

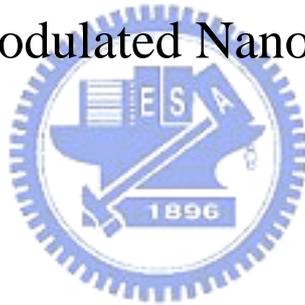
國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

多閘極奈米結構製作與其量子抽運傳輸

Fabrication and Quantum Pumping Transport of
Multiple-Gate Modulated Nano-Channel Devices



研究生:姚銘峻

指導教授:許世英 副教授

中華民國九十三年七月

多閘極奈米結構製作與其量子抽運傳輸

Fabrication and Quantum Pumping Transport of Multiple-Gate Modulated Nano-Channel Devices.

研究生：姚銘峻

Student：Ming-Jiun Yao

指導教授：許世英

Advisor：Shih-Ying Hsu



A Thesis

Submitted to Institute of Electrophysics

College of Science

National Chiao Tung University

In Partial Fulfillment of the Requirements

For the Degree of

Master of Science

In

Electrophysics

July 2004

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十三年七月

多閘極奈米結構製作與其量子抽運傳輸

學生：姚銘峻

指導教授：許世英 副教授

國立交通大學電子物理研究所

中文摘要

在本論文中，我們研究了在 GaAs/AlGaAs 異質結構中利用分離閘極定義一維窄通道的量子傳輸性質，除了在單純窄通道之元件觀察到了量子化電導 (quantized conductance) 的現象，也在窄通道上製作指狀閘極，藉以外加一位能對窄通道造成額外的靜電侷限，並觀察此造成電子傳輸的影響。

在樣品製作方面，我們成功地利用微影製程在 GaAs/AlGaAs 異質結構上定義出一些不同幾何結構的雙層次(bi-layer)金屬閘極，利用電子阻劑 PMMA 作一電絕緣層隔離分離閘極層與指狀閘極層，使不同層次的金屬閘極能獨立控制。外加負偏壓於金屬閘極來驅趕(deplete)底層的二維電子氣體，並藉由控制不同的金屬閘極，可以使得二維電子氣形成一窄通道(narrow channel)或量子點(quantum dot)，進而觀察電子傳輸的性質。

在製程過程，我們發現淺式蝕刻(shallow etching)可避免樣品與閘極間漏電流(leakage current)發生，另外，以遠紅外光在低溫下照射樣品，可提升載子濃度與遷移率。這兩個關鍵技術是量測到低雜訊且高重複性數據的重要因素。

我們先量測了二維電子氣體的磁電阻 R_{xx} 與霍爾電阻 R_H ，以決定其遷移率 μ 及電子密度 n_s ，並估算電子平均自由路徑 l_e 。利用分離閘極外加負偏壓，造成其有效電位障對二維電子氣形成窄通道結構，並觀察到似一維的量子化電導現象。此外，又在分離閘極上層的指狀閘極外加負偏壓，造成額外進出窄通道的位障，我們藉由調變此指狀閘極的負偏壓，觀察窄通道與外界耦合的強弱所導致的電子傳輸特性變化。

Fabrication and Quantum Pumping Transport of Multiple-Gate Modulated Nano-Channel Devices

student : Ming-Jiun Yao

Advisor : Dr. Shih-Ying Hsu

Institute of Electrophysics
National Chiao-Tung University
Hsinchu, 30010 Taiwan

ABSTRACT

In this thesis, we have studied the quantum transport properties of one dimensional channels defined by split-gates in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures. In addition to the observation of the usual quantized conductance plateaus in the clean narrow channels, other interesting transport properties have been investigated with the additional electrostatic confinements via overlaying finger-gates in the channel.

In the aspect of nano-pattern fabrication, we have successfully produced different geometric bi-layer metal gates on GaAs/AlGaAs heterostructures by electron beam lithography. A layer of PMMA between split-gate and finger-gate layers was made to be an insulator, so that all gates can be independently controlled. When a negative voltage is applied to split-gate, the underlying two dimensional electron gas is electrostatically squeezed into a one dimensional channel. Finger-gates on the top layer can be used to deplete electrons within the channel. Moreover, they can introduce QPCs in both ends of the channel to act as the entrance and exit barrier to a dot.

Through the processing, we also learned that shallow etching can prevent the electric leakage between mesa and gates. In order to increase the carrier density and mobility of the samples, they were first illuminated with the far infrared light at low temperature upon the measurement.

Magnetoresistance R_{xx} and Hall resistance R_H have been measured to determine the carrier density and mobility of the two dimensional electron gas, and estimate the mean free path of electrons. The conductance measurements as a function of split-gate voltage demonstrate conductance plateaus at multiples of $2e^2/h$ consistent with theoretical prediction for 1D channel. Applying a negative bias to one finger-gate atop the channel causes extra channel width confinement and dominate mainly the transport when its defined width is less than the original channel width. We also present the conductance measurements for a dot configurations with different coupling strengths between dot and its environment by controlling both finger-gates that affect the entrance and exit barriers.



誌謝

此篇碩士論文得以順利完成，要感謝的人很多。首先要感謝許世英老師兩年來的指導與照顧，從老師身上學習到正確的實驗態度與解決問題的能力，這些能力的培養使我更有信心來面對未來的種種挑戰，在此要再一次的跟您說聲謝謝，老師辛苦了。

感謝彰化師範大學的吳仲卿老師，在電子束微影技術方面的指導與建議，使我能有明顯的進步，感謝吳老師實驗室裡的所有研究生(文生、騰懋學長，家旗、怡甄、哲勤、小歐)，是你們的鼓勵陪我一同成長。

感謝朱仲夏老師在理論與實驗方面的指導，朱老師待人的態度很親切，對學術方面的專精更是我學習的榜樣，感謝朱老師研究室的所有聰明智者，有你們在實驗方面的討論與建議，讓我在實驗上能更加順利。

感謝與我朝夕相處的實驗室夥伴，有你們的陪伴使我度過了一段美好的研究生生活。有了這麼棒的實驗夥伴，除了在實驗方面的討論，也在日常生活陪我一起玩樂，讓我在實驗之餘能有舒緩壓力的休閒。廷翊、穎泰、佩真都是最照顧我的好學長姐，嘉顯、佩蒼、凱銘都是我實驗上的好夥伴，偉仁、玉敏都是我最棒的好幫手。有了你們，讓我在交大的這段時間，擁有最好的回憶，要跟你們說聲謝謝，謝謝你們對我的照顧與鼓勵。

感謝我的家人，在我求學之路不斷地給我支持與鼓勵，讓我能夠心無旁騖的完成學業，你們的關心與打氣是讓我完成學業的最大動力。特別感謝陪我一路成長的意純，在我心情低落的時候給予安慰，因為有你的陪伴，讓我在外地求學能夠備感窩心，這些點點滴滴我都銘記在心，藉此機會特別跟你說聲謝謝。

要感謝的人實在太多了，再次感謝你們的幫忙與提醒，讓我在求學之路能夠順順利利，謝謝你們。有了你們的支持，我會繼續努力，往人生的另一個階段邁進。

目錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iv
目錄.....	v
圖目錄.....	vii
第一章 緒論.....	1
第二章 GaAs/AlGaAs 二維電子系統.....	3
2.1 二維電子系統之結構.....	3
2.2 二維電子氣體的特徵物理量(n_s 、 μ).....	4
2.3 實驗樣品的特徵值.....	11
第三章 元件製作.....	15
3.1 元件製作流程.....	15
3.2 光罩(mask)圖形.....	23
3.3 微影技術(lithography).....	24
3.4 濕式蝕刻(wet etching).....	35
3.5 熱蒸鍍技術(thermal evaporation).....	36
3.6 熱退火技術(annealing).....	39
3.7 低溫系統(cryostat system).....	41
3.8 實驗量測.....	42
3.8.1 四點量測法與兩點量測法.....	42
3.8.2 檢查漏電流(leakage current).....	44
3.8.3 電性量測.....	45
第四章 奈米結構的量子傳輸.....	48
4.1 窄通道的量子化電導(quantized conductance).....	48
4.2 雙層閘極奈米結構之量子傳輸.....	55
4.2.1 窄通道之量子化電導.....	55
4.2.2 第二層之單一指狀閘極對窄通道的影響.....	60
4.2.3 第二層之一對指狀閘極對窄通道的影響.....	63
4.3 實驗問題與改進.....	65

第五章 結論與展望.....66
參考文獻.....67



圖目錄

圖 2.1 GaAs/AlGaAs 異質結構之剖面圖，相對應的能帶圖如右側所示，二維電子氣將在離表面 93nm 深處形成，虛線即為二維電子氣所形成的位置。……4	
圖 2.2 磁電阻量測用之 Hall bar 結構示意圖，外加偏壓於兩端黑色區域接點 (source、drain)，外加磁場是在 z 方向，垂直基板平面。……6	
圖 2.3 縱向電阻率 ρ_{xx} 與霍爾電阻率 ρ_{yx} 對磁場變化的關係圖，系統溫度 150mK 【6】 。……7	
圖 2.4 週期性邊界條件， k_x 、 k_y 將被量子化。……8	
圖 2.5 二維系統態密度對能量關係圖。虛線部份代表在沒有外加磁場下之態密度(step function)，實線部份則是在外加磁場之下的態密度(spike-like)，且 $E_n = E_s + (n+0.5)\hbar\omega_c$ 。……9	
圖 2.6 Hall bar 結構示意圖， $W=191\mu\text{m}$ ， $L=129\mu\text{m}$ 。……11	
圖 2.7 縱向電阻 R_{xx} 與霍爾電阻 R_{xy} 對磁場之關係圖 ($T=0.3\text{K}$)。……12	
圖 2.8 縱向電阻與磁場倒數之關係圖。右上方插圖為相隔峰值對於磁場倒數的關係，可藉此求得 $\Delta\left(\frac{1}{B}\right)_{avg}$ 。……13	
圖 3.1 平台結構示意圖，此圖是利用光學顯微鏡所拍攝之照片。……16	
圖 3.2 金屬閘極完成後之樣品圖，此圖也代表光微影製程完成後之樣品圖。……17	
圖 3.3 分離閘極的電子顯微鏡影像。……18	
圖 3.4 電子阻劑 PMMA 所形成之絕緣層。……18	
圖 3.5(a)~(d) 分別為一對至四對指狀閘極結構，指狀閘極之線寬約為 80nm。……19	
圖 3.6 跨線閘極的電子顯微鏡影像。……20	
圖 3.7(a)~(d) 完成後之元件，以電子顯微鏡 SEM 照相之影像。……22	
圖 3.8 光微影製程所需之光罩設計圖。由左而右依次為平台結構(mesa)、歐姆接觸(ohmic contact)和金屬閘極(metal gate)。……23	
圖 3.9 將三組光罩合併後之示意圖。……23	
圖 3.10 光阻無縱向內切輪廓示意圖。……25	
圖 3.11 光阻有縱向內切輪廓示意圖。……25	
圖 3.12 光微影製程技術流程示意圖。……31	
圖 3.13 電子束微影技術流程示意圖。……34	

圖 3.14 砷化鎵 GaAs 在 45 度方向下，利用蝕刻液蝕刻後，電子顯微鏡之側視圖，蝕刻深度約 600nm。	36
圖 3.15 熱蒸鍍機之示意圖。電源供應器(I)提供高電壓，使氣體游離化產生高電漿，電源供應器(II)提供使鎢舟發熱的電壓，使鎢舟內的蒸鍍源汽化。	39
圖 3.16 熱退火裝置圖。	40
圖 3.17 ^3He 低溫系統簡圖與工作原理。	42
圖 3.18(a) 四點量測法。	43
圖 3.18(b) 兩點量測法。	43
圖 3.19 測量漏電流裝置示意圖。	44
圖 3.20 量測架構示意圖。	46
圖 4.1(a)(b) 分離閘極 SG 電子顯微鏡影像，圖(a)顯示五對不同間距大小的分離閘極，圖(b)為其中一對分離閘極之放大圖，尖端部份通道寬度約為 150nm。	
圖 4.2(a) 電阻相對於外加負偏壓之關係圖。樣品編號 5-70o，元件區域編號 I-1，第一次降溫，在降溫過程，對於每對金屬閘極皆外加+0.2V 之正偏壓，且量測前樣品未照光。	50
圖 4.2(b) 電導相對於外加負偏壓之關係圖，串聯電阻 $R_{\text{series}}=165\ \Omega$ 已被扣除，此分離閘極結構為窄通道間距 $d_{\text{gap}}=400\text{nm}$ ，窄通道長度 $l_{\text{channel}}=150\text{nm}$ 。	
圖 4.3 電導相對於外加負偏壓之關係圖，此區域元件之分離閘極結構為窄通道間距 $d_{\text{gap}}=300\text{nm}$ ，窄通道長度 $l_{\text{channel}}=150\text{nm}$ 。	52
圖 4.4 分離閘極上再製作一對指狀閘極之電子顯微鏡影像。	55
圖 4.5 電導相對於外加負偏壓之關係圖，此區域之元件結構，通道長度約為 500nm，通道間距約為 300nm，通道上方之指狀閘極尚未外加位能。	56
圖 4.6 照光對於二維電子氣體傳輸特性的影響，左右曲線分別代表照光後與照光前，電導相對於外加負偏壓之關係圖。	57
圖 4.7 溫度對於量子化電導之影響，其中曲線有經過平移(offset)以方便比較。降溫過程對每對金屬閘極皆外加+0.2V 之正偏壓，在低溫量測前，樣品皆照光約一分鐘。	59
圖 4.8 在分離閘極與單一指狀閘極(FG1)外加負偏壓之示意圖，其中分離閘極為固定負偏壓，而指狀閘極 FG1 負偏壓可逐漸增加，以將通道封閉，電流方向為 x 方向。虛線與實線部份分別代表分離閘極與指狀閘極因受負偏壓影響而形成的通道位能形式，整體的位能形式類似在窄通道上再外加一窄	

通道。·····	60
圖 4.9 次能帶數目相對於外加負偏壓之關係圖，將原始數據除 1.15 則平台出現的位置將會較符合理論值，在分離閘極外加負偏壓約-0.8V 時，可使得通道內僅能存有四個次能帶數目。·····	61
圖 4.10(a)(b) 固定分離閘極負偏壓(-0.8V)，分別對不同的單一指狀閘極(FG1 or FG2)增加負偏壓，圖中可以觀察到預期的平台結構。·····	62
圖 4.11 在分離閘極與指狀閘極(FG1 and FG2)外加負偏壓之示意圖，其中兩根指狀閘極為固定負偏壓，而分離閘極負偏壓可逐漸增加，以將通道封閉，電流方向為 x 方向。虛線與實線部份分別代表分離閘極與指狀閘極因受負偏壓影響而形成的通道位能形式，整體位能形式類似兩窄通道串聯(in series)。·····	63
圖 4.12(a)(b) 指狀閘極外加負偏壓改變範圍由 0V 至-2.5V，所對應的量子化電導。	



第一章 緒論

早期，Thouless認為在一維系統的閘極上控制一隨時緩變的電位，將產生電子傳輸的抽運機制，形成電流【1】。直到1999年，Marcus實驗小組在閘極局域的量子點系統，藉由兩有相位差的同步交流高頻(1~16MHz)電位調製，始觀察到這電荷抽運現象【2】。最近Dr.C.S.Chu等提出在彈道式窄通道的Non-adiabatic量子抽運理論【3】，藉由空間與時間的週期調變， $V(x,t)=V_0\cos(Kx-\Omega t)\theta(L/2-|x|)$ ，(x為source-drain方向)，預期也可觀察到Non-adiabatic抽運傳輸，也就是在二維電子系統先以split gates加負偏壓形成一維窄通道，之後在其上端的所謂finger gates加AC電場，並預期可從實驗數據定量分析(頻率、相位、finger gate的空間不對稱等造成抽運電流相對變化)，更了解傳輸電子的同調非彈性散射機制(coherent inelastic scattering)。

在本論文中的元件設計，初始的構想是想利用雙層閘極結構觀察量子抽運(quantum pumping)的現象，並與Dr.C.S.Chu所做的理論預測作一比較。在樣品製作方面，我們成功地利用微影製程在GaAs/AlGaAs異質結構上定義出一些不同幾何結構的雙層次(bi-layer)金屬閘極，其中我們利用電子阻劑PMMA作一電絕緣層，使不同層次的金屬閘極能獨立控制。另外我們利用淺式蝕刻(shallow etching)克服閘極與樣品的漏電情形，並成功地利用遠紅外光源照射，提升樣品的載子密度 n_s 和遷移率 μ ，使得量子傳輸效應可以清楚地展現。

在1999年Dr.C.T.Liang等人利用雙層閘極結構，成功地將二維電子氣侷限成量子點(quantum dot)，並在低溫觀察到了量子點的傳輸性質【4】。其中觀察到了量子點在磁場下的Aharonov-Bohm-type oscillation以及電導有週期性的震盪行爲(Coulomb charging oscillation)，並觀察當開始外加一負偏壓於指狀閘極時，外加負偏壓與窄通道耦合的行爲【5】。

我們目前先在窄通道上外加一直流負偏壓，造成進出窄通道之位能障，並觀察窄通道與外界耦合的強弱所導致的電子傳輸特性改變，且與Dr.C.T.Liang等人發表的實驗結果作一比較。我們發現當在指狀閘極與分離閘極外加一夠大之負偏壓，將有機會使一維窄通道形成一量子點，其電導值會有震盪的行爲出現，此現

象與 Coulomb charging oscillation 相似。未來，我們可更進一步在二維電子氣體形成的量子點，觀察此量子點在磁場下的傳輸行為並對指狀閘極輸入高頻訊號，並觀察此高頻訊號對於電子在窄通道傳輸的影響。

本論文的主要架構如下：

第一章 緒論

簡單介紹本論文之架構。

第二章 GaAs/AlGaAs 二維電子氣系統

介紹二維電子氣的結構、二維電子氣的特徵物理量(n_s , μ)、實驗樣品的特徵值。

第三章 元件製作

說明元件的製造流程、元件構造以及所使用的微影製程技術。在製程技術方面並說明光罩的圖形、濕式蝕刻技術、熱蒸鍍技術及熱退火技術，最後介紹低溫系統及實驗量測之架構。

第四章 奈米結構的量子傳輸

觀察不同幾何結構之金屬閘極對於二維電子氣體傳輸的影響，並對實驗結果作一討論。其中包含比較不同窄通道間距對於平台數目的影響、溫度對於量子化電導的影響、照光對於樣品性質的改善以及調變指狀閘極上的負偏壓，其有效位能障對於電子在窄通道傳輸的影響。

第五章 結論與展望

將對目前的研究工作做一總結，並建議一些未來研究的方向。

第二章 GaAs/AlGaAs 二維電子系統

隨著分子束磊晶(molecular-beam-epitaxy)技術的進步，在GaAs/AlGaAs異質接面上，成長出高遷移率(mobility)的二維電子氣是可以達成的。高遷移率的二維電子氣，傳導電子將會有較長的平均自由路徑(mean free path) l_e ，因此低溫下會有顯著的量子傳輸現象。當平均自由路徑甚大於通道長度時，電子在此通道的傳輸為彈道傳輸(ballistic transport)，我們樣品的電子傳輸即屬於此類。以下將介紹GaAs/AlGaAs二維電子系統的特性，從理論上介紹霍爾電阻(Hall resistance)與磁電阻(magnetoresistance)，進而推算出二維電子氣的載子密度 n_s (carrier density)與遷移率 μ (mobility)。最後展現實驗量測得到的霍爾電阻與磁電阻，並推算我們樣品的載子密度與遷移率。

2.1 二維電子系統之結構

二維電子氣是在 GaAs 與 AlGaAs 接面處形成，並在該接面形成一很薄的導體層，異質結構的剖面圖如圖 2.1 所示。利用分子束磊晶(MBE)技術，在 GaAs 基板上依序長上 AlGaAs 與 GaAs，並在 AlGaAs 層內參雜了 Si 當作 n 型的參雜物(donor)，貢獻自由電子至二維電子氣。在 AlGaAs 上覆蓋一層很薄的 GaAs 是為避免 AlGaAs 氧化。從能帶圖中可以發現在 GaAs 與 AlGaAs 接面處，有一三角形位能井，此三角形位能井是因為 GaAs 與 AlGaAs 的傳導帶(conduction band)因彼此接合而發生位移(offset)，導致能帶的彎曲。假若在費米能階(fermi level)之下，只存在一個能階，則電子將只會存在於此能階(即電子被侷限於此能階)，此時在此能階之電子，其垂直方向(Z 軸)的運動將被限制住，所以電子只能在接面平面(X-Y 平面)活動。因為此三角形位能井的第二個能階能量比第一個能階高出許多，所以在一般的電子密度下，費米能階之下只存在一個能階，系統電子將僅能佔據此一能階，因此電子具有二維傳輸的特性。

我們所使用含有二維電子氣的基板，是由以色列 Dr.Umansky 的研究群所提供，二維電子氣在距離表面 93nm 的深度形成，如圖 2.1 右圖所示。在二維電子氣與參雜層(doping layer)間隔了 60nm 的 AlGaAs 間隔層(spacer)，此間隔層是為要減少因參雜層的缺陷(defect)而造成電子散射的機率。若能在磊晶過程中，減少因晶格不匹配(mismatch)而造成的缺陷，即可得到高遷移率(mobility)的二維電子氣系統。

從Dr.Umansky研究群所提供的數據，樣品在照光前後，載子密度 n_s (carrier density) 與遷移率 μ (mobility)如下表所示，並估算其平均自由路徑。

	n_s	μ	l_e
照光前	$1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$2.2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V s}$	$13.6 \mu \text{ m}$
照光後	$2.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	$3.5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V s}$	$30 \mu \text{ m}$

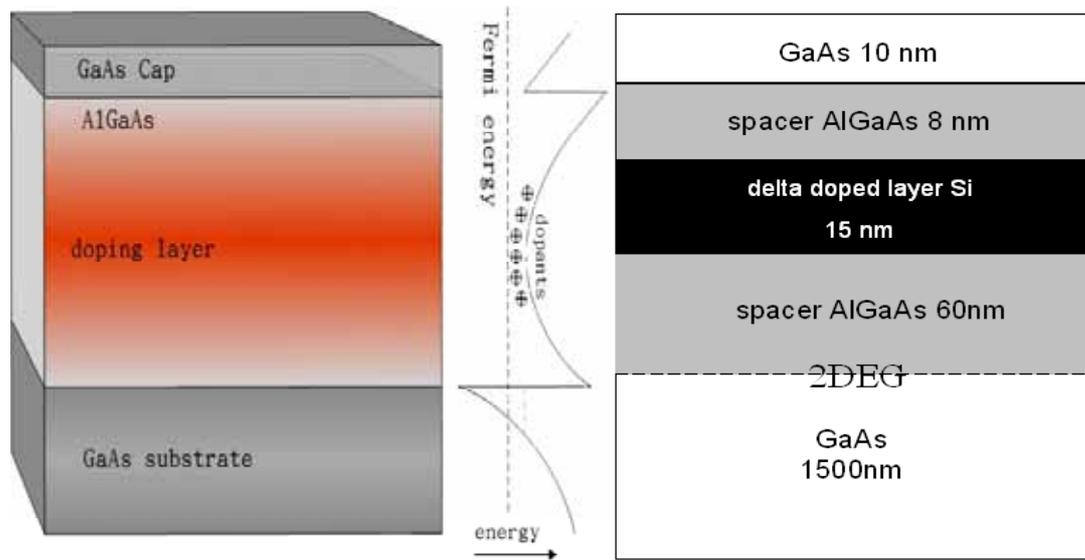


圖 2.1 GaAs/AlGaAs 異質結構之剖面圖，相對應的能帶圖如右側所示，二維電子氣將在離表面 93nm 深處形成，虛線即為二維電子氣所形成的位置。

2.2 二維電子氣體的特徵物理量(n_s 、 μ)

實驗上，量測二維電子氣在外加磁場下，縱向電阻率(longitudinal resistivity) 與霍爾電阻率(transverse or Hall resistivity)對磁場的關係，可進而推算載子密度 n_s (carrier density)與遷移率 μ (mobility)，所以量測縱向電阻率與霍爾電阻率是了解半導體薄膜特性的一個基本方式。因此將有二維電子氣的基板製作成矩形的Hall bar 結構，並將此樣品降溫至 4K以下，外加一垂直基板平面的磁場，進行磁電阻的量測。

(a) 理論預測：杜爾模型(Drude model)

