycrystalline heterojunction of CdTe/CdS has shown a conversion efficiency as high as 15.8%.¹ The material and its photovoltaic properties have been studied in the past. The progress of these studies has been reviewed.^{2–4}

Electrodeposition of CdTe is an attractive method for in-film solar-cell processing. It is a simple technique which lends itself to large-scale production with an extremely good material utilization. The deposit can be made highly pure by electropurifying the solution before deposition. The deposition technique,⁵ the film properties, and the related photovoltaic devices have been reported.^{6,7}

The optical properties of electrodeposited film of CdTe have been investigated. The film's index of refraction and absorption coefficient in the wavelength range of 450–700 nm have been reported.⁸ The reported values for the refractive index, which were calculated from the reflectivity measurements on the samples, are systematically smaller than those for the single crystals. The film's absorption coefficients that were used in calculating the refractive indices were extracted from transmittance measurement on a CdTe–CdS–ITO-glass structure, which is believed to lead to error due to the complexity arising from the reflections at the interfaces and absorption in the other layers.

In this work we report on the measurement of these two optical constants performed on an electrodeposited film of CdTe that was lifted from the opaque metallic substrate on which it was deposited and placed on a glass slide, using a transparent glue with a refractive index matching that for the glass slide. This technique has been applied previously on porous oxide films and reliable results have been achieved.⁹

The results we present here cover a wider wavelength range compared with previous data⁸ and show a perfect match of the index of refraction with that for single-crystal CdTe. The analysis of the absorption-coefficient data reveals some optical transitions not detected before.

II. EXPERIMENTAL PROCEDURES

A. Sample preparation

Electrodeposition of CdTe was carried out in an aqueous solution containing CdSO₄ (1 M) and HTeO₂⁺ (40–150 μ M). The latter was added in the form of TeO₂. Before adding TeO₂, the solution was electropurified. Platinum, graphite, or cadmium were used as the anode. The reference electrode was a commercial saturated silver–silver chloride (SSSC) or, in some cases, a cadmium bar. Both the anode and the reference electrodes had their own compartments separated from the deposition solution by fitted glass junctions. The working electrode was a 0.05-mm-thick molybdenum, nickel, or stainless steel foil. The working electrode potential selected for purification was -600 mV with respect to SSSC electrode which is about 20 mV more positive than the deposition potential for cadmium. The latter potential was measured at the onset of the sharp increase in the cell current as the working electrode potential was lowered. The electropurification was carried out at room temperature for about 20 h with the solution stirred by a Teflon coated magnetic bar. After purification, the pH of the solution was adjusted to 2 at room temperature by H₂SO₄. The electrodeposition was performed at 85 °C in the same deposition cell used for electropurification. In each deposition run the total area of the working electrode was about 30 cm². CdTe films with a thickness in the range of 0.2–1.5 μ m were deposited at a working electrode potential of -550 to -580 mV, with respect to the SSSC electrode.

The deposited films had a bright and uniform appearance with a preferential orientation of (111) planes parallel to the

substrate as determined by the x-ray diffraction technique. Scanning electron microscopy showed uniform surfaces and uniformly distributed grain size, in the range of a fraction of $1 \mu\text{m}$. Electron microprobe analysis determined the Cd to Te atomic ratio identical to that for a stoichiometry surface of a single-crystal CdTe, used as a reference. The hot-probe technique revealed that the as-deposited films were *n*-type. In each deposition run the total transferred charge and the deposited mass were measured. From this and using Faraday's law of deposition, the number of electrons involved in the deposition of 1 molecule of CdTe was measured to be very close to six, supporting the plausible deposition reaction at the working electrode that involves a $4 e$ reduction process of HTeO_2^+ to Te and a $2 e$ reduction process of Cd^{2+} to Cd. The average thickness of the films was measured using the mass of the deposit and a density of 5.9 g cm^{-3} for CdTe. The result was found in agreement, within 10%, with those obtained using a Tencor (Alfa step 2000) surface profiler. The latter technique could not always be used successfully because of the roughness of the foil substrates used for deposition.

