

國立交通大學

電子物理系

碩士論文

鄰近環境對介觀量子通道電性質的影響

Effect of Local Environment to the Electrical Properties of
Mesoscopic Quantum Channels

研究生：王漢賢

指導教授：許世英 教授

中華民國一〇三年七月

鄰近環境對介觀量子通道電性質的影響

學生：王漢賢

指導教授：許世英 教授

國立交通大學電子物理學系碩士班

摘 要

本論文探討由分離閘極侷域的類一維窄通道在低溫時電性傳輸受其鄰近環境的影響。我們利用微影技術在具有高遷移率的二維電子氣的 GaAs/AlGaAs 異質結構樣品上製作六支相鄰的獨立金屬閘極，透過施加負偏壓於金屬閘極同時獨立控制窄通道寬度及其附近的位能阱，亦可改變樣品的溫度，觀察這些鄰近環境因子對其電性質的影響。

我們首先確認單一窄通道的品質，在閘極偏壓對窄通道電導的關係量測中觀察到量子化電導，在源極-汲極能譜圖中可觀察到明顯的次能帶結構以及零偏壓異常峰值，兩者皆隨著溫度、雜質分布和窄通道幾何形狀的不同而變化，其中零偏壓異常峰值觀察到隨溫度升高而消失。

對一固定寬度的窄通道，改變鄰近其它閘極的偏壓，推測雜質電荷累積造成的散射點使得窄通道的電導值展現額外一微小峰值，以及，在費米能量附近兩相鄰窄通道內的次能帶錯位時，會產生一反射電子與原先流經固定通道寬度的窄通道的電子相干涉，造成了固定通道寬度的窄通道電導曲線的震盪行為。

Effect of Local Environment to the Electrical properties of Mesoscopic Quantum Channels

Student: Han-Sian Wang

Advisor: Dr. Shih-Ying Hsu

Department of Electrophysics
National Chiao Tung University

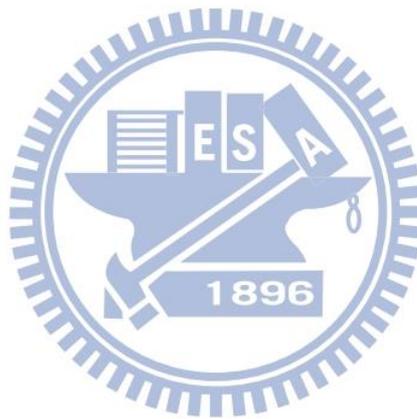
ABSTRACT

We have studied the effect of local environment on the electrical properties of gate confined quasi-one-dimensional channels at low temperature. By lithographic technique, six isolated nearby metal gates were fabricated on high mobility GaAs/AlGaAs heterostructure. The channel width and nearby potential profiles can be varied by individually biasing these metal gates. The temperature of the sample is also easily controlled. This work focused on the response of the electrical properties of the channel to local environmental factors.

The observation of quantized conductance secures the quality of each narrow channel. The source-drain spectroscopy demonstrates subband structure and zero bias anomaly notably. Both source-drain spectroscopy and zero bias anomaly are sensitive to temperature, impurities and the shape of narrow channels. The zero bias anomaly peak decreases with increasing temperature.

For a channel of a fixed width, a very small conductance peak appears upon varying nearby gates' voltage ascribing to additional scattering points which

arise from accumulated charges of impurities. In the other split gate configuration, we find that electrons would be backscattered due to misaligning subband bottoms of two adjacent quasi-one dimensional channels. The backscattered electrons would interfere with the original current leading to the conductance oscillations by continuously changing the energy levels of the adjacent narrow channel.



誌謝

一眨眼碩班生涯落幕了，回首當初進入交大的情景仍歷歷在目，儘管一路走來起起落落，但都是幫助我成長的經驗養分，如今畢業在即，心中充滿感激與懷念。

首先要感謝我的指導教授 許世英老師一直以來不厭其煩地教導，尤其是實驗不如意時您的寬容與耐心指導，讓實驗逐步上軌道，過程中的訓練與經驗著實讓我惠益良多。

再來要感謝的就是 黃馨慧學姊了，感謝您當初忙碌於畢業論文之際仍撥冗鉅細靡遺地教導製程細節和實驗上的經驗分享，更感謝您撥空回來教導低溫與量測系統的使用，祝您工作順利賺大錢！！！！

感謝實驗室大家的陪伴和實驗上的切磋討論，惠潔學姊的談笑生風讓我能快速地融入實驗室，希望您未來無論攻博或工作都保有一貫既有的熱情^^ 感謝柯昇老人在實驗上的切磋和分享，還有婉婷在實驗上的陪伴和合作，未來我們三人會懷念一同排除儀器困難後的那份喜悅嗎！？也謝謝鉦凱、逸杰豐富了實驗室生活，尤其是在後期量測和論文撰寫時的陪伴和互相打氣，祝福大家畢業後都能如魚得水、蒸蒸日上。