我們先從半古典的觀點，利用杜爾模型(Drude model)來討論外加磁場對於二維電子氣系統的影響【7】。假設在二維電子氣系統的載子為自由電子，在外加電場與磁場時，此自由粒子運動會遵守古典的羅倫茲方程式(Lorentz equation)。

$$\text{則 } \frac{m\bar{v}_d}{\tau_m} = e[\bar{E} + \bar{v}_d \times \bar{B}] \quad (2.1)$$

其中 τ_m 為動量鬆弛時間(momentum relaxation time)， \bar{v}_d 為遷移速度(drift velocity)

當電子移動侷限於二維 x-y 平面時，且外加磁場方向為 z 軸，

則 Eq (2.1) 可以下列矩陣形式(matrix)表示，

$$\begin{bmatrix} \frac{m}{e\tau_m} & -B \\ +B & \frac{m}{e\tau_m} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$

其中 v_x 、 v_y 分別為 x-、y-方向之遷移速度， E_x 、 E_y 分別為 x-、y-方向之電場。

且電流密度 J (current density) 與電子密度 n_s 有下列關係， $J = ev_d n_s$

所以將矩陣利用此表示式帶入，可得

$$\begin{bmatrix} \frac{m}{e\tau_m} & -B \\ +B & \frac{m}{e\tau_m} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ en_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$

重新整理，

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m}{n_s e^2 \tau_m} & -\frac{eB\tau_m}{m} \\ \frac{eB\tau_m}{m} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

又電阻率張量 $[\rho]$ 定義為

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

因此，比較 Eq (2.2) 與 Eq (2.3)，可得知

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{m}{n_s e^2 \tau}, \quad \rho_{yx} = -\rho_{xy} = \frac{B}{|e|n_s} \quad (2.4)$$

其中 ρ_{xx} 即為縱向電阻率(longitudinal resistivity)， ρ_{yx} 即為霍爾電阻率(Hall resistivity)。

我們可以定義 $\sigma \equiv |e| n_s \mu$ ， $\mu \equiv |e| \tau / m$

所以 Eq (2.4) 也可以寫成

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \sigma^{-1}, \quad \rho_{yx} = -\rho_{xy} = \frac{\mu B}{\sigma} = \frac{B}{|e|n_s} \quad (2.5)$$

由Eq (2.5) 可知，杜爾模型預測縱向電阻 ρ_{xx} 與磁場大小無關，將維持一常數(constant)，而霍爾電阻 ρ_{yx} 將隨著磁場作線性變化。

(b) 實驗結果

在實驗方面，我們在 GaAs/AlGaAs 異質結構上所做的矩形 Hall bar 結構示意圖，如圖 2.2 所示。

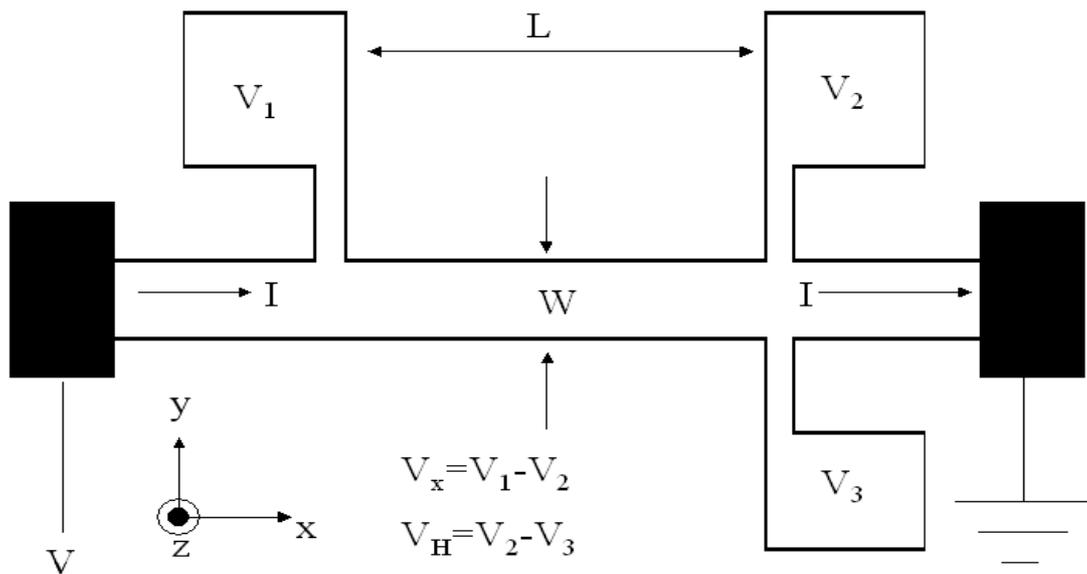


圖 2.2 磁電阻量測用之 Hall bar 結構示意圖，外加偏壓於兩端黑色區域接點 (source、drain)，外加磁場是在 z 方向，垂直基板平面。

當在 x 方向外加一固定電流時，我們可以量測到縱向(longitudinal)電位差 V_x 與橫向(transverse or Hall)電位差 V_H ，進而可以得知縱向電阻率 ρ_{xx} 與霍爾電阻率 ρ_{yx} 對磁場的變化，其中 $V_x = V_1 - V_2$ ， $V_H = V_2 - V_3$ ，並可以把縱向電阻率 ρ_{xx} 與霍爾電阻率 ρ_{yx} 表示成 $\rho_{xx} = \frac{E_x}{j_x} = \frac{V_x W}{I L}$ ， $\rho_{yx} = \frac{V_H}{I}$ 。

縱向電阻率 ρ_{xx} 與霍爾電阻率 ρ_{yx} 對磁場變化的關係圖，如圖 2.3 所示。

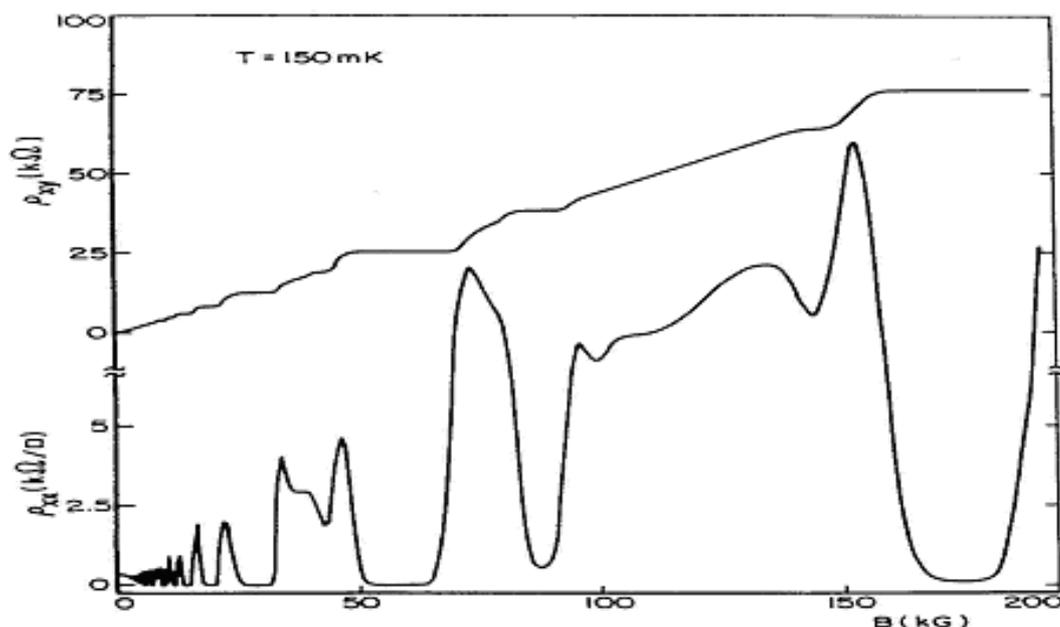


圖 2.3 縱向電阻率 ρ_{xx} 與霍爾電阻率 ρ_{yx} 對磁場變化的關係圖，系統溫度 150mK
【6】。

由圖 2.3 中，我們可以發現在低磁場時，縱向電阻率幾乎維持一常數，霍爾電阻率則是隨著磁場變大而成線性增加，與杜爾模型理論預測的結果一致；但在較高磁場範圍時，縱向電阻率將有明顯的震盪(oscillation)行爲，而霍爾電阻率則有階梯狀(step-like)的結構出現，無法以半古典的杜爾模型解釋。值得注意的是當縱向電阻率震盪到最低值時，將會與霍爾電阻率出現平台的位置相對應，而最小的縱向電阻率將會非常的接近於零，另外縱向電阻率的震盪行爲與霍爾電阻率的平台結構，在室溫(300K)甚至 77K 都還觀察不到，系統溫度需於低溫(10K 以下)，這些特徵才會出現。在較高磁場下，縱向電阻率隨著磁場震盪的行爲稱爲 Shubnikov-deHaas (or SdH) oscillations，這種震盪行爲不僅在二維導體可以觀察到，早在 1930 年就首次在金屬塊材(bulk)中被發現了，只是此效應在二維的半導體層有較明顯的震盪行爲。

從低磁場範圍內量測到的縱向電阻率 ρ_{xx} 與霍爾電阻率 ρ_{yx} ，我們可以推算載子密度 n_s 及遷移率 μ 。

$$n_s = \left[|e| \frac{d\rho_{yx}}{dB} \right]^{-1} = \frac{I/|e|}{dV_H/dB} \quad (2.6a)$$

$$\mu = \frac{1}{|e|n_s \rho_{xx}} = \frac{I/|e|}{n_s V_x W/L} \quad (2.6b)$$

所以可將實驗結果代入Eq (2.6a.b)，進而得到樣品的載子密度 n_s 與遷移率 μ 。

我們試著解釋 SdH oscillation 的震盪行為並說明如何從震盪的週期推算載子密度【7】。首先從二維電子氣系統的能態密度(density of states)開始說明，假設週期性邊界條件(periodic boundary condition)，如圖 2.4 所示。

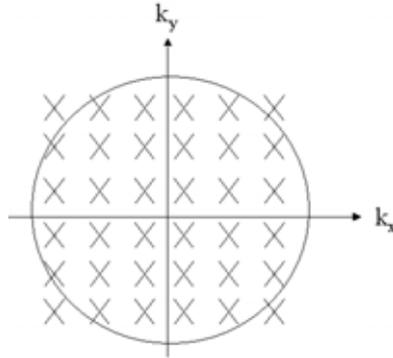


圖 2.4 週期性邊界條件， k_x 、 k_y 將被量子化。

計算在半徑為 k 的圓內所存在的能態數目(number of states)。

假設 k_x 與 k_y 將被量子化，且 L_x 與 L_y 是此系統的維度大小，則

$$k_x = n_x \frac{2\pi}{L_x}, \quad k_y = n_y \frac{2\pi}{L_y}, \quad \text{其中 } n_x, n_y \text{ 爲一整數。}$$

所以在 k_x - k_y 平面上，可被每個單一能態佔據的面積爲 $\frac{2\pi}{L_x} \times \frac{2\pi}{L_y} = \frac{4\pi^2}{S}$

在半徑為 k 的圓內所能存在的總能態數目 $N_T(E)$

$$N_T(E) = 2(\text{for spin}) \times \frac{\pi k^2}{4\pi^2/S} = S \frac{k^2}{2\pi}$$

且因此時總能量 $E = E_s + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ，所以 $N_T(E) = \frac{mS}{\pi\hbar^2} (E - E_s)$

此時，每單位面積、每單位能量的能態密度可得

$$N(E) \equiv \frac{1}{S} \frac{d}{dE} N_T(E) = \frac{m}{\pi\hbar^2} \Theta(E - E_s) \quad (2.7)$$

其中 Θ 爲一階梯函數(step function)， E_s 爲次能帶最低臨界能量(subband threshold)

energy)。

由 Eq(2.7)可知，在沒有外加磁場的情況下，只要能量超過次能帶的最低臨界能量，則二維狀態的態密度將固定不變，維持一常數。

因為 SdH oscillation，是發生於較高磁場時的現象，所以我們需考慮在外加磁場時，二維態密度的改變。當外加磁場時，二維態密度將從原本的階梯函數分離成一連串的針扎狀(spike-like)態密度，如圖 2.5 所示，而此時的態密度則可用 Eq (2.8) 表示。

$$N_s(E, B) \approx \frac{2eB}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \delta \left[E - E_s - (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c \right] \quad (2.8)$$

由圖 2.5 可以發現，相鄰兩峰值(peak)間，都隔一固定能量差值 $\hbar\omega_c$ ，其中 $\omega_c = \frac{eB}{m}$ 為迴旋角頻率(cyclotron frequency)。理論上，這些峰值應該是 delta functions，但實際上散射效應會使得 delta function 對能量作圖時變寬，如圖 2.5 所示，所以當我們外加一磁場時，能量將會被量子化而形成 Landau level，即 $E_n = E_s + (n + 0.5)\hbar\omega_c$ ，且當改變磁場強度時，相對應的量子化能量(Landau level)也會隨之改變。

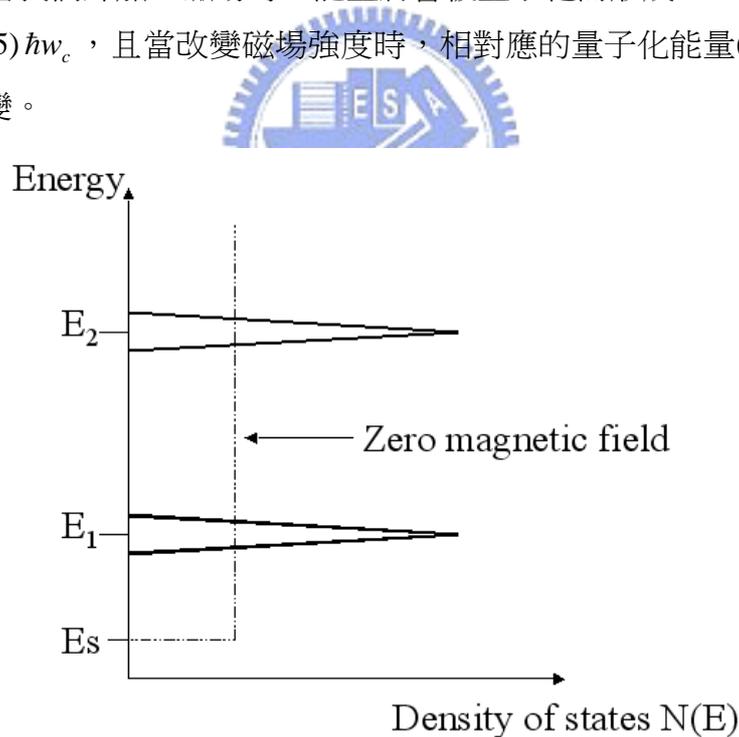


圖 2.5 二維系統態密度對能量關係圖。

虛線部份代表在沒有外加磁場下之態密度(step function)，實線部份則是在外加磁場之下的態密度(spike-like)，且 $E_n = E_s + (n + 0.5)\hbar\omega_c$ 。

值得注意的是當縱向電阻率 ρ_{xx} 完成一個週期的震盪時，代表有相鄰的兩個 Landau level 中心掃過費米能階，相對而言就是費米能階剛從一 Landau level 的中心位置移到下一個 Landau level 的中心位置。

由Eq (2.8)，我們可以推斷 $\frac{2eB}{h}$ 為單位面積每個 Landau level 所擁有的狀態，2 為考慮自旋，所以若將載子密度 n_s 除以態密度 $\frac{2eB}{h}$ 就可得知被電子佔據的 Landau level 數目。例如：若 $B=1\text{T}$ ，則 $\frac{2eB}{h}=4.8\times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$ ，當樣品的 $n_s=1.4\times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ ，則

$\frac{n_s}{\frac{2eB}{h}}=2.9$ ，即代表有兩個 Landau level 完全被電子佔據，第三個 Landau level 部分

被佔據，所以當我們改變磁場時，被電子佔據的 Landau level 數目也會跟著改變，

且當 $\frac{n_s}{\frac{2eB}{h}}$ 為半整數時，代表 ρ_{xx} 正處於峰值 (peak)，此時費米能階恰會處在 Landau

level 的中心位置。



若 ρ_{xx} 的連續兩個峰值對應到兩個不同的磁場值為 B_1 、 B_2 (若 $B_1 < B_2$)，則

$$\frac{n_s}{\frac{2eB_1}{h}} - \frac{n_s}{\frac{2eB_2}{h}} = 1, \quad (2.9a)$$

$$\text{因此 } n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\left(\frac{1}{B_1}\right) - \left(\frac{1}{B_2}\right)} = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta\left(\frac{1}{B}\right)} \quad (2.9b)$$

所以只需將任意的連續兩峰值所對應到的磁場值 B_1 、 B_2 代入Eq (2.9b)，就可以推算出載子密度，同時因 ρ_{xx} 反比於 n_s (由Eq.2.6b)，所以 ρ_{xx} 對應 $1/B$ 會展現週期振盪，

我們可以将縱向電阻率 ρ_{xx} 與磁場的倒數 $\left(\frac{1}{B}\right)$ 作圖，求得振盪週期，也就是平均

磁場倒數差距 $\Delta\left(\frac{1}{B}\right)_{avg}$ ，代入Eq (2.9b) 就可導出載子密度。

從以上之討論，我們知道在不同磁場範圍時，載子密度可由兩種不同的公式求得，

$$\text{在低磁場範圍， } n_s = \left[e \left| \frac{d\rho_{yx}}{dB} \right| \right]^{-1}$$

$$\text{在高磁場範圍， } n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta \left(\frac{1}{B} \right)}$$

得到載子密度後，可進一步的推算其他物理量，如：遷移率 μ 、費米波函數 k_F 、費米波長 λ_F 、費米能量 E_F 等。

2.3 實驗樣品的特徵值

我們在含有二維電子氣體的基板上，製作 Hall bar 結構，並利用 2.2 節所介紹的方式量測縱向電阻率與霍爾電阻率對磁場的關係圖，以推算樣品的遷移率 (mobility) 及載子密度 (carrier density)。圖 2.6 為樣品上 Hall bar 結構示意圖，此圖僅是示意圖，實際上總共有 10 個接點，包含兩側源極 (source) 及汲極 (drain) 接點及另外八個可提供量測用之接點，圖 2.6 只畫出四個接點，而灰色區域即是歐姆接觸 (ohmic contact)，歐姆接觸區域與平台下的二維電子氣體相連通。

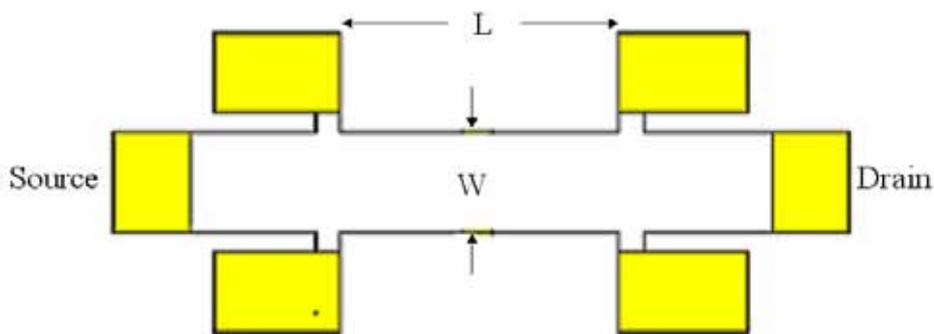


圖 2.6 Hall bar 結構示意圖， $W=191 \mu\text{m}$ ， $L=129 \mu\text{m}$ 。

我們將採用四點量測法，進行磁電阻之量測，而四點量測法將會在第三章討論。圖 2-7 為樣品 5-70 的縱向電阻 R_{xx} 與霍爾電阻 R_{xy} 對應磁場變化的關係圖。

(a)

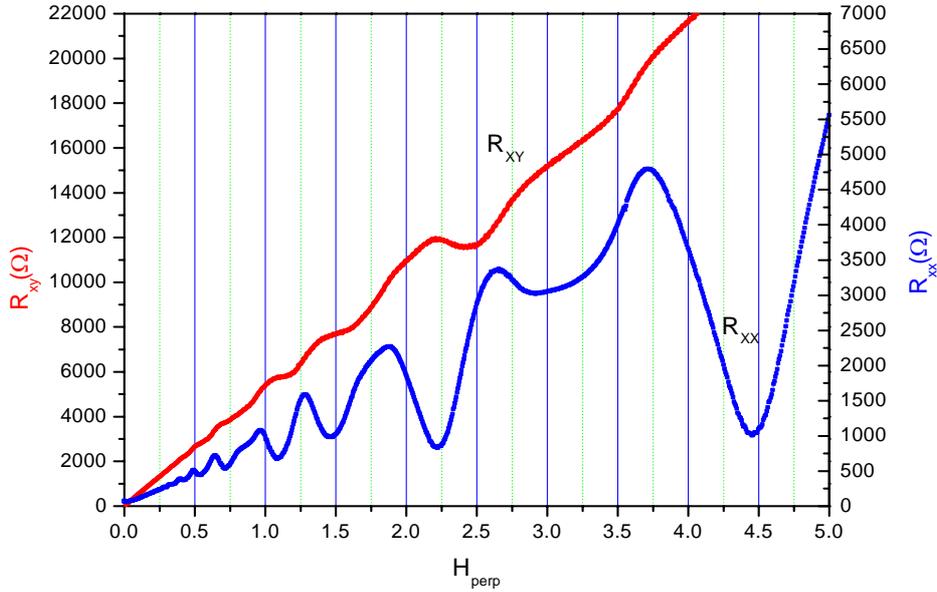


圖 2.7 縱向電阻 R_{xx} 與霍爾電阻 R_{xy} 對磁場之關係圖($T=0.3K$)。

霍爾電阻在低磁場範圍會隨著磁場的增強而呈線性的增加，較高磁場範圍則會有階梯狀結構出現，而縱向電阻在較高磁場範圍會隨著磁場變化而有一些震盪的結構出現，此即為 Shubnikov-deHaas oscillation，但是在較低磁場範圍時，不同一般預期該接近一常數反而有一點線性增加的趨勢，與一般 SdH oscillation 觀察到的不同。另外高磁場下的霍爾電阻平台(plateau)位置與縱向電阻的溪谷(valley)位置對應的蠻一致的。

我們可由圖 2.7，計算出霍爾電阻在低磁場範圍的斜率 $\frac{d\rho_{yx}}{dB}$ ，並計算載子密度 n_s 。

$$n_s = \left[|e| \frac{d\rho_{yx}}{dB} \right]^{-1} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 5158} = 1.21 \times 10^{11} \text{ } 1/cm^2$$

其中 $\frac{d\rho_{yx}}{dB} = 5158 \text{ } \Omega/T$ (此斜率取的磁場範圍小於 1 Tesla)

我們將縱向電阻 R_{xx} 對磁場倒數 $\left(\frac{1}{B}\right)$ 作圖，並由此圖求出 $\Delta\left(\frac{1}{B}\right)_{avg}$ 。

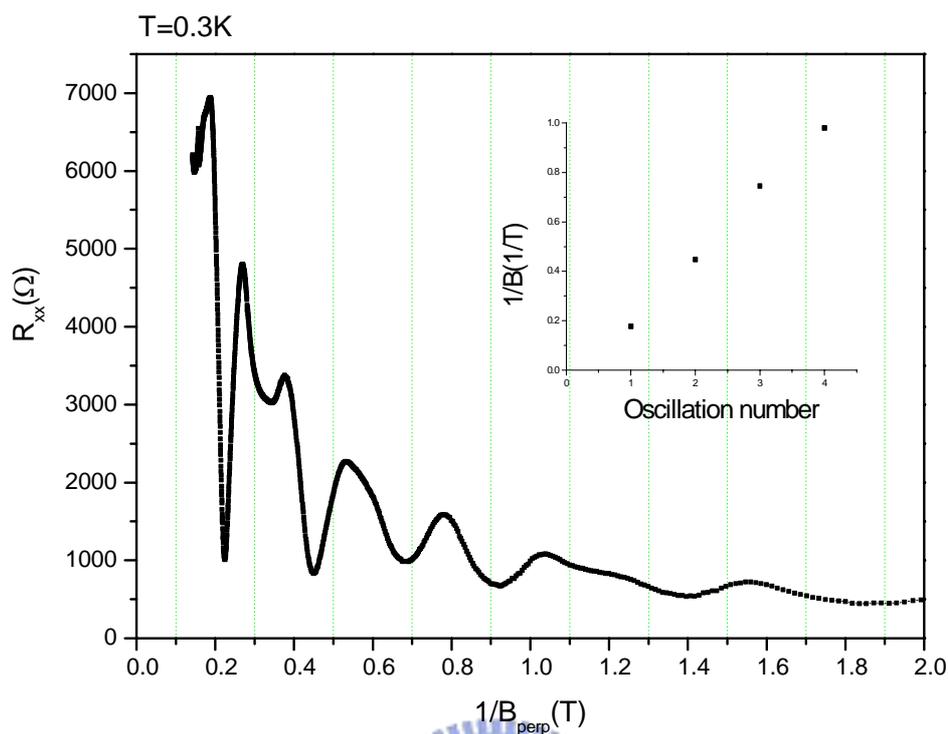


圖 2.8 縱向電阻與磁場倒數之關係圖。

右上方插圖為相隔峰值對於磁場倒數的關係，可藉此求得 $\Delta\left(\frac{1}{B}\right)_{\text{avg}}$ 。

由 SdH oscillation 峰值位置對應的磁場倒數值，我們可以導出載子密度。

即：

$$n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta\left(\frac{1}{B}\right)} = \frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19}}{6.63 \times 10^{-34}} \times \frac{1}{0.2773} = 1.74 \times 10^{11} \text{ } 1/\text{cm}^2$$

$$\text{其中 } \Delta\left(\frac{1}{B}\right)_{\text{avg}} = 0.2773 \text{ T}^{-1}$$

