

國立交通大學

顯示科技研究所

碩士論文

利用奈米壓印技術於液晶配向特性之研究
Surface alignment properties of nematic liquid
crystals using a nanoimprint technology



研究生： 洪青樺

指導教授：李柏聰 老師

林怡欣 老師

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年七月

利用奈米壓印技術於液晶配向特性之研究
Surface alignment properties of nematic liquid
crystals using a nanoimprint technology

研 究 生：洪青樺

Student: Ching-Hua Hung

指 導 教 授：李柏璵 老師

Advisor: Prof. Po-Tsung Lee

林怡欣 老師

Prof. Yi-Hsin Lin



A Thesis Submitted to Institute of Display Engineering College of
Electrical Engineering and Computer Science National Chiao Tung
University In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of
Master in Electro-Optical Engineering July 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年七月

致謝

這兩年來有賴李柏聰老師及林怡欣老師的細心教導，在李老師身上我學到了很多溝通跟管理的技巧，老師溫和的個性也一再的提醒我該磨練自己，凡事不能太急躁。林老師積極及凡事準備周全的做事方法也讓我學到很多，謝謝老師嚴格的要求，讓我在處事情時思緒更為周全；感謝林老師這兩年來，不只學業更在待人處事上給我很多的啟發及指導，一再強調這兩年的研究，並不是「把東西塞入腦中」，而是「把好的習慣帶在身上」。特別感謝這兩位指導老師，讓我在各方面成長很多。

特別感謝工研院郭惠隆博士、奕穎學姊及鈺真學姊，如果沒有您們熱情提供奈米壓印的技術，這本論文也沒辦法順利完成，非常感謝您們。這兩年來不僅提供奈米壓印的技術，每當我遇到問題瓶頸時能熱情而不藏私的討論，讓我萬分感激，感謝您們願意犧牲自己寶貴的時間陪我討論。

感謝口試委員，徐旭寬博士、楊秋蓮博士、郭惠隆博士及陳瓊華教授，謝謝您們在仔細審閱完論文後給予學生的意見與建議，您們的意見使我的論文更加完善。您們的用心與付出，學生由衷感謝。

感謝實驗室阿毛(弘峻)學長、贊文學長、資岳學長及兩時學長，這兩年來我常常拿一推問題去麻煩你們，你們總是熱心的幫我解答，從學習研究方式到生活態度上，你們都是我學習的榜樣。感謝阿丸(威志)、小羅、小囧(炯寬)、逸華及欣育這兩年的陪伴並激勵支持我走過研究的瓶頸。學弟妹中特別感謝俊霖、大山、小玉、致維、宗翰及鈺智，你們的積極樂觀，為生活帶來許多的歡樂。

感謝室友詩楣、佳貞、佳君，在生活上的幫助，抽空聽我的天馬行空的想法及瑣碎的抱怨，好友子苓、佑玲、謝維，讓我見識到各個不同領域的想法，也讓我在實驗室之外有另一個溝通宣洩的管道，感謝你們陪我走過這兩年無數個起起伏伏的日子。

另外特別感謝我父親洪信家先生、奶奶李心女士及哥哥柅峰，給我一個溫暖可休憩的避難所，讓我沒有多餘的煩惱專心求學，無論我做什麼決定總是默默的支持我，不求回報。

感謝所有幫助過我，激勵過我的人，謹以此獻給你們，願此論文能提供大家些許的幫助，加速在知識領域上的邁進。

利用奈米壓印技術於液晶配向特性之研究

研究生：洪青樺

指導教授：李柏聰 老師

林怡欣 老師

國立交通大學光電工程研究所

摘要

探討液晶分子在奈米壓印微結構表面的配向特性。將不同週期及深度的奈米壓印薄膜製作在玻璃基板上，做為液晶的配向膜。液晶分子的配向能力是取決於微結構的週期及深度，即使奈米壓印薄膜本身材質對液晶沒有並沒有配向能力。我們藉由量測樣品的光電特性、錨定能及預傾角，來觀察液晶在奈米壓印薄膜的配向特性，樣品是由上下兩層奈米壓印膜作為配向膜的液晶盒。這樣的奈米壓印配向薄膜可以被應用在顯示器上。我們同時也利用奈米壓印膜實現電控可調式的液晶光柵。

The Study of Surface Alignment Properties of Nematic Liquid Crystals Using a Nanoimprint Technology

Student: Ching-Hua Hung

Advisor: Prof. Po-Tsung Lee

Prof. Yi-Hsin Lin

Institute of Display Engineering

National Chiao Tung University



Abstract

Surface alignment capability of liquid crystals using nanoimprint lithography technology (NIL) is studied. Nanostructures with different periodicities were fabricated on glass substrates as alignment layers of liquid crystals. The alignment capability depends on the periods and depths of nanostructures even though the materials of nanostructures can not align LCs. We measured the electro-optical properties, the anchoring energy, and the pretilt angle of liquid crystals after filling LCs into a LC cell consisting of two nanoimprint layers. Such nanoimprint alignment layers can be used for display applications. We also demonstrated an electrically tunable liquid crystal grating by using single or double nanoimprinting layers.

目錄

致謝	I
摘要	II
Abstract III	
目錄	IV
圖表目錄.....	VI
符號表	VIII
參數表	X
第 1 章 緒論.....	1
1-1 簡介	1
1-2 動機	1
1-3 溝槽理論	2
第 2 章 原理.....	4
2-1 錨定能理論	4
2-2 傾角錨定能理論	5
2-2-1 傾角錨定能量測方法	10
2-3 扭轉角錨定能理論	15
2-3-1 扭轉角錨定能量測方法	16
2-4 反應時間與錨定能及厚度的關係	19
2-5 相位光柵繞射理論	21
第 3 章 量測系統.....	23
3-1 穿透率量測	23

3-2	預傾角量測	24
3-3	樣品厚度的量測	26
第 4 章 實驗結果與討論		28
4-1	樣品的製作	28
4-2	樣品觀察	31
4-2-1	偏光顯微鏡圖	32
4-2.1	繞射圖形.....	36
4-3	電壓與穿透率的關係	39
4-4	預傾角量測結果	43
4-3	傾角錨定能量測結果	44
4-3.1	相位延遲與電壓關係推錨定能.....	44
4-3.2	外差飽和電壓推錨定能.....	46
4-3.3	利用反應時間推估錨定能.....	46
第 5 章 可調式光柵應用		49
5-1	ON/OFF 式的電控光柵	49
5-2	週期轉換的電控光柵.....	50
第 6 章 結論與展望		52
參考文獻.....		53
附錄		55
	程式一：預傾角的計算.....	55
	程式二：相位光柵繞射強度模擬.....	55
	程式三：傾角錨定能的計算.....	55

圖目錄

圖 1 傾角隨電壓變化，錨定能分別為(a) 10^{-3} J/m ² , (b) 10^{-4} J/m ² , (c) 10^{-5} J/m ²	6
圖 2 不同傾角錨定能下，傾角隨電壓變化。	7
圖 3 液晶盒內總能量與邊界條件關係圖。	7
圖 4 液晶分子三種形變狀態.....	8
圖 5 液晶盒中液晶的指向。(左)不加電壓；(右)外加一 z 方向電場。 .	10
圖 6 扭轉錨定能量測原理.....	16
圖 7 扭轉角錨定能量測架構圖	16
圖 8 偏振片穿透軸與液晶長軸間的角度關係	17
圖 9 扭轉角近似求 α 及 β 的流程圖	19
圖 10 外推長度示意圖.....	21
圖 11 矩形相位光柵示意圖.....	21
圖 12 穿透率量測實驗架構圖.....	23
圖 13 光穿透率推導示意圖	23
圖 14 旋轉晶體量測法示意圖.....	25
圖 15 Cell Gap 量測示意圖	27
圖 16 UV 奈米壓印示意圖	27
圖 17 Cell 製作流程圖	30
圖 18 剛塗完液晶在偏光顯微鏡下觀察圖，亮態中的黑線為金屬電極。	30
圖 19 奈米壓印 SEM 圖.....	30
圖 20 液晶盒中的等效電路。	30
圖 21 沒有微結構的光阻劑，並沒有配向液晶的能力。	33
圖 22 單一片基板在偏光顯微鏡下圖.....	34
圖 23 液晶分子在溝槽中排列方示意圖.....	34

圖 24	將 cell 放在燈箱上，觀察 cell 均勻性。	35
圖 25	奈米壓印 cell 在偏光顯微鏡圖	36
圖 26	不同偏振光入射樣品(a)溝槽中為空氣，等效為一個等向性的項位光柵 (b)液晶有灌入溝槽，繞射效率隨入射光的偏振態改變而變。	36
圖 27	改變不同入射光偏振態的繞射圖形。	37
圖 28	一階及二階的相對零階的繞射強度。	38
圖 29	溝槽中液晶對不同偏振態的入射光而言，等效折射率的變化。	39
圖 30	溝槽中扭轉角，對深度的變化示意圖	39
圖 31	光源為氦氖雷射，電壓對穿透率曲線。	41
圖 32	光源為白熾燈，電壓對穿透率曲線。	42
表 33	由 V-T curve 推得的樣品厚度、臨界電壓及飽和電壓	43
圖 34	預傾角量測結果	44
圖 35	相位延遲對電壓關係($p=1.8\mu\text{m}$ ， $d=1.3\mu\text{m}$)	44
圖 36	相位延遲對電壓關係($p=1.8\mu\text{m}$ ， $d=200\text{nm}$)	44
表 37	利用飽和電壓推得傾角錨定能	46
圖 38	反應時間($p=1.8\mu\text{m}$ ， $d=1.3\mu\text{m}$)	47
圖 39	反應時間($p=1.8\mu\text{m}$ ， $d=200\text{nm}$)	47
圖 40	反應時間($p=10\mu\text{m}$ ， $d=1.3\mu\text{m}$)	47
表 41	利用液晶的反應時間推得傾角錨定能	48
圖 42	電控式 ON/OFF grating，操作機制圖。	49
圖 43	電控式 grating，實驗結果。	50
圖 44	IPS 雙週期 grating，操作機制圖。	51
圖 45	IPS 雙週期 grating，實驗結果。	51

符號表

\vec{n}	液晶軸指向矢
\vec{e}	Easy direction，液晶分子不受外力下的自然排列方向
ϵ_0	真空介電常數
ϵ_{\parallel}	與液晶指向矢平行的介電係數
ϵ_{\perp}	與液晶指向矢垂直的介電係數
$\Delta\epsilon$	液晶分子的介電異方性(dielectric anisotropy)， $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$
n_o	液晶的尋常光折射率(ordinary refraction index)
n_e	液晶的非尋常光折射率(extraordinary refraction index)
n_{eff}	等效非尋常光折射率(extraordinary refraction index)
Δn	液晶分子的折射率異方性(birefringence)， $\Delta n = n_e - n_o$
K_{11}	液晶的展曲(splay)彈性常數
K_{22}	液晶的扭轉(twist)彈性常數
K_{33}	液晶的彎曲(bend)彈性常數
d	液晶層厚度(cell gap)
λ	光波長
R / δ	相位延遲
f_b	Bulk 的自由能密度

f_s	Surface 表面自由能量密度
F	每單位面積自由能密度
W_θ	傾角方面錨定能
W_ϕ	扭轉角方面錨定能
θ_0	the tilt angle for the easy direction
θ_p	the pretilt angle 實際上液晶分子不受外力的傾角
θ	The tilt angle 傾角
ϕ_0	the azimuthal angle for the easy direction
ϕ	the azimuthal angle 實際上液晶分子不受外力的方位角
V_{th}	臨界電壓
C	電容

參數表

Norland Optical Adhesive 65 (NOA65)	
Viscosity	1200 cps
Temperature Range	-15°C~60°C
Refractive index	1.524
Conductivity	$4.5 \times 10^{-7} \Omega^{-1}/m$
Dielectric Coefficient	4

E7				
Physical Properties				
Clearing Point	58°C			
Optical Anisotropy	Δn	589.3nm	20°C	0.2255
	n_e	589.3nm	20°C	1.7472
	n_o	589.3nm	20°C	1.5217
Dielectric Anisotropy	$\Delta \epsilon$	1.0 kHz	20°C	14.1
	ϵ_{\parallel}	1.0 kHz	20°C	19.3
	ϵ_{\perp}	1.0 kHz	20°C	5.2
Rotational Viscosity	r_1		20°C	232.6 mPas
Elastic Constants	K_1		20°C	11.1pN
	K_2		20°C	10pN
	K_3		20°C	17.1pN
	K_3/K_1		20°C	1.54
Conductivity	σ_{E7}			$1.4 \times 10^{-7} \Omega^{-1}/m$
Electro-Optical Properties				
Twist Angle	90°			
	$d \cdot \Delta n$		1.00 μm	
Polymide Type				
Threshold Voltage	$V_{10, \theta=0}$		20°C	1.42V
Saturation Voltage	$V_{90, \theta=0}$		20°C	1.99V
Steepness			20°C	40.60%

第1章. 緒論

1-1 簡介

一般物質只有固態、液態、氣態。但是某些特殊的物質在固態與液態間轉換時，存在中間相。此時分子的質心排列被打亂，但是分子的指向性呈現某種規律的變化，同時具有液態的可流動的性質，也有晶體規律的排列特性，故被稱為液晶相。就液晶分子幾何形狀而言，可分為棒狀(Rod Like)、板條狀(Lath Like)及盤狀(Disk Like)；由液晶生成方式可分為熱致液晶(Thermotropic)及溶致液晶(Lyotropic)。

奧地利植物學家 F.Reinitzer 於 1888 年首次發現液晶，在 1960 年後線狀液晶的光電效應才被發現，由於液晶有很大的折射率異向性，且易以電場驅動，使得液晶的研究與應用開始蓬勃發展，即使發展了這麼長一段時間，到了現在液晶盒界面自由能，或者是液晶分子在受表面配向的原因，表面結構、材質對液晶的影響仍舊是一個值得深入研究的課題。

1-2 動機

我們知道材料折射率或介電常數週期性的變化，對光特性有很好的調變能力，包括光的強度[1]、[2]、[3]、[4]、相位、偏振[5]、波長[6]、[7]、[8]。在許多處理光訊號的元件結構中，例如多種不同形式的光柵[9]、[10]在所有光電系統中即占重要地位。但是一旦元件製做好，所有的特性參數都會被固定，而微結構的製程精細複雜、有較高的製程成本，所以希望能將光柵配合液晶的電控可調特性，做出電控可調的光學元件。

液晶配合上週期性結構，做出電控可調的光學元件，像可調式的雷射[2]、[3]、[4]、[5]、[6]，可調式的分光器[9]、[10]或是波導[7]、光纖。但是大部分的研究都還在測試階段，元件製作完成後才知道相關的元件特性，並沒有辦法做初始的設計，主要是因為液晶分子在這樣的微結構中的排列特性未知，且液晶分子的排列及分子指向對元件的光電的特性影響重大。所以我們希望能更深入的了解液晶分子在微結構中的排列及配向特性，幫助設計元件的光學特性。

利用微結構來配向液晶，有使用 AFM 做 nanorubbing 的方式來製做微結構[11]、[12]、[13]，及奈米壓印技術[14]、[15]、[16]、[17]、[18]、[35]等。由於奈米壓印微影技術具有高產能與低成本的優點，其壓模(mold)可重複使用，及製程簡單、快速。故我們利用奈米壓印的技術來製作週期性的微結構，並藉由一維光柵做液晶配向特性的研究。2007 年及 2008 年 Clark 教授分別在 Appl. Phys. Lett. [15]及 Jour. Appl. Phys.[16]發表奈米壓印溝槽對液晶指向的影響；但其只針對深度較淺的週期結構做定性的觀察，觀察到液晶分子會在這樣的表面上排列。我們需要更深入的探討液晶分子在這樣的週期性結構的排列配向特性，本篇論文藉由量測液晶分子的光電特性、預傾角、介面錨定能及反應時間，分析液晶分子在週期性結構的指向及排列。

1-3 溝槽理論

早在 1972 年 Berreman [19]、[20]、[21]經由假設液晶分子的彈性常數是等向的，表面的週期變化為一振幅很小的正弦波，表面上各處的扭轉角錨定能皆相同且傾角錨定能無限大，且液晶的易指向(easy axis)為順著溝槽，再藉由液晶連續彈性體理論以及彈性係數的計算，得到基板上的幾何

結構對液晶分子扭轉角排列方向的影响。週期性的溝槽將會給液晶一個錨定的力量，使分子長軸順著溝槽方向排列。扭轉錨定能大小可以經由以下關係式得到： $W_B = \frac{2KA^2\pi}{\Lambda^3}$ (1-1)，上式中 A 表示溝槽的深度；K 為等向液晶的彈性係數； Λ 則表示溝槽的間距。由式(1-1)我們可以知道溝槽深度愈深、間距愈小其配向錨定能就愈大。

但是 Berreman 所提的理論只表達扭轉錨定能對週期性結構的關係，並沒有表示傾角錨定能。且很多光學元件並不能符合周期變化的振幅很小且傾角錨定能無限大的假設前提，例如光柵如果週期性變化的深度不夠深，勢必要提高折射率的差值才能符合預期的結果。所以，我們期望能更深入的了解液晶分子在週期性結構的排列及配向的關係。



第2章. 原理

2-1 錨定能理論

一般在描述液晶盒表面的指向矢，都將其視為固定，即相當靠近表面的液晶層的液晶指向沿著 easy axis 方向排列，完全不會隨外加電場或磁場的強度而改變，此時表面的錨定能為無限大。但真實狀況並不能夠這麼理想，為了能更接近實際情形，便引入了界面自由能(surface free energy)。錨定能(anchoring energy or anchoring energy coefficient)表示液晶分子與接觸表面間交互作用的能量大小。而表面的特性影響液晶分子的秩序參數(S)及分子指向(\vec{n})，是影響液晶光電效應的關鍵。當改變表面結構，會改變界面的邊界條件進而影響 bulk 內部液晶的指向分佈。所以了解液晶的表面狀態是非常重要的。

表面自由能中，目前最常使用的模型為 A. Rapini 和 M. Papoular 於 1969 年所發表的理論 (R-P model) [22]來近似，液晶界面能量 f_s 和液晶表面指向的關係 Rapini-Papoular 的近似式：

$$f_s = \frac{1}{2} W_\theta \sin^2 \theta + \frac{1}{2} W_\phi \sin^2 \phi \quad (2-1)$$

其中 W_θ 與 W_ϕ 分別表示傾角方向與扭轉角方向之錨定能，錨定能反應了液晶分子偏離 easy axis 的能力，特別注意上式是假設傾角錨定能與扭轉角錨定能可分離，並不考慮兩者錨定能在實際上互相耦合(coupling)的情況，須在液晶分子的指向與 easy axis 的指向偏離一個小角度時方成立。