特別感謝電物系羽大夥們帶來的歡樂和比賽的感動，讓我在繁忙的研究之餘仍可持續這項休閒運動，加油！另外，我得感謝所有鼓勵過我的朋友和大學學長，謝謝你們。

我最要感謝的是我的家人，謝謝你們一直以來的陪伴、支持、鼓勵和體諒包容，讓我能專心地完成碩士學位，最後，我畢業了，願這份喜悅與你們分享。

目 錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
致謝.....	iv
目錄.....	v
圖目錄.....	vii
表目錄.....	xi
第一章 緒論.....	1
第二章 二維電子氣與類一維系統的電性傳輸特性.....	4
2.1 AlGaAs/GaAs 二維電子氣系統.....	4
2.1.1 二維電子氣基板組成.....	5
2.1.2 二維電子氣的特徵值-電子密度和遷移率.....	6
2.2 理論背景.....	11
2.2.1 量子化電導(quantized conductance).....	11
2.2.2 0.7 結構(0.7 structure).....	14
2.2.3 束縛能態(bound state).....	17
第三章 樣品製作與量測系統.....	22
3.1 樣品製作.....	23
3.1.1 製作流程.....	24
3.1.2 光微影製程.....	27
3.1.3 電子束微影製程.....	30
3.1.4 溼式蝕刻.....	33

3.1.5 熱蒸鍍沉積.....	33
3.1.6 熱退火.....	36
3.2 低溫系統與電性量測.....	37
3.2.1 ^3He 低溫系統.....	37
3.2.2 歐姆接觸檢測.....	39
3.2.3 漏電流檢測.....	40
3.2.4 電性量測.....	41
3.2.5 源極-汲極電位量測.....	43
第四章 實驗結果分析與討論.....	44
4.1 類一維窄通道.....	44
4.2 窄通道的量子化電導.....	45
4.2.1 窄通道寬度與平台數目的關係.....	49
4.2.2 溫度對電導值的影響.....	52
4.2.3 不對稱閘極偏壓對電導值的影響.....	54
4.2.4 控制閘極對電導值的影響.....	55
4.3 源極-汲極電位分析.....	56
4.4 兩相鄰一維窄通道電性傳輸的相互影響.....	62
第五章 結論.....	74
參考文獻.....	76

圖目錄

圖 2-1 Dr. V. Umansky 團隊所提供樣品編號 8-429 的各膜層結構以及 GaAs/AlGaAs 異質介面能帶示意圖[19]。.....	5
圖 2-2 Hall bar 結構及磁電阻量測示意圖。.....	6
圖 2-3 Cage 等 1985 年在 modulation doped GaAs 半導體薄膜上進行磁電阻量測，在高磁場觀察到縱向電阻的震盪行為及橫向電阻的階梯結構[20]。.....	8
圖 2-4 二維系統的電子能態在 k-space 的分布形式，左右圖分別為無磁場及外加磁場垂直於二維平面的電子能態分布[21]。.....	9
圖 2-5 外加磁場垂直二維電子氣電子態密度與能量關係圖。.....	10
圖 2-6 外加閘極負偏壓，位障影響侷域出類一維窄通道示意圖。.....	11
圖 2-7 (a)擴散式傳輸示意圖；(b) 彈道式傳輸示意圖。.....	12
圖 2-8 類一維窄通道拋物線位勢前 4 個次能帶在 k-space 的能帶示意圖。.....	13
圖 2-9 1988 年 van Wees 等入量測量量子尖端接觸電導與閘極電壓的關係圖，發現了量子化電導平台結構，共觀測到 11 個電導平台[1]。.....	14
圖 2-10 1996 年 Thomas 等人於一維窄通道電導量測中首先發現 0.7 結構；(a) 0.7 結構與外加平行磁場的關係；(b) dG/dV_g 隨磁場增大 0.7 峰值發生分裂；(c) 0.7 結構與溫度的關係圖[2]。.....	15
圖 2-11 2002 年，S. M. Cronenwett 等人探討 0.7 結構發生原因，電導隨著溫度變化的關係圖，發現溫度愈低時 0.7 結構也漸漸消失[9]。.....	16
圖 2-12 束縛能態對 detector QPC 電導影響的理論計算圖[12]。.....	18
圖 2-13 (a)2007 年 Bird 團隊研究束縛能態使用的閘極結構圖；(b)束縛能態對 detector QPC 電導變化的量測[14]。.....	19
圖 2-14 (a)震盪峰值隨溫度變化關係圖；(b)震盪峰值高度 Δ 與半高寬 Γ_{HM} 對溫度的關係圖。detector QPC : G_7 和 G_8 ; swept QPC : G_1 和 G_2 [14]。.....	20
圖 2-15 (a) V_D 改變對應震盪峰發生位置及振幅關係圖；(b) $G_D > g_0$ 和 $G_D < g_0$ 時，對應峰值高度 Δ 與半高寬 Γ_{HM} 變化圖[14]。.....	20
圖 2-16 Fano form 擬合不同 QPC 間距的電導曲線圖及對應的 q 值[16]。.....	21