For optical transmittance measurements, films were lifted off their substrates and transferred onto glass slides. This was done by applying a drop of the "glass bond" transparent liquid adhesive (loctite) between the sample surface and a borosilicate glass slide. The drop was spread uniformly and then hardened by exposing it through the glass to a weak ultraviolet (UV) radiation. Apparently the bond between the film and the adhesive was much stronger than that between the film and the conducting substrate. As a result, the conducting substrate could be peeled off from the film-on-glass sample. From measuring the transmittance of a uniform layer of the adhesive sandwiched between two glass slides, it was determined that the refractive index of the adhesive layer matches that of the glass in the wavelength range of interest. The transmittance of the prepared samples did not change with time, indicating the stability of the adhesive.

B. Measurement of optical constants

The refractive index and the absorption coefficient of films were determined from the measurement of films' transmittance in the wavelengths range of 350–2500 nm using a Cary-5E spectrophotometer. The transmittance, T , of an absorbing film on a nonabsorbing substrate, taking into account the multiple incoherent reflections at interfaces, is given by^{10,11}

$$T = \frac{M e^{-\alpha d}}{P - Q e^{-2\alpha d}} \quad (1)$$

where α and d are, respectively, the optical absorption coefficient and the thickness of the films. $M = (1 - R_1)(1 - R_2) \times (1 - R_3)$, $P = (1 - R_2 R_3)$, and $Q = R_1 R_2 + R_1 R_3 - 2 R_1 R_2 R_3$. R_1 , R_2 , and R_3 are the reflection coefficients of the air-film, film-substrate, and substrate-air interfaces, respectively. These coefficients were used in their most general form of

$$R_1 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad R_2 = \frac{(n-n_s)^2 + k^2}{(n+n_s)^2 + k^2}$$

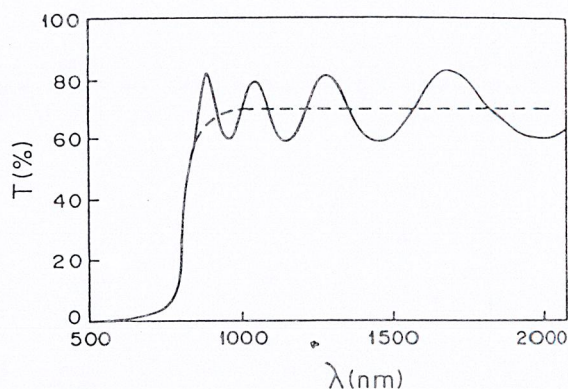


FIG. 1. The transmittance of a $0.95\text{-}\mu\text{m}$ thick CdTe film originally deposited on stainless steel at a deposition potential of -580 mV .

$$R_3 = \frac{(n_s - 1)^2}{(n_s + 1)^2},$$

where n and k ($k = \lambda \alpha / 4\pi$) are the film's refractive index and extinction coefficient and n_s is the refractive index of glass substrate. The term λ is the wavelength of the incident beam. The experimental value of R_3 was 0.034 over the wavelength range of 400–2000 nm. In cases where the transmittance measurements were performed with a glass slide placed in the reference beam compartment of the spectrometer, $M = (1 - R_1)(1 - R_2)$ was used.

The film's dispersion was measured from the position of the maxima and minima of the interference pattern in the transmittance spectrum using

$$4dn(\lambda_m) = m\lambda_m \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (2)$$

where λ_m is the wavelength at which the peak (even m) or the valley (odd m) of order m occurs.

III. RESULTS AND DISCUSSION

A typical transmittance spectrum is shown in Fig. 1. The interference pattern clearly indicates the perfection in lifting the film off the stainless steel substrate. The dashed line tentatively shows the transmittance in the absence of interference. The order of the valley at $\lambda_m = 2000 \text{ nm}$ is $m = 5$. The film refractive index at the wavelengths corresponding to the peaks and valleys were determined from Eq. (2). This result is shown in Fig. 2 along with the results obtained on other films and that for CdTe single crystal. The data for the single crystal which is shown by the solid line is from two different sources quoted by Ref. 12. In the $\lambda > 840 \text{ nm}$ region, the dispersion is given by a modified Sellmeier form of the type^{12,15}

$$n^2 = 5.304 + \frac{1.899}{1 - \left(\frac{0.5713}{\lambda}\right)^2} - 4.188 \times 10^{-4} \lambda - 2.391 \times 10^{-7} \lambda^3, \quad (3)$$

where λ is in μm . In the $\lambda < 820 \text{ nm}$ range, the refractive indices (and the extinction coefficients) were obtained by ellipsometry.¹⁴