另一個更廣義的錨定能表示式[23]、[24]為 $f_{\text{tie}} = \frac{A}{2}(\dots)$ (2-2) ,

考慮傾角及扭轉角錨定能的非線性耦合，(2-2)等式的右邊表示 easy axis 的偏與液晶分子指向的偏離量，A 表示總錨定能。以一般磨刷配向所製作的配向膜，傾角錨定能約為 $W_{\theta} \doteq 10^{-3}(\text{J/m}^2)$ ，而扭轉角錨定能 $W_{\varphi} \doteq 0.01 \sim 0.1 W_{\theta}$ ，約為傾角錨定能的十分之一到百分之一。

2-2 傾角錨定能理論

外加電場可改變液晶的指向，因而改變液晶盒中各層的 Δn 的變化。外加電場於液晶盒時接近表面的液晶分子指向，與液晶 bulk 內的指向不同，低電場時，中間的液晶層較容易受電場影響，順著電場排列，而靠近介面的液晶層傾角改變較小；但是在高電場時，中間層的液晶指向已經與電場方向一致傾角不會再改變，邊界的液晶層傾角隨著電場增強而逐漸加大。我們使用 DiMos 模擬液晶分子(E7)水平配向液晶盒(預傾角 1°)，改變不同錨定能，液晶分子傾角隨電壓的變化，如圖 1 錨定能分別在 (a) $10^{-3}(\text{J/m}^2)$, (b) $10^{-4}(\text{J/m}^2)$, (c) $10^{-5}(\text{J/m}^2)$ 的情況下，橫坐標為液晶分子分別在電壓為 1V、2V、3V 及 4V 下分子指向，縱座標表示 $z=0$ 到 $z=d$ 的液晶盒厚度。比較圖 1(a)、(b)、(c)三圖，我們知道傾角錨定能越小邊界液晶指向越容易被電場所改變，飽和電壓也越小。飽和電壓指包含邊界的所有液晶層指向都會順著電場排列。圖 2 中，橫座標表示液晶盒的厚度 d ，縱座標表示傾角 θ ，分別在不同電壓下傾角的變化。

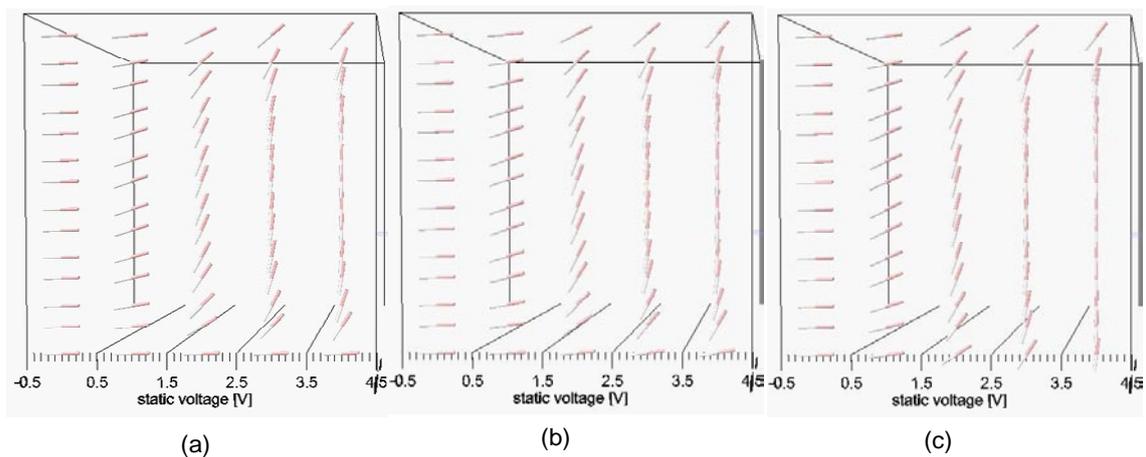
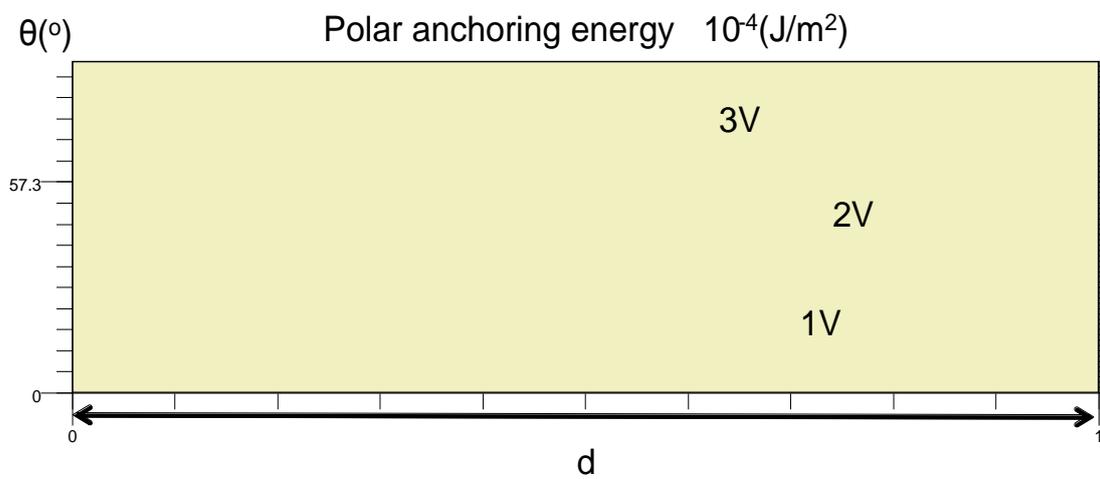
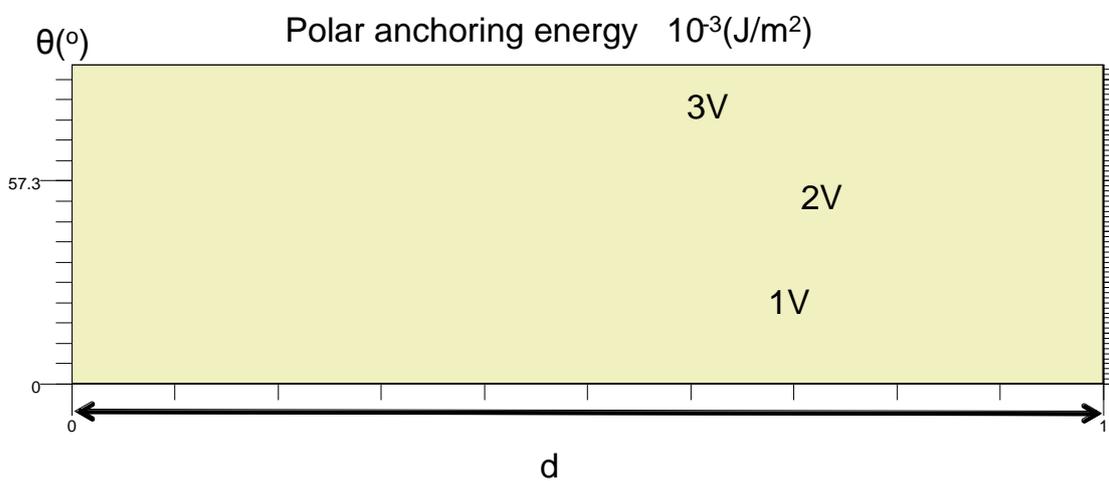


圖 1 傾角隨電壓變化，錨定能分別為(a) 10^{-3} J/m^2 , (b) 10^{-4} J/m^2 , (c) 10^{-5} J/m^2



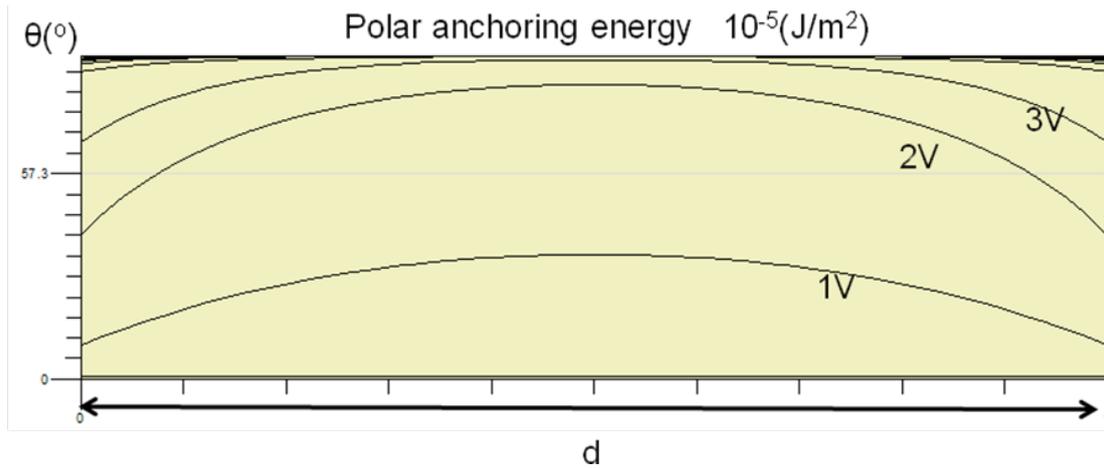


圖 2 不同傾角錨定能下，傾角隨電壓變化，

藉由描述系統 bulk 內部液晶的形變能密度、外加電磁場的能量密度與界面自由能平衡，由三者能量平衡，由尤拉公式可推得一個二次微分方程式，配合上兩個邊界條件，可以推得系統內穩態液晶指向分佈函數。如圖 3 表示液晶盒內部能量與邊界條件關係圖。

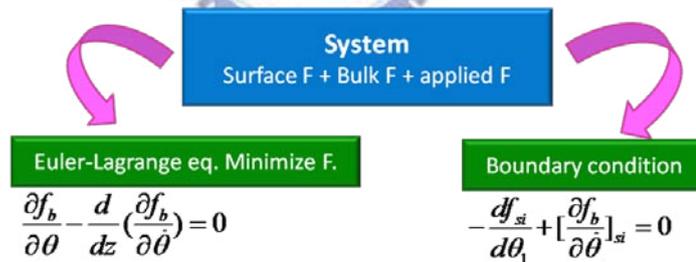


圖 3 液晶盒內總能量與邊界條件關係圖。

因此液晶盒內每單位面積自由能密度可表示成

$$F = \int_{s1}^{s2} f_b dz + \int_{s1} f_{s1} ds + \int_{s2} f_{s2} ds \quad (2-3)$$

f_b 表 bulk 內部自由能密度， f_e 表外加電場相關的單位體積自由能密度， f_{s1} 及 f_{s2} 則分別表示上下層液晶盒表面自由能密度。

一般表示 bulk 內部形變自由能所使用的理論模型是西元 1958 年由 F. C. Frank 所提出的連續彈性體理論[25]。液晶連續彈性體理論的是在不考慮液晶缺陷的情況下，將液晶視為一不可壓縮且隨空間位置緩慢變化的連續彈性體，分子指向 \vec{n} 符合下面四個對稱性：

- (1) \vec{n} 和 $-\vec{n}$ 的等價性;
- (2) 以 \vec{n} 為軸心的轉動不變性;
- (3) 包含 \vec{n} 在內的平面之鏡面反射不變性;
- (4) 對於垂直於 \vec{n} 的平面之反射不變性;

Frank 單位體積的液晶形變自由能表示為：

$$f_{el} = \frac{1}{2} [K_{11} (\nabla \cdot \vec{n})^2 + K_{22} (\nabla \times \vec{n})^2 + K_{33} (\nabla \cdot \nabla \times \vec{n})^2] \quad (2-4)$$

上式前三項，分別表示液晶展曲、扭轉及彎曲的體形變自由能密度，如下

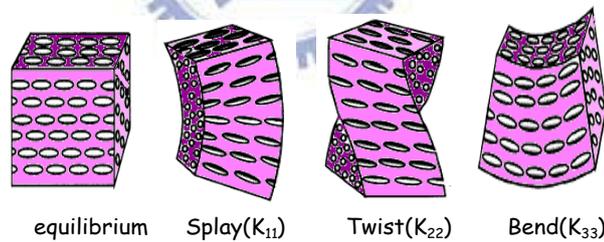


圖 4 液晶分子三種形變狀態

其中 K_{11} 、 K_{22} 及 K_{33} 分別是液晶的展曲 (splay)、扭轉 (twist) 及彎曲 (bend) 彈性常數。

而外加電場時，介電質中的單位體積電能可表示成

$$f_{el} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_{\parallel} E_{\parallel}^2 - \frac{D_z^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{\perp}} \quad (2-5)$$

考慮一水平配向的液晶盒，上下電極位於 $z=0$ 及 $z=d$ ，如圖 5 所示。上下基板的錨定能相同，其 easy axis 沿著 x 軸，當沒有任何外加場時，液晶盒中的液晶指向均勻的與 easy axis 夾 θ_p 度，稱為預傾角 (pretilt angle)。

θ_p 定義了最小的表面能階。當外加電場單位體積的總自由能密度表示如下：

(2-6)

其中 $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ 電位移 (electric displacement)， ϵ 表示介電係數的張量， \vec{E} 表示外加電場，外電電壓與電場的關係式為 $V = Ed$ 。忽略展曲及彎曲的耦合項 K_{13} 及液晶盒內部的自由電荷 $\nabla \cdot \vec{D} = 0$ 。當外加電位移 \vec{D} 時，液晶平衡狀態是他的總能量最小，指向 $\theta(z)$ 符合

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{33} D^2}{2} \cos^2 \theta \right] = 0 \quad (2-7)$$

及邊界 $z=0$ 的邊界條件， $\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0} = 0$ 力矩平衡

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{33} D^2}{2} \cos^2 \theta \right] = 0 \quad (2-8)$$

邊界 $z=d/2$ 時，由於液晶盒的對稱性， $\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=d/2} = 0$ (2-9)

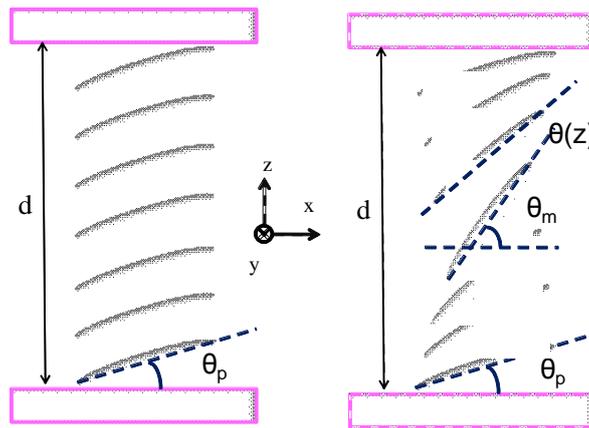


圖 5 液晶盒中液晶的指向。(左)不加電壓；(右)外加一 z 方向電場。

由上式(2-9)代入(2-7)，可得最大的傾角 $\theta_m = (d) \sqrt{\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}$ 發生在中間液晶層

$$\left(\frac{dE_2}{dz}\right)^2 = \frac{\Delta^2 \cos^2 \theta}{\epsilon_1 \sin^2 \theta + \epsilon_2 \cos^2 \theta} \quad (2-10)$$

由式子(2-10)、(2-8)，可知(2-10)為二階的一次微分方程式，配合上(2-8)的邊界條件，及外加電場值，可知內部液晶的指向分布 $\theta(z)$ 。反之，如果我們已知內部液晶的指向，可反推介面上的錨定能。所以，可預期的是我們藉由量測液晶盒的相位延遲或電容值等，來推測內部液晶的指向，藉此反推介面上的錨定能。

2-2-1 傾角錨定能量測方法

在上一節中，我們提到了傾角錨定能的理論。但如何從實驗的量測中去推得真正的傾角錨定能。很直觀的想法是，由已知的液晶指向排列反推表面錨定能，一般藉由量測液晶的相位延遲對電壓的關係或電容對電壓的關係來得到液晶內部的指向隨電場的變化，再由前一節所推導的關係式求得傾角錨定能。本節採用一般常用的外加電場來改變液晶指向矢分佈進而求得傾角錨定能的關係式。就外加電場量測的方法再進一步的討論如

下：

A. 1985 年 H. Yokoyama 與 1999 年 Yu. A. Nastishin 的方法[26]、[27]

1985 年 H. Yokoyama[28]、[29]是最早提出使用外加電場量測相位的方法此方法是從 Frank 的連續彈性理論出發，推導出在外加電場時改變了液晶盒的指向矢分佈，進而使得液晶盒相位的改變。在推導的過程中發現，在電壓 $V \gg V_{th}$ 時，相位的改變隨外加電壓乘上電容值呈線性關係。利用這個線性關係，從量測電壓改變對相位差的圖形中進行比對(fitting)求得錨定能。

Nastishin 的方法是從 H. Yokoyama 的方法中改良而來的。利用理論推導中的關係式，把 Yokoyama 的電容項利用其他的相關係數取代，得到相位對電壓的關係式，發現在電壓 $V \gg V_{th}$ ，且造成最大相位差的 80% 所對應的電壓區間內，會有一線性關係。在這線性區間內進行比對 (fitting) 求出錨定能的值。如此一來在比對的過程中就不需要先行量測得知電容的大小。

B. 1995 年 A. Sugimura 的方法[23]、[24]、[30]

本方法的基礎理論架構和 Nastishin 的方法相同，不同的是在推導的結果。Sugimura 的推導是在高電壓時，液晶盒的相位對外加電壓的倒數會是線性關係，利用這個線性關係直接外差求得飽和電壓，利用飽和電壓和錨定能的關係式直接求得錨定能的值。

本文會利用上述方法量測奈米壓印薄膜對液晶配向特性的影響。

首先我們介紹 H. Yokoyama 與 Yu. A. Nastishin 的方法，利用相位延遲對電壓的關係再做線性 fitting 直接的求得傾角錨定能。已知光穿過液晶盒尋常光與非尋常光的相位延遲表示為 $R \sin^2 \theta \int_0^d \frac{2\pi}{\lambda} [O]_{\text{eff}} dz$ ，其中，配合(2-10)

及(2-8)式， $D_z = \frac{\epsilon_0 V}{\int_0^d (\epsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \epsilon_{\parallel}) dz}$ ，可得：

$$V_y = \frac{V}{\pi} \sqrt{1 - \gamma_{\text{mbm}}} \quad (2-11)$$

$$R = \frac{2\pi d n_{\text{obm}} I_{\text{yy}}}{\lambda I_{\text{obm}}} \quad (2-12)$$

$$C = \frac{\epsilon_{\text{obm}} S I_{\text{yy}}}{d I_{\text{y vbm}}} \quad (2-13)$$

$$I_{\text{y vbm}}(dy) = \int_{y_b}^{y_m} \sqrt{\frac{(1 - \kappa y)}{(1 - \kappa y) y_m}} dy \quad (2-14)$$

$$I_{\text{obm}}(y) = \int_{y_b}^{y_m} \sqrt{\frac{(1 - \kappa y) dy}{(1 - \kappa y) y}} \frac{1}{\sqrt{v}} \quad (2-15)$$

$$I_{\text{obm}}(dy) = \int_{y_b}^{y_m} \sqrt{\frac{(1 - \kappa y)}{(1 - \kappa y) y}} dy \quad (2-16)$$

$$\kappa = \frac{K_{11}}{K_{33}} \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon_{\perp}} \frac{22}{e} \quad n_{\text{eff}}(\theta) = n_o \cos \theta \quad (2-17)$$

$$V_{\text{mbm}} = \sqrt{\frac{K_{11}}{\epsilon \Delta}} \sin \theta \quad \theta(0) = \theta_0$$