圖 3-1 樣品製作及量測實驗流程圖。.....	22
圖 3-2 (a)光微影完成影像的 SEM 圖；(b)電子束微影完成影像的 SEM 圖，位於(a)的正中區域。.....	23
圖 3-3 分別為三道光微影光罩設計圖；(a)Hall bar 平台結構設計；(b)歐姆接觸結構設計；(c)金屬閘極結構設計。.....	25
圖 3-4 室溫下，絕緣層絕緣性量測 IV 曲線圖。.....	26
圖 3-5 三道電子束微影製程結構 SEM 影像圖：(a)分離閘極結構，樣品中最小也最主要的結構；(b)深黑色為絕緣層，上面覆蓋控制閘極；(c)控制閘極與跨線閘極連接分離閘極和光微影結構。.....	27
圖 3-6 光微影製程光阻圖形轉變對應圖。.....	29
圖 3-7 電子束微影製程阻劑與沉積金屬變化流程圖。.....	32
圖 3-8 熱蒸鍍系統示意圖，左圖為石英震盪片、樣品和鍍料三者相對位置關係；右圖為系統內部俯視圖。.....	35
圖 3-9 熱退火系統結構示意圖。.....	36
圖 3-10 ^3He 低溫系統結構示意圖。左圖為 sorb 溫度設定 40K 時 ^3He 凝結於 ^3He pot，右圖為停止 sorb 上的加熱器加熱， ^3He 逐漸揮發讓樣品降至最低溫。.....	38
圖 3-11 (a)兩點量測電路示意圖；(b)四點量測電路示意圖。.....	39
圖 3-12 漏電流檢測電路示意圖。.....	40
圖 3-13 (a)定電流源量測電路圖；(b)定電壓源量測電路圖。.....	42
圖 3-14 源極、汲極電位量測電路圖。.....	43
圖 4-1 元件結構於電子顯微鏡的拍攝影像。(a)樣品結構 F1，兩側閘極的間距(Se)為 1000nm；(b)樣品結構 F2，兩側閘極的間距為 550nm；(c)樣品結構 F3，兩側閘極的間距為 450nm。.....	44
圖 4-2 樣品結構 F2 的結構圖以及各閘極與歐姆接點之編號。.....	46
圖 4-3 黑色曲線是結構 F2 樣品各個窄通道的電導與閘極偏壓關係圖，紅色曲線是電導對閘極偏壓的微分；(a) G_1G_2 ；(b) G_1G_6 ；(c) G_4G_5 ；(d) G_1G_4 ；(e) G_1G_5 ；(f) G_1G_3 ；其中 G_1G_2 、 G_1G_4 與 G_1G_3 所使用的四點量測接點為 O_1 、 O_2 、 O_7 和 O_8 ，而 G_1G_6 、 G_1G_5 與 G_4G_5 所使用的四點量測接點為 O_5 、 O_6 、 O_7 和 O_8 。.....	48

- 圖 4-4 通道寬度與平台數目的關係圖，黑色和紅色直線分別是用無限位能井和拋物線位能井計算通道寬度的理論值，圖中六個點是結構 F2 樣品六個窄通道的寬度設計(對應 y 軸)及有效寬度下的平台數目(對應 x 軸)。**50**
- 圖 4-5 樣品結構 F1 中 G_1G_2 一維窄通道的溫度變化對量子化電導影響的量測，共有 $T=1.9、1.6、1.3、0.9、0.4、0.3$ K 六個溫度變化。**52**
- 圖 4-6 樣品結構 F1 不對稱閘極偏壓的電導量測曲線圖， G_1 偏壓分別控制在 $N=3、2、1、0.7$ ，量測溫度約 0.3 K；另外， $T=0.67$ K 時再次量測 $G_1(N=3)S_2$ 。**54**
- 圖 4-7 控制閘極偏壓對一維窄通道電導曲線的影響，曲線由右到左分別是 $V_T=0、0.2、0.4$ V 的電導曲線，量測溫度約在 0.3 K。**55**
- 圖 4-8 調變源極汲極電壓($V_{sd} \neq 0$)時，源極和汲極的化學位勢對應一維窄通道次能帶能階的示意圖[22]。**56**
- 圖 4-9 結構 F2 樣品中 G_1G_6 窄通道的 source-drain spectroscopy 量測，左右圖分別是用對稱和不對稱閘極偏壓來控制窄通道寬度。**57**
- 圖 4-10 source-drain spectroscopy 中三個不同電導分別對應的能帶示意圖。**58**
- 圖 4-11 (a)、(b)、(c)分別是結構 F2 中的 G_1G_6 窄通道在 2.7K、1.5K、 <0.6 K 下量測的 source-drain spectroscopy；(d) 結構 F2 中的 G_1G_4 窄通道在 ~ 0.3 K 時的 source-drain spectroscopy。**59**
- 圖 4-12 結構 F1 中的 G_1G_2 窄通道在 ~ 0.3 K 時的 source-drain spectroscopy，左右圖分別是用對稱和不對稱閘極偏壓來控制窄通道寬度。左圖中曲線震盪是因為取點的 time constant 設定太小所致，增大後量測右圖時獲得改善。**61**
- 圖 4-13 (a)樣品結構 F2 各閘極與歐姆接點之編號；(b)束縛態能量測配置圖，黑色閘極為 detector QPC，紅色閘極為 swept QPC，箭頭指示電流方向；(c)單獨量測 G_1G_2 窄通道的電導，固定 G_1 的偏壓，僅靠 G_2 來改變通道寬度。**63**
- 圖 4-14 以 G_1G_6 為 detector QPC，將其控制在不同寬度下，同時把 G_1G_2 作為 swept QPC，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖；(a)通道寬度控制於 $G_D=5g_0$ ；(b) 通道寬度控制於 $G_D=4g_0$ ；(c) 通道寬度控制於 $G_D=3g_0$ ；(d) 通道寬度控制於 $G_D=2g_0$ ；(e)通道寬度控制於 $G_D=1g_0$ 。**64**
- 圖 4-15 以 G_1G_6 為 detector QPC，將其分別控制在 $N=4,3,2,1 g_0$ 寬度下，同時把 G_2 和 G_3 作為 swept QPC，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖。**66**
- 圖 4-16 G_4G_5 為 detector QPC，將通道寬度分別控制在 $N=3,2,1 g_0$ 下，同時把 G_2 和 G_3 作為 swept QPC，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖。**67**