我們可以稍作整理，若分別討論高低磁場範圍時，載子濃度及其他物理量之差異：

樣品編號：5-70

(a)低磁場範圍(磁場小於 1 Tesla)

$$n_s = \left[|e| \frac{d\rho_{yx}}{dB} \right]^{-1} = 1.21 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

$$\mu = \frac{1}{|e| n_s \rho_{sheet}} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 1.21 \times 10^{11} \times 150} = 3.44 \times 10^5 \text{ cm}^2/Vs \quad \rho_{sheet} \sim 150\Omega$$

$$l_e = \frac{\mu \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{e} = \frac{\mu \hbar k_F}{e} = \frac{3.44 \times 10^5 \times 1.05 \times 10^{-34} \times 0.87 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-19}} = 2 \times 10^{-4} \text{ cm} = 2 \mu\text{m}$$

進一步推算 k_F 、 λ_F 、 E_F 等物理量：

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} = \sqrt{2\pi \times 1.21 \times 10^{11}} = 0.87 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = 7.2 \times 10^{-6} \text{ cm} = 7.2 \times 10^{-8} \text{ m} = 72 \text{ nm}$$

$$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*} = \frac{(1.05 \times 10^{-34} \times 0.87 \times 10^6)^2}{2 \times 0.067 \times 9.1095 \times 10^{-31}} \bigg/ 1.6 \times 10^{-19} = 4.2 \text{ meV}$$

(b)高磁場範圍

$$n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta\left(\frac{1}{B}\right)} = 1.74 \times 10^{11} \text{ 1/cm}$$

$$\mu = \frac{1}{|e| n_s \rho_{sheet}} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 1.74 \times 10^{11} \times 150} = 2.39 \times 10^5 \text{ cm}^2/Vs$$

$$l_e = \frac{\mu \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{e} = \frac{\mu \hbar k_F}{e} = \frac{2.39 \times 10^5 \times 1.05 \times 10^{-34} \times 1.1 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-19}} = 1.73 \times 10^{-4} \text{ cm} = 1.73 \mu\text{m}$$

進一步推算 k_F 、 λ_F 、 E_F 等物理量：

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} = \sqrt{2\pi \times 1.74 \times 10^{11}} = 1.1 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = 5.7 \times 10^{-6} \text{ cm} = 5.7 \times 10^{-8} \text{ m} = 57 \text{ nm}$$

$$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*} = \frac{(1.05 \times 10^{-34} \times 1.1 \times 10^6)^2}{2 \times 0.067 \times 9.1095 \times 10^{-31}} \bigg/ 1.6 \times 10^{-19} = 6.8 \text{ meV}$$

第三章 元件製作

本章將介紹元件的整個製作過程，從光罩的圖形(mask pattern)、微影技術(lithography)、熱蒸鍍技術(thermo-evaporation)、蝕刻技術(etching)、熱退火技術(annealing)到打線技術(wire bonding)等相關製程技術，皆會在本章做一說明，並將在製程方面所遇到的問題作一討論。

我們所使用含有二維電子氣(two-dimensional electron gas, 2DEG)的基板，是以色列的 Dr.Umansky 研究群所提供，而此 GaAs/AlGaAs 異質結構在第二章有一詳細的說明。

3.1 元件製作流程

我們所需的元件結構，依序要經過光微影技術(photolithography)及電子束微影技術(electron-beam lithography)等兩種不同的微影技術來完成製備，且須利用打線與接線技術(wire bonding)將樣品連接至量測系統，以進行電性之量測。以下將分成三個部分介紹整個元件的製作流程，並以實際樣品圖配合說明。其中，此兩種微影技術的流程和使用此兩種技術的原因將在微影技術(lithography)部分詳加說明。



第一部份：光微影製程技術(photolithography)

(1) 平台結構(mesa structure)

首先在含有二維電子氣(2DEG)的基板上，利用光微影技術定義出我們所需的平台結構區域，經顯影之後，利用濕式蝕刻(wet etching)將平台結構之外的區域移除，最後再將殘餘的光阻去除即可。而定義此平台結構的目的是為了劃分二維電子氣所能存在的區域，侷限載子的活動範圍。經過濕式蝕刻後之平台結構，如圖 3.1 所示，中間較寬之區域即為平台結構，左右兩邊各銜接兩個接點平台，將作為之後歐姆接觸處理，以從事樣品電性量測。

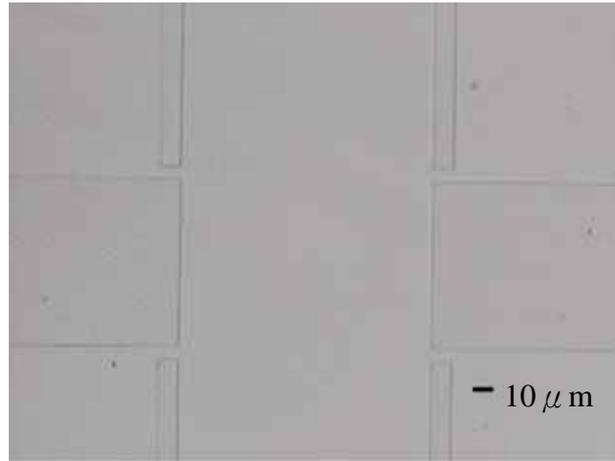


圖 3.1 平台結構示意圖，此圖是利用光學顯微鏡所拍攝之照片。

(2) 歐姆接觸(ohmic contact)

歐姆接觸是在打線區(bonding pad)上，蒸鍍上所須金屬(金、鍺、鎳)，再藉由熱退火技術(annealing)，使在打線區上的金屬能滲透到半導體中與二維電子氣體相連通，以便能順利量測到二維電子氣的特性。製作過程是利用光微影技術定義出要形成歐姆接觸的區域(即打線區)，再經由顯影、熱蒸鍍、舉離及熱退火技術完成之。此部份較特別的是在塗佈光阻之前，需先將基板浸入氫氧化銨與去離子水(1:15)混合液中，將砷化鎵表面的氧化層去除，並在完成光微影後，需先將基板放入Ozonator中，利用O₂ plasma照紫外光所形成的O₃將殘留於基板表面的光阻去除，並在放入熱蒸鍍機之前，用鹽酸與去離子水(1:1)混合液，再次清洗砷化鎵表面，以免有氧化層的形成。這些過程都只是為了讓歐姆接觸能夠更好，使接點能有線性的電流電壓曲線。若接點不好，表面有位障絕緣層，則形成NIN junction，穿隧效應造成非線性電流-電壓曲線，而直接影響樣品傳輸特徵的觀察。

(3) 金屬閘極(metal gate)

此部份的金屬閘極是爲了提供與電子束微影技術所定義出的金屬閘極做一連接，使我們能夠藉由此金屬閘極輸入高頻訊號或負電壓，造成二維電子氣的電位障，影響其傳輸機制；光微影部分所定義的金屬閘極線寬較寬，約有 5 μm。製作過程是利用光微影技術定義出所需的大結構金屬電路圖形，再經由顯影、熱蒸鍍、舉離即完成。金屬閘極完成後之光學顯微鏡影像，如圖 3.2 所示，圖中較亮的區域即爲鍍上金屬後所形成之區域。在平台結構中間，有四個圓形金屬點是爲了幫助後續電子束微影製程之對準用(alignment)，通常稱此四個金屬點爲定位點(alignment key)。

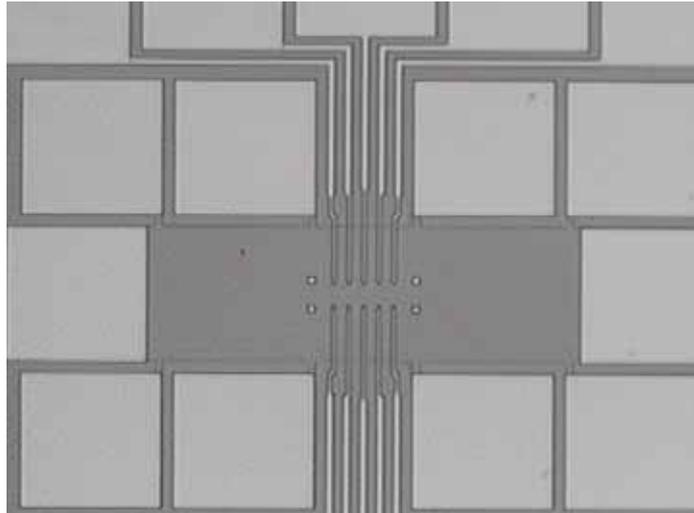


圖 3.2 金屬閘極完成後之樣品圖，此圖也代表光微影製程完成後之樣品圖。

由於金屬閘極為光微影製程的最後一道製程，所以當完成金屬閘極後，光微影製程部分就告一段落，後續元件製作則利用電子束微影製程技術來繼續完成。

第二部分：電子束微影製程技術(E-beam lithography)

(1) 分離閘極(split-gate)

首先利用電子束微影技術定義出分離閘極，再經由顯影、熱蒸鍍、舉離便可完成此一結構，此分離閘極將與光微影所定義出的金屬閘極做一連接。定義此分離閘極的主要目的，是想藉由在分離閘極加一負電壓，驅趕(deplete)底下的二維電子氣，使其逐漸形成一窄通道(narrow channel)，此時二維電子氣將從原本的二維特性逐漸轉變為類一維(quasi-1D)的特性，藉此量測量子化電導(quantized conductance)等物理現象。分離閘極的電子顯微鏡影像，如圖 3.3 所示，最中間一對即為分離閘極。分離閘極線寬(line width)與指狀閘極所需對數有關，即分離閘極線寬= (單一指狀閘極線寬+彼此間距) × 對數，若指狀閘極只有一對，則分離閘極線寬約為 500nm；若需四對指狀閘極，則分離閘極線寬約為 1500nm。利用電子束微影在影像的四個角落各定義一個十字，即所謂定位點(alignment key)，以便後續的閘極對準動作能夠更加精確，使每一層次都能對準到正確的位置。

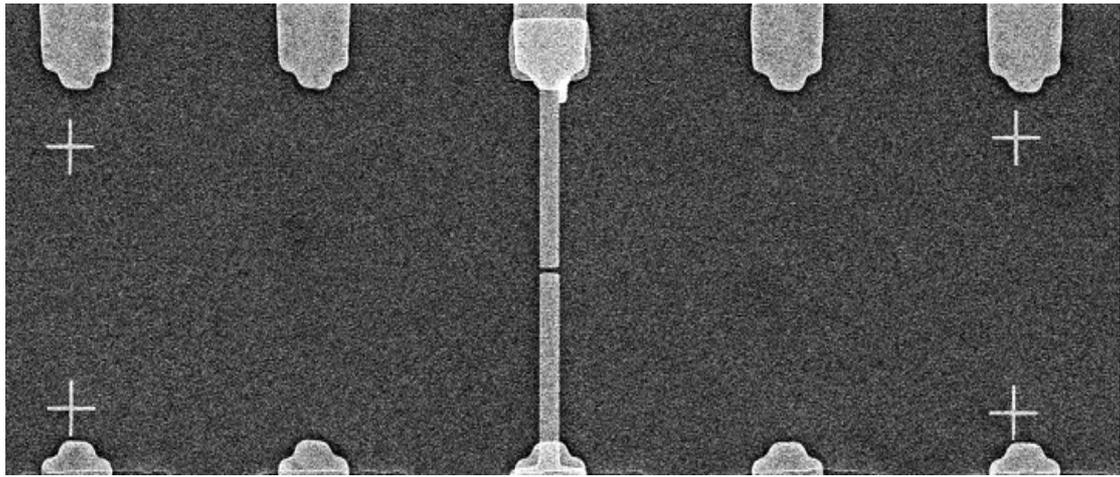


圖 3.3 分離閘極的電子顯微鏡影像。

(2) 絕緣層(insulator)

電子阻劑 PMMA 經過長時間的曝光，會由原本的正阻劑特性轉變成一負阻劑的特性，而形成絕緣層，將分離閘極與上層的指狀閘極做一電絕緣分隔，使得這些金屬閘極能獨立輸入不同的訊號，而不至於有漏電流互通形成短路(short)。絕緣層將直接覆蓋於分離閘極之上，絕緣層電子顯微鏡影像，如圖 3.4 所示，中心深色部分即為 PMMA 形成之絕緣層，絕緣層尺寸為 $16\ \mu\text{m}\times 16\ \mu\text{m}$ ，厚度約為 100nm。

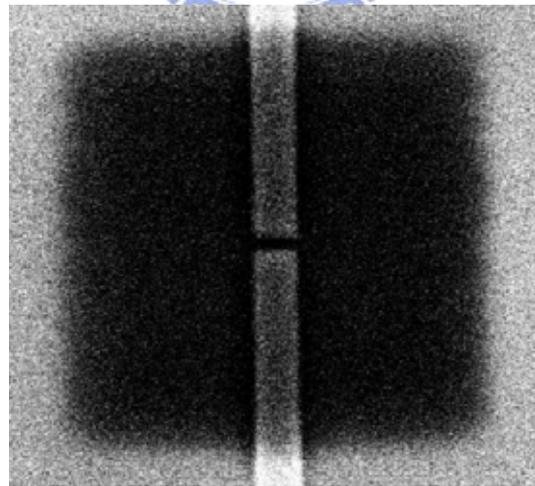


圖 3.4 電子阻劑 PMMA 所形成之絕緣層。

(3) 指狀閘極(finger-gate)

此閘極為樣品製作中最細的金屬閘極(約 80nm)，難度相對的也最高，指狀閘極需準確地對準於窄通道上，並利用底下的絕緣層將指狀閘極與分離閘極做一電

絕緣。此閘極將可輸入交流或直流訊號(AC or DC)，使得在窄通道形成後，可在通道上多形成一位能(隨時變或不隨時變)，並觀察此位能對於窄通道量子傳輸之影響。指狀閘極視需求可製作成 1~4 對，如圖 3.5(a)(b)(c)(d)所示，圖中最細的金屬線(約 80nm)即為指狀閘極，而最底層的金屬閘極即為分離閘極，由於絕緣層經電子束影像處理是形同透明，所以由圖片看似只有上層指狀閘極與下層分離閘極，但絕緣層確實是介於指狀及分離閘極之間。

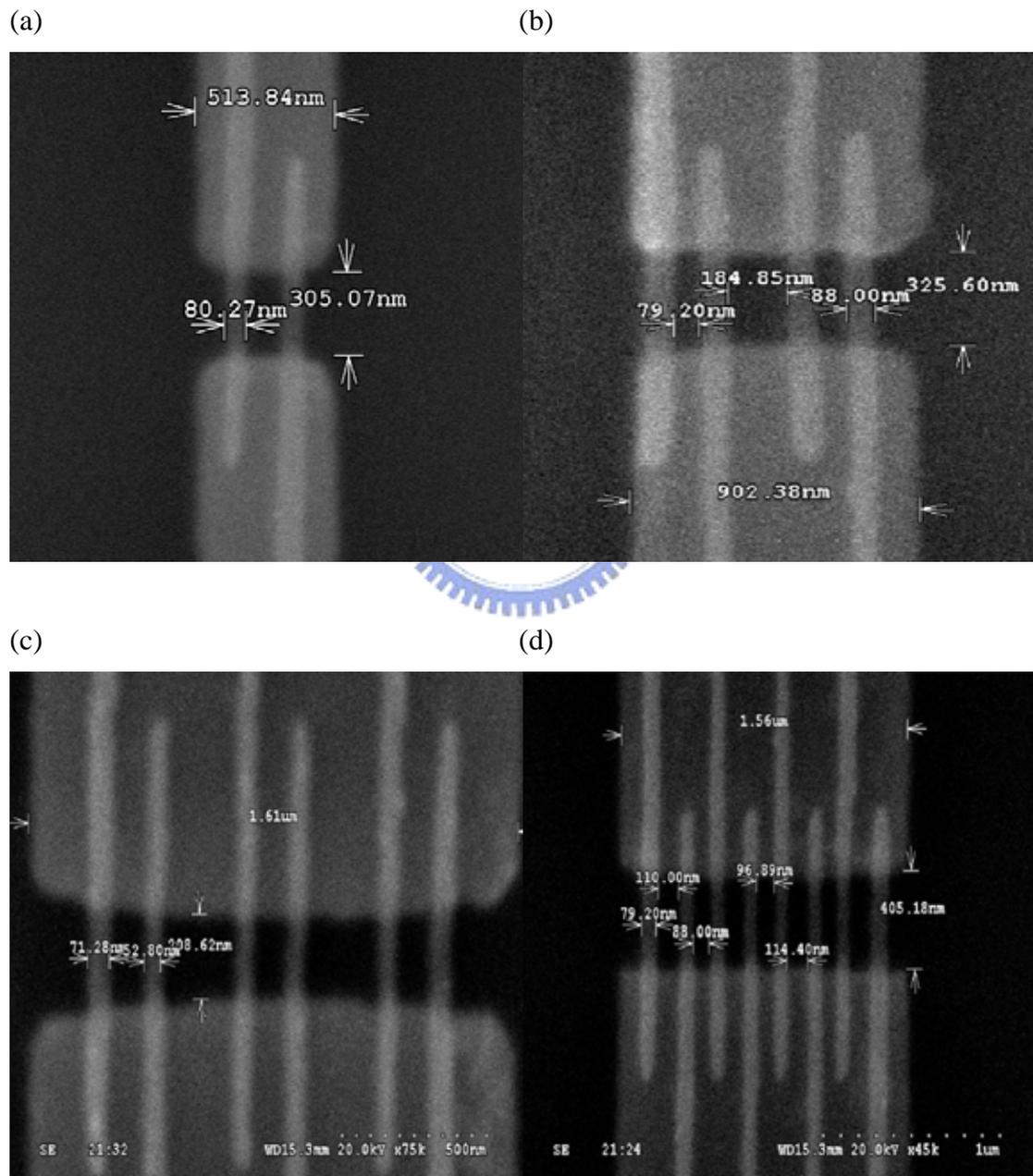


圖 3.5(a)~(d) 分別為一對至四對指狀閘極結構，指狀閘極之線寬約為 80nm。

(4) 跨線閘極(cross-gate)

此閘極將指狀閘極與光微影定義出的金屬閘極做一連接，使我們能外加訊號至指狀閘極。跨線閘極如圖 3.6 所示，連接指狀閘極與光微影金屬閘極部分，即為跨線閘極(標號 A 與 B)。當完成跨線閘極後，電子束微影製程也告一段落，接下來將利用打線與接線技術，將樣品連接到量測系統。

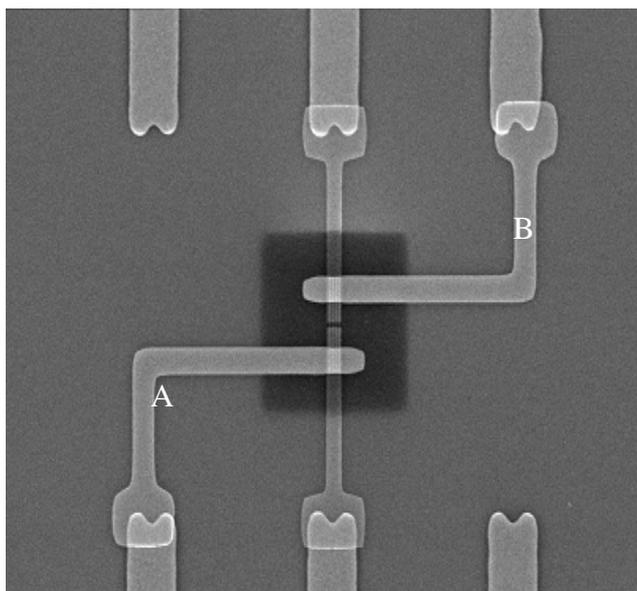


圖 3.6 跨線閘極的電子顯微鏡影像。

第三部分：打線及接線技術(wire bonding)

將我們製作完成的樣品，用導熱膠(N-grease)將樣品貼到自製的樣品座，之後再利用打線機(wire bonder)將樣品上的打線區(bonding pad)連接到樣品座之接線區，自製樣品座是由黃銅片當底座，四側再貼上金的電極接點作為接線區，由於銅(copper)是很好的導熱材料，用以作為低溫量測時的樣品台。因樣品上之打線區尺寸很小(約 $198 \mu\text{m} \times 192 \mu\text{m}$)，所以需利用打線機將樣品上較小的區域連接到外圍較大的接線區，方便之後的接線。當完成打線後，利用金線將自製樣品座與無氧銅樣品台上的接點(pin)連接，連接完成後的樣品可先在室溫(300K)，先檢查接點是否正常及接點電阻是否過大，等一切檢查都沒問題後，才將樣品台置於低溫系統內進行低溫量測。

在打線過程中，有時會遇到金球無法緊密附著於打線區上，或者打線區表面的金薄膜會因為打線的過程而剝落，使接點電阻過大或使接點無法順利連接，我

們會採用銾球(indium)當作金球與打線區表面之黏著劑。

我們先用打線機結金球，並設法在金球頂端沾黏些許的銾，再將頂端附有銾球之金球連接至打線區，由於銾與金屬膜的黏附性很好，所以可以幫助金球與金屬膜之連接，以完成打線之動作，其中打線機是利用高電壓，在金線的頂端形成一小金球，並利用下壓力量及超音波振盪摩擦，將金球附著於打線區上之金屬膜。打線技術在樣品的製作過程中是很重要的，若已經完成了整個元件的製備，但卻因打線時的接點不好而造成樣品無法量測，這樣是很可惜的，所以在整個元件的製作流程中，每一個細節都不可輕忽。



圖 3.7 為元件完成後之結構示意圖，圖 3.7(a)~(d)為逐漸放大倍率所看到之電子顯微鏡影像，圖(a)打線區上顆粒狀結構為銻球沾附後之形狀，圖(d)為四對跨過分離閘極間距之指狀閘極，僅為測試之用。