配合邊界條件(2-8)式， $f = \frac{1}{2} \sin^2 \theta_0$ ，忽略扭轉角與傾角錨定

能的耦合，傾角錨定能可表示為 $W_\theta = \frac{2K_{11}C_{mb}}{d \sin 2\theta} \sqrt{\frac{+\kappa}{\dots}}$ 。如果

已知 (y_m, y_b) 及任兩個 (V, C, R) ，即可完全的推得液晶盒內指向矢的分布，簡單的說由相位延遲對電壓的關係或電容對電壓的關係可推得錨定能的大小。

由上面 (2-11)、(2-12) 式與 (2-13) 式的乘積，可得下式

$$RCV = \frac{2\pi n_0^2 \epsilon_0}{\lambda \epsilon \epsilon_0} \sqrt{\frac{K_{11}}{\Delta}} \sqrt{1 + \gamma} \quad (2-17)$$

由上述關係式適用於任一預傾角，當 $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ 可得

RCV 與 CV 的線性關係式。

$$RCV = \frac{J_1}{W} \quad , \quad J_1 = \frac{2\pi n_0^2 \epsilon_0}{\lambda \epsilon \epsilon_0} \sqrt{\frac{K_{11}}{\Delta}} \sqrt{1 + \gamma} \quad (2-18)$$

$$J_1 = \frac{2\pi K_{11} \epsilon_0}{\lambda \gamma} \sqrt{\frac{(1 + \gamma) y_p}{1 + y_p}}$$

$$B_R = \frac{2}{1 + \gamma} \sqrt{\frac{(1 + \gamma) y_p}{1 + y_p}}$$

其中，電容的量測需要厚度的均勻性，且我們實驗用的奈米壓印膜四周有沒有奈米壓印結構的區域，可能會帶來量測得不準性。所以我們使用將電容項取代掉，H. Yokoyama 的方法。

由上式(2-18)可知，當外加一高電壓的情形下，飽和狀態下的電容

$$C_\infty = \frac{\epsilon_{\parallel} S}{d} \quad , \quad \text{利用高電壓條件下 CV 關係式，} \quad CV = \frac{\epsilon_{\parallel} S}{Qd} \quad - \quad ,$$

$$\bar{V}dy = \frac{\Delta \epsilon \gamma \lambda}{\pi \epsilon \gamma} \sqrt{\frac{(1)(1) y}{y(1)}} \quad th, \quad Q = 1 \frac{2K_{11} \gamma \lambda (1) y_p}{Wdy (1) \gamma_p}$$

$$\frac{R_0 V_{th}}{R_0 W d} = \frac{\tilde{J} Q}{V_{th}} \frac{2K_{11} (1) \gamma_p}{\theta} \quad (2-19)$$

$$\tilde{J} Q = \frac{\sqrt{\frac{K_{11} (1) \gamma_p}{\epsilon \Delta} \sqrt{\frac{y_p}{\gamma}}}}{(1) \gamma_p \sqrt{\gamma}}$$

$$R_0 = \frac{2 \pi n_{ep} y_p}{\lambda (1) \gamma_p \sqrt{\gamma}}$$

由初始的理論假設我們知道此量測法的線性 fitting 區域須在(V_{min} , V_{max})範圍，符合下面的條件：

1. 中間液晶層完全站直 $V_{min} > 6V_{th}$
2. V_{max} 受限於接近表面的液晶傾角近似預傾角，所以有一最大電壓極值

$$V_{max} = \frac{0.2}{\pi \cos \theta_p} \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}} \frac{Wd}{K_{11}} \quad th \quad (2-20)$$

接下來介紹 Sugimura 的方法，我們由(2-10)及(2-8)出發，前面的基本理論假設相同，假設在飽和電壓(V_s)下液晶盒內的液晶完全站直(有別於 H. Yokoyama 的方法，假設與表面接觸的液晶順著基板的配向方向)。

$$\text{當 } V \rightarrow V_s, \quad \theta_m \rightarrow \frac{\pi}{2}, \quad \text{引入參數 } \tilde{\beta} \cos \theta_m = \frac{\cos \theta_m}{\cos \tilde{\beta}} \quad (2-21)$$

將(2-8)式及(2-10)式合併改寫成

$$f_s(\theta) = \int_{\theta(0)}^{\theta(d)} \frac{(\frac{K_1}{K_{33}} \sin^2 \theta)^2 \theta \times \sqrt{\frac{\Delta \epsilon D^2 \cos^2 \theta}{K_1 \epsilon_0 (1 + \frac{K_1}{K_{33}} \sin^2 \theta) (1/\cos)}}}{\sqrt{\frac{\Delta \epsilon D^2 \cos^2 \theta}{K_1 \epsilon_0 (1 + \frac{K_1}{K_{33}} \sin^2 \theta) (1/\cos)}}}$$

代入(2-21)式，將 β 由0積到 β^0 ，再假設 β^0 趨近於0，再配合電位移與電壓的關係式 $D = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\parallel} V}{d}$ ，可推得飽和電壓與傾角錨定能的關係。

$$W_{\theta} = \frac{V K_1 K_{33} \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_{\parallel} \Delta}}{d K_{33}} \tanh\left(\frac{V_s}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\parallel} \Delta}{K_{33}}}\right) \quad (2-22)$$

由(2-22)式可知， $\tanh(\cdot)$ 在大部分的情形下趨近於一，(2-22)式暗示著這樣的量測錨定能的方法是假設樣品表面錨定能是整面均勻的。

2-3 扭轉角錨定能理論

考慮單純扭轉的介面自由能 $f = \frac{1}{2} K_{22} \sin^2 \varphi$ ， $\Delta\varphi$ 為扭轉角的偏離基板的 easy axis 的偏移量， φ_i 為上下兩基板 easy axis 的夾角，所以液晶由下基板到上基板總共扭轉 $\varphi_f - \Delta$ 的角度，假設上下基板的扭轉錨定能相同為一對稱的液晶盒。而內部形變自由能由連續彈性體理論可得

$f_{el} = \frac{1}{2} K_{22} \int_0^d \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 dz$ ，假設液晶盒，下基板(z=0)到上基板(z=d)，液晶的扭轉角的變化為連續的線性變化， $\frac{\partial \varphi}{\partial z} = const.$ ，

$f_{el} = \frac{1}{2} K_{22} \int_0^d \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 dz$ ，求介面自由能加上內部彈性能的最小值即為平衡態，
 $\frac{\partial (f_{el} + f_s)}{\partial \varphi_i} = 0$ ，可得
 $W_{\theta} = \frac{2 K_{22} \varphi_f \Delta}{d \sin(2\Delta\varphi)}$ 。 (2-23)

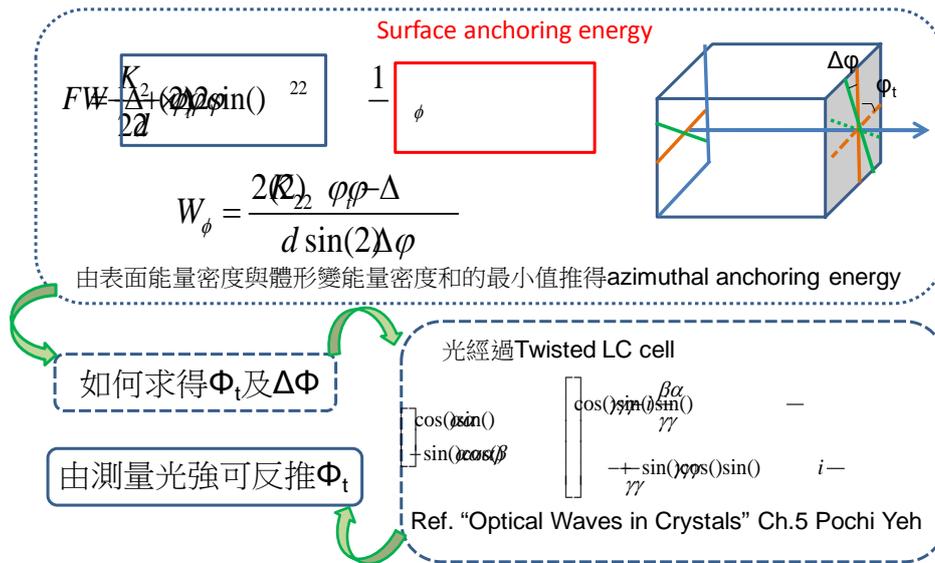


圖 6 扭轉錨定能量測原理

2-3-1 扭轉角錨定能量測方法

由上一節中(2-23)式，假設液晶的材料參數為已知，我們只要知道液晶盒上下基板的配向方向(easy axis)扭轉的角度，及內部液晶分子的實際扭轉角即可求得扭轉錨定能，思考流程如圖 6。採用 K. Lu 及 C. Soutar 在 1994 年提出的方法[31]、[32]，來量測液晶實際在液晶盒中的扭轉角，量測的實驗架構如下圖 7。此量測方法不需要知道入射面液晶的指向矢，也不要求液晶盒放特殊位置，在操作上較為簡易。

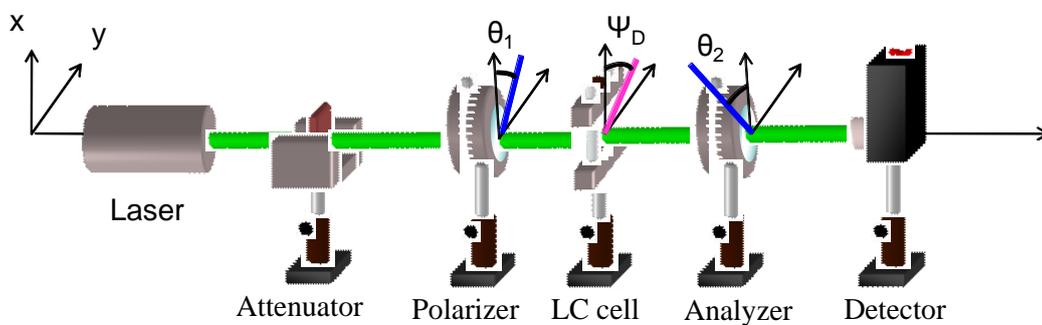


圖 7 扭轉角錨定能量測架構圖

如圖 7 所示，polarizer 與 analyzer 分別與液晶分子長軸夾 ψ_1 及 ψ_2 ，液晶指向矢與 x 軸夾 ψ_D ，我們利用 Jones Matrix 表示此光學系統，

$E_{out} = R(\psi_2) L(\alpha, \beta) R(\psi_1) E_{in}$ ，其中 $R(\cdot)$ 表式旋轉矩陣，液晶盒中液

晶分子沿 z 軸的共旋轉 α 角，提供相位延遲 β ， $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} [n_o - n_e]$ ，

$$R(\psi) = \begin{bmatrix} \cos(\psi) & \sin(\psi) & 0 \\ -\sin(\psi) & \cos(\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

E_{in} 為光穿過一片偏振片的表示式，入射液晶盒時入射光的偏振態與入射面的液晶分子長軸夾 ψ_1 ，故須乘上一個旋轉矩陣，再入射液晶盒。

$$LC(\alpha, \beta) = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\beta}{\gamma}) \cos(\frac{\alpha}{\gamma}) & \sin(\frac{\beta}{\gamma}) \cos(\frac{\alpha}{\gamma}) \\ -\sin(\frac{\beta}{\gamma}) \cos(\frac{\alpha}{\gamma}) & \cos(\frac{\beta}{\gamma}) \cos(\frac{\alpha}{\gamma}) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma = \frac{\pi d}{\lambda} \quad (2-24)$$

$TE_{11} = \frac{1}{2} \sin^2 \psi$ ； $\psi = \theta$ ，代入上式(2-24)，穿透軸與液晶長軸間的角度關係如下圖 8 所示，

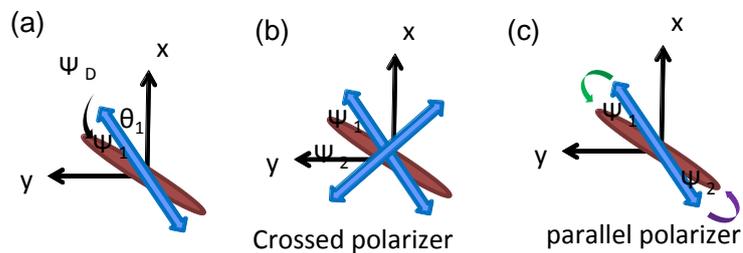


圖 8 偏振片穿透軸與液晶長軸間的角度關係

可以簡化推導出當光穿過 cross polarizer 下的液晶盒穿透率，其中 $\psi = \theta$ 的

關係圖 8(b)， $\psi_D = \frac{\pi}{2}$

$$T_{x,D} = \xi^2 \left[\frac{\sin \alpha \cos \beta \sin \gamma}{\gamma} \sin(2\alpha) \right]^2 \quad (2-25)$$

前後兩偏振片互相平行， ψ_D 的關係如圖 8(c)， $\psi_D = 0$ ，穿透率為

$$T_{//,D} = \xi^2 \left[\frac{\sin \alpha \cos \beta \sin \gamma}{\gamma} \cos(2\alpha) \right]^2 \quad (2-26)$$

ξ 為強度因子 (scaling factor)。旋轉偏振片及檢偏片始其互相平行或互相垂直，其穿透率關係，如上式 (2-25) 及 (2-26)。

利用 (2-25) 及 (2-26) 式以求得扭轉角度及厚度的三步驟如下：

步驟一：

在正交偏光片，(2-25) 式中可得其最小值發生在 $\alpha = 0, 20, 2, \dots$ ，所

以 $\psi_D = \frac{(2n-1)\pi}{2}$ 。

步驟二：

現在剩下的變數有 α_{\max} 及強度因子 ξ ，由 (2-25) 式加 (2-26) 式可得強度因子 ξ 。

步驟三：

非線性的近似求解 α_{\max} ，其中猜測 α 的範圍，當組成奈米壓印溝槽互相平行的液晶盒，總扭轉角 α 約在 0 到 4 度之間；若組成溝槽互相垂直的液晶盒， α 的範圍約落在 86 度到 90 度的區段。 $\beta_{\max} = \frac{\pi \Delta n d}{\lambda}$ ，可從此範圍開始做近似求解。流程圖如下圖 9 所示

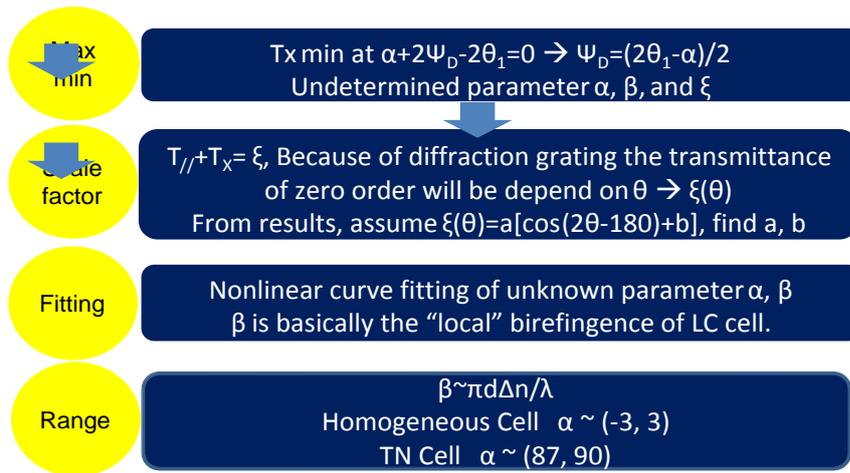


圖 9 扭轉角近似求 α 及 β 的流程圖

2-4 反應時間與錨定能及厚度的關係

2007 年 Shin-Tson Wu 老師提出在錨定能及液晶盒厚度對反應時間的影響。一般考慮邊界錨定能為無限大，液晶的反應時間(decay time)正比於液晶盒厚度(cell gap d)的平方。但是當邊界錨定能偏弱時，液晶的反應時間會變慢，我們可以利用量測液晶的反應時間推估錨定能的大小。有別於之前介紹的錨定能量測法，這個方法雖然簡易但提供我們更直接快速估計錨定能大小的方式。

如圖 5，考慮一個水平配向的液晶盒，上下基板在 $z=0$ 及 $z=d$ ，沿著 z 方向外加一電場。由式(2-7)，可得

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) + \frac{\gamma_1}{K_{11}} E^2 \sin^2 \theta = 0 \quad (2-27)
 \end{aligned}$$

式子中等式左邊第一項及第二項為液晶內部的彈性恢復力，第三項為液晶受電場產生的單位體積電力矩，等式右邊為 damping 項。 γ_1 為旋轉黏滯係數(rotational viscosity)。為了簡化問題假設 $K_{11} \sim K_{33}$ ，傾角 θ 很

小，將上式改寫為 $K E_{30} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \Delta \epsilon \theta = 0$ 。當錨定能為無限大時，

$$\tau_0 = \frac{\gamma_1 d^2}{K_{33} \pi^2} + \frac{\tau_{033}}{|\Delta \epsilon|} \sqrt{\frac{K}{\epsilon_0}} \quad (2-28)$$

當錨定能非無限大時，我們利用外推長度(extrapolation length)的觀念，連續彈性體在能量極小值時，傾角的變化量在遠離表面時為一常數，連續變化；當接近表面時，變化量不再為常數，可能的關係如下圖 10。

$\bar{d} = \frac{K}{W_\theta}$ ， \bar{d} 為外推長度， \bar{d} 的大小取決於邊界壁上分子沿易取向軸排列

的程度，如果界面與附在介面上的向列液晶分子的作用力大於向列型液晶分子間的作用力，那外推長度 \bar{d} 將與分子尺寸大小差不多，我們可以

忽略表面能，即令 $\bar{d} = 0$ ，邊界條件可以直接用有效邊界條件 $\theta(0) = 0$ ，

我們把這種情形稱為強錨定能。當界面壁與液晶分子的作用力遠小於液晶分子間的作用力，那外推長度 \bar{d} 可能遠大於分子尺寸大小，我們把這

種情形稱為弱錨定能。

所以我們將等效的液晶盒厚度為 $d + \bar{d}$ ，帶回(2-28)式可得

$$\tau_0 = \frac{\gamma_1 (d + \bar{d})^2}{K_{33} \pi^2} + \frac{\tau_{033}}{|\Delta \epsilon|} \sqrt{\frac{K}{\epsilon_0}} \quad (2-29)$$

A. $2\bar{d} \ll d$

接近表面的液晶傾角很小，幾乎完全順著 easy axis 的方向排列，表面

能量為強錨定能，可忽略外推長度。 $\tau_0 = \frac{\gamma_1 d^2}{K \pi^2} + \frac{\tau_{033}}{|\Delta \epsilon|} \sqrt{\frac{K}{\epsilon_0}}$