圖 4-17 (a) G_4G_5 為 detector QPC，並將通道寬度分別控制在 $N=5,4,3,2,1 g_0$ ，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖，黑色曲線是將 G_1 和 G_2 作為 swept QPC，紅色曲線是僅將 G_1 作為 swept QPC，量測方式分別對應了 (b) 和 (c) 圖。.....68

圖 4-18 博班學長劉凱銘的實驗數據 (a) R-B 窄通道的電導曲線，左上插圖為樣品閘極結構，右下插圖為 detector QPC 和 swept QPC 次能帶 misaligned 造成反射電流的示意圖；(b) 不同控制閘極電壓下 ($V_T=0, -0.5, -0.8, -1.2, -1.5$ V)，R-B 窄通道的電導隨 V_A 偏壓變化的震盪曲線[22]。.....69

圖 4-19 將圖 4-17 中紅色曲線的縱軸改為 G' ，橫軸改為 $\sqrt{|V_s|}$ ，圖 (a)~(e) 依序是 detector QPC 通道寬度為 $N=5,4,3,2,1 g_0$ 座標轉換後的震盪曲線。.....70

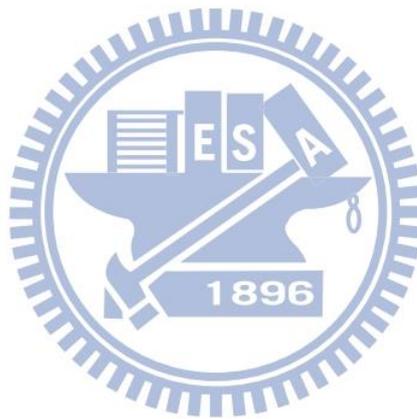
圖 4-20 將圖 4-17 中黑色曲線的縱軸改為 G' ，橫軸改為 $\sqrt{|V_s|}$ ，圖 (a)~(e) 依序是 detector QPC 通道寬度為 $N=5,4,3,2,1 g_0$ 座標轉換後的震盪曲線。.....71

圖 4-21 將圖 4-3(d) 中紅色曲線的橫軸改為 $\sqrt{|V_s|}$ ，並標上週期擬合線。.....72



表目錄

表 4-1 樣品結構 F2 各個窄通道的截止電壓以及其設計寬度與無限位能井和拋物線位能井兩種通道模型的理論寬度。.....	51
---	----



第一章 緒論

隨著七、八零年代奈米微結構製作技術以及磊晶技術的突破，至今，半導體產業元件尺寸在 20 nm 製程技術已趨近成熟並持續往 10 nm 製程發展，在學術研究方面，因結構尺寸進入介觀範疇，電子的平均自由路徑和相位同調性長度大於元件的特徵長度，其中典型的系統是由 GaAs/AlGaAs 異質界面形成的二維電子氣(two dimensional electron gas, 2DEG)，電子具有高遷移率(mobility)和較長的平均自由路徑，進入了彈道式傳輸範疇，因而許多量子現象得以一一顯現。

1988 年 van Wees 和 Wharam 等人在量子尖端接觸(quantum point contact, QPC)形成的類一維窄通道電性傳輸研究中，發現其具量子化電導的傳輸特性[1]，開啟了後續實驗相繼投入相關領域的研究，包含在不同幾何形狀的微結構形成的量子點或量子線，改變不同的外在條件諸如：磁場、溫度、載子密度、源極-汲極偏壓(source-drain bias)等，觀察對量子化電導現象的影響；抑或研究多個量子結構組合的傳輸特性，例如串聯形式的量子尖端接觸系統(QPCs)，以及非串聯形式的兩對量子尖端接觸之間電性傳輸的相互影響。

在類一維窄通道量子化電導研究中，除了有電導 $2e^2/h$ 整數倍的平台結構之外，還發現了一電導值小於 $2e^2/h$ 的平台結構，此結構為 0.7 結構(0.7 structure) [2-9]，對此許多研究團隊提出不同的理論企圖解釋其物理機制並設計實驗驗證，其中有一理論是認為此結構是由束縛態(bound state)所造成，在類一維窄通道接近關閉時，通道內的自旋簡併態會自動分裂，產生

僅單一自旋電子占據的次能階，此受侷域的單一自旋電子即為束縛態；2003 年，Bird 團隊在研究兩相鄰非串聯的 QPC 之間的相互影響時，發現其中一對 QPC 通道接近關閉時，與其相鄰的第二對 QPC 的電導有一震盪峰值，Bird 團隊於次年提出相關理論，認為此電導震盪峰是由第一對 QPC 通道接近關閉時產生的束縛態所引起[10-17]。另外，在類一維窄通道的源極-汲極能譜(source-drain spectroscopy)分析方面，發現了零偏壓異常(zero bias anomaly, ZBA)現象，透過磁場、溫度、載子密度和窄通道幾何形狀或長度的不同來觀察 ZBA 峰值的消長，其發生的確切原因目前仍有爭論，相關研究還在不斷地持續探討。