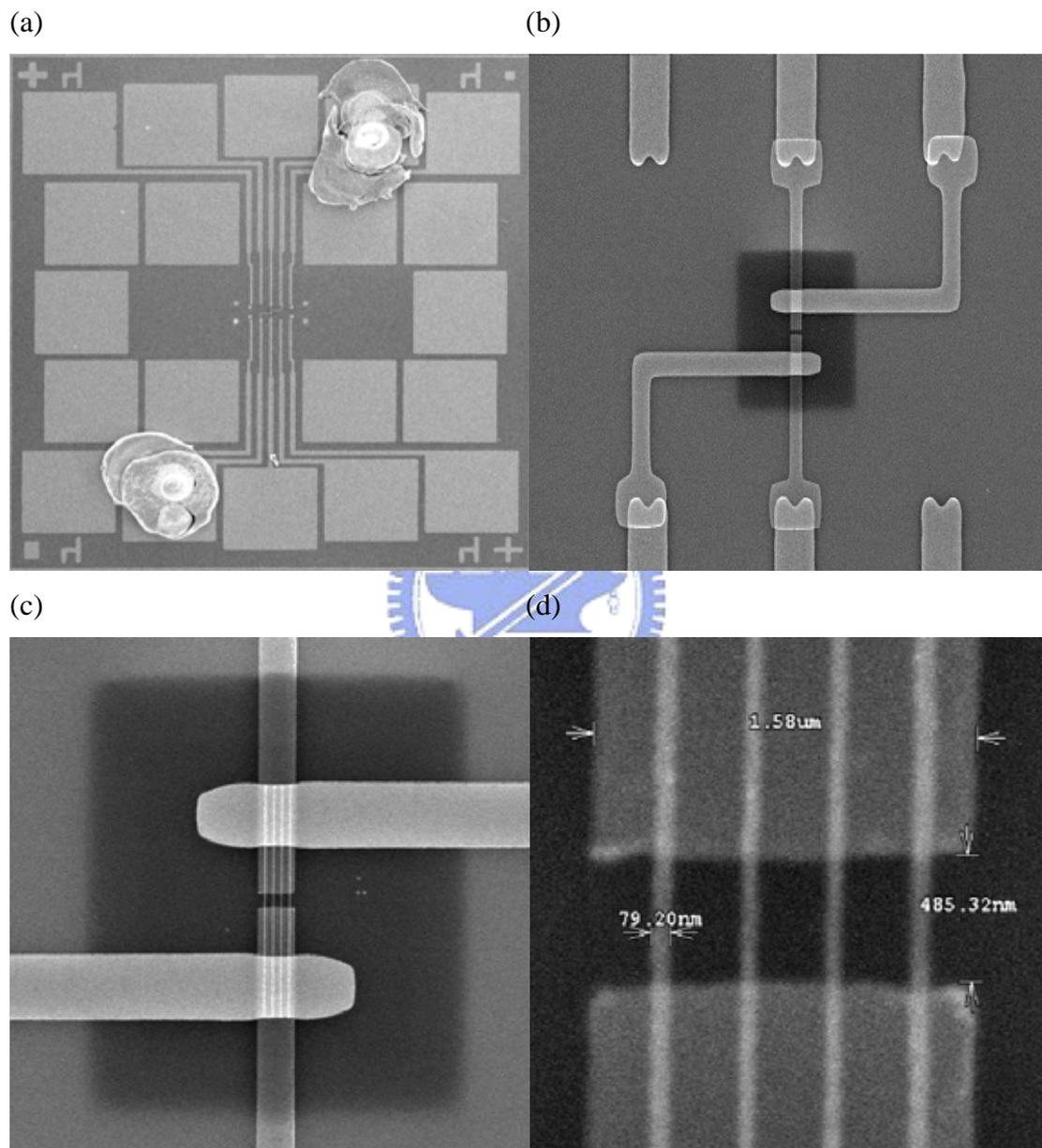


圖 3.7(a)~(d) 完成後之元件，以電子顯微鏡 SEM 照相之影像。

3.2 光罩(mask)圖形

圖 3.8 為光微影(photolithography)製程所需之光罩圖形，由左而右依次為平台結構(mesa)、歐姆接觸(ohmic contact)和金屬閘極(metal gate)，圖中白色區域代表此區域允許紫外光穿透(clear)，而黑色區域則是遮蔽區(dark)。實驗上製作樣品時，當完成曝光及顯影之後，黑色區域部份的光阻將被保留下來，而白色區域的光阻將溶於顯影液中，對平台結構而言，白色區域將利用濕式蝕刻(wet etching)將此區域移除，而對歐姆接觸及金屬閘極部分而言，白色區域將利用熱蒸鍍機，蒸鍍上所需金屬。圖 3.9 是三組光罩合併的設計圖。每個元件之實際尺寸為 1.19mm×1.07mm。

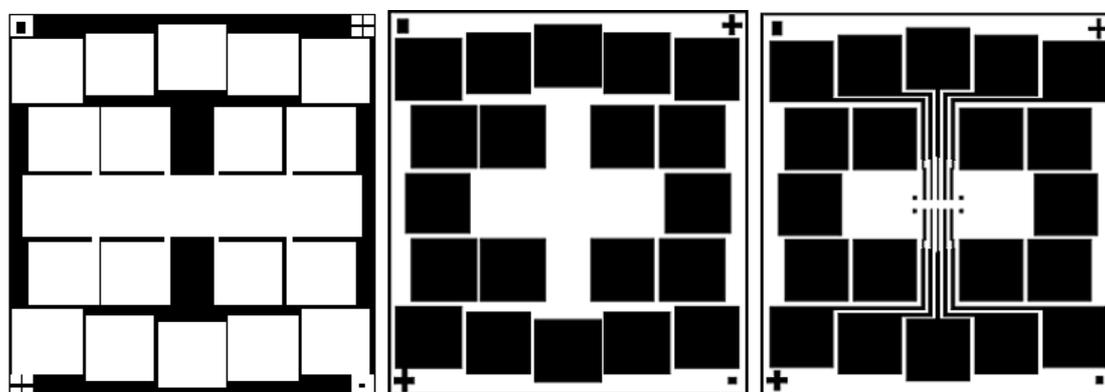


圖 3.8 光微影製程所需之光罩設計圖。由左而右依次為平台結構(mesa)、歐姆接觸(ohmic contact)和金屬閘極(metal gate)。

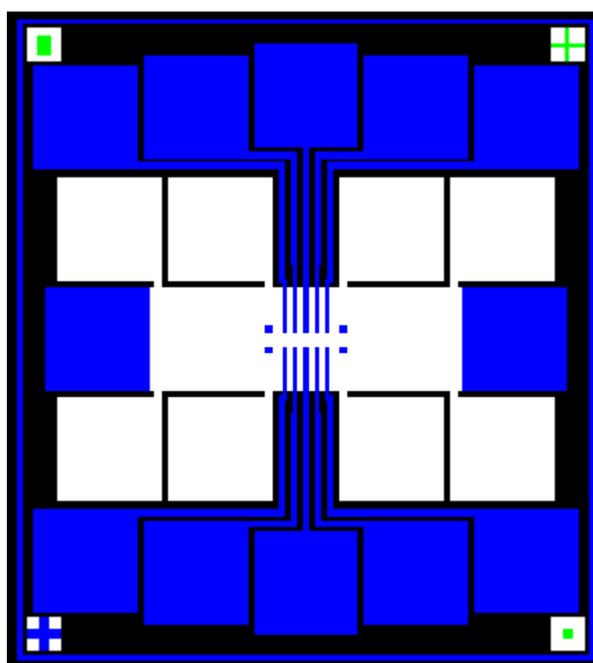


圖 3.9 將三組光罩合併後之示意圖。

3.3 微影技術(lithography)

在元件製作部分，我們使用到了兩種不同的微影技術，分別為光微影製程技術(photolithography)及電子束微影製程技術(e-beam lithography)。此兩種微影技術的步驟及原理很相似，較大的差別在於所使用的曝光光源不同，因此製成的尺寸大小大大不同；在進行微影的過程中，每一個步驟皆不可馬虎，每一個細節是決定樣品是否能成功完成的重要因素，所以在進行微影時，要特別注意每一流程。因光微影技術所能達到之最小線寬受限於入射光的波長及其繞射極限(Diffraction)，而電子束微影技術在製程方面所需花費的時間較長，所以我們將此兩種微影技術配合作用。因光微影技術可同時且大範圍的曝光(可節省製程的時間)，所以我們可先用光微影技術定義出較大尺寸的結構，之後再利用電子束微影技術來製作更微小的結構。這樣我們就能各取此兩種微影技術的優點，在有限的時間內完成所需的結構。

一、光微影製程技術(photolithography)

此技術是利用曝光機(mask aligner)將光罩上的幾何狀圖案，轉移至晶片表面光阻層的一種方法。曝光機的光源大部分採用紫外光($\lambda \approx 0.2 \sim 0.4 \mu\text{m}$)，當所需線寬越來越小的情況下，一般光微影技術將越來越難達成所需線寬，所以光微影技術可配合其他不同的微影技術(如：電子束微影技術)，來達到製作微小樣品的目的。我們在光微影部分所使用的光阻為 AZ5214E，此光阻不但具有一般正阻劑的特性，且可經由反轉烤(reversal bake)與全面曝光(flood exposure)，使其光阻特性由正轉變成負阻劑，且當其轉變成負阻劑時，會有一縱向內切(undercut)的特性，此一特別的性質，對於我們所需的製程有極大的幫助。一般而言，正阻劑擁有較好的解析度(resolution)，而負阻劑則有較好的縱向內切特性。若阻劑能有縱向內切的特性，則在樣品進行蒸鍍之後，所附著在基板表面的金屬，將會與鄰近光阻有一距離，不會直接附著於光阻側邊，這將會增加後續舉離(lift-off)動作的成功率，並減少金屬線翹邊情況的發生。光阻無/有縱向內切特性，對於舉離動作的影響，如圖 3.10 及圖 3.11 所示。

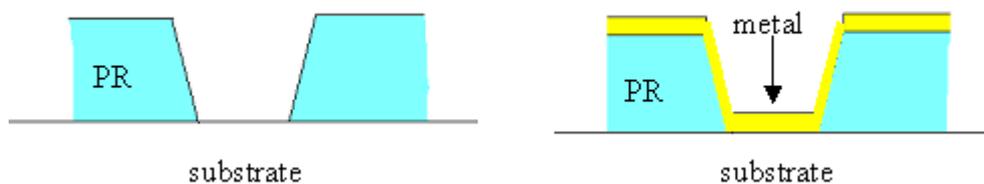


圖 3.10 光阻無縱向內切輪廓示意圖。

圖 3.10 左為一般無縱向內切特性的光阻，經顯影後之側視圖，圖 3.10 右為此類型之光阻層蒸鍍上金屬後之側視圖，基板表面的金屬會同時附著於基板與光阻側邊，所以當我們進行舉離，光阻被掀離時有可能會將基板表面的金屬層一併掀除，這將會造成圖形轉移失敗。

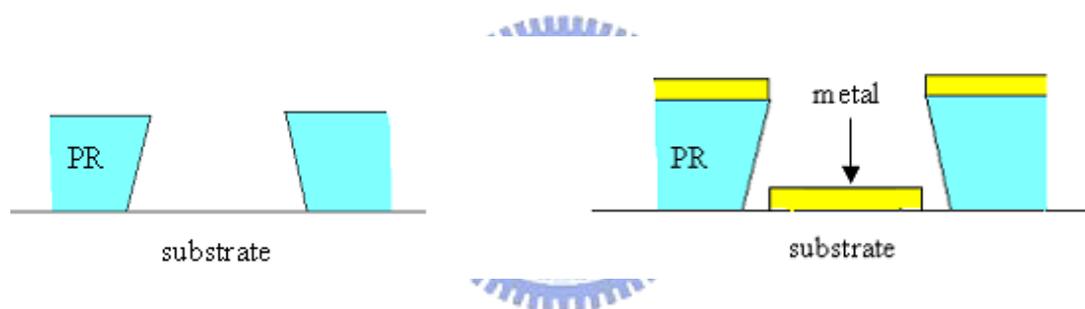


圖 3.11 光阻有縱向內切輪廓示意圖。

圖 3.11 左是有縱向內切特性的光阻，經顯影後之側視圖，圖 3.11 右為此類型之光阻層蒸鍍上金屬後之側視圖。如圖 3.11 右所示，基板表面之金屬並不會附著於光阻側邊，當我們進行舉離時，將不會影響到所需的金屬層，使得圖形能夠成功轉移至基板表面。

在光微影部分，我們使用Karl Suss MJB-3 曝光機，曝光強度固定在 $5\text{mW}/\text{cm}^2$ ，以下將介紹光微影技術的製作流程，而*代表我們所測試之條件。

(0)清洗基板(clean substrate):

將基板依序放入丙酮(acetone)、酒精(ethanol)中，並放入超音波震盪器中隔水震盪數分鐘，之後用氮氣吹乾。

(1) 塗佈(spin coating):

利用光阻塗佈機(spinner)，使光阻均勻的黏附於基板表面。光阻附著的均勻度，將對於後續的曝光動作有很大的影響，所以若光阻附著的不均勻(可檢查光阻膜顏色是否一致)或光阻膜表面有微粒，我們會將此光阻膜洗去(可重複(0)之步驟)，並重新塗佈直到光阻膜能夠均勻地附著於基板。一般而言，為了使光阻能夠更均勻的附著，塗佈機通常會設定成兩種不同轉速的階段(step)，第一階段大部分為較低轉速，此階段主要是讓光阻能平均分佈於基板表面，第二階段為較高轉速，此一階段決定了光阻層厚度。塗佈機轉速與光阻液的粘滯性將是影響光阻厚度的重要因素，旋轉的轉速越快，形成的光阻膜將越薄；而粘滯係數大者，在同轉速下形成的光阻膜則越厚。

* 塗佈：

光阻液：AZ5214E

塗佈機轉速： step1：10sec 1000rpm step2：40sec 5000rpm

光阻厚度：約 $1.6 \mu\text{m}$



(2) 預烤(pre-bake):

此步驟是爲了將光阻層內的溶劑烤乾，使光阻能夠更緊密的附著於基板表面，一般常用平台加熱板(hotplate)或溫控封閉式烤箱(oven)進行預烤。我們是將基板置於平台加熱板上進行預烤，所以接近基板表面的光阻溶劑會先被蒸發，然後逐漸往光阻表面移動。若是以溫控封閉式烤箱，則恰好相反，光阻層表面的溶劑會先被蒸發，再逐步往基板表面移動。預烤的時間與溫度都須準確的控制，以平台加熱板爲例，若預烤的時間過久或溫度過高，則會使光阻過於緊密的附著於基板，以致進行顯影與舉離時，不易將光阻移除；相反地，若預烤時間太短或溫度太低，則會使光阻層過於鬆軟，使進行接觸式曝光(contact exposure)時，光阻容易黏附在光罩上，污染光罩。預烤時間與溫度等參數，則須配合所選用之光阻，做一調整使其能達最佳條件。

* 預烤：

平台加熱板溫度： 90°C

預烤時間：90sec

(3) 曝光(exposure):

在光微影製程部分，曝光的方式大致可分成兩種，一種為影印式曝光(shadow printing)，另一種是投影式曝光(projection printing)，而影印式曝光又可分為兩種，一為接觸式曝光(contact printing)，另為近距式曝光(proximity printing)。

分析接觸式曝光與近距式曝光，此兩種曝光方式最大的差異在於光罩是否直接緊貼於光阻層表面，接觸式曝光是指光罩直接緊貼光阻層，而近距式曝光則是指光罩與光阻層約有 10~50 μm 的間距。我們在實驗上所採用的是接觸式曝光，接觸式曝光的優點是解析度高($\sim 1 \mu\text{m}$)，但缺點是由於每次曝光時，光罩都需與光阻層直接接觸，經過幾次曝光後，光罩上會沾附光阻或其他污染物，造成不乾淨的圖形轉移，所以我們在進行曝光之前，都會檢視光罩的潔淨程度，並不定時的清洗光罩。

由於我們在元件的製造過程中，會使用到多次微影技術，所以也必須考慮到對準(alignment)問題，而對準的目的是為了能保持圖形轉移的精準度。在光罩設計時，在每個元件區塊的四個角，皆有不同形狀的對準點(alignment keys)，這些對準點將是進行圖形轉移時的參考點。

當我們將光罩確實對準之後，必須確定光罩與光阻層已經緊密貼合，再進行曝光動作，若光罩與光阻層尚未緊密貼合就進行曝光，則曝出來的圖形將會有鋸齒狀結構(因光繞射造成)或轉移後的光阻層圖案不陡峭。通常只要達到所需之曝光劑量(dosage)，就能使曝光區域的光阻層進行光化學轉換，並使曝光區與未曝光區對於特定的顯影液有溶解度上的差異，進而將光罩上的圖形轉移至光阻層，而曝光時間、入射光強度及光阻層厚度，此三者是影響曝光劑量的重要參數。簡單的說，若固定同一曝光劑量，當入射光強度越強時，所需的曝光時間就越短，但當入射光強度越強時，紫外光通過光罩圖案邊緣繞射的現象將會越明顯，所以需適當的調整入射光之強度，並配合曝光時間，使其能達所須之劑量。若曝光劑量不足，光阻底層的光化學轉換則不完全，這將使該移除的光阻還殘留在基板表面，使得後續製程的動作失敗，所以剛開始時，我們需先測試所需之曝光劑量，直到符合想要之線寬要求。

*曝光：

曝光機：Karl Suss MJB-3

曝光強度：5mW/cm²

曝光時間：約 65sec

(4)反轉烤(reversal bake):

將曝光過後之基板，放到平台加熱板上加熱，光阻受熱後，會改變其化學結構，使得原本該溶於顯影液區域的光阻，反而不溶於顯影液，較特別的是反轉烤並不會影響未曝光區域之光阻特性，並在全面曝光(flood exposure)之後，使未曝光區之光阻作光化學轉換。

* 反轉烤：

平台加熱板溫度：120°C

反轉烤時間：90sec

(5)全面曝光(flood exposure):

將反轉烤之後的基板，再進行一次曝光，此次曝光將不需光罩，使紫外光全面的照射光阻層，並使原本未曝光區光阻進行光化學轉換，並溶於顯影液中，而原曝光區則不受影響，依然不溶於顯影液。經由反轉烤及全面曝光後，會使原本曝光區域反而不溶於顯影液，即光阻(AZ5214E)由原本的正光阻性質轉變為負光阻性質，並使其具有縱向內切的特性。

* 全面曝光：

曝光機：Karl Suss MJB-3

曝光強度：5mW/cm²

曝光時間：約 98sec



(6)顯影(develop):

將基板放入顯影液中，因曝光區與未曝光區的光阻層，對於顯影液有溶解度上的差異，所以我們將能區隔曝光區與未曝光區，並將光罩上的幾何圖形轉移至光阻層。顯影液溫度與顯影時間也是影響顯影速率的重要因素，所以在顯影過程中，要特別注意顯影液的溫度，並固定顯影時間。通常基板在顯影過後，會接著浸入定影液中，以避免顯影液殘留在光阻層。在光微影部分，我們所使用的顯影液為 AZ400 與去離子水混合液(1：4)，所使用的定影液為去離子水(DI water)。

* 顯影：

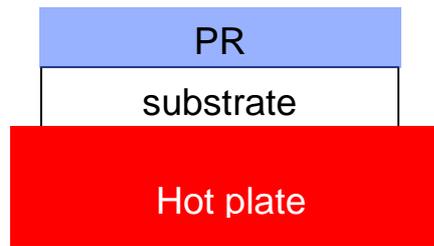
顯影時間：35sec

顯影液溫度：約 25°C

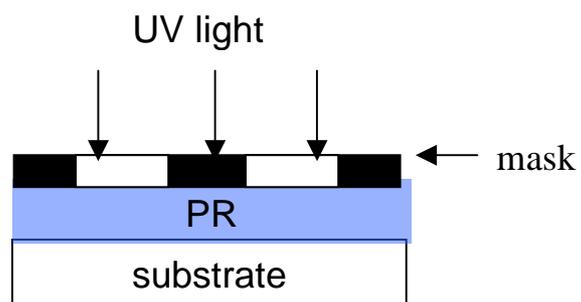
基板經過顯影之後，依所需的目的不同，製程方式也有所不同。第一道光微影是要定義出平台結構，所以在顯影過後需繼續進行蝕刻製程，而第二道與第三道光微影是需在基板表面蒸鍍上金屬，所以在顯影過後則需將基板放到熱蒸鍍機中進行蒸鍍。光微影製程技術之流程圖，如圖 3.12 所示



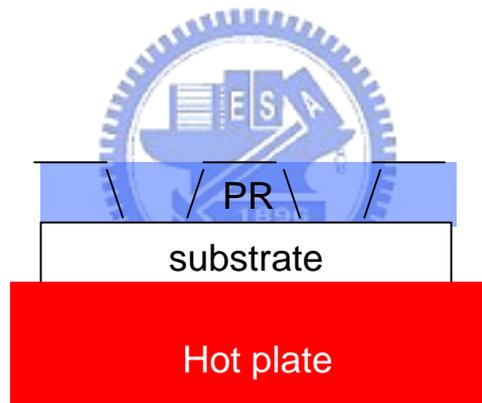
1. 塗佈與預烤(spin coating & pre-bake)



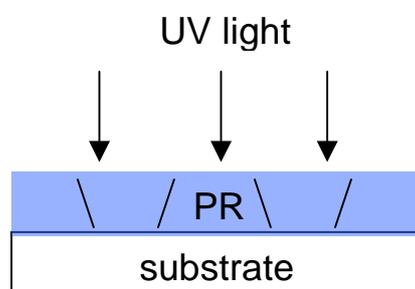
2. 曝光(exposure)



3. 反轉烤(reversal bake)



4. 全面曝光(flood exposure)



5.顯影(develop)



圖 3.12 光微影製程技術流程示意圖。

二、電子束微影製程技術(electron beam lithography)

電子束微影術是利用掃描式電子顯微鏡(scanning electron microscope)來進行微影製程的技術，而電子顯微鏡主要是由電子槍、電磁透鏡以及光學聚焦系統所組成。其觀測原理是以加熱鎢燈絲的方式來產生電子，再利用高電壓(約 30kV)把電子往樣品台方向加速，產生高能量的電子群，經過一連串的电磁透鏡聚焦，最後以二次電子偵測器來收集打到樣品後的二次電子，組合成我們所看到的影像。

由電子顯微鏡構造可知，電子束是由電子槍由真空中射出，細小的電子束再經過電磁透鏡系統，形成一直徑極小的電子束而照射在樣品上。而此細小的電子束也可以進一步應用，當作電子阻劑的曝光源，這就是以下將詳細介紹的電子束微影技術。此技術乃利用帶高能量的電子群，經電磁線圈控制方向後，直寫於塗上電子阻劑的基板上，入射電子將改變電子阻劑之化學結構，再經過顯影步驟後，將阻劑內有／無電子束反應的區域得以區隔，阻劑圖案因而顯現出來。

電子束微影術之所以能夠曝出比光微影術 (photolithography) 更細的線寬，是因為光微影術受限於光的繞射極限(與曝光光源波長有關)，而電子束微影術以高能電子直接照射到樣品，因其入射波長為深紫外光的數千分之一，所以擁有焦距深度大，且不需經由光罩直接由聚焦的電子束進行曝光，所以能製作出次微米(sub-micron)的光阻幾何圖形。

電子束微影技術所需的軟硬體主要為掃描式電子顯微鏡(SEM)及電腦介面控制軟體 NPGS(Nanometer Pattern Generation System)，此套電腦介面控制軟體 NPGS 可用來控制遮黑平板(beam blanker)(控制電子束的開/關)與偏角線圈(可決定電子束的偏折角度)，所以經由此套介面控制軟體可直接將聚焦的電子束掃描於基板上的任意位置。

電子束微影技術的流程簡單介紹如下:

(0)清洗基板(clean substrate):

將基板依序放入丙醇(acetone)、酒精(ethanol)中，並利用超音波震盪器隔水震盪數分鐘後，再用N₂(g)吹乾。

(1)塗佈電子阻劑(spin coating)：

將清洗過後的基板，利用光阻塗佈機(spinner)使電子阻劑均勻附著於基板，電子阻劑是一種高分子聚合物，與一般的光阻特性類似，即曝光區域會產生化學變化。我們使用的電子阻劑為聚甲基丙烯酸甲酯 (polymethyl methacrylate 簡稱 PMMA)，此電子阻劑具有 0.1 μ m 或更小的解析度。PMMA 是屬於正型阻劑 (positive resist)，即當電子入射電子阻劑時，電子阻劑內的聚合物化學鍵結將被打斷，而形成較小分子的聚合物，所以曝光區將會溶於適當的顯影液中，進而能將圖形轉移至阻劑層。PMMA 也具有好的縱向內切特性(undercut)，這對於後續的舉離工作，將有一定程度的幫助。



(2)預烤(pre-bake)：

將塗上電子阻劑的基板放在平台加熱板(hotplate)上烘烤，此步驟是爲了將電子阻劑裡的溶劑烤乾，使其能夠更緊密的附著在基板上。我們預烤時的條件爲平台加熱板設定成 180 °C，烘烤 5 分鐘左右。

(3)曝光(exposure)：

將烘烤後的基板移入掃描式電子顯微鏡內，並先在電腦輔助設計軟體(NPGS)上設計好所需轉移的圖案後，透過介面控制，就可驅使聚焦電子束掃描出相對應之圖案。在進行曝光之前，需先將電子顯微鏡的各項參數調整到最佳的狀態，以達到最好的曝光條件。

(4)顯影(develop)：

將基板浸入適合的顯影液中，曝光區域與未曝光區域因在顯影液中會有不同的溶解速率，所以可以選擇性的將光阻移除或保留，進而達成圖形的轉移。曝光區域光阻的移除或保留與使用的阻劑有關，視其爲正光阻或負光阻而有所不同。我們所使用的顯影液爲MIBK(methyl isobutyl ketone):IPA=1:3 比例混合的溶液，顯