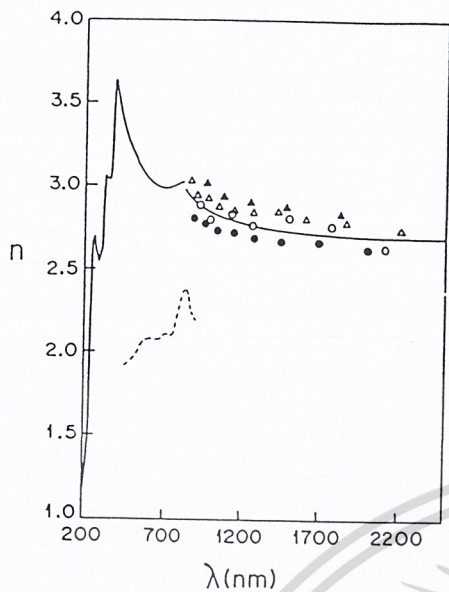


FIG. 2. Dispersion of CdTe for single crystal (—), see Ref. 12, and for films electrodeposited on CdS coated conducting glass (---), see Ref. 8. The data points represent the result of our measurements on films electrodeposited initially on Ni (\blacktriangle and \triangle), Mo (\circ) and stainless steel (\bullet), and then transferred to glass substrates.

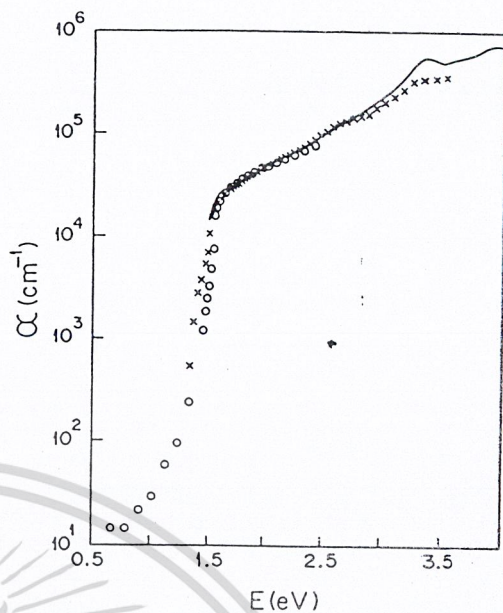


FIG. 3. The optical absorption coefficient as a function of photon energy for the sample of Fig. 1 (O), for a $0.23 \mu\text{m}$ thin film deposited initially on molybdenum at -580 mV (X) and for the single-crystal CdTe (solid line), see Ref. 12.

In Fig. 2 is also shown, by the dashed line, the dispersion of CdTe films electrodeposited on CdS coated conducting glass.⁸ As is evident from this figure, the results obtained on films lifted from the foil substrates are in excellent agreement with the dispersion of single-crystal CdTe. However, the variation in n from one sample to the other is within the limit imposed by the accuracy of the film's thickness d in Eq. (2). In contrast, the dispersion of films electrodeposited on CdS coated conducting glass is far below the expected range. These data were obtained based on the measurement of reflectance and using absorption-coefficient data.⁸ The absorption coefficient was evaluated from the transmittance measurement, neglecting the effect of multiple reflection at the interfaces of the multilayer sample.

The film's optical absorption coefficients were determined using Eq. (1). For the evaluation of the wavelength dependent parameters M , P , and Q the refractive index and the extinction coefficient of single crystal¹² were used. Figure 3 shows the results obtained on two samples among many and that for the single crystal. The match of the thin-film data with the single-crystal values is very good over a wide range of photon energies. However, the detailed analysis of the absorption coefficient spectrum which will be discussed explains the mismatch of data observable at photon energies E greater than $\approx 2.5 \text{ eV}$ as a result of different optical transitions involved.