本實驗用的樣品結構延續實驗室之前幾何結構設計，以六支鄰近金屬閘極可以兩兩加負偏壓侷域出十多種不同形式的量子窄通道，可以做多樣性的相關電性研究，其一對於束縛態的研究相較於 Bird 團隊的設計，我們更有較獨立操控的選擇：固定一對 QPC 的電壓作為偵測器，同時改變鄰近第二對 QPC 的偏壓，觀察第二對 QPC 形成的類一維窄通道內的能階對第一對 QPC 電性傳輸的影響，進一步探討兩相鄰 QPC 之間的交互作用機制；除此之外，在對單一類一維窄通道作源極-汲極能譜分析方面，透過側向移動量子通道以及重複升降溫來改變量子通道中的雜質分布，探討溫度效應和雜質對源極-汲極能譜結構以及 ZBA 現象的影響。

本論文共分成五大章，大致的架構如下：

第一章 緒論

介紹實驗背景和動機以及整篇論文大致的架構。

第二章 二維電子氣與類一維系統的電性傳輸特性

介紹二維電子氣的形成原因和特徵值計算，並對類一維量子系統的電性傳輸特性和束縛態的理論作介紹。

第三章 樣品製作與量測系統

介紹樣品製作的流程和其應用的相關技術，以及後續量測使用的低溫系統和量測技術。

第四章 實驗結果分析與討論

觀察類一維窄通道在不同溫度、載子密度以及不對稱閘極偏壓侷域下的傳輸特性，並利用源極-汲極電位分析探討 ZBA 現象以及檢測金屬閘極侷域類一維窄通道的品質；最後，觀察兩相鄰類一維窄通道電性傳輸的相互影響，並針對量測結果推測其物理機制。

第五章 結論

總結實驗的發現與結果。

第二章 二維電子氣與類一維系統的電性傳輸特性

本章首先會介紹實驗使用的基板—二維電子氣，以及其特徵值—電子密度、遷移率的理論與計算；又本實驗樣品的結構為金屬閘極所組成的多組量子尖端接觸(Quantum point contact, QPC)，透過外加負偏壓於金屬閘極，來侷域下方二維電子氣形成一維窄通道，進一步探討兩相鄰一維窄通道電性傳輸的相互影響，因此會接著介紹低溫下一維窄通道的量子化電導，以及有關兩相鄰 QPC 交互影響的束縛態理論。

2.1 AlGaAs/GaAs 二維電子氣系統

二維電子氣顧名思義意指電子分布被侷限在二維平面上，通常由晶格常數和能隙相近的兩個半導體材料異質介面所組成，我們使用的系統是 AlGaAs/GaAs 異質結構，兩者介面接合時因能隙不同造成能帶彎曲，在垂直方向形成三角量子井，如圖 2-1 右圖所示，在費米能量以下只有基態可以填入，第一激發態與基態能量相差 150 meV，低溫下幾乎無法躍遷至第一激發態，因此第一激發態沒有電子占據，電子 z 方向運動被侷限，在 AlGaAs/GaAs 接面形成了二維電子氣。

由於 AlGaAs 與 GaAs 兩材料的晶格常數相近，加上 80 年代後分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)製程技術的成熟，金屬沉積有好的晶格排列，使得兩者形成的 AlGaAs/GaAs 異質接面缺陷大大減少，有較長的平均自由路徑和遷移率，在低溫下，電子平均自由路徑可高達數微米，而遷移率可達 $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ，系統進入了彈道式傳輸(ballistic transport)範疇，

適合用來探討低維度的量子傳輸現象，許多量子現象也已被發現，例如：Shubnikov-de Haas (SdH) Oscillation、 quantum Hall effect[18]等量子現象。

2.1.1 二維電子氣基板組成

本實驗使用的二維電子氣基板亦是由分子束磊晶技術製成，基板由以色列的 Dr. V. Umansky 團隊提供，為具低載子密度和高遷移率特性的二維電子氣基板，詳細的基板組成如圖 2-1 左圖所示，以 GaAs 塊材為基底，鍍上 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 薄膜形成異質介面，接著在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層中摻雜 Si 提高電子密度，並提供自由電子到二維電子氣層上，而因摻雜 Si 產生的游離離子在空間上透過未被摻雜質的 spacer layer 隔絕，以減少了二維電子氣的雜質散射，最後在最上方鍍上 GaAs 薄膜，提供些許的物理性保護以及防止氧化。

Surface cap	GaAs	10 nm
Gate barrier	36% AlGaAs	7 nm
Doping layer ($3 \times 10^{18} \text{ \#/cm}^3$)	36% AlGaAs	14 nm
Spacer	36% AlGaAs	60 nm
Buffer layer	GaAs	1.5 μm