影過程為將樣品放於顯影液中約 75 秒，維持顯影溫度約為 25°C，之後再放入 IPA 中 25 秒，再用氮氣吹乾即可。

(5)蒸鍍金屬(deposition)：

利用熱蒸鍍機(thermo-evaporator)在圖案化的基板上，依需要而鍍上不同種類之金屬。其中，蒸鍍上的金屬厚度，最好不要超過光阻層厚度的三分之一，以增加後續舉離過程的成功率。因為鈦(Ti)與半導體間有良好的黏附力，所以我們在蒸鍍其他金屬之前，會先在樣品表面鍍鈦，使金屬薄膜能更緊密的附著於基板，並防止金屬薄膜脫落。

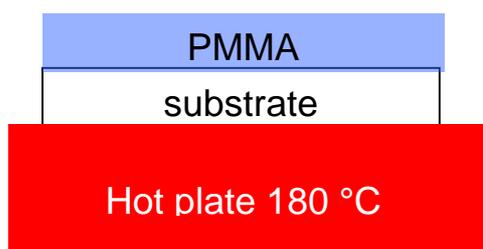
(6)舉離 (Lift-off)：

將完成蒸鍍程序之基板泡在丙酮(acetone)中，以去除不需要的金屬膜與光阻區，達到圖形轉移的目的。之後再將基板放入酒精中，最後用氮氣吹乾即可。

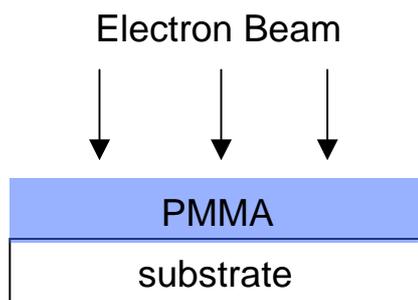
經過這一連串的過程後，就能將圖形轉移到基板上，利用此技術可以直寫出微米(micron)、甚至到奈米(nanometer)等級的尺寸大小。

從以上討論可以發現，光微影製程技術與電子束微影製程技術在製程方面，有相當程度的雷同。光微影製程技術的解析度受限於光的繞射，而電子束微影技術的解析度則是受限於因電子散射(scattering)而造成的鄰近效應(proximity effect)。當高能量的電子群入射光阻並到達基板時，期間電子會與這些介質產生碰撞，而這些碰撞將造成入射電子能量耗散與行進路徑改變，並在入射點附近將會有散開的現象(直至電子能量完全消失或離開此介質)，所以實際的曝光區域會比原先預計的區域大很多。由此可知，電子束在某一位置的曝光，將會影響到鄰近區域的曝光，此現象即稱為鄰近效應(proximity effect)，此效應會影響到電子束微影術所能達到之最小解析度。電子束微影製程技術之流程圖，如圖 3.13 所示。

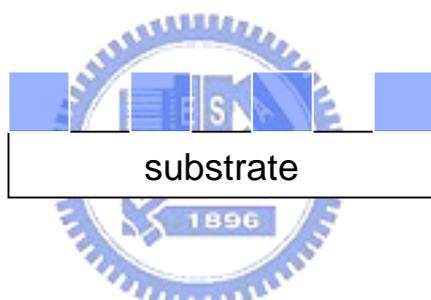
1. 塗佈與預烤(spin coating & pre-bake)



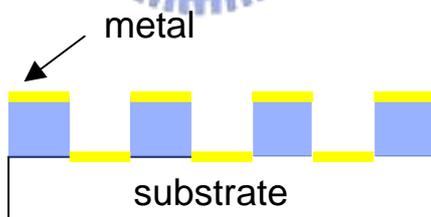
2. 曝光(exposure)



3. 顯影之後(after develop)



4. 蒸鍍(deposition)



5. 舉離之後(after Lift-off)

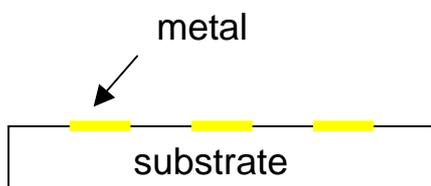


圖 3.13 電子束微影技術流程示意圖。

3.4 濕式蝕刻(wet etching)

在第一道光微影完成曝光及顯影後，需要將部份基板區域移除掉，以形成平台結構，而移除方式則是將有光阻當遮罩(mask)之樣品放入蝕刻液(etchant)中進行蝕刻，所用的蝕刻液必須要能與基板產生化學反應，進而將與蝕刻液反應區域移除。我們採用的蝕刻液成分為硫酸、雙氧水及去離子水混合液($H_2SO_4 : H_2O_2 : DI\ water = 1 : 8 : 160$)，蝕刻速率約為 $2600\text{\AA}/\text{min}$ ，蝕刻深度則由基板與蝕刻液的反應時間來決定，通常在蝕刻含有二維電子氣之基板前，會先用砷化鎵(GaAs)基板進行蝕刻測試，確定蝕刻速率及深度後再進行正式樣品之蝕刻。

蝕刻深度對於樣品的影響很大，我們嘗試過兩種方法，一種是蝕刻深度超過二維電子氣的深度，以確保電子只能在平台結構範圍內活動，但此方式須配合基板的晶格方向，在特定的方向進行蝕刻，平台結構才會有明顯的縱向內切輪廓(undercut profile)，若平台結構無法形成縱向內切，則當金屬閘極跨到平台結構上時，很有可能會與二維電子氣接觸，造成漏電流(leakage current)，這將會影響到我們的量測結果。另一方法是蝕刻深度較淺，只需蝕刻到參雜層(doping layer)，我們若把二維電子氣上的參雜層蝕刻掉，底下就無法誘導電子形成二維電子氣，這樣也可以達成將電子氣限制在特定區域活動的目的，利用淺蝕刻(shallow etching)的方式，相對的漏電流的情況可以改善，平台結構也不需要形成縱向內切輪廓。圖 3.14 為砷化鎵 GaAs 在與平台結構方向夾 45 度下，利用蝕刻液蝕刻後，電子顯微鏡之側視圖。

在進行濕式蝕刻時，要特別注意蝕刻液的溫度，因為溫度將會影響蝕刻液反應的速率，進而影響蝕刻的深度，通常剛泡好的蝕刻液溫度很高，反應很劇烈，所以並不會馬上進行蝕刻，等蝕刻液稍微冷卻後才將樣品放入，另一方面蝕刻液內含有之雙氧水，會隨著時間揮發，而改變蝕刻液成分的比例，造成蝕刻速率改變，所以樣品的蝕刻，要於適當的時間內完成。

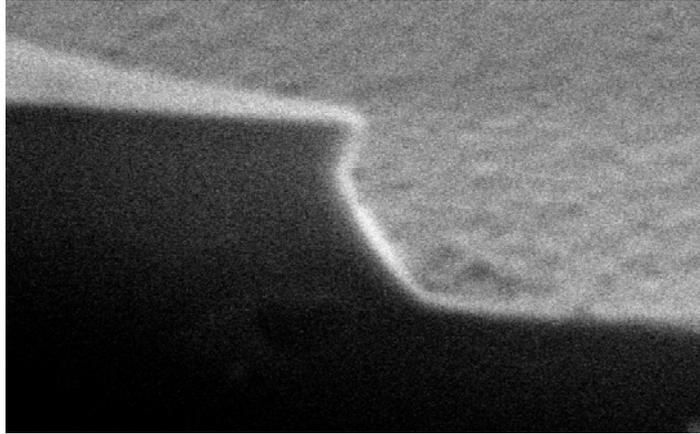


圖 3.14 砷化鎵 GaAs 在 45 度方向下，利用蝕刻液蝕刻後，電子顯微鏡之側視圖，蝕刻深度約 600nm。

3.5 熱蒸鍍技術(thermal evaporation)

在樣品製作過程中，須多次在樣品表面覆蓋所需之金屬，所以我們利用熱蒸鍍機(thermal evaporator)將金屬薄膜沉積(deposit)至樣品表面，藉此完成圖形的轉移。熱蒸鍍機主要是由一套可以提供高真空(約 10^{-6} torr 以下)之真空系統所組成，這套系統包含真空腔(chamber)及抽真空所需之各式幫浦(pumps)。

一般而言，一套真空系統至少需要兩個在不同真空度工作的幫浦，一個幫浦負責在較低真空度時粗抽(rough evacuate)真空腔，另一幫浦則是在高真空範圍讓真空腔保持高真空度，而我們所用來粗抽的幫浦為機械幫浦(mechanical pump)，高真空範圍工作的幫浦為渦輪幫浦(turbo pump)，利用這兩個幫浦可使真空腔到達 3×10^{-6} torr 以下之真空度，圖 3.15 為蒸鍍系統之示意圖。

在蒸鍍機的真空腔裡，有四對可承受大電流之電極，這四對電極可鎖上高溫材料鎢所製成的鎢舟(boat)或鎢籃(coil)，並藉由通過大電流使得鎢舟發熱，進而將放置於鎢舟上的固態蒸鍍源(source)汽化，汽化後之蒸鍍源將會以球面波之形式，向四面八方擴散，並沉積在離蒸鍍源上方約 20 公分遠的樣品表面，其中樣品與蒸鍍源的相對位置需格外注意，儘量使汽化後的蒸鍍源能夠垂直附著於樣品表面。在樣品座附近有一石英震盪器(crystal monitor)，此震盪器是利用石英片震盪頻率因石英片附著蒸鍍材料，質量增加而造成的衰減，進而推知附著到石英片上的金屬膜厚度，我們即是利用此方法得知在同一蒸鍍條件下，樣品表面沉積金屬的厚度，所以石英震盪器所擺放的位置要盡量靠近樣品，以得到正確的膜厚值。

我們在真空腔外接三條氣體管線，分別為氮氣(N₂)、氬氣(Ar)及氧氣(O₂)，其中氮氣主要用來破真空(vent)之用，而將氬氣及氧氣通過高電壓可產生游離化之電漿(plasma)。將氬氣通入真空腔中，並利用高壓線圈將氬氣游離化(ionized)，產生高能電漿，轟擊樣品將顯影不完全部分之光阻移除，因為顯影過後，部分該溶於顯影液之光阻可能還會殘留於基板表面，所以須藉由電漿將此部分之光阻移除。由於高能電漿會與光阻進行反應，並將反應過後的光阻分子移除，所以需特別注意反應的總時間，若反應的時間過久，可能會使光阻厚度變的太薄，若光阻層厚度太薄，將會影響到後續舉離(lift off)的成功率，以下將簡單介紹整個蒸鍍的過程。

(1)事前準備動作

- (a) 在將蒸鍍源(source)及鎢舟(boat)放入真空腔之前，要先用丙酮、酒精清洗並用氮氣吹乾，避免雜質附著。
- (b) 將清洗後之鎢舟，緊鎖於真空腔內之電極處，並將蒸鍍源放置於鎢舟內。
- (c) 將樣品貼至樣品台上，調整樣品台與蒸鍍源之相對位置，利用檔板(shutter)先將樣品台與蒸鍍源隔開，避免剛開始汽化的蒸鍍源內含雜質直接沉積於樣品表面，利用檔板遮蔽可以先預鍍一陣子，等蒸鍍速率穩定後，再將檔板打開，進行金屬沉積。
- (d) 在真空腔關閉之前，要先檢查石英震盪器擺放的位置是否恰當，儘量使石英震盪器靠近樣品位置，並檢查石英片的震盪頻率是否正常，避免在蒸鍍過程中，讀不到正確之數值。
- (e) 檢查氬氣管路壓力，並確定管內沒有其他氣體。

(2)將真空腔關閉，先以機械幫浦粗抽真空腔直到壓力降至 5×10^{-2} torr 後，開啓渦輪幫浦，直到壓力降至 10^{-5} torr 以下，才可通入氬氣，進行光阻移除的動作。

(3)將高真空的氣動閥關閉，通入約 8.5m torr 之氬氣，利用高電壓(800V)將氬氣游離化，並打開檔板進行光阻之移除。在此條件下，光阻移除之速率約為 60Å/min，所以當我們進行光阻移除時，僅會打開檔板 10~15sec，移除光阻厚度約為 10~15 Å。

(4)再開高真空閥門，由渦輪幫浦續抽，等壓力降到 3×10^{-6} torr 以下時，開始進行蒸鍍。

(5)慢慢增加通過鎢舟的電流，鎢舟會隨電流的增加而慢慢發光，並觀察石英震盪器所讀到的速率值，等速率穩定後，打開介於樣品台及蒸鍍源間的檔板，開始讓金屬原子附著於樣品表面。

(6)當到達所需之膜厚值後，將檔板關閉，並將電流降至零關閉電源後，整個蒸鍍程序即完成。

在我們製作樣品的過程中，需要用到數次的蒸鍍技術，而蒸鍍金屬的種類則依需要而有所不同。例如在第二道光微影製程完成後，須在樣品表面蒸鍍上鎳、金、鍺，蒸鍍的順序為鎳金鍺鎳，鍍上此三種金屬是爲了要形成良好歐姆接觸 (ohmic contact)，此三種金屬皆有其特定之功能，此部份將在 3.6 節熱退火技術部份討論。我們另一種需利用熱蒸鍍技術來完成的爲金屬電極 (metal gate) 部分，此部分要在樣品表面鍍上鈦 (titanium)、金 (gold)，其中蒸鍍的順序爲先鈦後金。我們會在樣品表面先鍍上一層鈦 (約 100Å)，是因爲鈦與半導體表面的附著能力很好，可幫助後續金屬的附著，而金的導電率很高，很適合當作金屬電極，所以我們先後鍍上此兩種金屬，以完成附著力好且導電率高的電極。

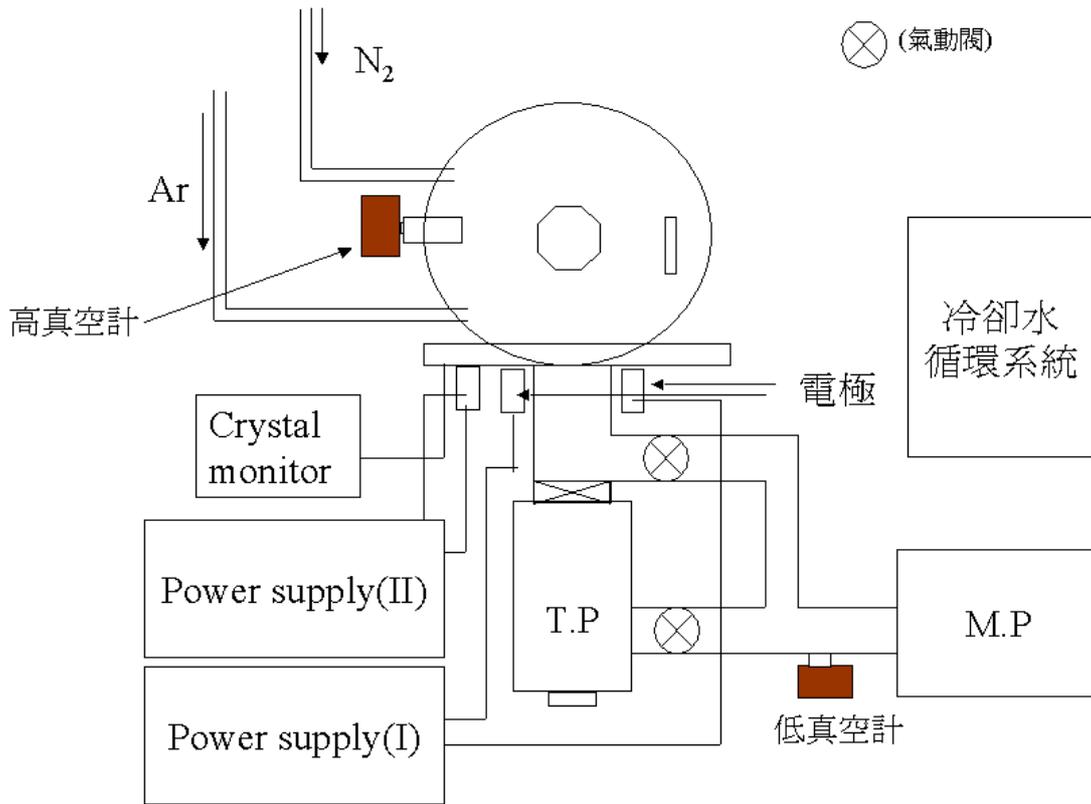


圖 3.15 熱蒸鍍機之示意圖。

電源供應器(I)提供高電壓，使氣體游離化產生高能電漿，電源供應器(II)提供使鎢舟發熱的電壓，使鎢舟內的蒸鍍源汽化。

3.6 熱退火技術(annealing)

我們在第二道光微影製程後，需在打線區蒸鍍上所需金屬(金鍍鎳)，並利用熱退火技術將表面上的金屬膜，滲透到半導體內與二維電子氣連接，所以要形成良好的歐姆接觸，熱退火技術的條件就必須精確的掌控。我們所使用的熱退火裝置如圖 3.16 所示。

進行熱退火前，需重複幾次的清理(purge)石英管，清理的方式是先將石英管內的空氣抽走，再放入氮氣，重複幾次，避免雜質及空氣殘留於石英管管壁，當清理完畢後，再放入forming gas($N_2 : H_2 = 9 : 1$ 混合氣體)，此時可先設定控溫器(Watlow Series 942)至所需溫度，等溫度穩定後，利用石英舟將樣品推到高溫爐管中間位置，經過特定時間後，將石英舟拉出即完成熱退火。

影響歐姆接觸好壞的原因，大致可分為兩種，一是進行熱退火手續前，樣品

表面是否乾淨，另一是熱退火時條件的設定。在第二道光微影製程時，會特別注意樣品表面的清潔，並會設法將樣品表面之氧化層去除，以避免在熱退火後，造成接點電阻過大或開路(I-V curve nonlinear)。熱退火進行時，所須注意的條件為高溫爐設定之溫度與將樣品至入高溫爐中間位置的時間，而溫度與時間這兩因素將會影響到接點電阻。

我們所採用的條件是先在打線區上依序蒸鍍上鎳(100Å)、金(2000Å)、鍺(1000Å)、鎳(700Å)等金屬，再進行熱退火製程，而蒸鍍上的鍺(Ge)為主要之滲透物，金(Au)主要是為了幫助砷化鎵(GaAs)內的鎵(Ga)位置，能夠在熱退火期間順利被鍺(Ge)取代，而鎳(Ni)主要是為了幫助鍺(Ge)能擴散至砷化鎵中。熱退火進行中所設定的控溫器溫度為 450°C，推入高溫爐中間位置的時間為 13 分鐘，在這條件下完成的歐姆接點，在室溫下兩點量測約有 10~kΩ。由於溫度計擺放的位置與實際上樣品位置有些差距，所以溫控器上顯示的溫度將與樣品實際溫度有個溫度梯度(temperature gradient)，溫差約 200°C。

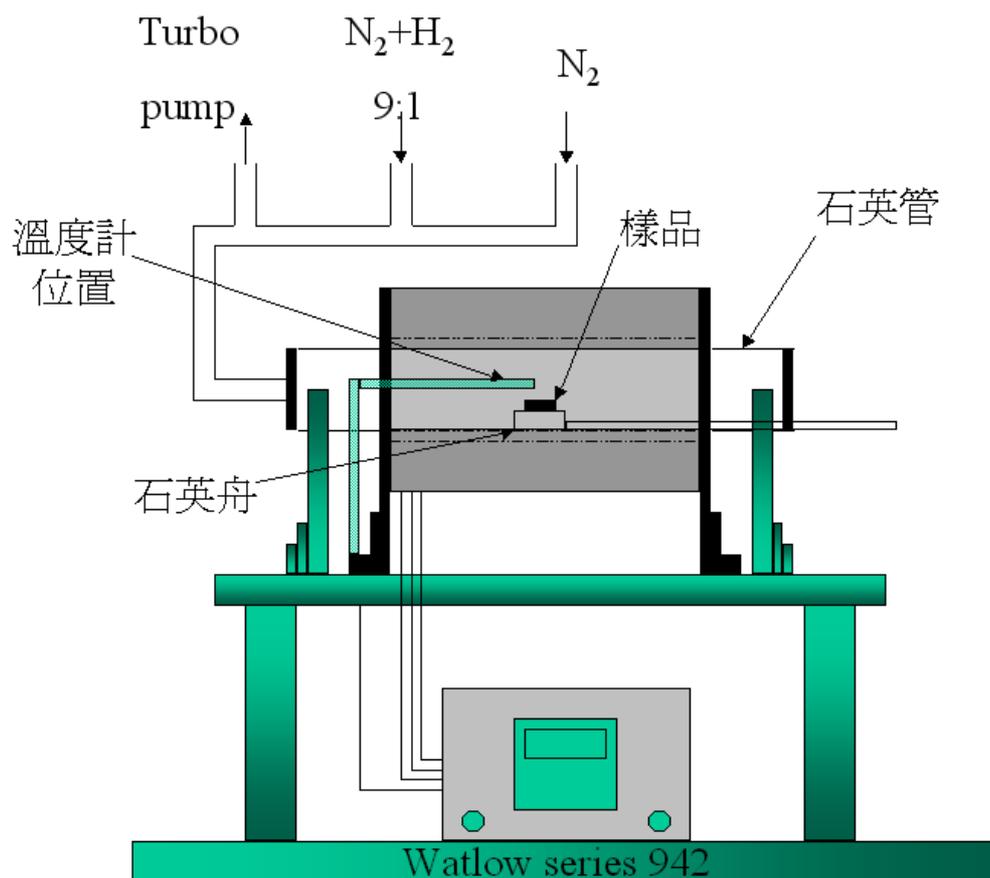


圖 3.16 熱退火裝置圖。

3.7 低溫系統(cryostat system)

我們所使用的低溫系統主要為 ^3He 系統，此系統可到達的最低溫度為 0.26K，量測溫度範圍介於 0.26K至 20K之間，以下將簡介此套低溫系統的工作原理及操作方式，參照圖 3.17。

^3He 低溫系統

- (一) 利用機械幫浦(MP)將此系統的樣品腔(sample space)抽真空後，再放入少量的氮氣(約 0.5torr)作為交換氣體(exchange gas)，並以液態氮(LN₂)冷卻此系統至 77K左右，其中交換氣體主要是作為熱對流的媒介，交換氣體的多寡也會影響到降溫的快慢。將 ^3He 系統放入液態氮前，要確實移除needle valve及 1K-pot管線中可能殘存的水氣或氮氣，否則溫度降低時會固化而阻擋低溫時液氮進出，而造成後續降溫動作失敗，所以我們會維持一定量的氮氣通過needle valve及 1K-pot管線。
- (二) 當溫度接近 77K 時，將此系統迅速的移置於液態氦(LHe)中，主要也是利用熱對流的方式，將樣品溫度降至 4.2K 左右。
- (三) 將原本通過 needle valve 及 1K-pot 管線的氮氣關閉，並將 1K-pot 管線與機械幫浦連接，利用針閥(needle valve)控制抽液態氦的流量，以控制降溫速率的快慢。此時利用減壓降溫的原理降溫，並以熱傳導的方式使 1K-pot 降溫，此時可將樣品溫度降低至低於 1.5K。
- (四) 由於 ^3He 的凝結溫度約為 3K，所以利用加熱器將sorb的溫度加熱至 40K，這將使原本在系統上方的 ^3He 氣體流經低溫的 1K-pot至 ^3He -pot凝結(condense)，並使 ^3He -pot及樣品持續降溫。經過約 20 分鐘後， ^3He -pot將凝結許多 ^3He 液體並因 1K-pot傳導而溫度維持約 1.5K。此時，將sorb溫度降低，使得 ^3He 蒸發回流至sorb以降低液態 ^3He 的蒸氣壓，使得液態 ^3He 持續降溫，此方法可以將樣品溫度降至最低溫約 0.26K，同時控制sorb的溫度高低可將樣品溫度控制在所需的範圍左右，再以控溫器LTC21 與樣品台的線電阻做Joule heating微小精密溫控。