B. $2\bar{d} \gg d$

非常弱的錨定能。 $\tau_0' = \frac{4\gamma_1 d}{W_0 \pi^2} d$

C. $2\bar{d}d$ -

錨定能強度處於中間， $\tau_0' = \frac{\gamma_1}{KW^2} d^2 = \frac{4dK}{\theta}$

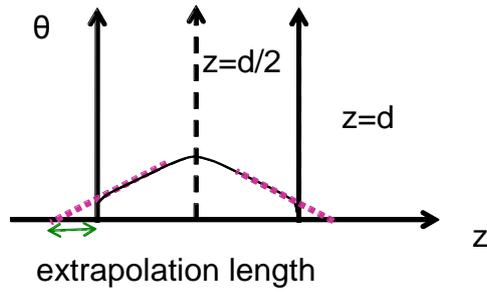


圖 10 外推長度示意圖

2-5 相位光柵繞射理論

考慮一個矩形相位光柵[34]，週期為 p ，深度 w ，凹槽寬度為 b 內部的折射率為液晶等效折射率 n_{eff} ，凸起寬度為 $(p-b)$ 其折射率為奈米壓印基質的折射率 n_a ，光柵的總長為 L ，如下示意圖 11。假設正向入射一平面波，波長為 λ 。這樣的相位光柵，其穿透率函數(transmission function)可表示為

$$t(x) = \frac{x}{L} \left[\frac{11}{2} \frac{2\pi w n_{eff}}{p} \text{rect} \left(\frac{x}{p} \right) - \frac{2\pi w n_a}{p} \text{rect} \left(\frac{x}{p} \right) \right]$$

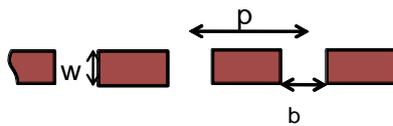


圖 11 矩形相位光柵示意圖

已知遠場 Fraunhofer 的繞射圖形，其光場分佈與將穿透率函數直接做傅氏轉換。所以我們將 $t(x)$ 做傅立葉轉換可得

$$F\{t(x)\} = \int_{-\infty}^{\infty} t(x) e^{-j2\pi x f_x} dx \quad \text{xx}$$

$$F\left\{\frac{1}{b} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x - mb}{b}\right)\right\} = \frac{1}{b} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x - mb}{b}\right) e^{-j2\pi x f_x} dx \quad \text{xxx}$$

$$f_x = \frac{\sin \theta}{\lambda}$$

已知奈米壓印薄膜溝槽中凹槽的寬度為凸起處的兩倍， $p=3b$

$$F\left\{\frac{1}{b} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x - mb}{b}\right)\right\} = \frac{1}{b} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x - mb}{b}\right) e^{-j2\pi x f_x} dx \quad \text{I}(f_x) = 2$$

$$+ 2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x - mb}{b}\right) e^{-j2\pi x f_x} dx$$

所以相位光柵在 Fraunhofer 繞射平面上的光強度分布可表示為：

$$I_b \propto \left| \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sin\left(\frac{m\pi}{3b}\right) \right|^2$$

$$\sin\left(\frac{m\pi}{3b}\right) \left[1 + 4 \cos\left(\frac{\pi m}{3b}\right) \right]$$



當 $m=0, 1$ ，分別表示零階及一階的繞射強度分布

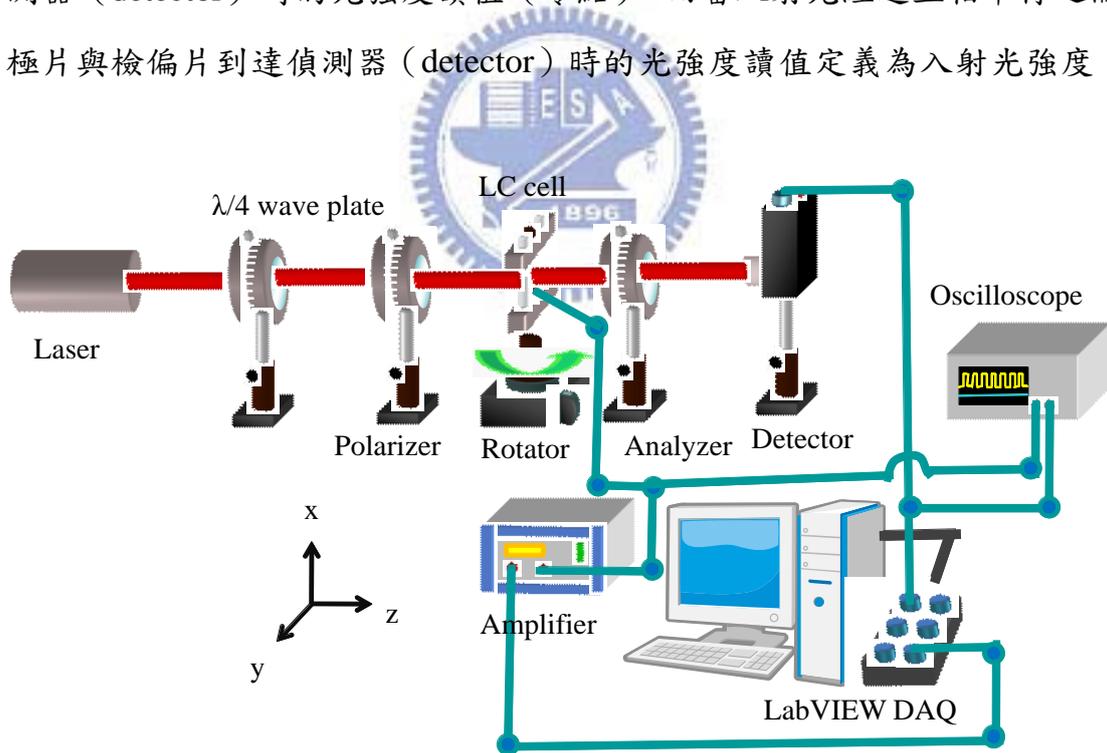
$$I_b \propto \left| \left[54 \cos\left(\frac{2\pi w n_{eff} a}{\lambda}\right) \sin\left(\frac{\pi m}{3b}\right) \right] \right|^2 \quad \text{x} \quad (2-30)$$

$$I_b \propto \left| \left[22 \cos\left(\frac{2\pi w n_{eff} a}{\lambda}\right) \sin\left(\frac{\pi m}{3b}\right) \right] \right|^2 \quad \frac{11}{33} \quad \frac{2\pi w n_{eff} a}{\lambda} \quad \frac{1}{b} \quad (2-31)$$

第3章. 量測系統

3-1 穿透率量測

利用雷射光在穿過液晶盒，平行液晶分子長軸的 e-ray 及垂直液晶分子的 o-ray 兩道光所造成的干涉現象來量測液晶受電場影響的分子轉向。本實驗所使用的光源為氦-氖雷射 (He-Ne Laser, 30 mW, 波長為 632.8 nm), 量測架構圖如圖 12 所示, 其中液晶盒配像方向(分子長軸)沿著 y 軸, 而前後的線性偏振片互相正交, 且分別與液晶指向夾 45 度及 135 度。將實驗中背景光強定義為入射光經過互相垂直之偏極片與檢偏片後, 到達偵測器 (detector) 時的光強度讀值 (零點), 而當入射光經過互相平行之偏極片與檢偏片到達偵測器 (detector) 時的光強度讀值定義為入射光強度。



盒的電驅動曲線，並扣除背景值除上入射光強度得到液晶盒對光的穿透率。

當線性極化的雷射光沿著 z 方向前進，經過一片四分之一波板，出射光變成圓偏振光(量測扭轉角能定能，使各個入射的偏振光光強相同，方便由光強度計算穿透率變化)，四分之一波板與線偏極化光夾 45 度。當圓偏振光打入與液晶長軸夾 45 度的線性偏振片時，產生相同光強的 e-ray 及 o-ray。因此利用 Jones Matrix [33]的計算，如圖 13，可得到入射光經過前後兩片互相正交的偏振片的液晶盒，光穿透率為 $T = \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)$ ， δ 為液晶盒所提供的相位延遲(phase retardation)。

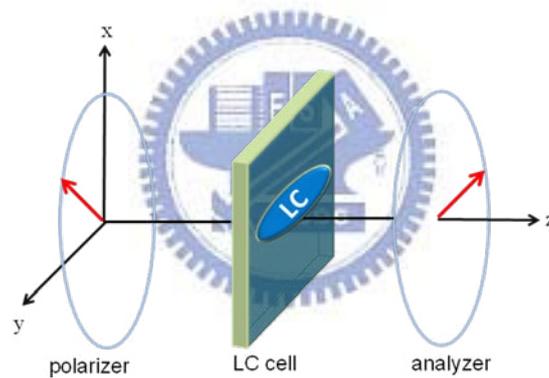


圖 13 光穿透率推導示意圖

3-2 預傾角量測

所謂的預傾角(pretilt angle)即在不加外場的情形下，液晶在邊界表面處其指向與表面的夾角。我們使用旋晶體的方式來量測預傾角，此方法是藉由旋轉液晶樣品，光由不同的入射角入射液晶，因液晶的雙折射性質產生的相位差造成光強度的變化，由入射角對光強曲線的對稱點，反推出預傾角 θ_p 。如下圖 14 所示， φ 為光的入射角。

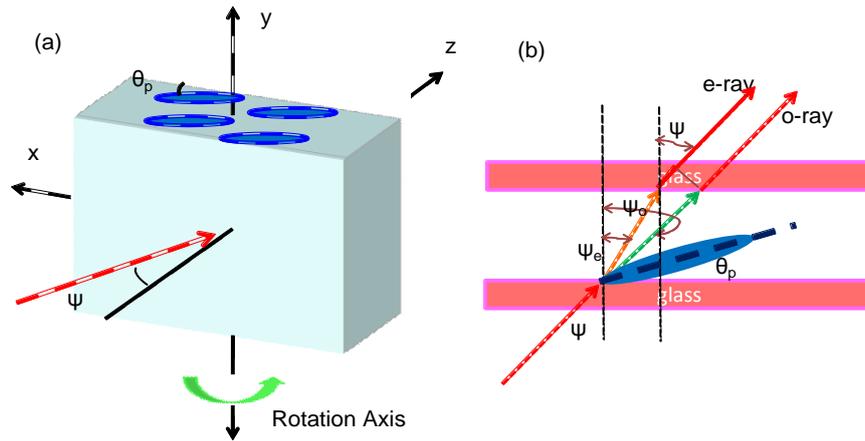


圖 14 旋轉晶體量測法示意圖

假設液晶盒為一均勻的單光軸晶體，每一層的液晶預傾角相同。如圖 14 (b)，當一道光射入液晶樣品時，y 方向的偏振光(o-ray)看到的光折射率為 n_o ，在 x-z 平面上的偏振光(e-ray)看到的光折射率為 n_e ，此兩道光會有相位差產生，互相干涉。由圖 10(b) 我們可以分別寫下 e-ray 和 o-ray 的光程 (Optical Path Length, OPL)，配合斯乃爾定律，求出相位差：

$$OPL_{e\text{-ray}} = \frac{d}{\cos \varphi_e} \quad (3-1)$$

$$OPL_{o\text{-ray}} = \frac{d}{\cos \varphi_o}$$

其中

$$n_{\text{eff}}(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_e^2} \quad (3-2)$$

配合斯乃爾定律 (Snell's law) $n_o \sin \varphi_o = n_{\text{eff}}(\theta) \sin \varphi_e$ (3-3)

由 (3-1) 式我們可以得到兩偏振光所產生的相位差為

$$\delta(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} (OPL_{e\text{-ray}} - OPL_{o\text{-ray}}) = \frac{2\pi d}{\lambda} \left(\frac{n_{\text{eff}}(\theta)}{\cos \varphi_e} - \frac{n_o}{\cos \varphi_o} \right)$$

代入 (3-2) 及 (3-3) 的關係式，經化簡，可得

$$\delta\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[\frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_o} \cos^2\theta + \frac{n_o^2}{2n_e} \sin^2\theta \right] \quad (3-5)$$

由上節知，如果我們將樣品放在兩個正交的偏振片中間， $T = \sin^2\left(\frac{\delta\phi}{2}\right)$ 。因此我們可以量測到穿透光強度對入射角 ϕ 的變化。在的入射角整個曲線會對稱於一個角度 ϕ_x ，而在這個角度其相位差為最大值

$$\frac{dT}{d\phi} \Big|_{\phi_x} = 0 \quad , \text{ 可得}$$

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \left[\frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_o} \cos^2\theta_x + \frac{n_o^2}{2n_e} \sin^2\theta_x \right] = \frac{1}{2} \quad (3-6)$$

將穿透率對對入射角的對稱點 ϕ_x 代入，我們變可求出樣品在介面的預傾角 θ_p 。量測架構與圖 13 類似，不需外加電壓，以電腦控制旋轉台 (08TMC-2)，改變液晶盒轉角，並讀取不同入射角入射液晶盒時光偵測器的讀值，得到不同入射角下穿透率變化曲線。

3-3 樣品厚度的量測

本實驗採用旋轉干涉法量測液晶盒的厚度，以下簡單說明其原理。如圖 16 所示，將一道光射入兩平行玻璃之間，我們可以利用一道直接穿過液晶盒的光與經過兩次反射的光互相干涉，來量測介於兩玻璃之間的厚度。

當一道光以角度 ϕ 入射兩平行玻璃，示意如下圖 15，透射光 A 與經

過兩次玻璃反射的透射光 B 互相干涉，利用改變入射角來量測干涉條紋的變化，進而推導出間隙的寬度。若不考慮玻璃厚度所造成的橫向位移，在此推導僅考慮前兩次穿透光的干涉，可得 A 光與 B 光的光程差 (Optical path difference, 簡稱 OPD) 為

$$OPD = d \cos \theta_1 - d \cos \theta_2$$

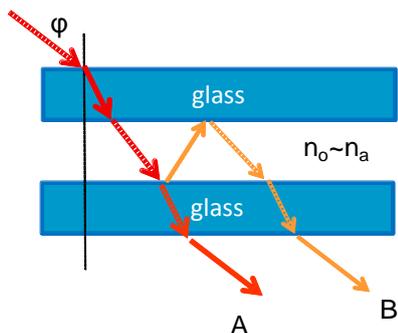


圖 15 Cell Gap 量測示意圖

光在間隙產生建設性干涉 (Constructive Interference) 時，可以得到最大的穿透率，而產生破壞性干涉 (Destructive Interference)，可以得到最小的穿透率，其條件分別為：

建設性干涉： $OPD = m\lambda$

破壞性干涉： $OPD = (m + 1/2)\lambda$ ，其中 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ 。

若入射角 θ_1 與 θ_2 均有穿透率極大值，則 $\frac{2d \cos \theta_1}{\lambda} = m$ ， $\frac{2d \cos \theta_2}{\lambda} = n$ ， m, n

均為整數。則 $d = \frac{n\lambda}{2(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)}$ 。

第4章. 實驗結果與討論

4-1 樣品的製作

A. 奈米壓印製作部分

Step1 首先在 ITO 氧化銻錫的玻璃基板上，均勻的旋塗(spin coating) 上一層光阻劑(40%NOA65 與 60%的溶劑甲苯 methylbenzene)。作法是將定量光阻劑滴於基板中心處，藉由數個不同的轉速和時間控制，使光阻劑均勻的塗佈在基板表面上。主要分為兩個階段，其中第一階段為轉速低、短時間，目的是將光阻劑均勻的散開使其佈滿整個基板。第二階段為高轉速、長時間，目的是藉著 spin coater 因高轉速所造成的離心力，使光阻劑均勻的塗佈在基板上。

Step2 再經過 100°C，一分鐘的軟烤。軟烤主要目的為：去除光阻劑中的溶劑，增加光阻劑對基板的附著力，防止光阻劑的龜裂。經軟烤過後的光阻，仍會有一些溶劑殘存於其中，其量的多寡，對光阻劑的擴散及溶解都會有影響，影響解析度。因此，軟烤的溫度必須適當的調整並嚴密的控制。

Step3 將 mold 壓印上去，100°C 下，壓 5 分鐘，同時 UV 固化。Mold 上的微結構圖案通常是用電子束微影(electron beam lithography)和反應性離子蝕刻製造。我們會在 mold 上鍍上一層脫模劑(mold release agents)(n-dodecyltrichloro silane)目的在降低 mold 的表面能，才能使得光阻不易沾黏在 mold 上。而為了減少氣泡產生，壓印時須在真空下完成。

Step4 脫模，再照 UV 光 10 分鐘，其目的主要移除殘餘的溶劑或減

少小孔洞的發生並增加平坦度。奈米壓印流程，如圖 17 所示。

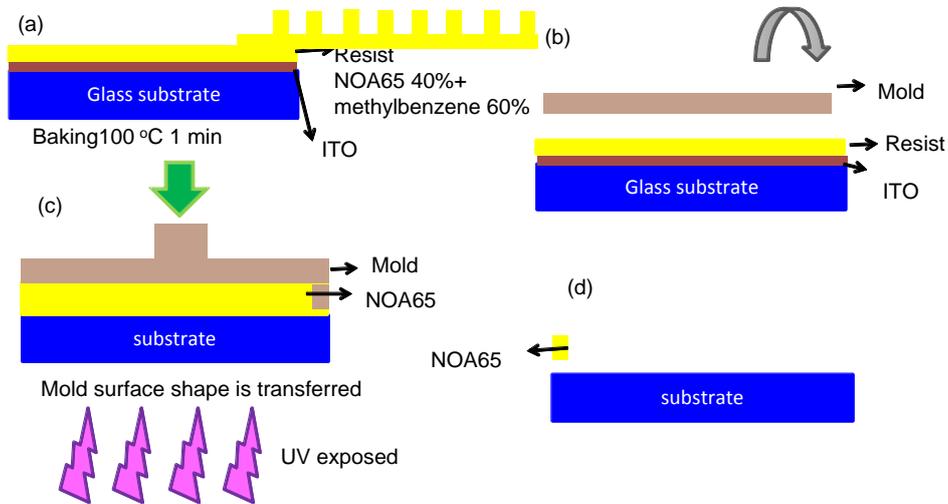


圖 16 UV 奈米壓印示意圖

B. 液晶盒製作部分

首先，在奈米壓印製程中由於 mold 的擠壓造成四周可能會有多餘的光阻劑，我們將其用刀片小心刮除，確保在製做 cell 時的厚度均勻性及減少 cell 的厚度，刮除時以硬物分隔奈米壓印區域與要刮除的區域，避免刮下來的 NOA65 碎屑黏附在奈米壓印的表面。再用氮氣將表面黏附的 particle 吹乾淨，及用酒精將沒有奈米壓印的四周 ITO 玻璃基板擦拭乾淨，減少液晶盒中可能出現的雜質，小心避免酒精碰到奈米壓印膜，破壞溝槽的週期性結構，或影響微結構表面的平整性。

接下來用玻璃棒將液晶均勻的塗抹在奈米壓印的表面上，塗抹時小心避免玻璃棒觸碰到奈米壓印的表面產生刮痕，也可以在表面上滴一滴液晶小心的傾斜片子使液晶流滿整片奈米壓印區域，如圖 17 (a)，此時在顯微鏡底下觀察液晶的排列，發現液晶會沿著溝槽排列但由於表層液晶厚度不一，我們發現液晶較厚的區域配向較差，而液晶較薄的區域液晶排列較整