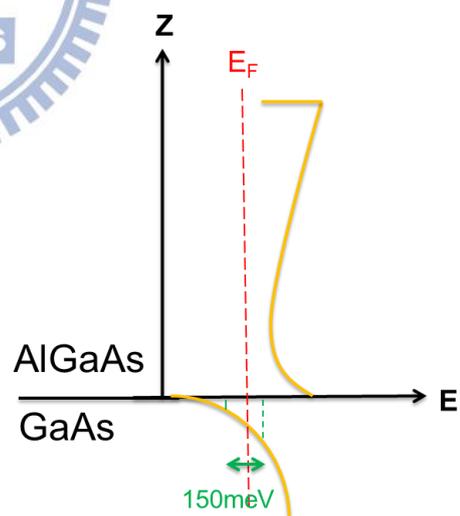


圖 2-1 Dr. V. Umansky 團隊所提供樣品編號 8-429 的各膜層結構以及 GaAs/AlGaAs 異質介面能帶示意圖[19]。

2.1.2 二維電子氣的特徵值- 電子密度和遷移率

二維電子氣特徵值—電子密度 n_s (carrier density) 和遷移率 μ (mobility) 可藉由外加垂直磁場於樣品表面進行霍爾量測求得，實驗上我們用溼式蝕刻方式限制電子的活動範圍，將二維電子氣層定義成 Hall bar 結構。一般的 Hall bar 結構如圖 2-2 所示，首先將電流端置於 Hall bar 長軸兩端，分別量測與電流方向平行的縱向壓降 $V_x=V_1-V_2$ 和與電流方向垂直的橫向壓降(即霍爾電壓) $V_H=V_2-V_3$ ，再利用幾何關係得到樣品的縱向及橫向電阻率：

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{J_x} = \frac{V_x}{I} \frac{W}{L} \quad ; \quad \rho_{yx} = \frac{E_y}{J_x} = \frac{V_H}{I} \quad (2.1)$$

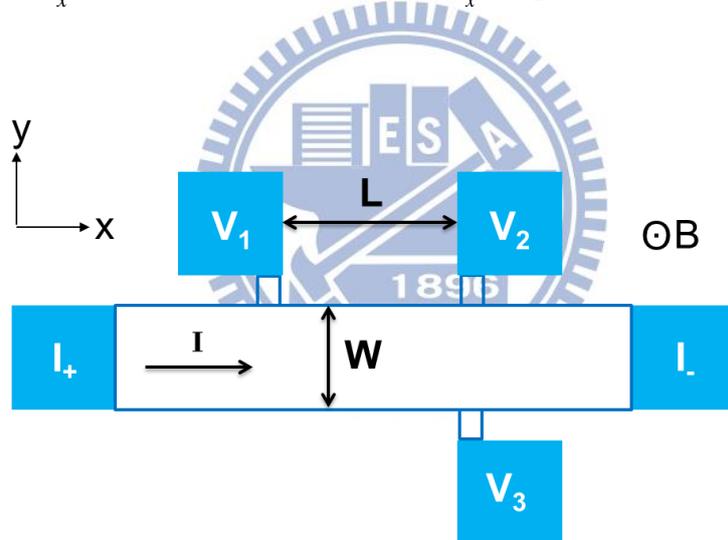


圖 2-2 Hall bar 結構及磁電阻量測示意圖。

我們可用古典電磁理論描述電子在外加磁場下的運動行為，利用杜爾模型(Drude mode)和矩陣力學推導出縱向電阻率 ρ_{xx} 、橫向電阻率 ρ_{xy} 和電子密度、遷移率的關係式。在穩態下，電子因散射損失的動量等於電子從電磁場所獲得的動量：

$$\frac{m\bar{v}_d}{\tau_m} = e[\bar{E} + \bar{v}_d \times \bar{B}] \quad ; \quad \left[\frac{dp}{dt} \right]_{scattering} = \left[\frac{dp}{dt} \right]_{field} \quad (2.2)$$

其中 \bar{v}_d 為漂移速度 (drift velocity), τ_m 為平均自由時間 (momentum relaxation time)。假設電子侷限於 x-y 平面上, 式(2.1)可寫成矩陣形式:

$$\begin{bmatrix} \frac{m}{e\tau_m} & -B \\ +B & \frac{m}{e\tau_m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

將電流密度 $\bar{J} = e\bar{v}_d n_s$ 、電導率 $\sigma \equiv |e|n_s\mu$ 以及遷移率 $\mu \equiv |e|\tau_m/m$ 等式代入式(2-3)中, 可得到電場與電流密度的關係式:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \sigma^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -\mu B \\ +\mu B & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

再將上式與電阻張量定義直接比較係數, 可得到縱向電阻率 ρ_{xx} 、橫向電阻率 ρ_{xy} 與子密度、遷移率的關係式:

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

最後將式(2.1)和式(2.5)合併整理, 即可得樣品的特徵值:

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

$$\mu = \frac{1}{|e|n_s\rho_{xx}} = \frac{I/|e|}{n_s V_x W / L} \quad (2.7)$$

由式(2.5)我們可知在外加磁場下, 縱向電阻率與磁場無關, 為一常數, 與電子密度和遷移率的乘積成反比關係, 而橫向電阻率隨磁場的變化呈線性關係, 斜率大小取決於電子密度, 因此我們可以藉由磁電阻量測得到二維電子氣系統的特徵值。

圖 2-3 是 Cage 等在 Hall bar 結構進行磁電阻量測的實驗數據[20]，在低磁場時，縱向電壓為一定值，而霍爾電壓與磁場成線性關係，皆符合古典電磁理論描述，但在高磁場時，縱向電壓出現了震盪行為，此震盪稱為 Shubnikov-de Haas(SdH) Oscillation，且橫向電壓有平台結構產生，這現象已非古典電磁理論所能解釋，在此必須引進藍道能階(Landau levels)的觀念來說明。