A. Single crystal CdTe

The optical transitions in single-crystal CdTe are used as reference for the analysis of results obtained on thin films. To establish this, the single-crystal absorption coefficient was calculated from the reported values of extinction coefficient. The latter data were obtained by ellipsometry.^{12,14} The result is presented in Fig. 4. For comparison, the result of

electroreflectance measurements on single crystals^{15,16} is also shown in Fig. 5. The absorption peaks at $E_1 = 3.36 \text{ eV}$, $E_1 + \Delta_1 = 3.95 \text{ eV}$, and $E'_0 = 5.33 \text{ eV}$ in Fig. 4 are in good agreement with the corresponding values of 3.38, 3.99, and 5.30 eV in the electroreflectance spectrum of Fig. 5. The direct valence band (VB) to conduction band (CB) transition

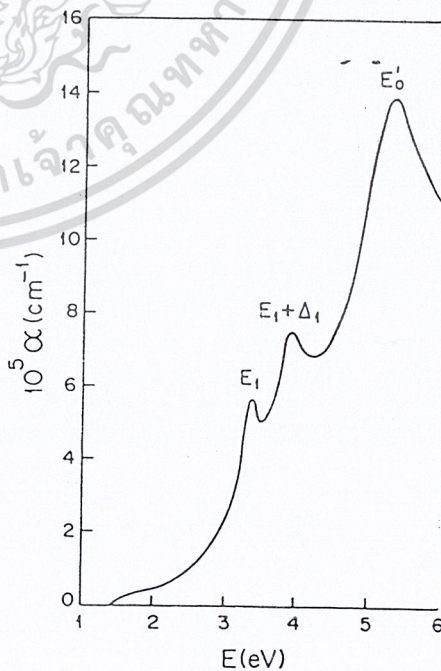


FIG. 4. The energy spectrum of absorption coefficient of single-crystal CdTe. The peaks occurring at $E_1 = 3.36 \text{ eV}$, $E_1 + \Delta_1 = 3.95 \text{ eV}$, and $E'_0 = 5.33 \text{ eV}$ correspond, respectively, to $L_{4,5}(\text{VB}) \rightarrow L_6(\text{CB})$, $L_6(\text{VB}) \rightarrow L_6(\text{CB})$ and $\Gamma_8(\text{VB}) \rightarrow \Gamma_7(\text{CB})$ transitions. The Brillouin zone notations are the same as defined in Ref. 17.

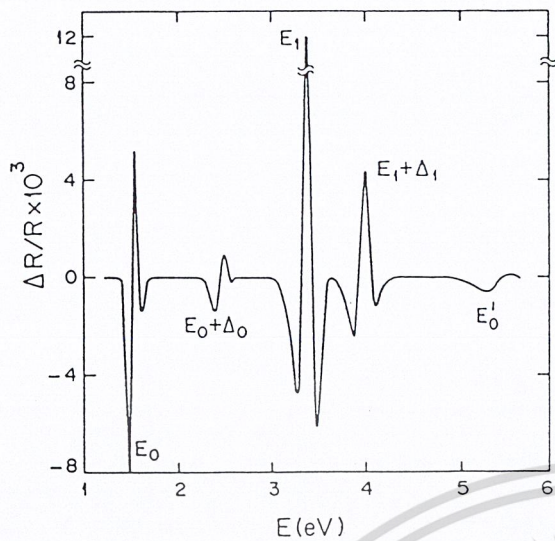


FIG. 5. The electroreflectance spectrum of CdTe at room temperature; $E_0 = 1.49$ eV, $E_0 + \Delta_0 = 2.41$ eV, $E_1 = 3.38$ eV, $E_1 + \Delta_1 = 3.99$ eV, and $E'_0 = 5.30$ eV. The first two values represent the $\Gamma_8(\text{VB}) - \Gamma_6(\text{CB})$ and $\Gamma_7(\text{VB}) - \Gamma_6(\text{CB})$ transitions and the other three transitions are the same as those labeled in Fig. 4.

at $E_0 = 1.49$ eV and the spin-orbit split-off VB to CB transition at $E_0 + \Delta_0 = 2.41$ eV are not directly evident in the spectrum of Fig. 4. However, the following analysis of data of Fig. 4 in the $E < 3.36$ eV range reveals these two latter transitions in addition to another three indirect transitions which have not been reported before.