齊，如圖 18，圖中當溝槽與偏振片夾 45 度為亮態，其暗紋為基板上的金屬導線，此樣品為奈米壓印膜做在金屬電極的基板上。將塗完液晶的樣品放入真空腔體中，抽真空至 5×10^{-3} torr 左右，幫助液晶填入奈米壓印的溝槽中，圖 17 (b)。接下來將上下兩片有週期性奈米壓印結構的玻璃基板互相疊合，圖 17 (c)，注意溝槽的方向互相平行。疊合時，由於上下的週期性結構互相壓合時會產生疊紋的現象(moiré effect)，圖 17 (d)，若上下溝槽的夾角越小疊紋的間距越寬，反之夾角越大疊紋的間距越窄，所以我們在疊合時特別注意使疊紋的間距越寬越好，以減少上下基板溝槽的偏離角。

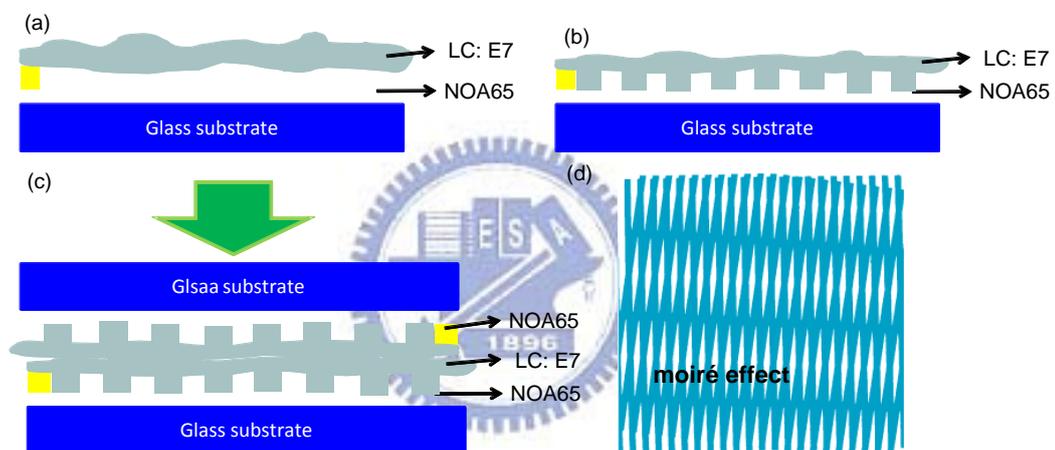


圖 17 cell 製作流程圖

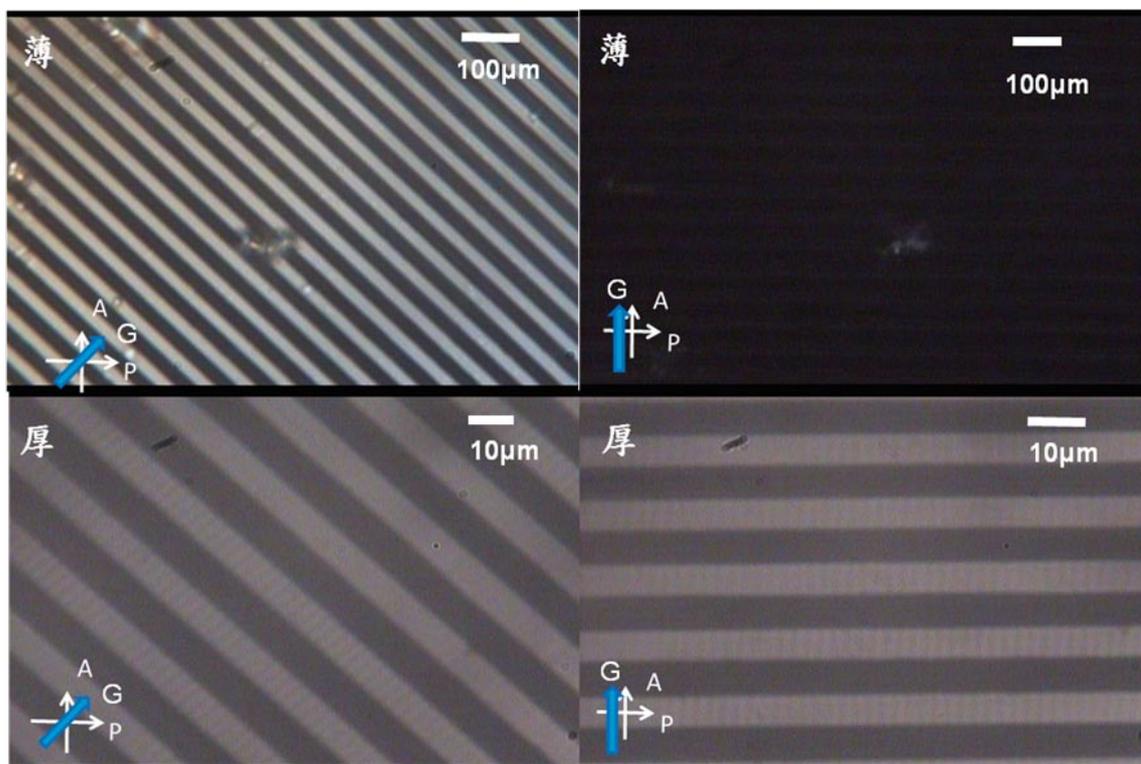


圖 18 剛塗完液晶在偏光顯微鏡下觀察圖，亮態中的黑線為金屬電極。

4-2 樣品觀察

由 SEM 圖確認奈米壓印微結構的精確性，由圖 19(a)可以看出溝槽的深度約為 $1.177\mu\text{m}$ ，週期為 $1.856\mu\text{m}$ ，與預其中的深度 $1.3\mu\text{m}$ ，週期 $1.8\mu\text{m}$ 的期望值相近。有 $1.043\mu\text{m}$ 的殘餘層。我們藉由殘餘層可計算外加電壓時真正跨在液晶層上的跨壓，及跨在奈米壓印薄膜上的電壓，等效電路如圖 20。假設液晶盒厚度為 $20\mu\text{m}$ ，當液晶分子完全站直，我們看到液晶層的介電常數為 ϵ_{\parallel} ，所以跨在液晶層上的跨壓約為外加總電壓的 81%，當液晶分子躺平時，液晶的介電常數為 ϵ_{\perp} ，跨壓為總電壓的 94%。所以當我們推得飽和電壓，須再乘上 81%，始能推得真正的飽和電壓。

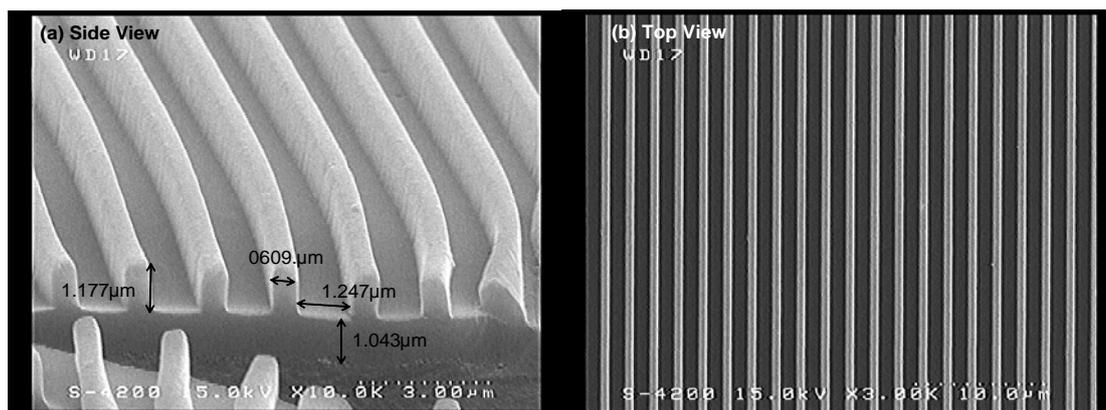


圖 19 奈米壓印 SEM 圖

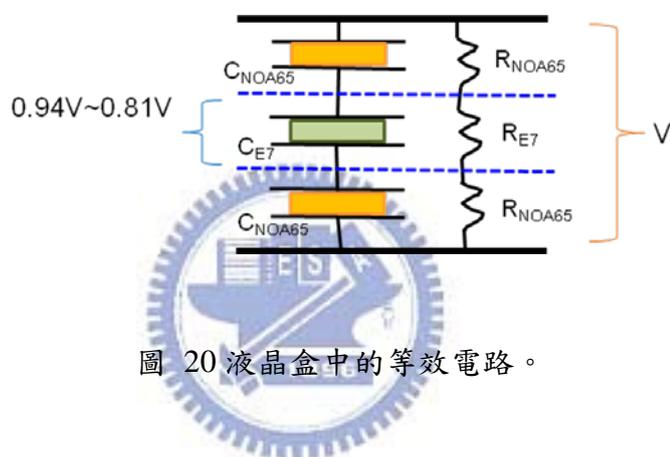


圖 20 液晶盒中的等效電路。

4-2-1 偏光顯微鏡圖

為了證明奈米壓印的材質並沒有配向液晶的特性，我們在兩片 ITO 玻璃上 spin coating 同樣厚度的 NOA65，經 UV 光的固化。將這兩片基板互相疊合，做成液晶的空盒，再以毛細作用灌入液晶。將這片樣品放在燈箱下觀察，樣品上下放置互相正交的偏光片，如圖 21。我們可以很明顯的發現，無論怎麼旋轉樣品都是亮態，所以我們可以知道沒有微結構的 NOA65 並沒有配向液晶的能力。

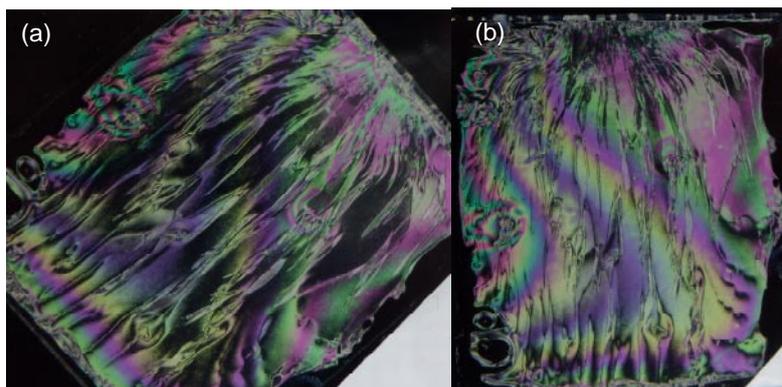
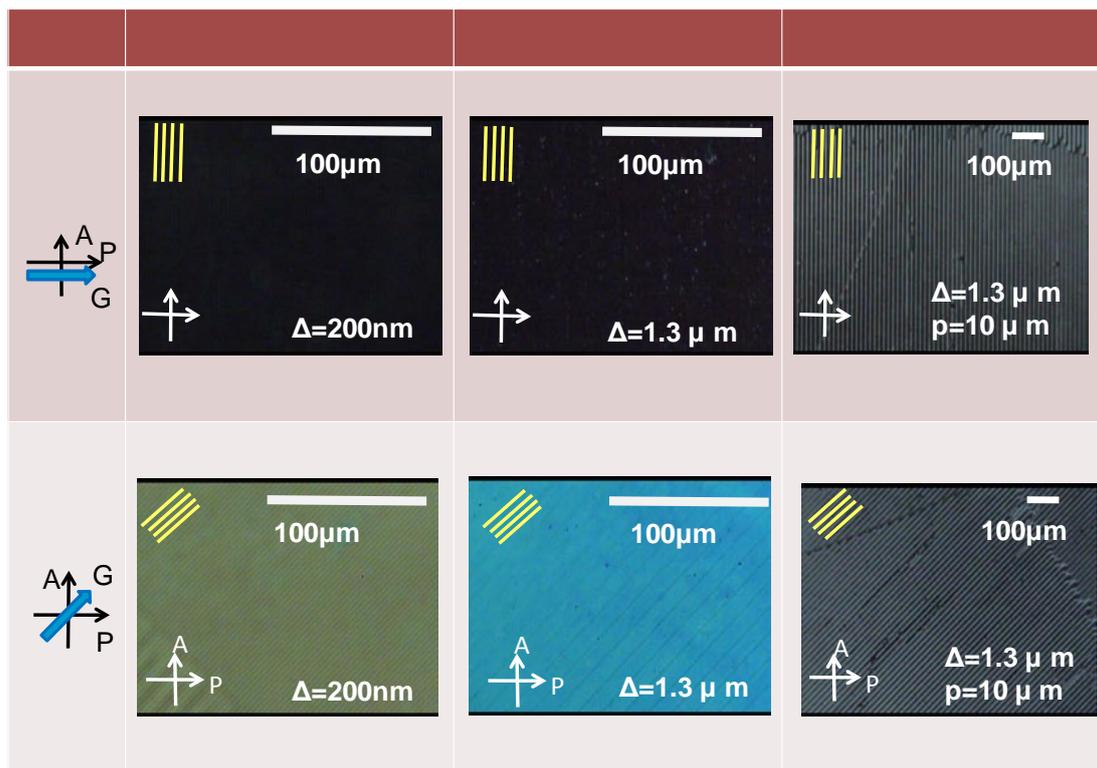


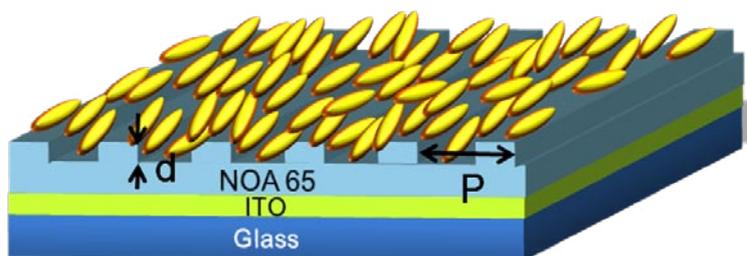
圖 211 沒有微結構的光阻劑，並沒有配向液晶的能力。

觀察在奈米壓印的微結構中的排列情形，單一片基板灌完液晶的基板(未做成 cell)，圖 17(b)的步驟，在偏光顯微鏡下觀察，如圖 22，在兩片互相正交的偏振片下，旋轉樣品可觀察到亮暗態的變化。我們發現當週期為 $1.8\mu\text{m}$ 有較佳的配向液晶能力，然而在週期為 $10\mu\text{m}$ 亮暗態不明顯，配向能力較差。而當週期同樣為 $1.8\mu\text{m}$ ，深度為 $1.3\mu\text{m}$ 在溝槽的邊邊有較多的漏光，深度為 200nm 的樣品整體的均勻性較好。由圖 22 中，暗態為平行或垂直偏振片，所以我們可知液晶分子的長軸平行或垂直溝槽排列。圖 22 中 d 表示奈米壓印溝槽的深度，p 為週期，P 表示 polarizer 穿透軸方向，A 表示 Analyzer 穿透軸方向，G 表示奈米壓印溝槽的方向：



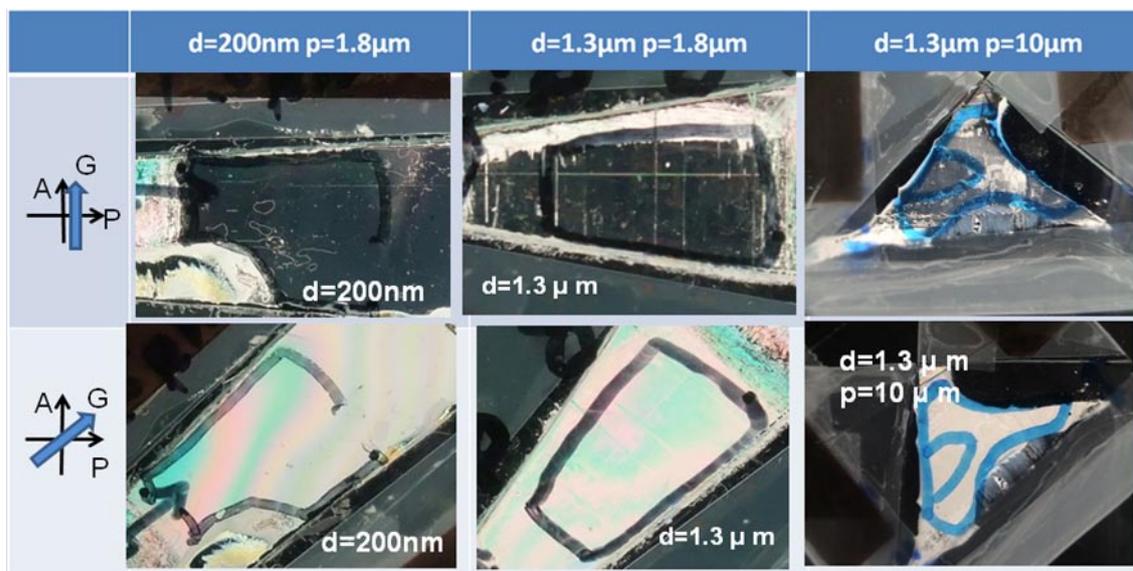
圖表 222 單一片基板在偏光顯微鏡下圖

由顯微鏡圖我們猜測液晶分子在奈米溝槽表面的排列方式，為分子長軸等效的順著溝槽排列，在溝槽的邊邊會有些許扭轉角的變化，扭轉角的大小與溝槽深度有關。如下圖 21 所示



圖表 233 液晶分子在溝槽中排列方式示意圖

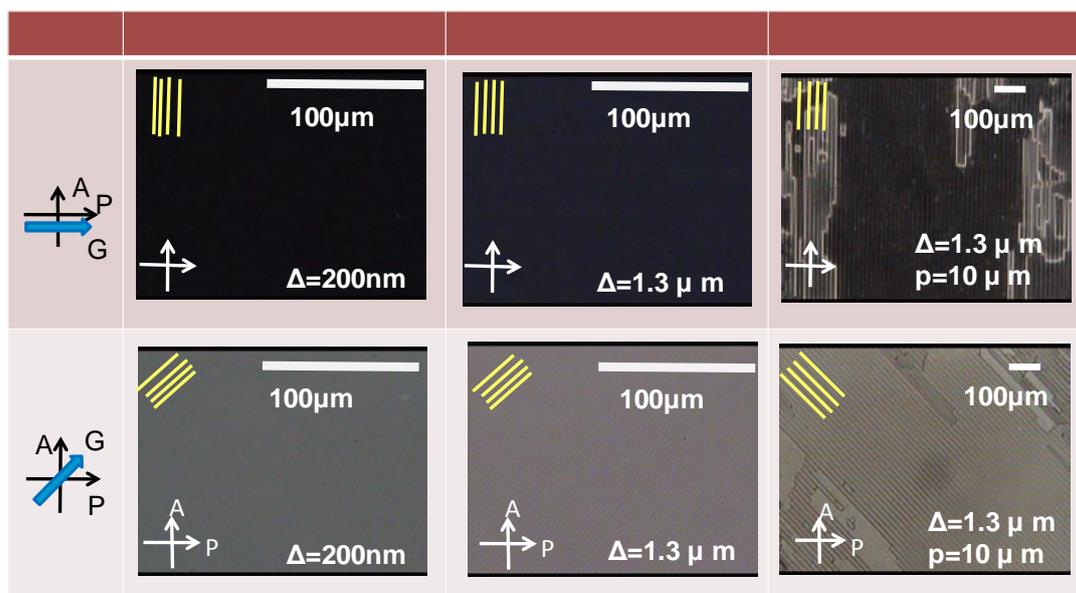
將上下兩片真空灌完液晶的基板互相疊合做成上下基板的溝槽互相平行的 cell，我們在燈箱下觀察整片 cell 的均勻性及配向特性，如下圖：