我們的樣品放置於 ^3He pot底下的無氧銅樣品台上，同時以溫度計RuO₂隨時監控樣品台溫度。

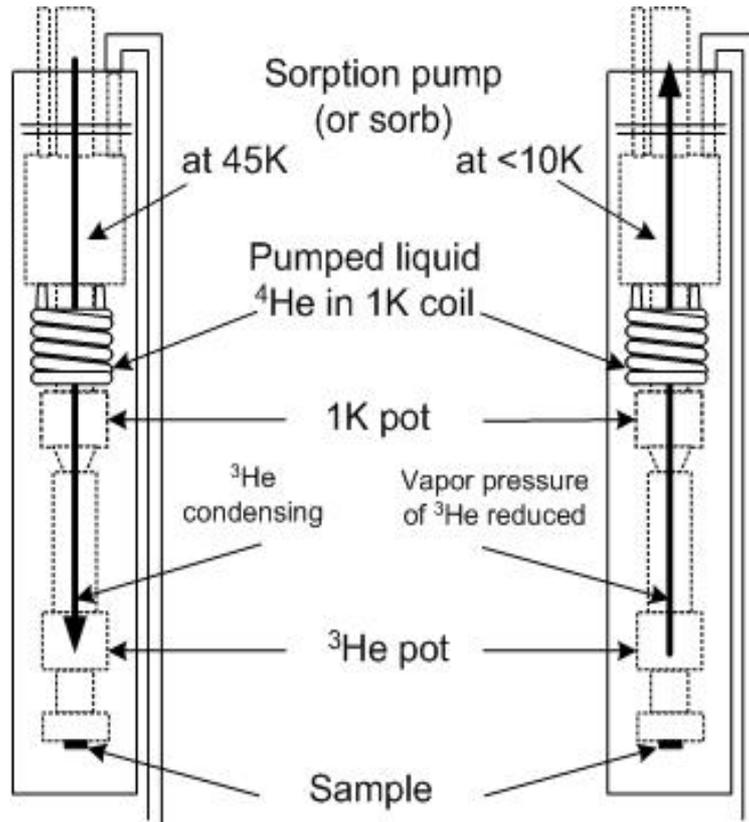


圖 3.17 ^3He 低溫系統簡圖與工作原理。

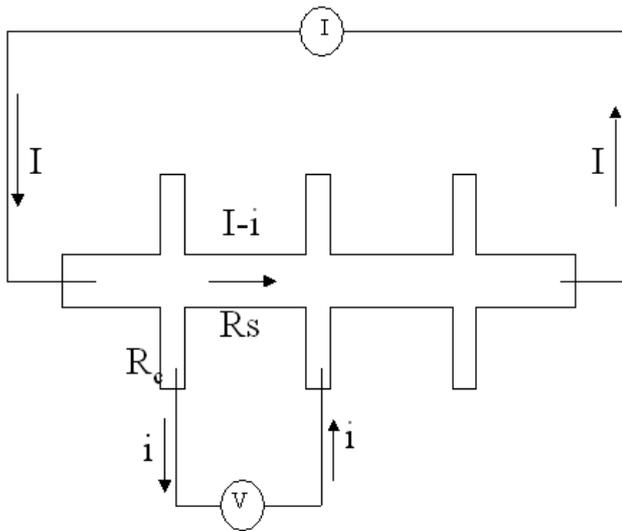


3.8 實驗量測

此節主要在說明我們較常使用的量測方法，並說明我們在量測過程中所需注意的事項。

3.8.1 四點量測法與兩點量測法

我們較常使用的量測方式大致可分成兩點量測法與四點量測法，此兩種接法可參考圖 3.18(a)(b)。



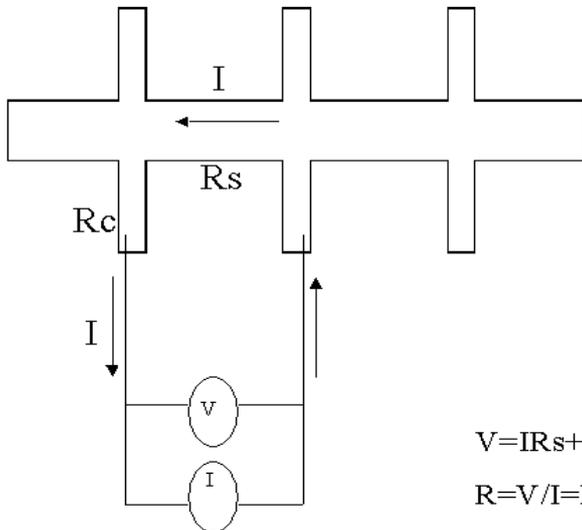
- V: 電壓計所量到的電壓
- Rs: 樣品電阻
- I: 總電流
- Rc: 接點電阻
- i: 流經電壓計的電流
- R_l: 線電阻
- I-i: 流經樣品的電流
- R: 量測到的電阻

$$V = (I-i)R_s + 2iR_c + 2iR_l$$

其中當電壓計內阻抗遠大於待測物Rs 則*i*~0

所以V=IR_s R=V/I=R_s

圖 3.18(a) 四點量測法。



- V: 電壓計所量到的電壓
- Rs: 樣品電阻
- I: 總電流
- Rc: 接點電阻
- R_l: 線電阻
- R: 量測到的電阻

$$V = IR_s + 2IR_c + 2IR_l = I(R_s + 2R_c + 2R_l)$$

$$R = V/I = R_s + 2R_c + 2R_l$$

圖 3.18(b) 兩點量測法。

由於四點量測法可以避免量測到接點電阻Rc及線電阻R_l，並可較精確的量到樣品的實際電阻Rs，所以我們在低溫時大部分都是採用四點量測法，而兩點量測法所量測到的電阻將會包含了接點電阻及線電阻，所以量到的電阻值將會比實際

樣品的電阻值大，相對而言誤差也較大，但也因為兩點量測法可以將接點電阻及線電阻一併量測，所以我們可以利用兩點量測法來檢查接點及歐姆接觸電阻是否正常。

在室溫(300K)或 77K 時，我們常用兩點量測法來檢查接點及歐姆接觸是否正常，量測的方式是以電流源 Keithley 220 提供一 DC 直流電流，Keithley 182 電壓計量測電位壓降，並以兩點量測之接法量測任意的兩個接點，若量測到的電流電壓曲線(I-V curve)為一線性關係(linear)，即表示此兩接點正常，沒有開路(open circuit)，反之若曲線不為線性關係(nonlinear)，則代表此兩接點可能有一個或兩個接點不正常，需捨棄或重新打線。當以兩點量測法得到的電流電壓曲線為線性時，我們可由斜率值同時得知此兩接點之電阻值(包含線電阻及接點電阻)，並判斷歐姆接點的好壞，正常情況下，室溫兩點量測所得到的歐姆電阻值約在 10~k Ω ，若歐姆電阻值過大，則到低溫時很有可能造成接點的開路，以致於無法量測到真正樣品的電阻。當降溫降至 77K 時，再以相同的方法兩兩檢查接點，確保到 4.2K 時，還有足夠的接點可進行四點量測。

3.8.2 檢查漏電流(leakage current)

在進行低溫量測之前，我們會先檢查金屬閘極相對於基板有沒有漏電流產生，由於樣品的實際訊號很小(約幾個 nano-Ampere)，所以當漏電流的程度超過樣品正常訊號時，所得到的數據將會很雜亂並影響到真正想要觀察的訊號。

檢查漏電流的裝置示意圖，如圖 3.19 所示。

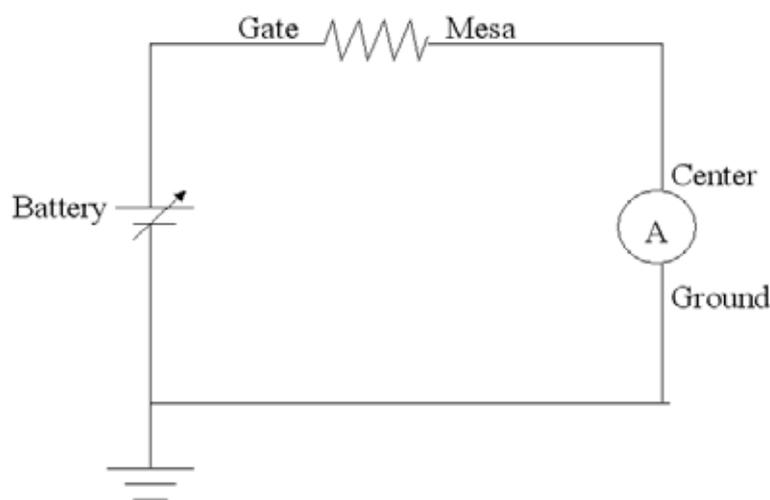


圖 3.19 測量漏電流裝置示意圖。

我們可假設金屬閘極與基板間的電阻值很大，所以當外加一電壓時，由金屬閘極穿過基板的電流應該很小，而藉由一安培計我們可以得知實際流過之電流值，此一安培計是利用檔位及電壓的換算(ampere per voltage)，得知電流值。我們會分別檢查外加正偏壓及負偏壓對於漏電流的影響，發現當在金屬閘極外加正偏壓時，漏電流的情況將會比負偏壓明顯，而當溫度降低時，漏電流的情況將會隨溫度降低而改善。漏電流的大小將直接影響我們量測數據的好壞，所以應設法將漏電流減小，而如何減小漏電流將與進行濕式蝕刻時的條件有關，在本章 3.4 節有進一步的說明。

3.8.3 電性量測

當到達³He低溫系統最低溫 0.3K時，我們採用四點量測法進行量測，以觀測樣品電阻對於分離閘極外加負偏壓之變化。

* 四點量測之電流源：

我們利用 EG & G7265 鎖相放大器(lock-in amplifier)提供一方均根交流電壓(rms ac voltage，通常輸出 1 V)，並串聯一高電阻(200M Ω)，使其變成一交流電流源(ac current source，其輸出電流即為 $1V/200M\Omega=5nA$)，並將其連接到源極(source)及汲極(drain)提供一固定電流。

* 四點量測之電壓計：

我們利用前置放大器(pre-amplifier)量測跨過窄通道的任意兩個歐姆接點之電壓降，並將其電壓降放大回授(feed back)至鎖相放大器。

* 外加負偏壓：

相對於地的負偏壓，將經由串聯電池的電壓掃描器(sweeper)直接加於分離閘極 SG，使用電壓掃描器可使得外加電壓能夠連續性的改變，進而改變窄通道之寬度，並可以調整電壓變化範圍與掃描的速率。

所有的訊號連接到 Keithley 2000 多道電壓計，透過 GPIB 電腦介面使得電腦可以直接讀取訊號並計算出電阻值。

在量測過程中，提供源極及汲極間之電流值要很小，以避免提高兩極電位差造成樣品 I^2R 的焦耳熱太大，造成樣品溫度的改變或讓電子有機會跳躍至更高能階。

量測架構之示意圖，如圖 3.20 所示，其中前置放大器需將訊號回授至鎖相放大器。中間區域為一對分離閘極，在分離閘極上再跨上一對指狀閘極，詳細樣品圖可參考本章 3.1 節。

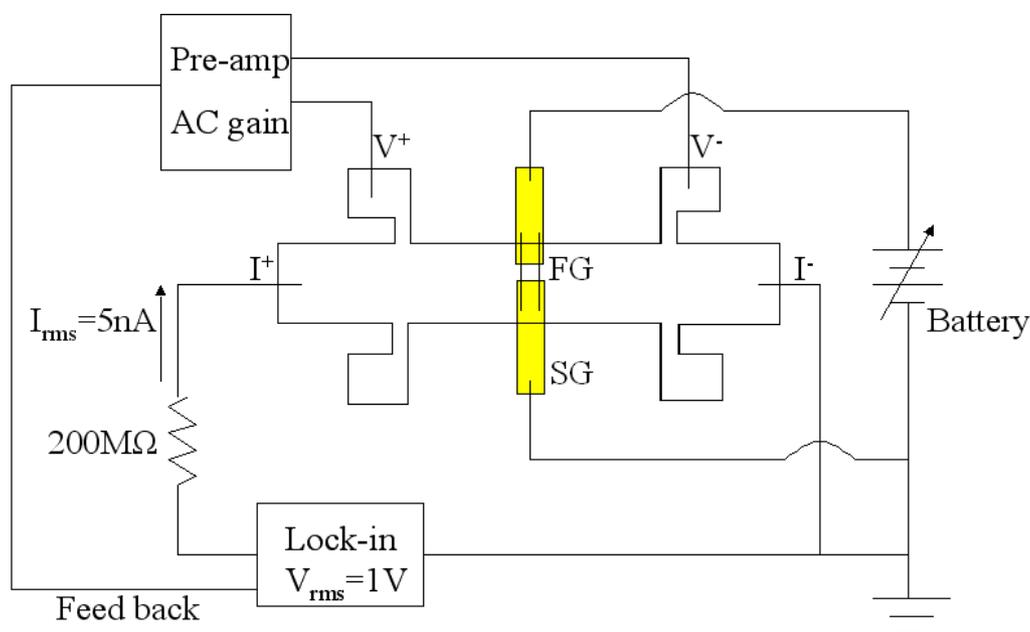


圖 3.20 量測架構示意圖。

在分離閘極形成窄通道後，我們可以做的量測工作如下：

1. 在指狀閘極上外加直流電壓，並觀察此外加電壓對於窄通道電子傳輸的影響
2. 利用外加負偏壓固定窄通道間距，並逐漸增加單一指狀閘極的負偏壓，使通道寬度逐漸變窄，並觀察此單一指狀閘極所形成之窄通道特性。

實驗上的量測結果，將在第四章 4.1 節作一說明。

比較特別的是，我們在降溫的過程中，會在金屬閘極上外加一小正偏壓 (positive bias)，此一小正偏壓主要是為了避免在降溫過程中，金屬閘極會吸附一些正負離子，形成一些位能障對底層的二維電子氣體構成散射點 (scattering point)。我們比較過將金屬閘極接地 (ground) 與外加一小正偏壓對於實際量測的影響，發現外加一小正偏壓相較於將金屬閘極接地，有較小的雜訊 (noise)，雜訊越小越有助於量子現象的觀察。若我們想要得到良好的訊號，就必須盡量減少在窄通道附近形成缺陷，由 Cavendish Laboratory 發表的一些期刊論文【4】【5】【13】

【19】，得知熱循環(thermo-cycle)與降溫快慢(cooling rate)都有可能影響到表面游離電荷的分佈，藉由熱循環可以使原本產生散射點的位置，因電子重新分佈而將散射點移除，而照光(illuminate red LED)可使載子的遷移率變高，使得平均自由路徑變長，進而影響到量測數據。這些改善樣品狀況的方式，對於實驗數據的影響，也將於第四章 4.1 節陳述。



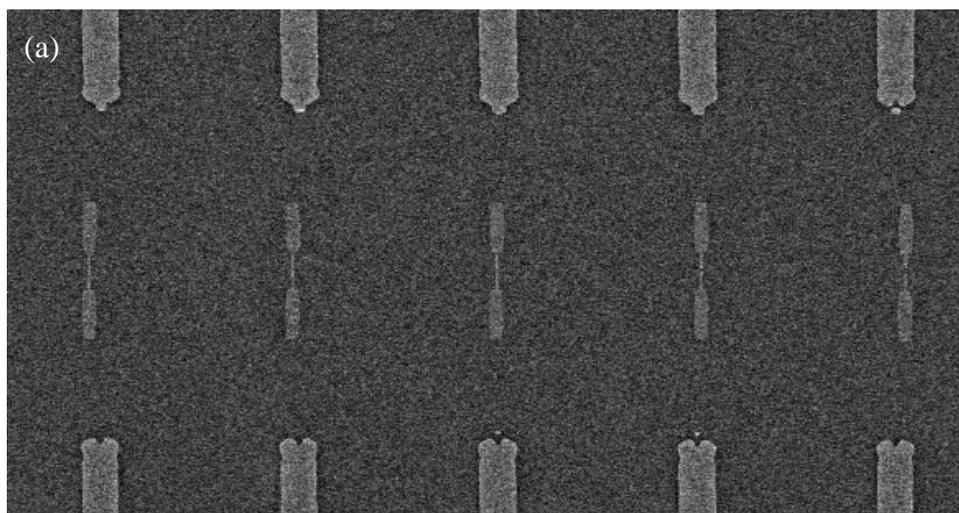
第四章 奈米結構的量子傳輸

爲了在二維電子氣體內形成一窄通道(narrow channel)，我們必須在GaAs/AlGaAs 異質結構表面定義出一對分離閘極(split gate)，藉著在此對分離閘極上加一負偏壓驅趕(deplete)底下之電子，使得閘極底下及附近區域的電子密度減少，並逐漸形成一窄通道，使原本的二維氣體逐漸轉變成類一維(quasi-1D)或一維氣體。當外加的負偏壓越來越大時，通道的寬度越來越窄，當負偏壓夠大時，將可以使窄通道完全封閉(pinch-off)；我們藉由四點量測法得知當窄通道越來越窄時，外加負偏壓對應電子氣電阻的關係，進而得知在窄通道形成後電導的變化。當我們能夠成功地觀察到量子化電導(quantized conductance)後，我們可以利用指狀閘極在窄通道上外加一位能，並觀察這一位能對於電導的影響。

由於我們希望電子在窄通道的傳輸方式是屬於彈道式傳輸(ballistic transport)，即通道長度要小於電子的平均自由路徑 ($l_{channel} < l_e$)，所以在定義分離閘極時，就必須注意其寬度是否能符合彈道式傳輸之條件，而在量測時，需將溫度降溫至 0.3K，以期能觀察到較明顯的量子效應。

4.1 窄通道的量子化電導(quantized conductance)

在平台結構上，定義出幾對間距不同(gap distance：300~500nm)、寬度相同(channel length=150nm)的分離閘極，並藉由在分離閘極上外加負偏壓，使得二維電子氣體逐漸形成窄通道。分離閘極電子顯微鏡影像，如圖 4.1(a)(b)所示。



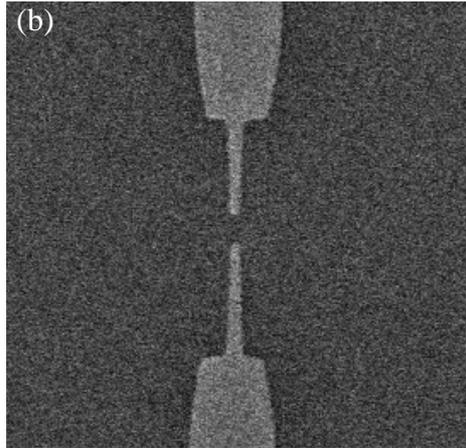


圖 4.1(a)(b) 分離閘極 SG 電子顯微鏡影像，圖(a)顯示五對不同間距大小的分離閘極，圖(b)為其中一對分離閘極之放大圖，尖端部份通道寬度約為 150nm。

當窄通道長度比電子的平均自由路徑要短，電子的傳輸即是彈道式傳輸 (ballistic transport)，外加負偏壓使得通道逐漸變窄，二維電子氣將逐漸轉變成類一維(quasi-1D)時，樣品的電導 G 將也隨之量子化(quantized)，

$$\text{即 } G = n \frac{2e^2}{h},$$

其中 e ：電子電荷 $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ， h ：蒲朗克常數 $6.62 \times 10^{-34} \text{ Js}$

n ：費米能量下次能帶的數目(number of conducting subbands)

當負偏壓越加越負時，窄通道將越來越窄，其所對應到的次能階能量也會隨著改變，假設 E_n 為窄通道內對應到第 n 個次能帶之能量，當通道寬度變窄時，費米能階下所存在的次能階數目 n 也會隨之減少，每當 E_n 因通道變窄而高於費米能階時，電導值將會減少 $2e^2/h$ ，這也是導致電導 G 相對於負偏壓 V_g 有階梯狀 (step-like) 結構出現的原因。

由以上的討論可以知道，窄通道的寬窄，對於所能觀察到的平台數目(number of plateaus)，有直接的影響，若我們所設計的分離閘極間距(gap distance)太小，則在分離閘極加上負偏壓時，會使得窄通道的有效間距(effective gap distance)太小，導致在費米能量下的次能帶數目 n 很少，我們所能觀察到的平台數目就變少，所以在設計分離閘極之間距時，不宜過小，以期能觀察到較多的平台數目。

圖 4.2(a)(b)分別為典型窄通道元件展現的電阻與電導相對於分離閘極外加負偏壓的關係圖。

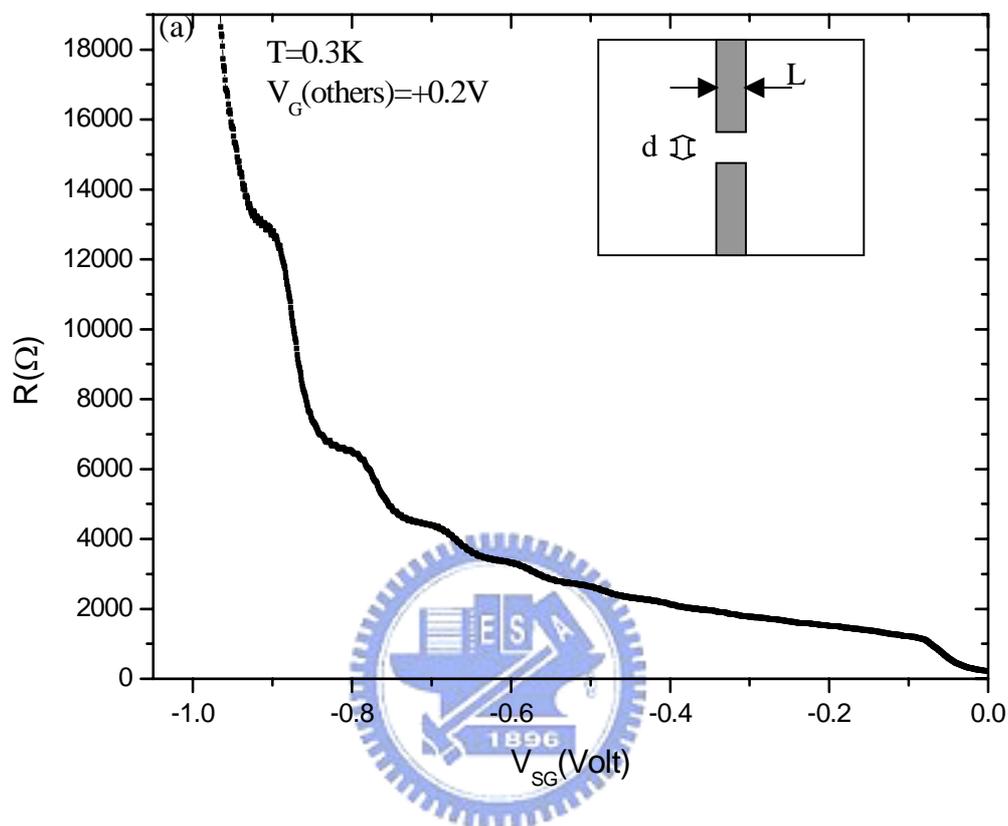


圖 4.2(a) 電阻相對於外加負偏壓之關係圖。

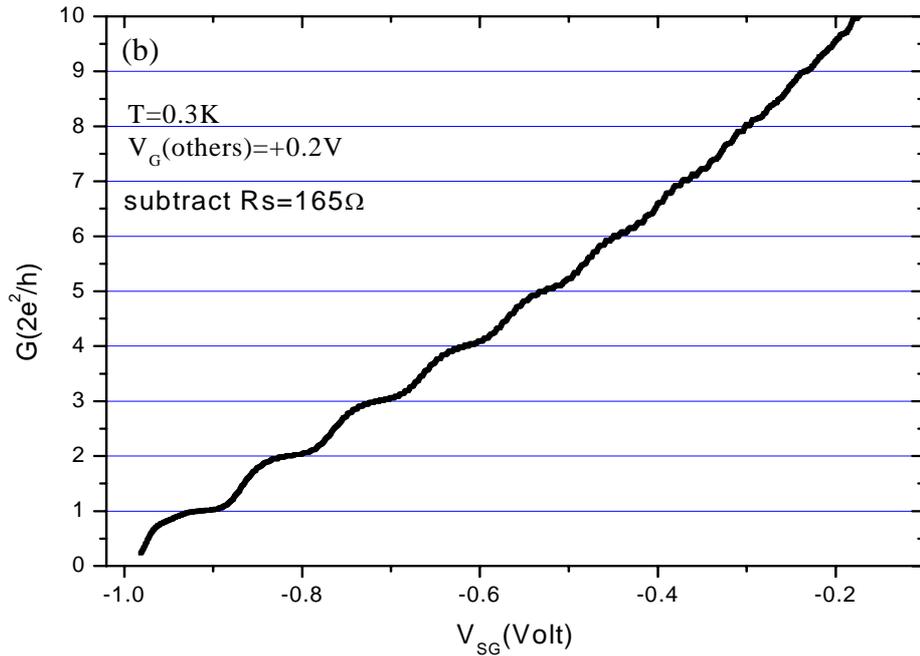


圖 4.2(b) 電導相對於外加負偏壓之關係圖，串聯電阻 $R_{series}=165\Omega$ 已被扣除，此分離閘極結構為窄通道間距 $d_{gap}=400nm$ ，窄通道長度 $l_{channel}=150nm$ 。