From the analysis of the absorption coefficient, α , in Fig. 4 it appears that $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4$, where each of the four terms is due to a different absorption process. A plot of $(\alpha E)^2$ against E gives a straight line, as shown in Fig. 6, in the energy range of 1.5–1.77 eV. Its intercept with the E axis gives $E_0 = 1.46$ eV as an allowed direct VB to CB transition. In this energy range $\alpha = \alpha_1$ since there is no contribution

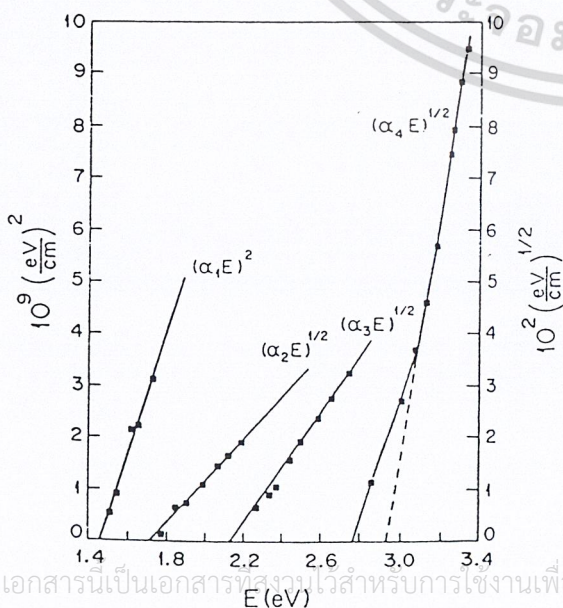


FIG. 6. Direct and indirect allowed transitions in single-crystal CdTe.

TABLE I. The energy dependence of the absorption coefficient terms in single-crystal CdTe. d: direct allowed transition, i: indirect allowed transition.

Energy range (eV)	Absorption coefficient (10^5 cm^{-1})	Transition energy (eV)
1.5–1.77	$\alpha_1 = 1.120 \frac{(E - 1.46)^{1/2}}{E}$	1.46 (d)
1.77–2.18	$\alpha_2 = 1.594 \frac{(E - 1.70)^2}{E}$	1.70 (i)
2.25–2.75	$\alpha_3 = 2.816 \frac{(E - 2.13)^2}{E}$	2.13 (i)
2.84–3.11	$\alpha_4 = 14.050 \frac{(E - 2.76)^2}{E}$	2.84 (i)
3.11–3.34	$\alpha_4 = 52.847 \frac{(E - 2.93)^2}{E}$	$E_p = 84 \text{ meV}$

from the other transition mechanisms. The extrapolated values of α_1 at higher values of E were deducted from α to obtain the contribution from $\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4$. The best fit to α_2 , which is the dominant term in $\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4$ at the low wavelength side of the corresponding energy range, was found to be of the type of $(\alpha_2 E)^{1/2}$ vs E . This corresponds to an allowed indirect transition at 1.70 eV. This plot and the best fits to α_3 and α_4 are also shown in Fig. 6. The α_3 term corresponds to an allowed indirect transition at 2.13 eV which is most likely an $L_{4,5}(\text{VB})$ to $\Gamma_6(\text{CB})$ transition.^{8,17} The kink appearing at about 2.4 eV represents the split-off VB to CB transition^{8,16} corresponding to the $E_0 + \Delta_0 = 2.41$ eV in Fig. 5. The $(\alpha_4 E)^{1/2}$ plot represents an allowed indirect transition at 2.84 eV which is the average value of the two intercepts at 2.76 and 2.93 eV.^{18,19} The difference between these two values is twice the phonon energy involved in the corresponding indirect transition.^{18,1} The phonon energy measured from this graph is $E_p = 85$ meV. The transition at 2.84 eV, which has not been reported before, is assigned to a $\Gamma_8(\text{VB})$ to $L_6(\text{CB})$ transition. The calculated value for this transition is 2.82 eV.¹⁷ The result of this analysis is summarized in Table I.

In the above analysis $(\alpha E)^2$ or $(\alpha E)^{1/2}$ values were plotted against E in order to determine the type of transition. Here, α represents in general the absorption coefficient. Some authors plot α^2 or $\alpha^{1/2}$ instead.⁸ The confusion over this matter, which is noticeable in the literature, is related to the early theoretical work which indicates α should be proportional to $(E - E_0)^{1/2}$ or $(E - E_0)^2$ for direct and indirect allowed transitions, respectively, where E_0 is the transition energy.¹⁸ However, the proportionality constant happens to be inversely proportional to E through one of its terms which is the oscillator strength for transition. Taking into consideration this correction, then the $(\alpha E)^2$ and the $(\alpha E)^{1/2}$ vs E plots seem to be the correct choice.^{19,20} In the case of forbidden direct transitions, $(\alpha E)^{2/3}$ becomes proportional to $(E - E_0)$. In practice, it is difficult to distinguish between this and the indirect allowed transition where the experimental data can be fit to both in the majority of cases.