圖表 24 將 cell 放在燈箱上，觀察 cell 均勻性。

圖中用奇異筆圈起來的部分是有奈米壓印的部分，四周用 UV 膠封口。我們發現當週期太大，上圖 22 中週期為 $10\mu\text{m}$ ，深度 $1.3\mu\text{m}$ 的片子可看出整片的均勻性不高，暗態不佳。而 $p=1.8\mu\text{m}$ ， $d=1.3\mu\text{m}$ 的片子，中間的粗的條紋為奈米壓印 mold 的痕跡，溝槽邊界有細微的漏光，我們猜測液晶分子在該處有因溝槽邊界關係，做扭轉的形變。

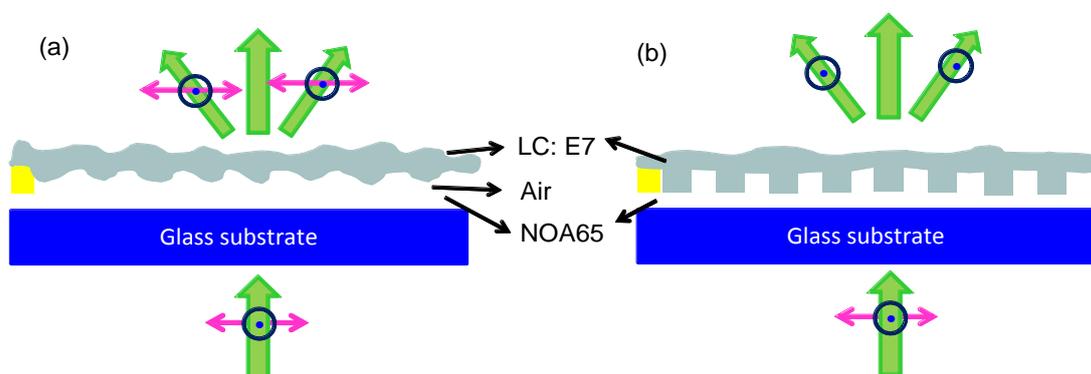
接下來將 cell 放至偏光顯微鏡下觀察，觀察液晶盒中的細微變化。可以看出除了週期為 $10\mu\text{m}$ 的基板，其他兩種樣品的配向特性都很好。



圖表 25 奈米壓印 cell 在偏光顯微鏡圖

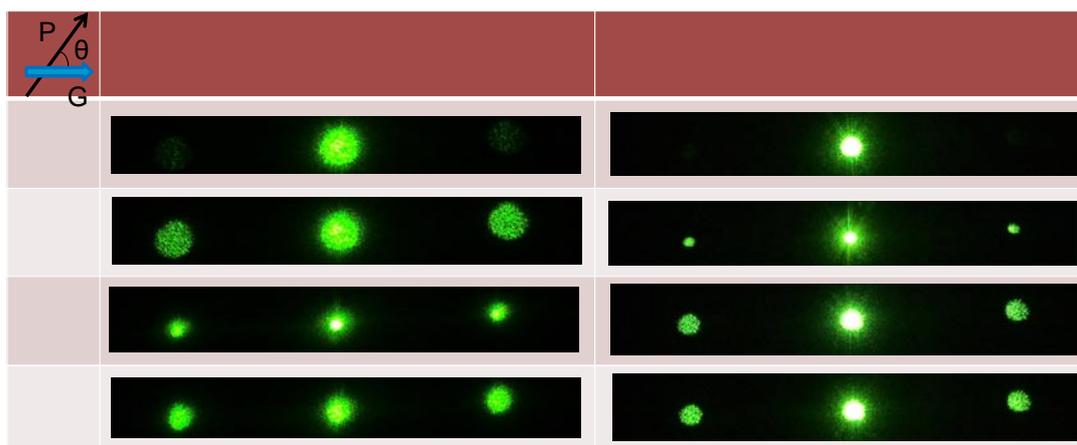
4-2.1 繞射圖形

接下來，我們利用入射不同偏振方向的光來確定液晶分子有灌入奈米壓印溝槽。如下圖 24(a)所示，若液晶分子沒有填入奈米結構中，溝槽中有空氣則光相當於入射一個由空氣及 NOA65 這兩種等向性介質所組成的相位光柵，無論入射光的偏振態為何，所產生的繞射場圖不會變。



圖表 26 不同偏振光入射樣品(a)溝槽中為空氣，等效為一個等向性的頂位光柵 (b)液晶有灌入溝槽，繞射效率隨入射光的偏振態改變而變。

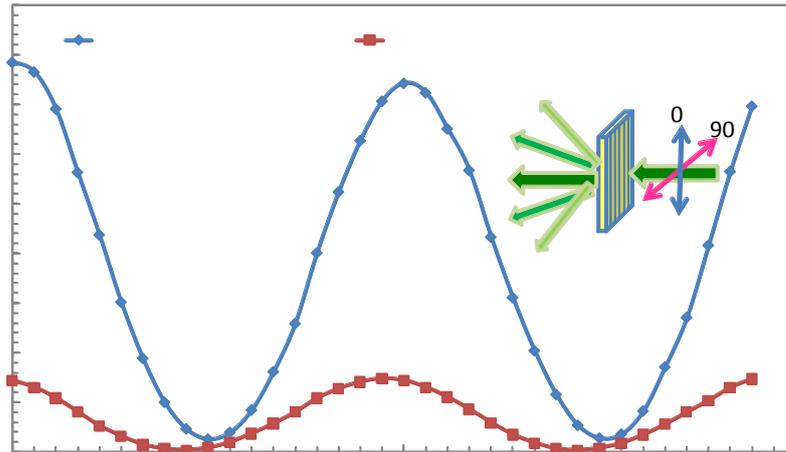
但若是液晶分子有灌入奈米壓印溝槽中，如圖 26(b)，改變入射光的偏振態，當入射光的偏振態沿著分子長軸，光會經過一個 n_e 及 n_a 的相位光柵產生繞射；當光的偏振態沿著分子短軸時，光會看到 n_o 及 n_a 的相位光柵，由於液晶的尋常光折射率 n_o 與 NOA65 的折射率 n_a 非常相近，光不會產生繞射的現象，繞射圖形，如圖 27。



圖表 27 改變不同入射光偏振態的繞射圖形。

由圖可知當入射光的偏振方向與溝槽夾 90 度時，繞射效率較弱，表示相位光柵中折射率差較小，較接近 NOA65 的折射率，光看到 n_o ；與溝槽平行時，繞射效率較強，折射率差較大，光看到 n_e ，所以我們可得知液晶的指向矢順著溝槽。

入射不同極化方向光到單一片灌完液晶的奈米壓印基板，分別量測零階、一階及二階光強度的變化，下圖 28 為一階除以零階及二階除以零階的相對繞射效率圖，更可以明顯的看出液晶分子在溝槽中的排列變化。



圖表 28 一階及二階的相對零階的繞射強度。

由前 2-5 節，矩形相位光柵的理論，我們利用零階跟一階繞射強度比 (2-31) 式除以 (2-30) 式，計算 $p=1.8\mu\text{m}$ ， $d=1.3\mu\text{m}$ 樣品在各個入射光極化方向所看到的等效折射率(假設壓印後溝槽深度為 $1.3\mu\text{m}$ 與 mold 相同，但由 SEM 圖 19 知，壓印後的溝槽深度較預期深度為淺)，推出在溝槽中液晶等效折射率的變化，顯示溝槽中的折射率差並非已知液晶材料參數 Δn 的 0.2，所以液晶分子在溝槽內並不完全整齊的順著溝槽排列，而有些許的扭轉角，而在液晶盒中間的的液晶分子順著溝槽排列，所以我們在燈箱下還是會觀察到明顯的亮暗態，示意如下圖 29，可以看出隨著 z 方向的增加(越往中央的液晶層)，扭轉角漸漸變小。

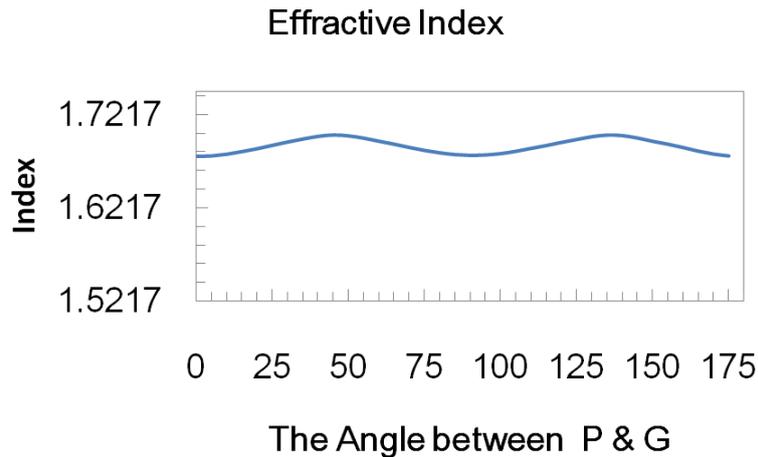


圖 29 溝槽中液晶對不同偏振態的入射光而言，等效折射率的變化。

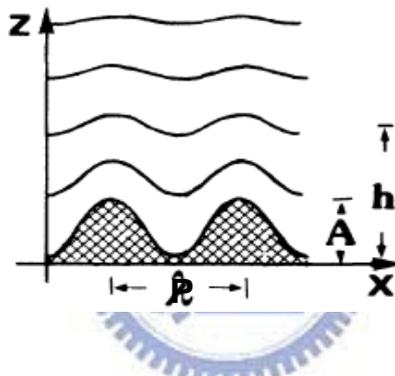


圖 30 溝槽中扭轉角，對深度的變化示意圖

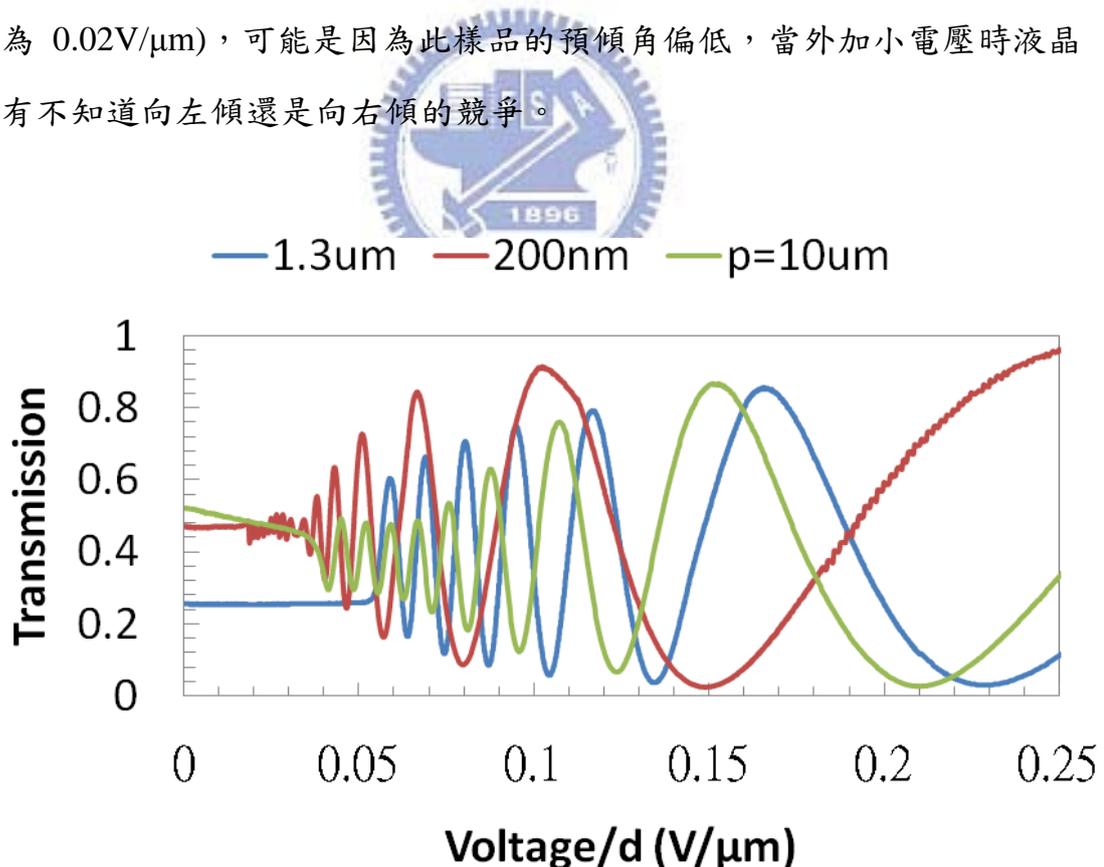
4-3 電壓與穿透率的關係

藉由量測外加電場對對穿透率的變化，來觀察液晶傾角的改變。使用 He-Ne Laser 及白熾燈作為光源，分別量測零階、一階及白光的穿透率對電壓關係圖。

我們為了方便比較再不同樣品厚度下的外加電壓對穿透率的變化，我們將橫座標除上樣品厚度換算為液晶層內的電場，如圖 31，圖中藍色曲線為深度 $1.3\mu\text{m}$ 週期 $1.8\mu\text{m}$ 的樣品，紅色為深度 200nm 週期 $1.8\mu\text{m}$ 的樣品，綠色為深度 $1.3\mu\text{m}$ 週期 $10\mu\text{m}$ 的樣品。我們可以觀察到外加低電壓時

有暗態漏光，猜測可能是因為液晶分子在奈米壓印的溝槽中會因為表面的邊界條件產生扭轉或奈米壓印溝槽產生的繞射現象，當電壓超過臨界電壓時，中間的液晶分子已經開始轉動，而溝槽中的液晶分子仍然維持原來的扭轉角及傾角，所以低電壓時 V-T curve 的暗態漏光來自溝槽中的液晶分子，而光強的變化，是由於中間液晶層的液晶分子轉動，我們可以看出深度為 $1.3\mu\text{m}$ 的樣品，幾乎在相同的電場下，暗態漏光會消失，而深度為 200nm 的樣品則在較低的電場下，暗態漏光就會消失。顯示暗態漏光與溝槽深度有關，可能是由於深度所產生的繞射或液晶分子在溝層深度變化的邊界上有扭轉角。

在溝槽深度為 200nm 的樣品時，我們發現低電壓時有些許的擾動(電場為 $0.02\text{V}/\mu\text{m}$)，可能是因為此樣品的預傾角偏低，當外加小電壓時液晶會有不知道向左傾還是向右傾的競爭。