此樣品編號為 5-70o，元件區域編號 I-1。此分離閘極之幾何結構為窄通道長度 150nm、窄通道間距 400nm，在量測此對分離閘極時，我們外加+0.2V 的正偏壓在其他對金屬閘極，量測溫度約為 0.3K，為本元件的第一次降溫量測，且未安裝紅外線二極體，因此並未做照光。

由圖 4.2(a)可以發現電阻值在閘極偏壓約-0.07V 時，有突然增加的趨勢，此時二維電子氣因分離閘極外加負偏壓的影響，逐漸形成類一維的窄通道，所以電阻值會突然升高，對應到電導則是快速下降。圖 4.2(b)為電導相對於外加負偏壓之關係圖。

其中 G 以 $2e^2/h = (12.9k\Omega)^{-1}$ 單位展現，

$$G / \left(\frac{2e^2}{h} \right) = \frac{1}{R} / \left(\frac{2e^2}{h} \right) = \frac{12900}{R} = \frac{12900}{R_{measure} - R_{series}},$$

由於量測到的電阻值 R_{measure} 包含窄通道的電阻值(此電阻值隨著外加負偏壓改變)以及二維電子氣體本身的串聯電阻 R_{series} (此電阻為一常數)，所以在換算成電導前，需將此串聯電阻 R_{series} 扣除，此串聯電阻是在閘極電壓等於零 ($V_g=0$)所量測到之電阻值，所扣除的串聯電阻 $R_{\text{series}}=165\ \Omega$ 。

由圖 4.2(b)可以發現電導出現階梯狀結構(step-like)，平台(plateau)出現的位置皆被量子化在 $2e^2/h$ 的整數倍上，這與理論預測相同。我們大致可以觀察到 5~8 個平台數目(number of plateaus)，其中前 1~5 個平台結構較為明顯，最後 3 個較為模糊，平台結構的明顯與否、平台的趨勢是否平整、平台出現的位置是否在 $2e^2/h$ 的整數倍上，這些皆與樣品的品質及製作過程有關，對此結構之分離閘極 ($d_{\text{gap}}=400\text{nm}$)，使窄通道完全封閉的截止電壓 $V_{\text{pinch-off}}$ 約為 -0.98V 。

我們可以討論分離閘極之幾何結構，對於觀察到的平台數目影響，圖 4.2 與圖 4.3 分別為不同的分離閘極所量測到的數據。此兩對不同的分離閘極只有窄通道間距 d_{gap} 不同，其餘幾何結構大致相同。

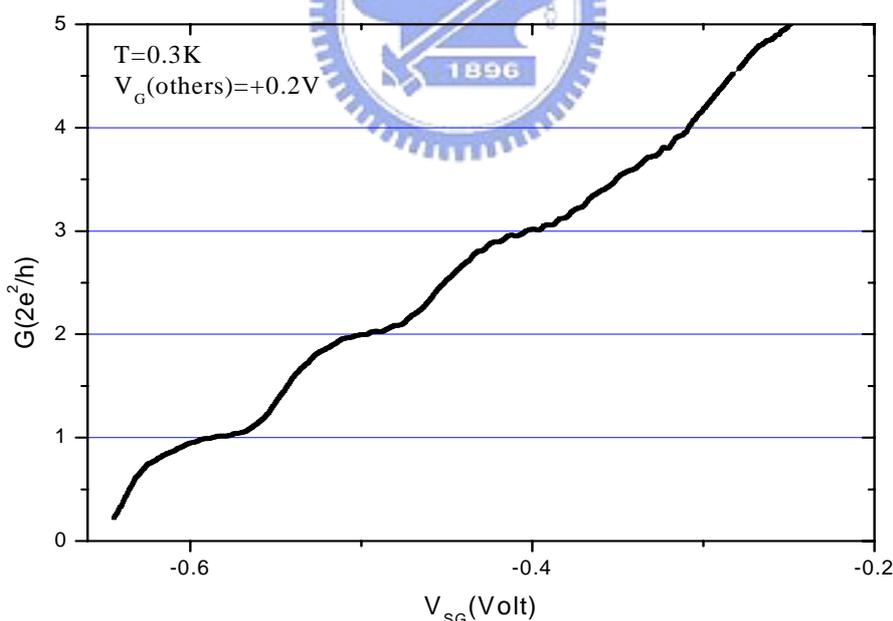


圖 4.3 電導相對於外加負偏壓之關係圖，此區域元件之分離閘極結構為窄通道間距 $d_{\text{gap}}=300\text{nm}$ ，窄通道長度 $l_{\text{channel}}=150\text{nm}$ 。

圖 4.2(b)窄通道間距 d_{gap} 為 400nm，大致可觀察到 5~8 個平台數目，而圖 4.3 窄通道間距 d_{gap} 為 300nm，大致可觀察到 3 個平台數目，所以平台數目的多寡與窄通道的間距大小有關，且因二維電子氣體受到樣品表面分離閘極外加負偏壓的影響，會在二維電子氣體層逐漸形成一窄通道，所以可稱在二維電子氣體層實際形成的窄通道間距為有效間距(effective gap distance)。若剛開始形成的窄通道有效間距越大，則能觀察到較多的平台數目(因在費米能階下的次能帶數目 n 較多)。我們可先應用電子束微影技術定義出分離閘極的間距，並藉由控制負偏壓的大小來決定二維電子氣體層窄通道的有效間距，所以當電子束微影技術定義的分離閘極間距越大時，要讓窄通道完全封閉所需的負偏壓 $|V_{\text{pinch-off}}|$ 就越大，但相對的所能觀察到的平台數目也就越多。對前一結構之分離閘極($d_{\text{gap}}=400\text{nm}$)，截止電壓約為-0.98V，而對此結構之分離閘極($d_{\text{gap}}=300\text{nm}$)，則約-0.63V，截止電壓與窄通道間距的關係也可由此看出。

我們可以試著估算，在剛開始對分離閘極外加負偏壓時，二維電子氣體層所形成的窄通道有效間距，並推論出外加負偏壓相對於窄通道有效間距之關係。當外加負偏壓 V_g 越加越負時，窄通道的有效寬度將越來越窄，而將電子限制在此窄通道的位能(potential)形式，主要可由兩種模型來描述，一則為無限深位能井(hard wall)，另一為拋物線位能井(parabolic)。

一、無限深位能井(hard wall)

若以此模型來描述，則因外加負偏壓使窄通道內形成的次能帶能量 E_n 為

$$E_n = \frac{(n\pi\hbar)^2}{2ma^2}, \text{ 其中 } a \text{ 為窄通道的有效寬度。}$$

將上式改寫成 $a_n = \frac{n\pi\hbar}{\sqrt{2mE_n}}$ ，並假設第 n 個次能帶能量 E_n 恰等於費米能量 E_F

所以，

$$a_n = \frac{n\pi\hbar}{\sqrt{2mE_n}} = \frac{n\pi\hbar}{\sqrt{2m \cdot \frac{(\hbar k_F)^2}{2m}}} = \frac{n\pi}{k_F} = \frac{n\pi}{2\pi/\lambda_F} = \frac{\lambda_F}{2} \cdot n \quad \text{Eq(4.1)}$$

從圖 4.2(b)可觀察到 5 個較明顯之平台結構，即在費米能階下存在了 5 個次能帶，且從第二章的 2.3 節討論可以知道，由 SdH oscillation 我們可以求得二維電

子氣體的費米波長(在低磁場範圍所得的費米波長為 72nm)，則當第 5 個次能帶能量 E_5 恰等於費米能階時，所對應到的窄通道有效寬度代入Eq(4.1)可得，

$$a_5 = \frac{\lambda_F}{2} \cdot 5 = 180\text{nm}，其中a_5爲窄通道之最寬有效寬度(a_5=a_{\max})。$$

同理，可分別算出相對樣之 $a_1 \sim a_4$ 窄通道有效寬度。

若假設從圖 4.2(b)勉強可觀察到 8 個平台結構，則此條件下最寬有效寬度 a_8

$$a_8 = \frac{\lambda_F}{2} \cdot 8 = 288\text{nm}$$

最寬有效寬度是由最多可解析的平台數目所決定，當認定的平台數越多，相對的有效寬度則越寬。

二、拋物線位能井(parabolic potential)

若以此模型來描述，則因外加負偏壓使窄通道內形成的次能帶能量 E_n 爲

$$E_n = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega，n=1.2.3....$$

利用一近似法， $\frac{1}{2}m\omega^2 x^2 = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega$ ，且窄通道有效寬度 $a=2x$ ，

所以，當第 n 個次能帶能量恰好等於費米能量時，所對應的窄通道有效寬度 a_n

$$a_n = (4n - 2)\hbar \sqrt{\frac{1}{2mE_F}} = \frac{(4n - 2)}{k_F} = \frac{(4n - 2)}{2\pi} \lambda_F \quad \text{Eq(4.2)}$$

同無限深位能井之討論，從圖 4.2(b)可知，若在費米能階下最多有 5 個次能帶存在，則當第 5 個次能帶能量等於費米能量時，所對應的窄通道有效寬度代入 Eq(4.2)可得， $a_5=207\text{nm}$ ，其中 a_5 爲窄通道之最寬有效寬度($a_5=a_{\max}$)。若從圖 4.2(b)勉強可觀察到 8 個平台結構，則此條件下最寬有效寬度 a_8 ， $a_8 = 344\text{nm}$ 。

4.2 雙層閘極奈米結構之量子傳輸

若想要在窄通道上外加一位能，則在樣品製作時，就需在分離閘極之上，定義出指狀閘極，分離閘極與指狀閘極將利用絕緣層隔開使其可獨立控制(詳細元件結構圖可參見第三章)。

在量測方面，我們可先觀察尙未在指狀閘極外加位能時，分離閘極所形成的窄通道對於電子傳輸的影響(同 4.1.1 節)。當能順利觀察到平台結構後，進一步在上層指狀閘極上外加一電壓，控制進出窄通道的位能障，觀察此一位能對於量子化電導之影響。

4.2.1 窄通道之量子化電導

由於需在分離閘極上，再定義出 1~4 對之指狀閘極，所以分離閘極的通道長度有一最短的長度限制，沒辦法做的太小，在只有 1 對指狀閘極的元件區域，通道長度約為 500nm，如圖 4.4 所示。

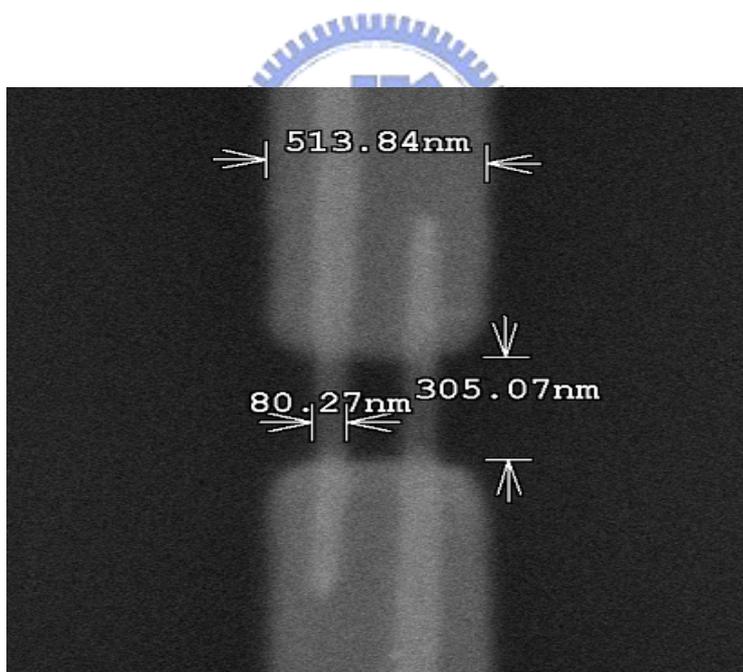


圖 4.4 分離閘極上再製作一對指狀閘極之電子顯微鏡影像。

圖 4.5 電導相對於外加負偏壓之關係圖，此分離閘極通道長度為 500nm，通道間距為 300nm，其中指狀閘極沒有外加位能，降溫過程對每對金屬閘極皆外加 +0.2V 之正偏壓，在低溫量測前(0.3K)，樣品照光約一分鐘。

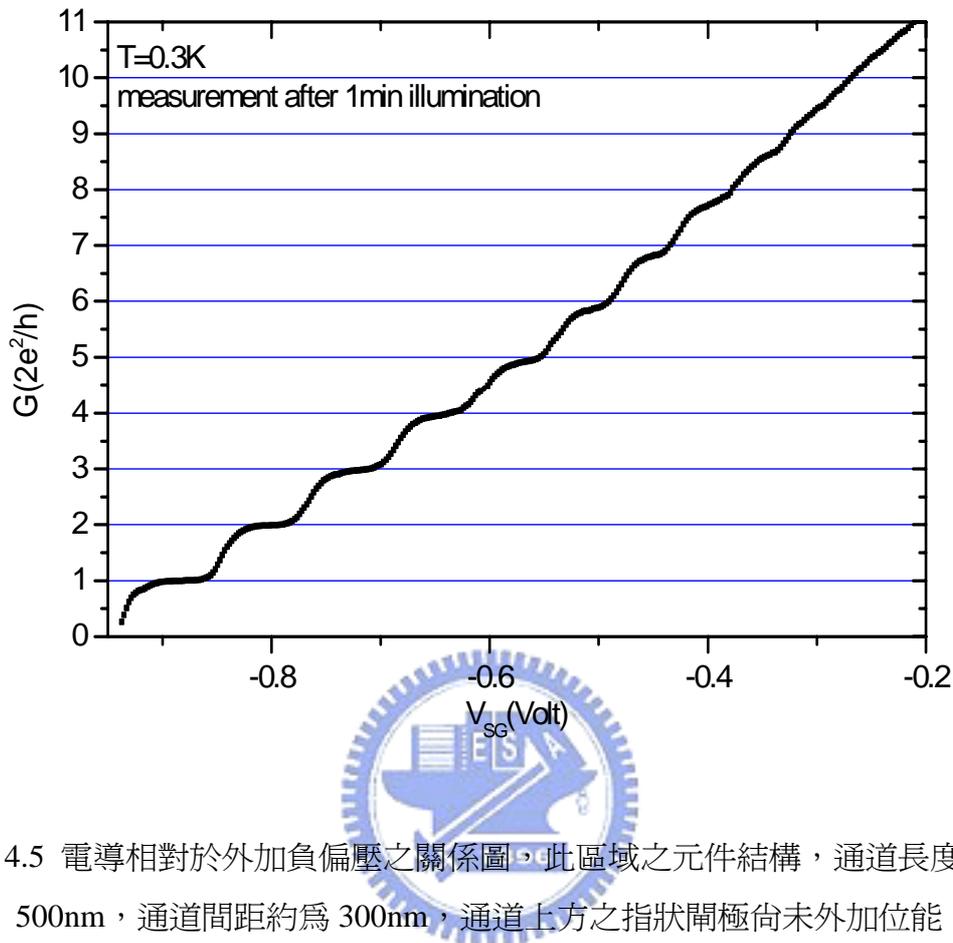


圖 4.5 電導相對於外加負偏壓之關係圖，此區域之元件結構，通道長度約為 500nm，通道間距約為 300nm，通道上方之指狀閘極尚未外加位能。

從期刊論文中，我們得知照光(illumination)可使二維電子氣的遷移率升高，因此電子的平均自由路徑變長，所以我們在第五次降溫量測前，在距離樣品約 1 公分的位置，加裝了一顆遠紅外光之發光二極體，並在低溫(0.3K)對樣品進行照射，經過照光之後，樣品的性質會有相當程度的改善，所以在後續的不同次實驗中，在量測前皆會對樣品照光。圖 4.6 為同一降溫過程同一樣品區域，照光前後的量測結果。未照光時我們的數據看不到量子化電導現象，而經過約一分鐘的照光後，就可以觀察的到明顯的量子化電導，所以我們可以推論，對樣品照光將可大幅改善樣品的性質，使得量子現象更容易於觀察，這對實驗量測上，有相當大的幫助，由圖 4.6 可以發現，照光使得截止電壓(pinch-off voltage)往更負的方向移動，且使平台結構能夠明顯觀察。

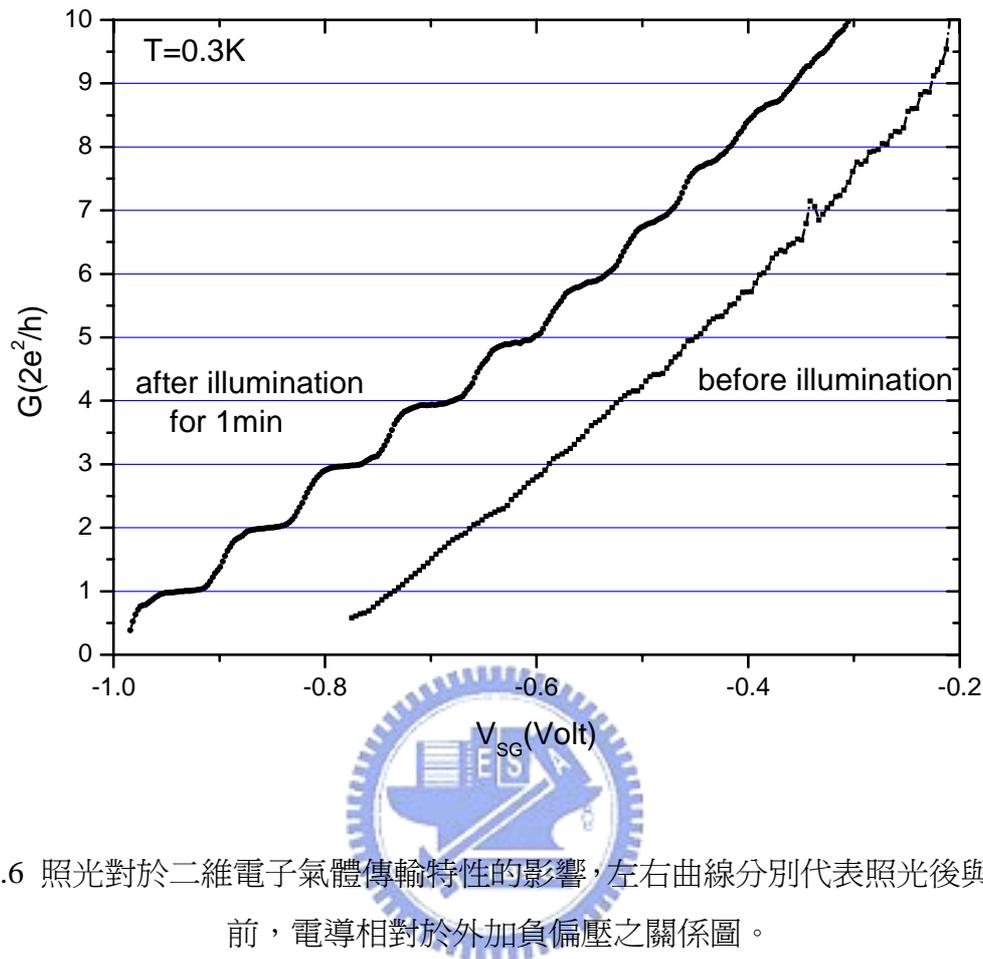


圖 4.6 照光對於二維電子氣體傳輸特性的影響，左右曲線分別代表照光後與照光前，電導相對於外加負偏壓之關係圖。

我們可以試著比較，照光前後電子遷移率 μ 及平均自由路徑 l_e 的改變，由當時二維電子氣體的方塊電阻，即可反推電子遷移率 μ 及平均自由路徑 l_e 。

※照光前

照光前的實驗數據，我們採用圖 4.2 短通道分離閘極所量測到的數據。

在未加負偏壓於分離閘極時 ($V_g=0$)，二維電子氣體的方塊電阻約為 165Ω ，即 $R_{sheet}=165 \Omega$ 。

$$n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

$$\mu = \frac{1}{|e|n_s \rho_{sheet}} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 1.4 \times 10^{11} \times 165} = 2.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/Vs$$

$$l_e = \frac{\mu \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{e} = \frac{\mu \hbar k_F}{e} = \frac{2.7 \times 10^5 \times 1.05 \times 10^{-34} \times 0.94 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-19}} = 1.66 \times 10^{-4} \text{ cm} = 1.66 \mu m$$

即照光前

電子遷移率為 $2.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/V_s$ ，電子平均自由路徑為 $1.66 \mu\text{m}$ 。

※照光後

照光後的實驗數據，我們採用圖 4.5 長通道分離閘極所量測到的數據。

在未加負偏壓於分離閘極時 ($V_g=0$)，二維電子氣體的方塊電阻約為 30Ω ，即 $R_{\text{sheet}}=30 \Omega$ 。

$$n_s = 2.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

$$\mu = \frac{1}{|e|n_s \rho_{\text{sheet}}} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 2.7 \times 10^{11} \times 30} = 7.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/V_s$$

$$l_e = \frac{\mu \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{e} = \frac{\mu \hbar k_F}{e} = \frac{7.7 \times 10^5 \times 1.05 \times 10^{-34} \times 1.3 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-19}} = 6.6 \times 10^{-4} \text{ cm} = 6.6 \mu\text{m}$$

即照光後

電子遷移率為 $7.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/V_s$ ，電子平均自由路徑為 $6.6 \mu\text{m}$ 。



比較照光前後電子遷移率及平均自由路徑之改變，可以發現當對樣品照光後，其電子遷移率及平均自由路徑皆會增加，這與其他研究群的實驗結果相同。對樣品照光可使電子遷移率及平均自由路徑增加，使得在觀察量子效應上更為明顯，從實驗結果(圖 4.6)可以很明顯的看出照光與否的差異性。

在對長通道量子化電導進行量測時，我們也可以控制系統的量測溫度，並觀察溫度對於量子化電導的影響，如圖 4.7 所示。

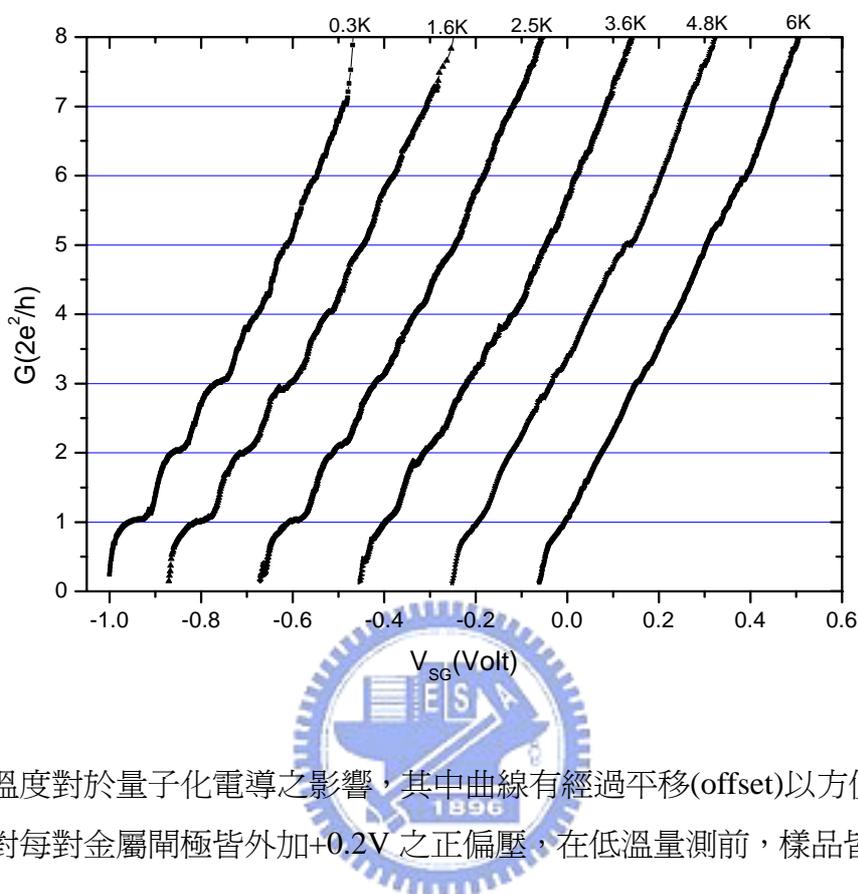


圖 4.7 溫度對於量子化電導之影響，其中曲線有經過平移(offset)以方便比較。降溫過程對每對金屬閘極皆外加+0.2V 之正偏壓，在低溫量測前，樣品皆照光約一分鐘。