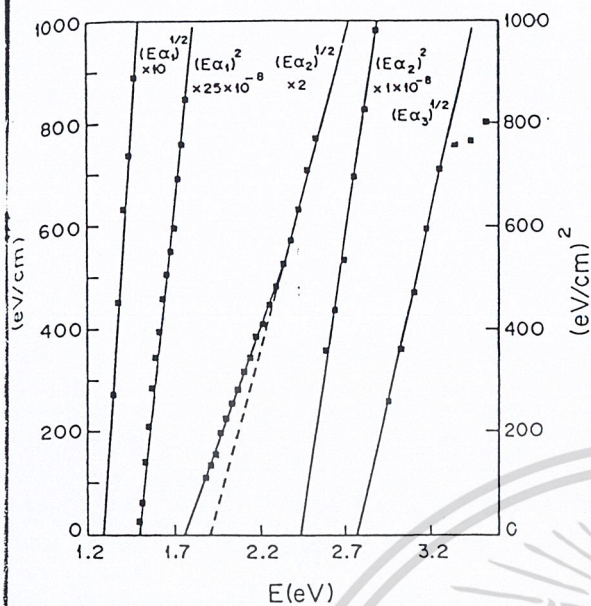


Fig. 7. Direct and indirect allowed transitions in a 0.23- μm thin CdTe film deposited on molybdenum at -580 mV .

Electrodeposited CdTe

To study the optical transitions in the electrodeposited CdTe, a 0.23- μm -thick pinhole-free film was deposited on molybdenum. The thickness was selected low to be able to extend the transmittance measurements to high photon energies. The absorption coefficient spectrum of the film is shown in Fig. 3. The analysis of these data revealed that in the energy range of 1.35 to 1.48 eV, $(\alpha_1 E)^{1/2}$ vs E is linear, indicating an indirect allowed transition at 1.27 eV which is seen in Fig. 7. This transition which has also been detected in the absorption spectrum of similar samples (not reported here) may be due to a transition involving a defect or impurity energy level, as will be discussed. In the energy range of 1.49–1.77 eV, $(\alpha_1 E)^2$ against E gives a straight line as seen in Fig. 7. The intercept of this line with the E axis measures the direct allowed transition at 1.50 eV. This line, however, consists of two very close straight segments which are obtainable only in an extended scale. The corresponding intercepts with the E axis are at 1.49 and 1.53 eV. These are possibly the limits of the direct allowed transition at 1.50 eV, broadened due to a multitude of crystallites under slightly different conditions. The measured transition energy is in good agreement with the most recent reported value of 1.514 eV at room temperature for single crystal of CdTe.²¹ The measured α_1 is the measured value of α in the energy range of 1.49–1.77 eV. Subtracting the contribution of this direct transition from the measured value of the absorption coefficient in the energy range $E > 1.77$ eV, gives α_2 . The term $(\alpha_2 E)^{1/2}$ fits to two transitions. At the lower energy range, as shown in Fig. 7, an indirect allowed transition with the intercepts at 1.75 eV and 1.91 eV was found. This corresponds to a transition energy at 1.83 eV which is the average value of the two intercepts. The corresponding phonon energy is 80 meV. This value is in good agreement with the 84 meV obtained for the single crystal. This transition is followed by

TABLE II. The energy dependence of the absorption coefficient terms in electrodeposited CdTe. d: direct allowed transition, i: indirect allowed transition.

Energy range (eV)	Absorption coefficient (10^5 cm^{-1})	Transition energy (eV)
1.35–1.48	$\alpha_1 = 1.976\ 685 \frac{(E - 1.27)^2}{E}$	1.27 (i)
1.49–1.77	$\alpha_1 = 1.159\ 504 \frac{(E - 1.52)^{1/2}}{E}$	1.50 (d)
1.88–2.29	$\alpha_2 = 1.963\ 874 \frac{(E - 1.75)^2}{E}$	1.83 (i) $E_p = 80\text{ meV}$
2.29–2.53	$\alpha_2 = 3.883\ 437 \frac{(E - 1.91)^2}{E}$	
2.53–2.88	$\alpha_2 = 4.612\ 656 \frac{(E - 2.43)^{1/2}}{E}$	2.43 (d)
2.95–3.26	$\alpha_3 = 20.479\ 617 \frac{(E - 2.76)^2}{E}$	2.84 (i) $E_p = 84\text{ meV}$