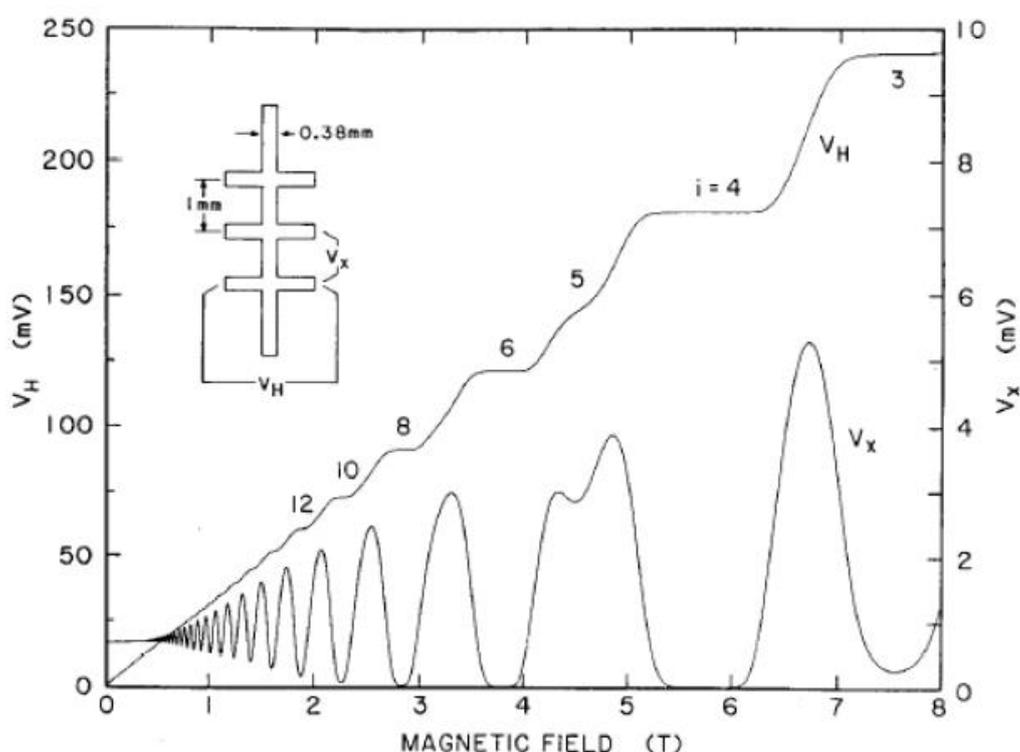


圖 2-3 Cage 等 1985 年在 modulation doped GaAs 半導體薄膜上進行磁電阻量測，在高磁場觀察到縱向電阻的震盪行為及橫向電阻的階梯結構[20]。

在無外加垂直磁場的情況下，考慮二維系統量子邊界條件的限制，可允許的態在 k 空間為間距相等的格子狀整齊排列；隨著施加的垂直磁場增大 ($kT \ll \hbar\omega_c$)，電子運動行為改變，態也重新排列，由原本的格子狀排列轉變為同心圓排列，如圖 2-4 所示，電子由內而外排列，每個同心圓擁

有相同的態數目，且在同一圓內的態有相同的能量 $(n-1/2)\hbar\omega_c$ ，這些不連續且呈同心圓分布的量子能階即是藍道能階。

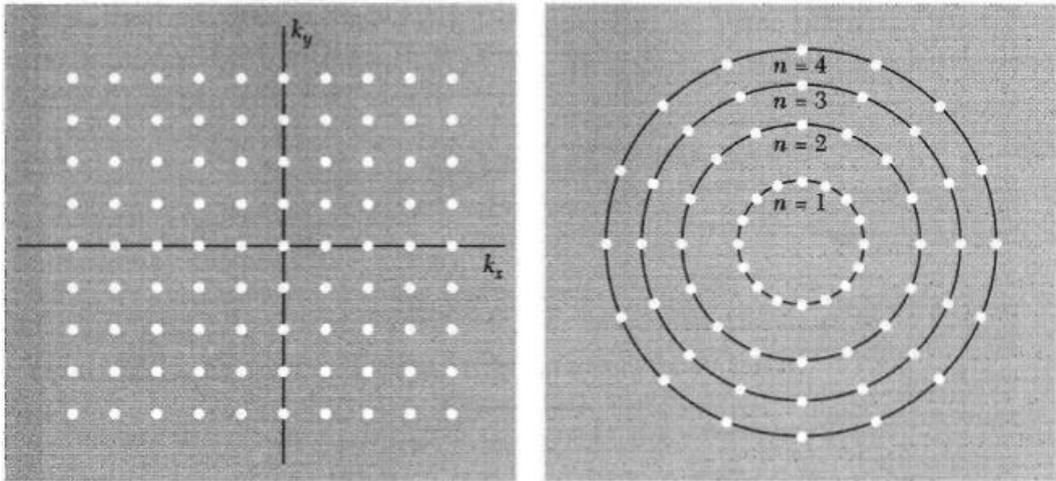


圖 2-4 二維系統的電子態在 k -space 的分布形式，左右圖分別為無磁場及外加磁場垂直於二維平面的電子態分布[21]。

在第 n 個同心圓上的電子能量為 $E_n = (n-1/2)\hbar\omega_c$ ， $n=1,2,3,\dots$ ，其中 $\omega_c = eB/m$ 是電子迴旋頻率；而電子在磁場下的態密度為：

$$\rho(E, B) = \frac{2eB}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \delta(E - E_n) \quad (2.8)$$