由圖 4.7 可知，隨著溫度的升高，量子化電導的平台結構就越不明顯，這是因為當溫度升高時，將會增加電子跳躍至更高次能帶能階的機率(由 Fermi-Dirac distribution 所引起)，熱能會使平台結構變模糊，到更高的溫度將使平台結構完全消失，當溫度到達 6K 時，平台結構幾乎已經觀察不到了。

4.2.2 第二層之單一指狀閘極對窄通道的影響

當我們能夠在長通道結構下，清楚的觀察到量子化電導後，就可以開始在指狀閘極上外加訊號，並觀察此訊號對於電子傳輸的影響。

將一固定負偏壓加於分離閘極上，固定通道間距，再利用外加負偏壓於單一指狀閘極上，此時二維電子氣因受負偏壓影響，而形成的通道位能形式，如圖 4.8 所示，當逐漸增加 FG1 的負偏壓時，通道間距逐漸變窄，隨著通道間距變窄電導應有量子化的現象，且因先固定了通道間距(即固定了通道內可存在的次能帶數目)，所以可限定能出現的平台數目。

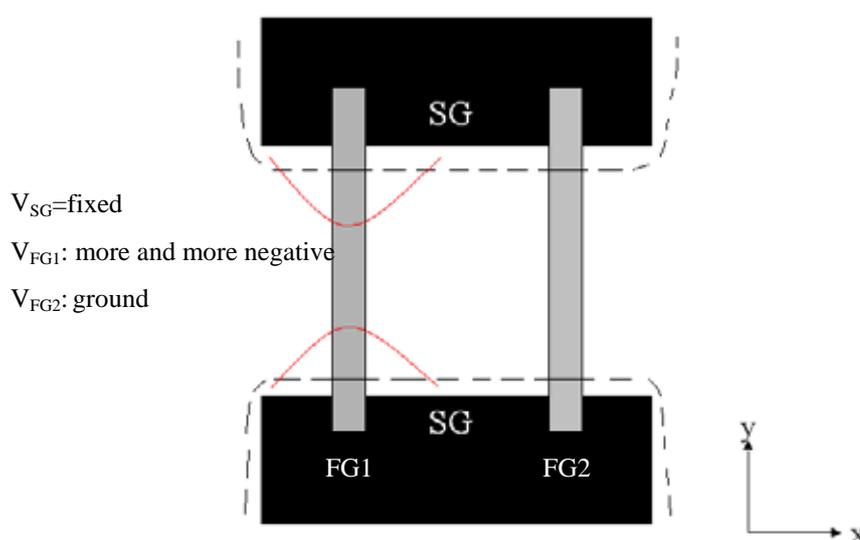


圖 4.8 在分離閘極與單一指狀閘極(FG1)外加負偏壓之示意圖，其中分離閘極為固定負偏壓，而指狀閘極 FG1 負偏壓可逐漸增加，以將通道封閉，電流方向為 x 方向。虛線與實線部份分別代表分離閘極與指狀閘極因受負偏壓影響而形成的通道位能形式，整體的位能形式類似在窄通道上再外加一窄通道。

在指狀閘極外加負偏壓之前，窄通道的次能帶數目與分離閘極外加負偏壓之關係，如圖 4.9 所示。降溫過程對每對金屬閘極皆外加+0.2V 之正偏壓，在低溫量測前(0.3K)，樣品照光約一分鐘。

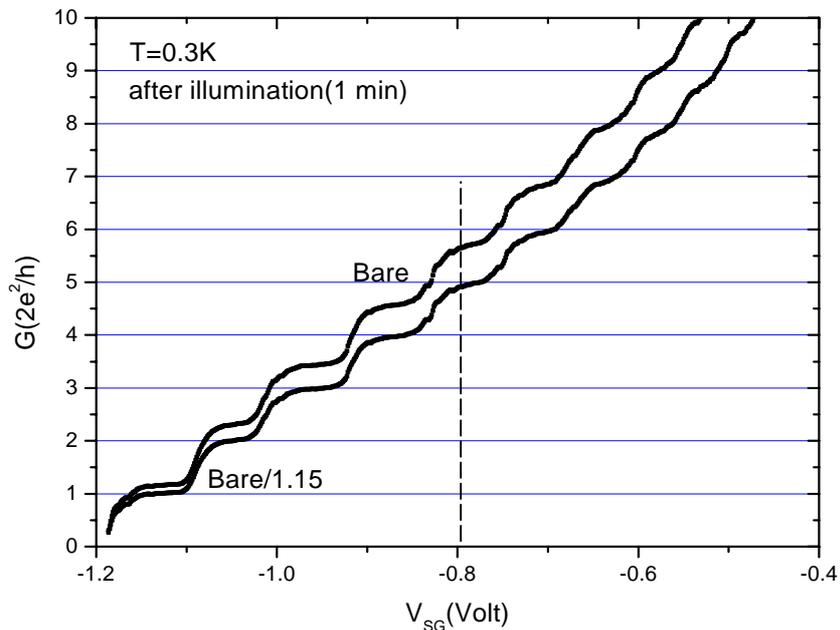


圖 4.9 次能帶數目相對於外加負偏壓之關係圖，將原始數據除 1.15 則平台出現的位置將會較符合理論值，在分離閘極外加負偏壓約-0.8V 時，可使得通道內僅能存有四個次能帶數目。



可以發現，當在分離閘極外加負偏壓約-0.8V 時，可使得通道內僅能存有四個次能帶數目，所以當固定分離閘極負偏壓-0.8V，且逐漸增加單一指狀閘極負偏壓時，預期可以觀察到四個平台數目。實驗結果如圖 4.10(a)(b)所示，藉由此方式確實可以觀察到四個平台結構，與預期相符。同理，若想要看到不同數目的平台結構，只需調變分離閘極的負偏壓，並重複此方式，即可觀察到特定數目之平台結構。

比較圖 4.10(a)(b)可以發現，對不同的指狀閘極其截止電壓($V_{\text{pinch-off}}$)不同，(FG1 約為-3.5V，FG2 約為-2.0V)，造成差異的主要原因可能是在製作樣品時，兩根指狀閘極的粗細不一或是底下絕緣層的厚度不均勻，造成兩根指狀閘極在同樣的負偏壓下，因幾何結構的不同對於二維電子氣體形成的有效電位障也不同，因此截止電壓也就不同。從此次實驗，我們可以確認此兩根指狀閘極確實能對二維電子氣在通道傳輸時造成影響。

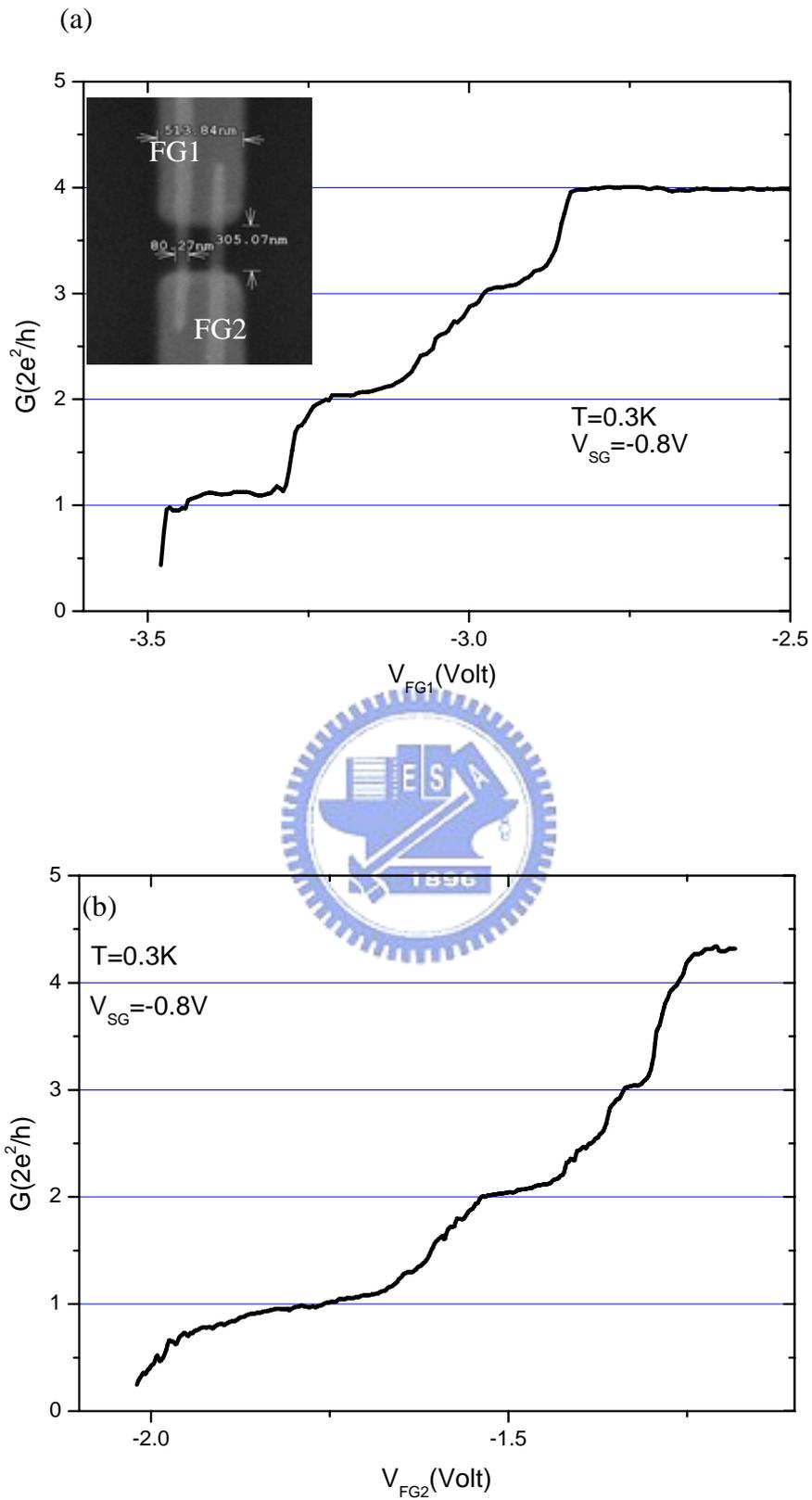


圖 4.10(a)(b) 固定分離閘極負偏壓(-0.8V)，分別對不同的單一指狀閘極(FG1 or FG2)增加負偏壓，圖中可以觀察到預期的平台結構。

4.2.3 第二層之一對指狀閘極對窄通道的影響

當確認兩根指狀閘極皆能影響到底下的二維電子氣體時，可以同時給兩根指狀閘極一固定負偏壓，並逐漸增加分離閘極之負偏壓，觀察對電子傳輸的影響，其通道位能形式，如圖 4.11 所示。

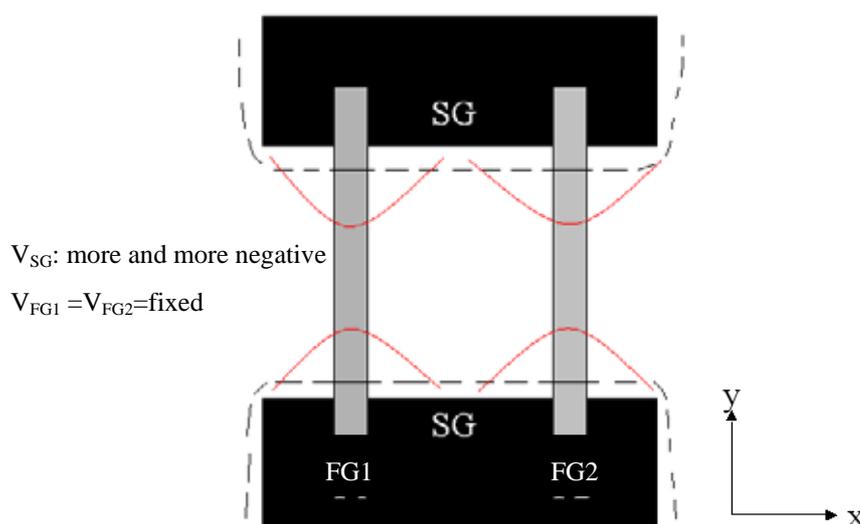


圖 4.11 在分離閘極與指狀閘極(FG1 and FG2)外加負偏壓之示意圖，其中兩根指狀閘極為固定負偏壓，而分離閘極負偏壓可逐漸增加，以將通道封閉，電流方向為 x 方向。虛線與實線部份分別代表分離閘極與指狀閘極因受負偏壓影響而形成的通道位能形式，整體位能形式類似兩窄通道串聯(in series)。

藉著在分離閘極與指狀閘極上加負偏壓，將有機會使二維電子氣體在分離閘極與指狀閘極之中間區域形成一量子點(quantum dot)，所以我們期望能在指狀閘極外加較高負偏壓時，能觀察到一些量子點的傳輸性質，實驗結果如圖 4.12(a)(b) 所示。由圖 4.12(a)可以發現，當指狀閘極外加負偏壓範圍由 0V 改變至-0.8V 時，所對應的平台結構與截止電壓變化不大，亦即指狀閘極上的負偏壓造成的有效位障尚未深及下層窄通道而影響其電子傳輸，是因為指狀閘極距離二維電子氣體層較遠，由圖 4.12(b)可以發現當指狀閘極負偏壓大於-1.0V 時，截止電壓開始往較正的偏壓方向移動，即電子傳輸開始受指狀閘極負偏壓的影響，其中由左而右的曲線，指狀閘極負偏壓以間隔 0.2V，依序從-0.8V 遞減至-2.0V 及最右邊曲線的 -2.5V。

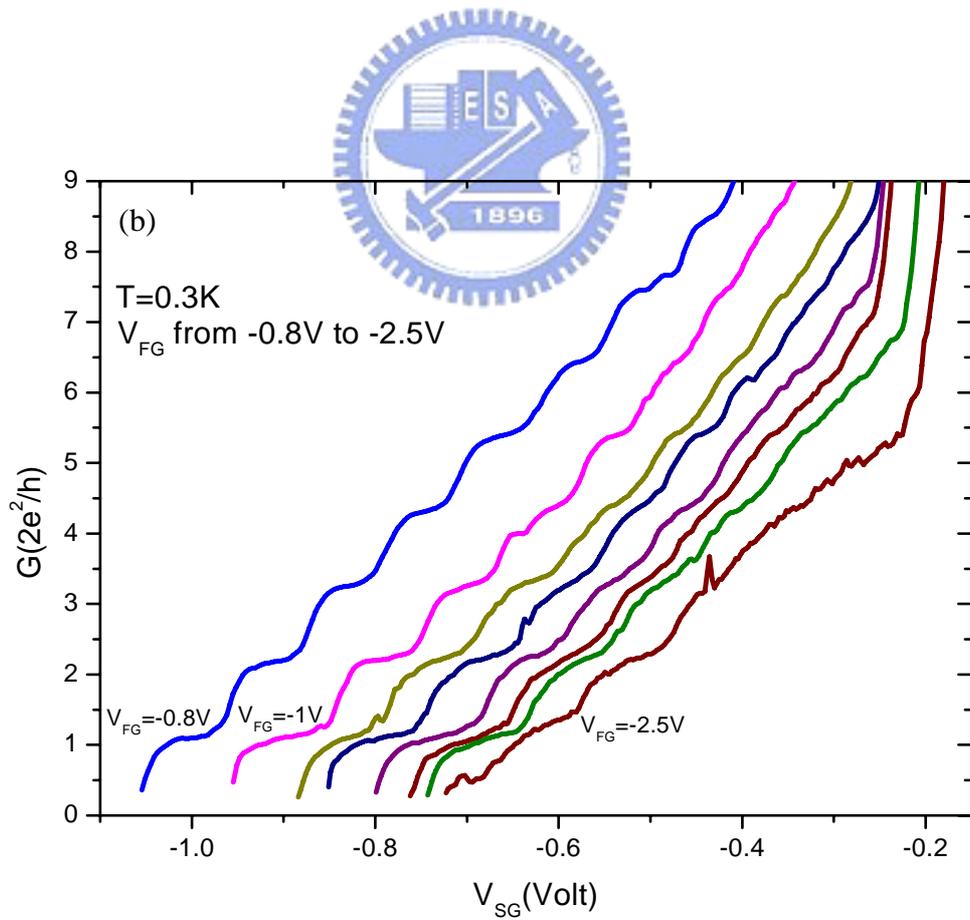
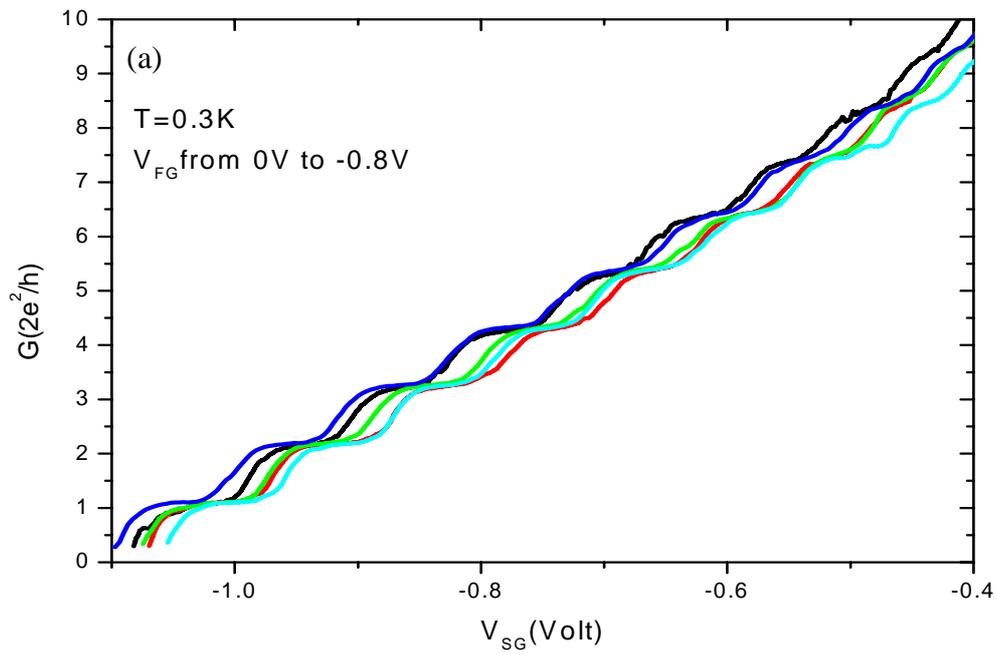


圖 4.12(a)(b) 指狀閘極外加負偏壓改變範圍由 0V 至-2.5V，所對應的量子化電導。

由圖 4.12(b)可以發現，當指狀閘極上的負偏壓越負時，會使得截止電壓往較正的方向移動，且平台結構也越趨模糊。在指狀閘極外加負偏壓，相對於通道而言，即是在通道出口與入口加入了兩道位能障(barrier)，這將影響到電子直接通過通道的情形，此兩道位能障將會增加背向散射(back scattering)的機率，使得電子的穿透機率(transmission probability)小於 1，導致電導量子化現象不明顯。當分離閘極與指狀閘極上的負偏壓夠大時，將可使二維電子氣形成一量子點，觀察當量子點逐漸縮小時，其所對應到的量子現象。由圖 4.12(b)可以發現有些曲線會有一些峰值(peak)的出現，造成此峰值的原因可能是因量子點逐漸縮小，使得量子點內的電子跳出量子點外，造成電阻值突然下降，電導值產生一峰值。對於此現象，在實驗上的量測尚不是很確定，我們試著重複量測此一現象，發現其峰值出現的位置皆不是很固定，僅能推測此峰值的出現，可能是因為量子點內的電子跳出造成的影響。

4.3 實驗問題與改進

從實驗過程中發現在不同次的降溫，所得到的實驗數據，都會有些許的不同(如:截止電壓的差異、二維電子氣的區域電阻的改變)，雖然在降溫實驗中，我們儘可能維持相同的條件，但是在降溫過程中金屬閘極難免會吸引一些電荷，導致二維電子氣散射點的產生，這些將會影響到樣品的性質，也會影響到量測數據的好壞。

我們可以確定在同一次降溫所量測到的數據皆是可重複性的(repeatable)，從實驗數據中也可以發現照光對於樣品品質的影響，在之後的量測對樣品照光將是一個很重要的步驟。

第五章 結論與展望

在實驗上，我們已經成功地利用微影技術在 GaAs/AlGaAs 異質結構上，定義出一些幾何結構不同的雙層次(bi-layer)金屬閘極，並觀察到了量子化電導(quantized conductance)的現象。這些雙層次金屬閘極對於研究電子在窄通道傳輸的行為將會有很大的幫助，且隨著微影技術的成熟，在製作元件上將會有較高的良率。

在樣品製程方面，淺式蝕刻(shallow etching)可改善樣品漏電流(leakage current)情況，另外，以遠紅外光在低溫下照射樣品，可提升載子濃度與遷移率。這兩個關鍵技術是量測到低雜訊且高重複性數據的重要因素。

利用分離閘極技術在二維電子氣定義出窄通道(NC)，並觀察到了量子化電導的現象【12】，進而在指狀閘極外加訊號，觀察此訊號對於電子在窄通道傳輸之影響。我們目前先在窄通道上外加一直流負偏壓，造成進出窄通道之位能障，並觀察窄通道與外界耦合的強弱所導致的電子傳輸特性改變，並試著利用在分離閘極與指狀閘極外加負偏壓使得二維電子氣形成一量子點(quantum dot)，觀察其傳輸性質。

未來工作可以繼續探討當二維電子氣形成一量子點後，此量子點在磁場下之物理行為【5】，以及在窄通道內加入一時空週期性變化之位能，其所產生的量子抽運效應(quantum pumping effect)。在窄通道內加入時空週期性位能所產生的效應，已有理論方面的預測【8】【9】【10】，但在實驗量測上的困難是否能克服，以及量測出的結果與理論預測是否相同，這些都是未來必須進行的重要工作。

參考文獻

- 【1】 D.J. Thouless, Phys. Rev. B **27**, 6983 (1983)
- 【2】 M.Switkes, C.M.Marcus, K.Campman, A.C.Gossard, Science **283**, 1905 (1999)
- 【3】 C.S. Tang and C.S. Chu, Solid State Commun. **120**, 353 (2001)
- 【4】 C.T Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **81**, 3507 (1998)
- 【5】 C.T Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie, and M. Pepper, Appl. Phys. Lett. **76**, 1134 (1999)
- 【6】 The Quantum Hall Effects, eds.R.R. Prange and S.M. Girvin (Springer, New York, 1987)
- 【7】 Electronic Transport in Mesoscopic Systems, S.Datta, (Cambridge Univ Press, Cambridge, 1995)
- 【8】 C.S. Tang and C.S. Chu, Physica B **292**, 127 (2000)
- 【9】 C.S. Tang and C.S. Chu, Phys. Rev. B **60**, 1830 (1999)
- 【10】 C.S. Tang and C.S. Chu, Phys. Rev. B **53**, 4838 (1996)
- 【11】 Transport in nanostructures, D.K.Ferry et al.(Cambridge University Press, New York, 1997)
- 【12】 B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J. G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988)
- 【13】 C.T Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith, D.A. Ritchie, and M. Pepper, Appl. Phys. Lett. **75**, 2975 (1999)
- 【14】 K.J. Thomas, M.Y. Simmons, J.T. Nicholls, D.R. Mace, M. Pepper, and D.A. Ritchie, Appl. Phys. Lett. **67**, 109 (1995)
- 【15】 S.J. Koester, B. Brar, C.R. Bolognesi, E.J. Caine, A. Patlach, E.L. Hu, H. Kroemer, and M.J. Rooks, Phys. Rev. B **53**, 13063 (1996)
- 【16】 K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M. Pepper, W.R. Tribe, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie, Phys. Rev. B **61**, 13365 (2000)
- 【17】 L. Worschech, F. Beuscher, and A. Forchel, Appl. Phys. Lett. **75**, 578 (1999)
- 【18】 I. Zailer, J.E.F. Frost, V. Chabasseur-Molyneux, C.J.B Ford, and M. Pepper,

Semicond. Sci. Technol. **11**, 1235 (1996)

【19】 C.T Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie, and M. Pepper, Phys. Rev. B **60**, 10687 (1999)

【20】 N.K. Patel, J.T. Nicholls, L. Martin-Moreno, M. Pepper, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, and G.A.C. Jones, Phys. Rev. B **44**, 13549 (1991)

【21】 半導體元件物理與製作技術, 施敏, 高立出版社, 民國九十年

【22】 VLSI 製造技術, 莊達人, 高立出版社, 民國八十六年