a direct allowed transition at 2.43 eV. Subtraction of the contribution of the 2.43 eV transition process from α in the $E > 2.9$ eV region results in α_3 . α_3 fits to a single indirect allowed transition at exactly the same energy as obtained for the single crystal. The first energy intercept at 2.76 eV is seen in Fig. 7, but the subsequent value at 2.93 eV could not be obtained due to approaching the limit of accuracy in the measurement of transmittance. Similar to that in single crystal, the indirect allowed transition is taken to be at $2.76 + E_p$, which is 2.84 eV, using $E_p = 80\text{ meV}$. The result of the above analysis is summarized in Table II. The measured transition energies in our sample are compared in Table III with those reported for the electrodeposited films and for the single crystal. The result of analysis on our electrodeposited sample shows more structure than the three transitions reported earlier⁸ and is in fair agreement with the transitions found in single crystals. The measured indirect transition at 1.83 eV, which is associated with an 80 meV phonon, is in the vicinity of, but not exactly identical to, the 1.91 eV transition reported for electrodeposited films and the 1.7 and 2.13 eV transitions for the single crystal. The 1.83 eV can be assigned to a transition from $L_6(\text{VB})$ which is located 1.18 eV below $\Gamma_8(\text{VB})$ ¹⁷ to a defect or impurity energy level which is assumed to be 0.65 eV above $\Gamma_8(\text{VB})$ and is labeled as Γ_d in Fig. 8. This figure shows a schematic diagram for the optical transitions below ≈ 3 eV based on the results

TABLE III. Optical transition energies (in eV) in single-crystal (SC) and electrodeposited (ED) films of CdTe. d: direct allowed transition, i: indirect allowed transition.

SC	ED (this work)	ED ⁸
	1.27 (i)	
1.46 (d)	1.50 (d)	1.51 (d)
1.70 (i)	1.83 (i)	1.91 (i)
2.13 (i)		
≈ 2.4 (kink)	2.43 (d)	2.43 (d)
	2.84 (i)	

^aReference 8.

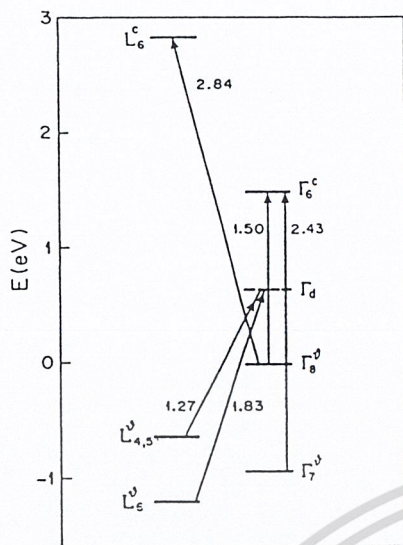


FIG. 8. A schematic energy diagram for the optical transitions below 3 eV in electrodeposited CdTe. The superscripts "v" and "c" denote VB and CB, respectively.

obtained on electrodeposited films as is discussed below. The second indirect transition measured at 2.84 eV is due to a Γ_8 (VB) to L_6 (CB) transition similar to that in single crystal. The indirect transition measured at 1.27 eV is a transition from $L_{4,5}$ (VB), which is taken 0.63 instead of 0.65 eV¹⁷ below Γ_8 (VB), to the defect level Γ_d . It should be noted that both of the transitions at 1.27 and 1.83 eV, which take place through the defect level, were detected only in the thin-film sample and not in single-crystal data. Therefore, it is plausible to relate the origin of the Γ_d level to grain-boundary defects. The VB split energy $\Delta_0 = 0.93$ eV, which is the difference between the two measured direct transitions at 2.43 and 1.50 eV, is in accord with the calculated values of 0.89¹⁷ and 0.92 eV²² and also with the experimental result of 0.90 eV.²³

IV. CONCLUSIONS

Electrodeposited films of CdTe show an optical dispersion identical to that for the single crystal. The optical absorption coefficient of films also matches that for the single

crystal over a wide range of photon energies. The analysis of these data, however, reveals that only three optical transitions occur identically in the energy range of $E < 3.5$ eV. The electrodeposited films show two extra indirect transitions involving a defect energy band. These two transitions, which have not been reported before, could be detected in this work, possibly due to the method of isolating the CdTe film, in contrast to the previously reported results based on the multilayer samples.