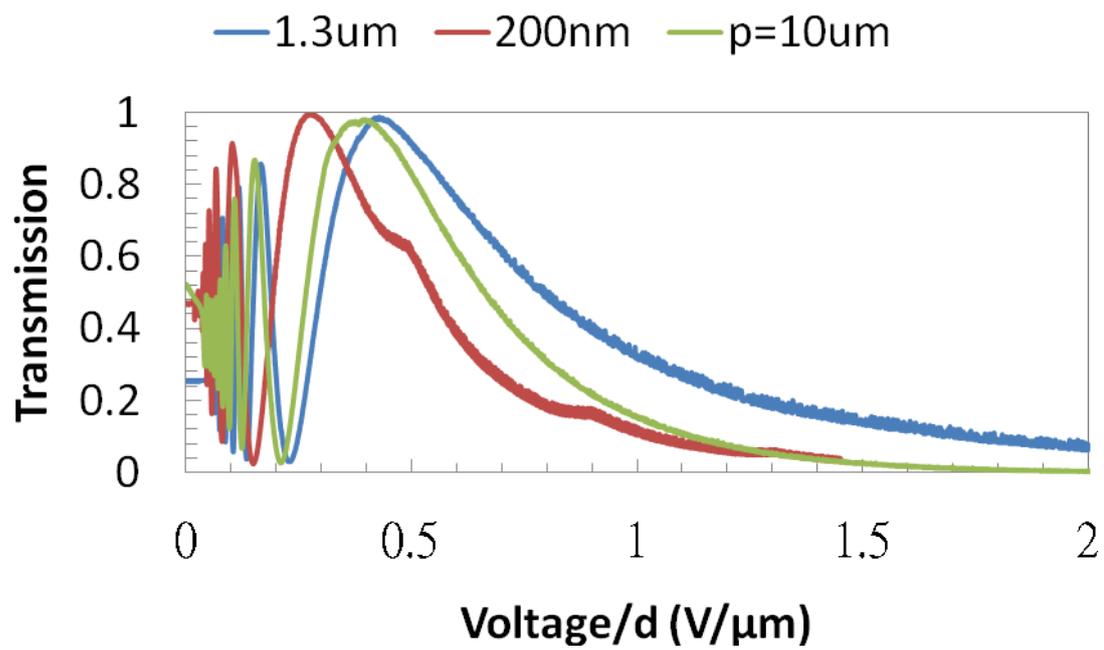


圖 31 光源為氬氬雷射，電壓對穿透率曲線。



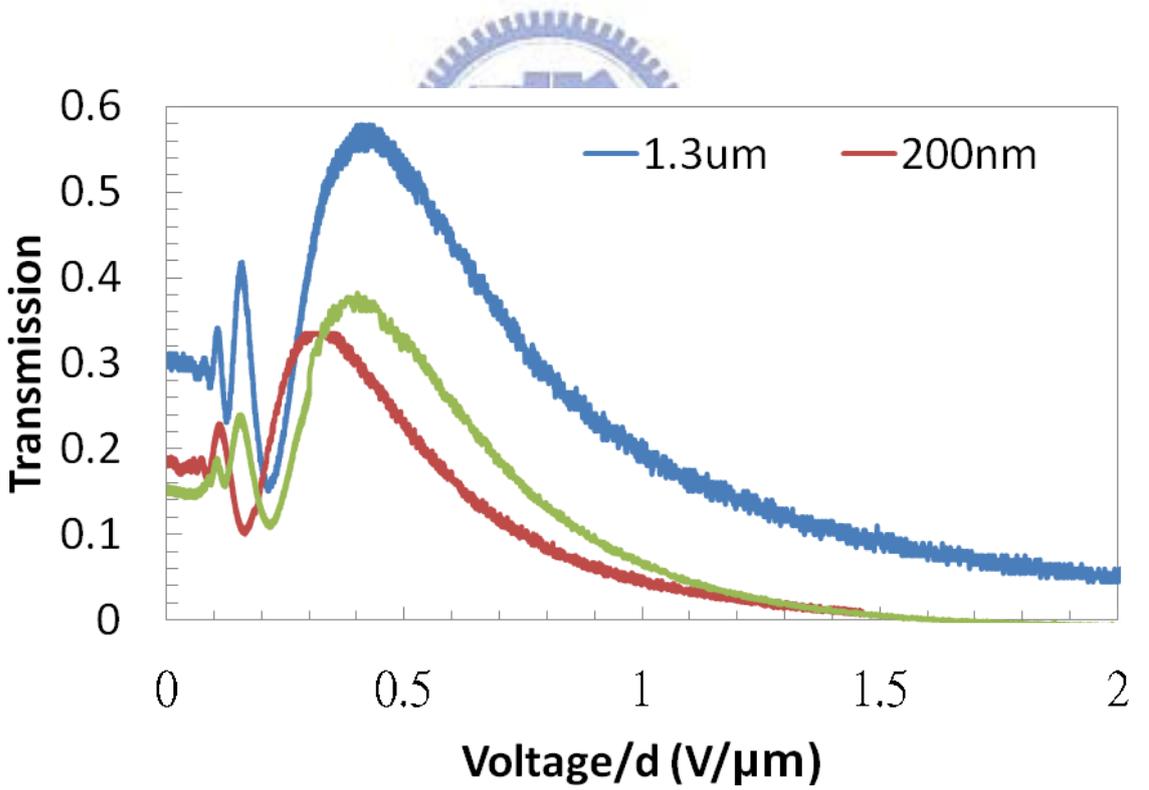
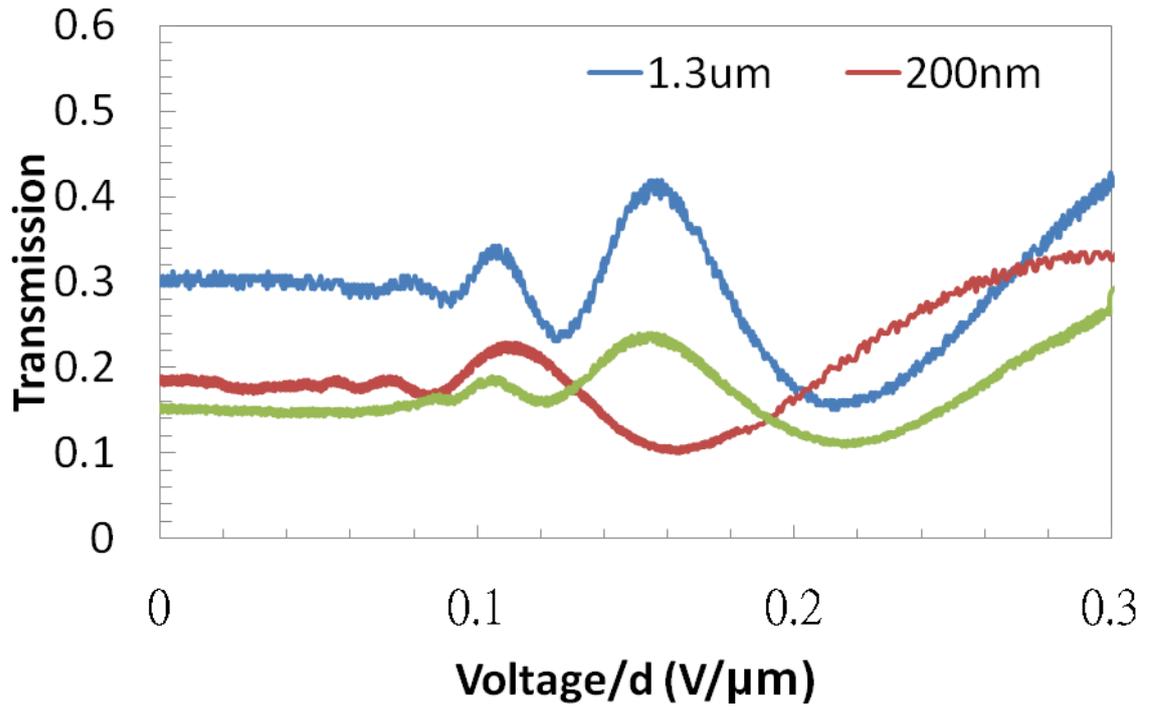


圖 32 光源為白熾燈，電壓對穿透率曲線。

由電壓對穿透率的關係我們可以推得，液晶層的厚度(cell gap)，以及

相位延遲對電壓的關係。由前面幾節發現液晶分子在溝槽中會有扭轉的現象，所以在低電壓時，有暗態漏光但當電壓加高液晶分子趨近完全站直。

觀察這三片樣品的 V-T curve，我們發現漏光在電壓大約到兩伏特時，會急遽的減少，所以我們猜測液晶分子在溝槽內有某種旋轉特性，當電壓到達 2 伏特左右開始解旋。

由 V-T curve，我們得知

樣品	d (cell gap)	Threshold Voltage	Saturation Voltage
p=1.8 μ m, d=1.3 μ m	19 μ m	0.921V	114.084V
p=1.8 μ m, d=200nm	54.72 μ m	0.942V	145.134V
p=10 μ m, d=1.3 μ m	53.3 μ m	0.799V	53.293V

表 33 由 V-T curve 推得的樣品厚度、臨界電壓及飽和電壓

當錨定能為無限大時，臨界電壓的理論為 0.937V。

4-4 預傾角量測結果

利用 3-2 節的(3-6)式，推得 p=1.8 μ m, d=1.3 μ m 及 d=200nm 的預傾角分別為 1.14 度及 0.86 度。

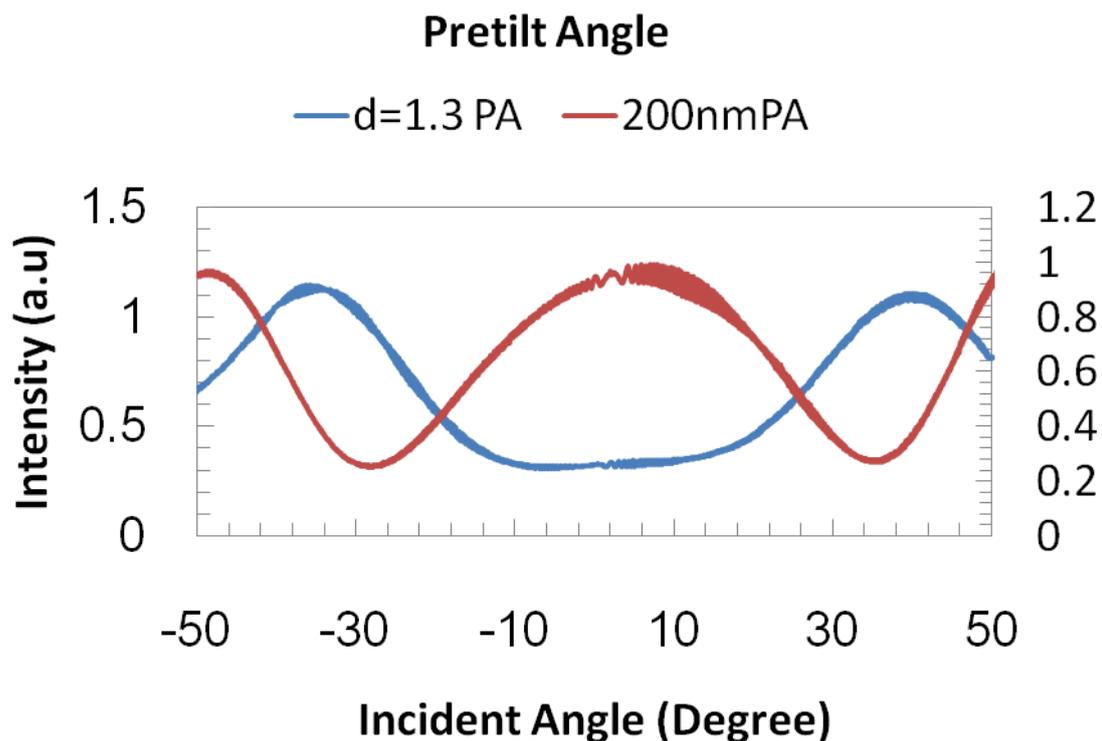


圖 34 預傾角量測結果

4-3 傾角錨定能量測結果

由於奈米壓印表面的微結構，造成樣的特性的量測不易或量測結果無法完全的解釋我們所觀察到的光學特性，由 4-2 節 V-T curve 的量測我們觀察到在低電壓時有暗態漏光，故我們利用多種不同方法來量測錨定能。

4-3.1 相位延遲與電壓關係推錨定能

由 2-2 節，藉由電壓對穿透率的曲線反推電壓對相位延遲的關係，在配合理論中的線性範圍，fitting 出斜率，再由(2-19)式求傾角錨定能。

樣品	Polar Anchoring Energy (by U_s , J/m^2)
$p=1.8\mu\text{m}$, $d=1.3\mu\text{m}$	1.67×10^{-4}
$p=1.8\mu\text{m}$, $d=200\text{nm}$	5.635×10^{-5}

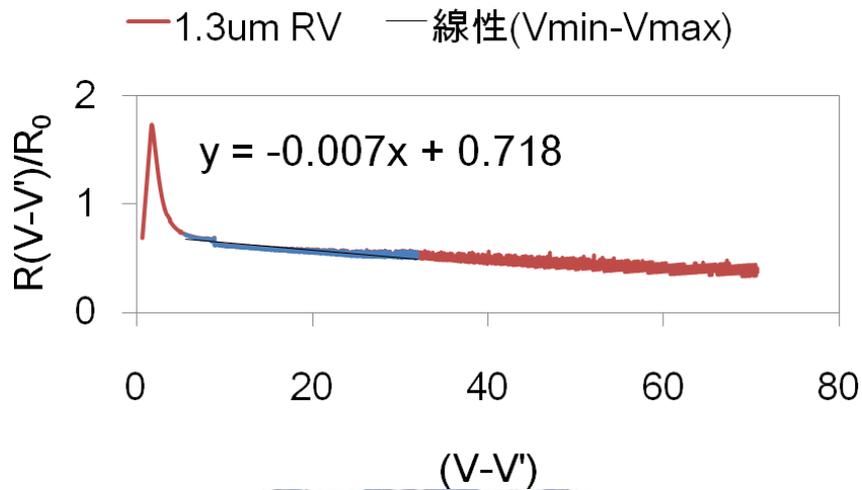


圖 35 相位延遲對電壓關係($p=1.8\mu\text{m}$, $d=1.3\mu\text{m}$)

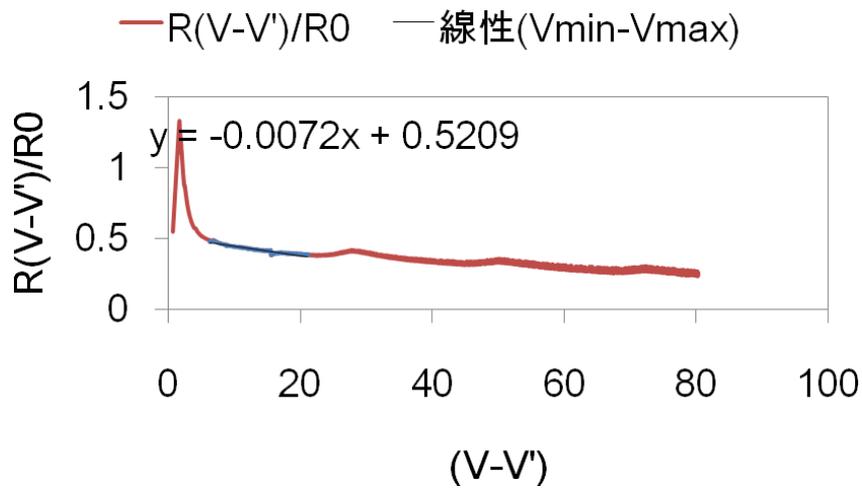


圖 36 相位延遲對電壓關係($p=1.8\mu\text{m}$, $d=200\text{nm}$)

4-3.2 外差飽和電壓推錨定能

利用相位延遲對電壓倒數圖，用外差法推出當相位延遲為零時，的電壓稱為飽和電壓 (U_s)，飽和電壓與傾角錨定能的關係為

$$W_\theta = \frac{VKK_{220} \sqrt{\epsilon\epsilon\Delta}}{dKK_{1133}} \tanh\left(\frac{V_s}{2} \sqrt{\epsilon\epsilon\Delta}\right), \text{ 帶入可推得錨定能的大小。}$$

樣品	Polar Anchoring Energy (by U_s , J/m ²)
p=1.8μm, d=1.3μm	2.4976×10 ⁻⁴
p=1.8μm, d=200nm	8.75217×10 ⁻⁵
p=10μm, d=1.3μm	8.5834×10 ⁻⁵

表 37 利用飽和電壓推得傾角錨定能

4-3.3 利用反應時間推估錨定能

外加一個 1KHz，振幅為 8V 的週期性，在方波利用示波器擷取分別量測各個樣品的反應時間(rise time 跟 decay time)，再 2-4 節的理論關係式求傾角錨定能的大小。

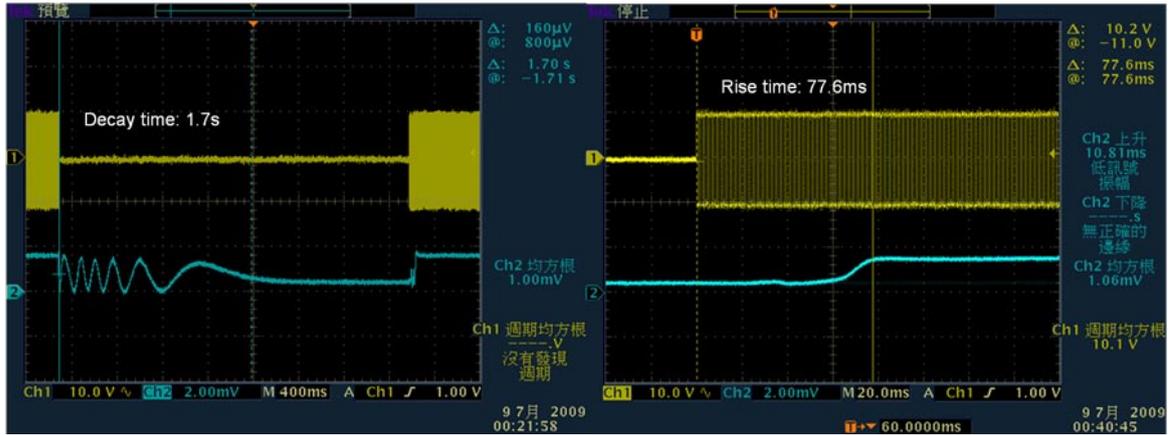


圖 38 反應時間($p=1.8\mu\text{m}$, $d=1.3\mu\text{m}$)。

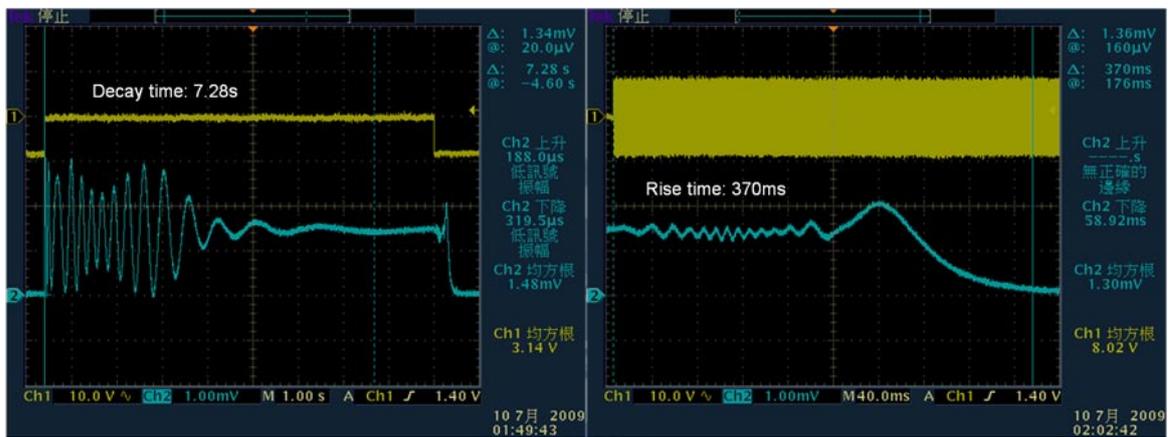


圖 39 反應時間($p=1.8\mu\text{m}$, $d=200\text{nm}$)。

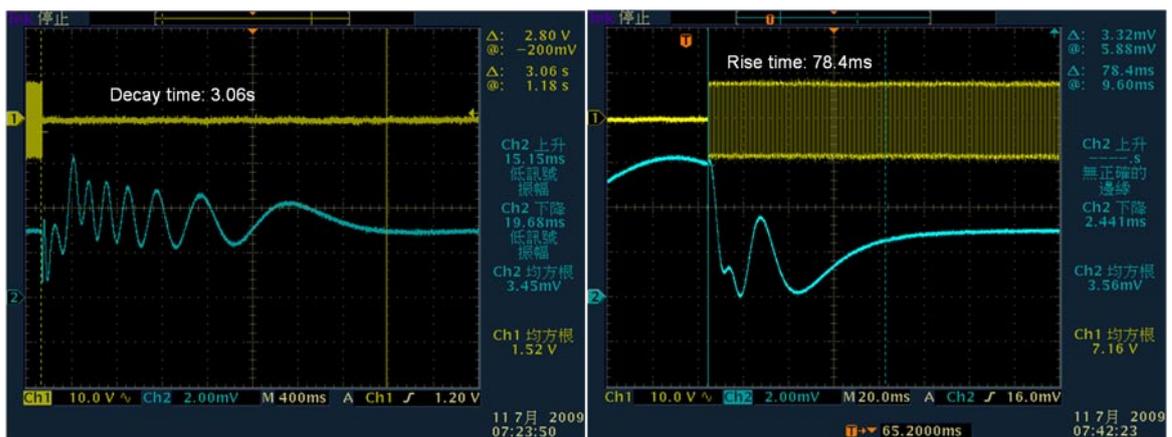


圖 40 反應時間($p=10\mu\text{m}$, $d=1.3\mu\text{m}$)。

樣品	Rise Time	Decay Time	Polar Anchoring Energy (by RT, J/m ²)
p=1.8μm, d=1.3μm	77.6ms	1.7s	1.12145×10 ⁻⁶
p=1.8μm, d=200nm	370ms	7.28s	1.90434×10 ⁻⁶
p=10μm, d=1.3μm	78.4ms	3.06s	1.6064×10 ⁻⁶