ACKNOWLEDGMENT

This work is financially supported by Kuwait University under the research Project No. SP048.

- ¹J. Britt and C. Ferekides, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2851 (1993).
- ²K. Zweibel, L. Chu, and S. S. Chu, in *Advances in Solar Energy—An Annual Review of Research and Development*, edited by M. Prince (ASES, Boulder, CO, 1993), Vol. 8, p. 271.
- ³T. L. Chu and S. S. Chu, *Prog. Photovolt.* **1**, 31 (1993).
- ⁴H. Uda, in *II-VI Semiconductor Compounds*, edited by M. Jain (World Scientific, Singapore, 1993), p. 427.
- ⁵M. P. R. Panicker, M. Knaster, and F. A. Kroger, *J. Electrochem. Soc.* **125**, 566 (1978).
- ⁶B. M. Basol, *Sol. Cells* **23**, 69 (1988).
- ⁷G. C. Morris and S. K. Das, *Int. J. Sol. Energy* **12**, 95 (1992).
- ⁸S. S. Ou, O. M. Stafudd, and B. M. Basol, *J. Appl. Phys.* **55**, 3769 (1984).
- ⁹A. E. Rakhshani and J. Varghese, *Phys. Status Solidi A* **101**, 479 (1987).
- ¹⁰G. A. N. Connell and A. Lewis, *Phys. Status Solidi B* **60**, 291 (1973).
- ¹¹G. A. N. Connell, R. J. Temkin, and W. Paul, *Adv. Phys.* **22**, 643 (1973).
- ¹²P. M. Amirtharaj, in *Handbook of Optical Constants of Solids II*, edited by D. Palik (Academic, San Diego, 1991), p. 655.
- ¹³J. Baars and F. Sorger, *Solid State Commun.* **10**, 875 (1972).
- ¹⁴H. Arwin and D. E. Aspnes, *J. Vac. Sci. Technol. A* **2**, 1316 (1984).
- ¹⁵M. Cardona, in *Optical Properties of Solids*, edited by S. Nudelman and S. S. Mitra (Plenum, New York, 1969), p. 137.
- ¹⁶M. Cardona, K. L. Shaklee, and F. H. Pollak, *Phys. Rev.* **154**, 696 (1967).
- ¹⁷J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* **14**, 556 (1976).
- ¹⁸R. A. Smith, *Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge, 1968), p. 189.
- ¹⁹N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (Clarendon, Oxford, 1971), p. 238.
- ²⁰T. S. Moss, *Optical Properties of Solids* (Butterworths, London, 1961), p. 34.
- ²¹Z. Yu, S. G. Hofer, N. C. Giles, T. H. Myers, and C. J. Summers, *Phys. Rev. B* **51**, 13789 (1995).
- ²²C. C. Kim and S. Sivananthan, *J. Appl. Phys.* **78**, 4003 (1995).
- ²³D. T. Marple and H. Ehrenreich, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 87 (1962).

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆ ทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

เอกสารอ้างอิง

1. รศ.สุวรรณ คำสำราญ, ทัศนศาสตร์กายภาพ, พิมพ์ครั้งที่ 1, หน้า 49-67, คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง
2. Runyan, W.R. in Semiconductor Measurements and Instrumentation, pp. 165-169, McGraw-Hill, 1975.
3. Dieter K. SCHRODER in Semiconductor Material and Device Characterization, pp.477-481, Wiley & Sons, 1990.
4. Dr. M. Fogiel in Handbook of Mathematical, Scientific, and Engineering Formulas. Tables Functions, Graphs, Transforms, pp. 817, Research & Education Association, 1994.
5. X. Mathew, P.J. Sebastian "Optical properties of electrodeposited CdTe Thin films" Solar Energy Materials & Solar Cells 59 (1999): 85-98.
6. A.E.Rakhshani "Electrodeposited CdTe-Optical properties" J.Appl.Phys. 81(10). (1997):7987-7993.