表 41 利用液晶的反應時間推得傾角錨定能

由上面三種量測方法的結果，我們注意到在由相位延遲對電壓的關係及飽和電壓法量到的結果，錨定能最強為 p=1.8μm, d=1.3μm 的樣品，而使用反應時間對錨定能推出來的錨定能最強為 p=1.8μm, d=200nm 的樣品，可能因為 d=1.3μm 的樣品液晶回復到原本的穩定態，需要比 d=200nm 的樣品轉動更多的扭轉角，所以回復到穩態的時間比較長。

	d=200nm p=1.8μm	d=1.3μm p=1.8μm	d=1.3μm p=10μm
V _{th}	1V	0.98V	0.85V
V _s	145.134V	114.0842V	53.3V
d	54.72μm	19μm	25.83μm
θ _p	0.858451	1.14453	X
W _θ (by RV, J/m ²)	5.635x10 ⁻⁵	1.67x10 ⁻⁴	X
W _θ (by V _s , J/ m ²)	8.752x10 ⁻⁵	2.498x10 ⁻⁴	8.583x10 ⁻⁵
Rise time	370ms	77.6ms	78.4ms
Decay time	7.28s	1.7s	3.06s

第5章. 可調式光柵應用

接下來我們介紹奈米壓印薄膜應用於電控可調式光柵的兩種方法。

5-1 ON/OFF 式的電控光柵

可製做電控開關式的分光光柵。其詳細的操作原理如下圖 41，入射一道非偏振的白光打到樣品，不加電壓時，光會看到液晶的等效折射率及奈米壓印基材 NOA65 的折射率(n_a)，產生色散的現象。外加一電場使液晶分子站直，入射光會看到液晶折射率 n_o 與 NOA65 的折射率(n_a)，此時 n_o 與 n_a 數值相近，光類似入射一等向性(isotropic)的介質，並不會有分光的性質。圖 42 為 $d=1.3\mu\text{m}$ ， $p=1.8\mu\text{m}$ 的 cell，入射一道白光所產生的色散現象。

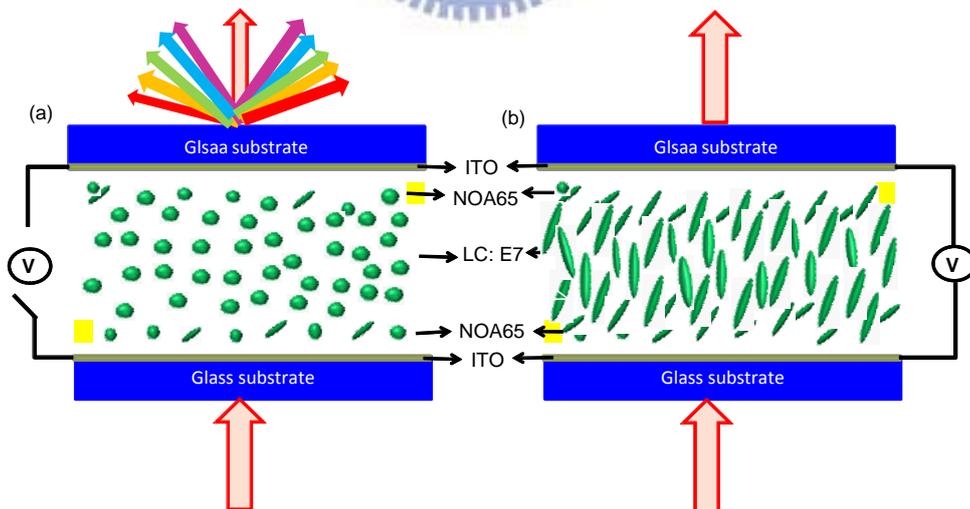


圖 42 電控式 ON/OFF grating，操作機制圖。

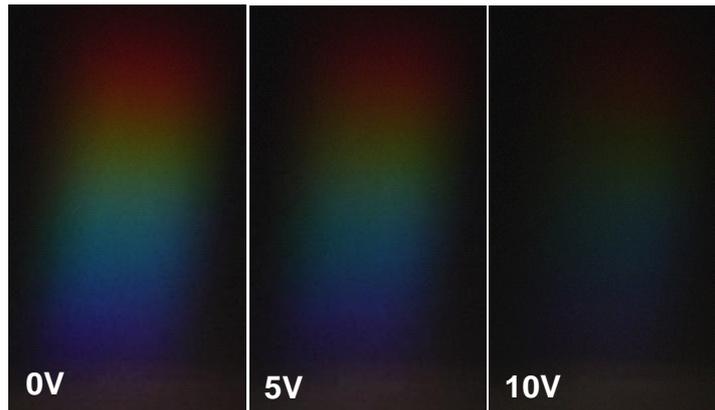


圖 43 電控式 grating，實驗結果。

5-2 週期轉換的電控光柵

我們將奈米壓印薄膜做在 IPS 的電極上，利用外加電壓改變光柵的週期。其操作原理如下，當基板不加電壓時光穿過基板看到的光柵週期為奈米壓印薄膜的週期，如圖 43 (b)，其週期較小所產生的繞射圖形也較寬，如圖 44，當外加一電壓時，光柵得週期轉換為基板上 IPS 的電場週期，液晶順著電場排列，在電極上方站直，再電極與電極間的液晶躺平，有不同的折射率週期變化。

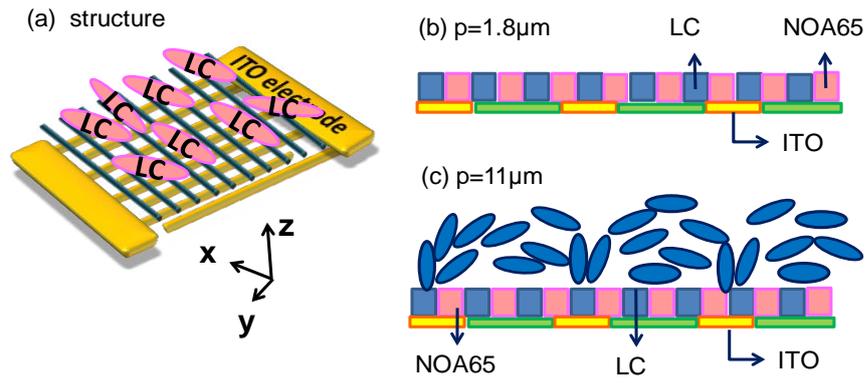


圖 44 IPS 雙週期 grating，操作機制圖。

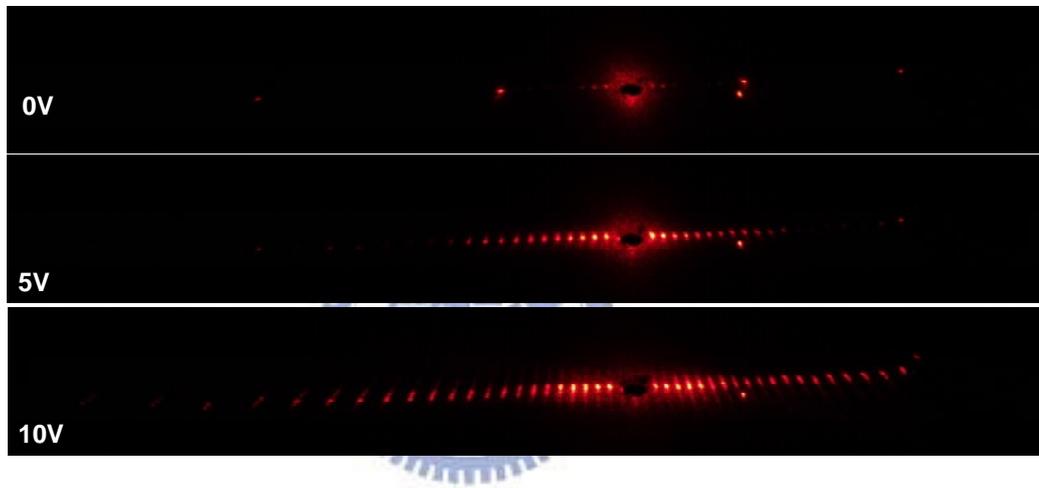


圖 45 IPS 雙週期 grating，實驗結果。

第6章. 結論與展望

6-1 結論與未來展望

我們觀察表面的微結構對液晶分子的配向能力，發現奈米壓印的週期性薄膜的確有配向液晶的能力，就算薄膜本身材質無法配向液晶。藉由量測液晶的預傾角，反應時間，及光電特性更深入的了解液晶在奈米壓印薄膜上的配向特性。發現當液晶分子灌入高深寬比的溝槽中，會因為邊界條件的影響在溝槽中扭轉。經量測測得，預傾角約 1 度，傾角錨定能坐落 $10^{-4} \sim 10^{-5} \text{J/m}^2$ 的範圍。

有別於一般的直覺得想法溝槽越深對液晶分子的錨定能越大，我們研究發現太急劇的深度變化會造成液晶分子在溝槽內的扭轉而降低整體的均勻配向特性。雖然如此結構上的液晶分子依然會順著溝槽排列。

接下來我們利用這樣的奈米壓印膜，製作電控可調式的光柵，分別使用實驗上製做的 cell，以奈米壓印膜為配向膜；及將奈米壓印膜做在 IPS 的基板上，藉由外加電壓改變相位光柵的週期，做為週期可變的相位光柵。

由於奈米壓印膜的可撓性，期望能藉由這樣的基板做為可撓式顯示器的配向膜。

参考文献

- [1] B. Maune, M. Loncar, J. Witzens, M. Hochberg, T. Baehr-Jones, D. Psaltis and A. Scherer, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 360 (2004)
- [2] R. Ozaki, Y. Matsuhisa, M. Ozaki and K. Yoshino, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1844 (2004)
- [3] R. Ozaki, M. Ozaki and K. Yoshino, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 669 (2003)
- [4] R. Ozaki, T. Shinpo, K. Yoshino, M. Ozaki and H. Moritake, *Appl. Phys. Express*, **1**, 012003 (2008)
- [5] S. M. Jeong, N. Y. Ha, F. Araoka, K. Ishikawa and H. Takezoe, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 171105 (2008)
- [6] B. Maune, J. Witzens, T. Baehr-Jones, M. Kolodrubetz, H. Atwater and A. Scherer, *Opt. Express*, **13**, 4699 (2005)
- [7] C. Schuller, F. Klopff, J. P. Reithmaier, M. Kamp and A. Forchel, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2767 (2003)
- [8] S. M. Jeong, N. Y. Ha, F. Araoka, K. Ishikawa and H. Takezoe, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 171105 (2008)
- [9] X. Wang, D. Wilson, R. Muller, P. Maker and D. Psaltis, *Appl. Opt.*, **39**, 6545 (2000)
- [10] H. F. Shin and B. W. Li, *Opt. Express*, **15**, 9707 (2007)
- [11] J. H. Kim, M. Yoneya and H. Yokoyama, *Nature*, **420**, 159 (2002)
- [12] C. Tsakonas, A. J. Davidson, C. V. Brown and N. J. Mottram, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 111913 (2007)
- [13] J. H. Kim, M. Yoneya, J. Yamaoto and H. Yokoyama, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3055 (2001)
- [14] Y. T. Kim, S. Hwang, J. H. Hong and S. D. Lee, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 173506 (2006)
- [15] Y. Ti, M. Nakata, A. R. Martin and N. A. Clark, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 163510 (2007)
- [16] Y. W. Yi, V. Khire, C. N. Bowman, J. E. Maclennan and N. A. Clark, *J. Appl. Phys.*, **103**, 093518 (2008)
- [17] M. J. Park and O O. Park, *Micro. Eng.*, **85**, 2261 (2008)
- [18] J. S. Gwag, J. H. Kim, M. Yoneya and H. Yokoyama, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 153110 (2008)
- [19] D. W. Beereman, *Phys. Rev. Lett.*, **28** 1683 (1972)
- [20] S. Faetti, *Phys. Rev. A*, **36** 408 (1987)
- [21] D. W. Beereman, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **23** 215 (1973)

- [22] A. Rapini, M. Papoular, J. Phys. (Paris) 30, C4-C54 (1969)
- [23] A. Sugimura, G. R. Luckhurst, Phys. Rev., **52**, 681 (1995)
- [24] A. Sugimura, O. Y. Zhong-can, Phys. Rev. E, **51**, 784 (1995)
- [25] 謝毓章, "液晶物理學", 科學出版社, 北京 (1988)
- [26] Y. A. Nastishin, R. D. Polak, S. V. Shiyanovskii and V. H. Bodnar, J. Appl. Phys., **86**, 4199 (1999)
- [27] Y. A. Nastishin, R. D. Polak and S. V. Shiyanovskii, Appl. Phys. Lett., **75**, 202 (1999)
- [28] H. Yokoyama and H. A. V. Sprang, J. Appl. Phys., **57**, 4520 (1985)
- [29] H. Yokoyama and R. Sun, Jpn. J. Appl. Phys., **39**, L45 (2000)
- [30] A. Sugimura, T. Miyamoto and M. Tsuji, M. Kuze, Appl. Phys. Lett., **72**, 329 (1998)
- [31] K. Lu and B. E. A. Saleh, Opt. Eng., **29**, 240 (1990)
- [32] C. Soutar and K. Lu, Opt. Eng., **33**, 2704 (1994)
- [33] P. Yeh and C. Gu, *Optics of Liquid Crystal Displays*
- [34] H. Gao, M. Ouyang, Y. Wang, Y. Shen, J. Zhou and D. Liu, Optik **118** 452 (2007)
- [35] C. H. Chiu, H. L. Kuo, P. C. Chen, C. H. Wen, Y. C. Liu and H. M. Chen, Appl. Phys. Lett. 88 073509 (2006)



附錄

程式一：預傾角的計算

```

ne = 1.7472;
no = 1.5217;
a =  $\frac{1}{ne}$ ; (**a =  $\frac{1}{ne}$  **)
b =  $\frac{1}{no}$ ; (**b =  $\frac{1}{no}$  **)
λ = 0.6328; (**入射光波長**)
φ = 0.6; (**對稱點的角度**)
c =  $\sqrt{\left(a \cdot \cos\left[x \cdot \frac{\pi}{180}\right]\right)^2 + \left(b \cdot \sin\left[x \cdot \frac{\pi}{180}\right]\right)^2}$ ;
f =  $\left(\frac{(a^2 - b^2) \cdot \frac{1}{2} \cdot \sin\left[2 \cdot x \cdot \frac{\pi}{180}\right] \cdot \sin\left[\phi \cdot \frac{\pi}{180}\right]}{c^2}\right) + \left(\frac{1}{c} \cdot \left(1 - \frac{(a \cdot b \cdot \sin\left[\phi \cdot \frac{\pi}{180}\right])^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right) - \frac{1}{b} \cdot \left(1 - \left(b \cdot \sin\left[\phi \cdot \frac{\pi}{180}\right]\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}$ ;
(**光程差OPD/d cell gap**)

FindRoot[∂xf, {x, 0}]
NSolve[∂xf == 0, x]
{x -> -0.343402}

```



程式二：相位光柵繞射強度模擬

```

L = 3 * 10^-2; (*片子大小, 3cm*)
(*n1=1.5; (*液晶折射率*)*)
n2 = 1.5; (*NOA65折射率*)
d = 1.8 * 10^-6; (*週期*)
b = 0.6 * 10^-6; (*凸起的寬度*)
w = 1.3 * 10^-6; (*溝槽的深度*)
λ = 0.6328 * 10^-6; (*入射光波長*)
r =  $\frac{\sin[\theta \text{ Degree}]}{\lambda}$ ;
T[θ_, n1_] =
b^2 * L^2 *  $\sum_{m=-100}^{100} \text{Sinc}\left[\pi \cdot L \cdot \left(r - \frac{m}{3b}\right)\right]^2 \cdot \text{Sinc}\left[\pi \cdot \frac{m}{3}\right]^2 \cdot \left(1 + 4 \cdot \cos\left[\pi \cdot \frac{m}{3}\right]^2 + 4 \cdot \cos\left[\pi \cdot \frac{m}{3}\right] \cdot \cos\left[\frac{2 \cdot \pi \cdot (n1 - n2) \cdot w}{\lambda} + m \cdot \pi\right]\right)$ ;
Plot[T[θ, 1.5], {θ, -60, 60}, AxesLabel -> {"θ degree", "intensity"}, TextStyle -> {FontSize -> 13}, Mesh -> False,
PlotRange -> {{-60, 60}, {0, 8 * 10^-22}}, PlotPoints -> 800]
Plot[T[θ, 1.6], {θ, -60, 60}, AxesLabel -> {"θ degree", "intensity"}, TextStyle -> {FontSize -> 13}, Mesh -> False,
PlotRange -> {{-60, 60}, {0, 7 * 10^-22}}, PlotPoints -> 800]
Plot[T[θ, 1.7], {θ, -60, 60}, AxesLabel -> {"θ degree", "intensity"}, TextStyle -> {FontSize -> 13}, Mesh -> False,
PlotRange -> {{-60, 60}, {0, 7 * 10^-22}}, PlotPoints -> 800]

```

程式三：傾角錨定能的計算

```

no = 1.5217;
ne = 1.7472;
e1 = 19.3;
e2 = 5.2;
K1 = 11.1 * 10-12;
K3 = 17.1 * 10-12;
γ =  $\frac{e1 - e2}{e2}$ ;
κ =  $\frac{K3 - K1}{K1}$ ;
ν =  $\frac{ne^2 - no^2}{ne^2}$ ;
ε0 =  $\frac{1}{36 * \pi} * 10^{-9}$ ;
θ0 = 0.858451; (*pretilt angle*)
yp = Sin[θ0 Degree]2;
d = 54.72 * 10-6; (*cell gap*)
λ = 0.6328 * 10-6; (*wavelength*)

Vth = π *  $\sqrt{\frac{K1}{\epsilon0 * (e1 - e2)}}$  (***Vth***)

R0 =  $\frac{2 * \pi * d * no * \nu * (1 - yp)}{\lambda * (1 + \sqrt{1 - \nu * (1 - yp)}) * \sqrt{1 - \nu * (1 - yp)}}$  (***R0***)

α =  $\frac{1}{\pi} * \int_{yp}^1 \sqrt{\frac{(1 + \kappa * y) * (1 + \gamma)}{y * (1 + \gamma * y)}} dy$ ;

V = N[α] *  $\frac{e1 - e2}{e1} * Vth$  (***V***)

Q = 1 -  $\frac{2 * K1}{W * d} * \frac{\gamma * (1 + \kappa * yp) * (1 - yp)}{(1 + \gamma * yp)}$ ;

T =  $\int_{yp}^1 \sqrt{\frac{(1 + \kappa * y) * (1 + \gamma * y)}{y * (1 - \nu * (1 - y))}} * \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \nu * (1 - y)}} dy$ ;

J0 = Q *  $\sqrt{\frac{K1}{\epsilon0 * (e1 - e2)}} * \frac{(1 + \sqrt{1 - \nu * (1 - yp)}) * \sqrt{1 - \nu * (1 - yp)}}{(1 - yp) * \sqrt{1 + \gamma}}$  * N[T] (***J0***)

J1 =  $\frac{2 * K1}{W * d} * (1 + \kappa * yp)$  (***J1***)
(*NSolve[J1==0.0021, W, θ]*)

Vmin = 6 * π *  $\sqrt{\frac{K1}{\epsilon0 * (e1 - e2)}}$ 

Vmax =  $\frac{0.2 * W * d}{Cos[θ0]} * \sqrt{\frac{e2}{K1 * \epsilon0 * (e1 - e2) * e1}}$ 

```