每個藍道能階的態密度為 $2eB/h$ ，如圖 2-5，當磁場增加時，各藍道能階的能量增加，各能階所允許的態數目也會增加，在特定磁場下，當電子正好填滿第 n 層時，因為無法提供自由電子，所以縱向電阻 R_{xx} 有一谷值，隨著磁場磁續加大，電子往 $n-1$ 層填補，當 n 層為半填滿的狀態，縱向電阻 R_{xx} 會有一峰值，因此隨著磁場的連續增加過程中，最外殼層電子由全填滿到半填滿，再到全填滿，如此反覆，造成了縱向電阻的震盪 (Shubnikov-de Haas Oscillation) 行為，且震盪谷值對應了橫向電阻的階梯位置。

兩相鄰的震盪峰其對應的藍道能階數相差為 1，假設分別對應的磁場為 B_1 及 B_2 ，我們可以寫出下式：

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

將上式移項簡化可得：

$$n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\frac{1}{B_1} - \frac{1}{B_2}} \quad (2.10)$$

在高磁場情況下，可利用式(2.10)計算二維電子氣的電子密度。

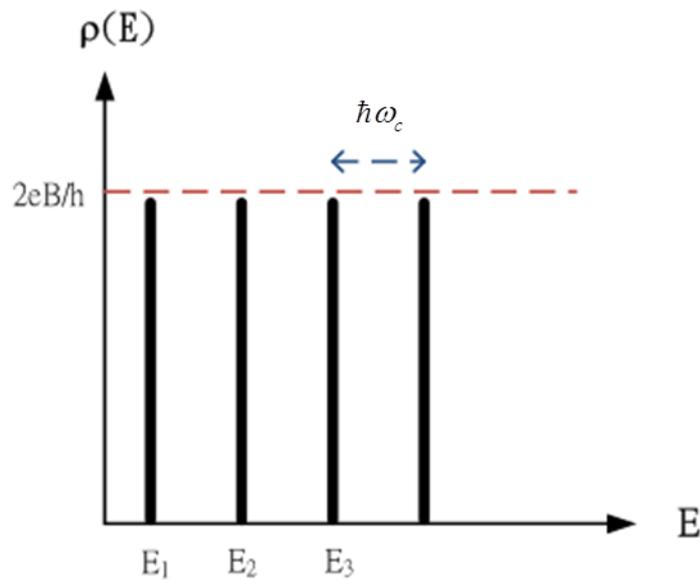


圖 2-5 外加磁場垂直二維電子氣電子態密度與能量關係圖。

2.2 理論背景

本實驗主要是探討兩相鄰一維窄通道電性傳輸的相互影響，因此本節會先介紹形成一維窄通道的量子尖端接觸(quantum point contact, QPC)，並介紹其低溫下量子化電導特性；最後介紹 Bird 團隊研究有關兩相鄰 QPC 交互影響的束縛能態理論。

2.2.1 量子化電導(quantized conductance)

量子尖端接觸結構如圖 2-6 所示，由兩支金屬閘極尖端相鄰而成，外加負偏壓於兩金屬閘極，便可在下方二維電子氣中間形成一維的窄通道。

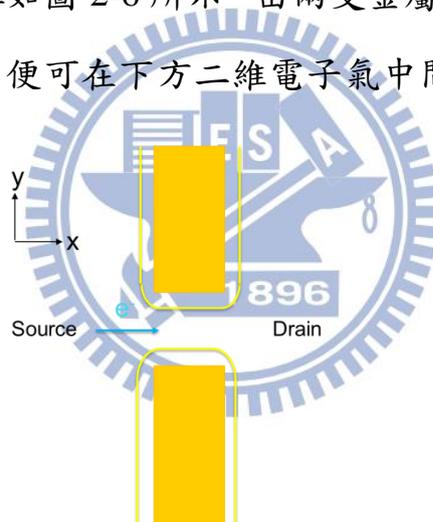


圖 2-6 外加閘極負偏壓，位障影響侷域出類一維窄通道示意圖。

量子化電導是電子在一維窄通道低溫下進行彈道式傳輸的量子特性，我們先區別巨觀、介觀與微觀系統的分別，當系統尺寸大於載子的相位同調長度(phase coherence length, l_ϕ)時屬於巨觀系統，傳輸過程載子經歷多次非彈性碰撞而失去相位同調性；反之，當系統尺寸小於載子的相位同調長度，則屬於介觀及微觀系統範疇，傳輸過程中因載子保持相位同調，因此可以觀察到許多量子干涉效應。

介觀系統顧名思義意指系統尺寸介於巨觀與微觀之間，尺度約為微米至奈米之間，在介觀系統下，根據樣品尺寸與平均自由路徑的相對關係，傳輸範疇可分為擴散式和彈道式傳輸，平均自由路徑(mean free path, l_m) 的定義是載子兩次彈性碰撞間所走的距離，若樣品尺寸大於載子平均自由路徑，為擴散式傳輸範疇，如圖 2-7(a) 所示；反之，若樣品尺寸小於載子平均自由路徑則為彈道式傳輸範疇，此傳輸範疇下電阻主要來自載子與樣品邊界的彈性碰撞，如圖 2-7(b) 所示。本實驗中樣品的通道長度(L)皆小於 1 微米，而所用的二維電子氣系統的平均自由路徑約為 10 微米，故本實驗載子傳輸範疇屬於彈道式傳輸範疇。

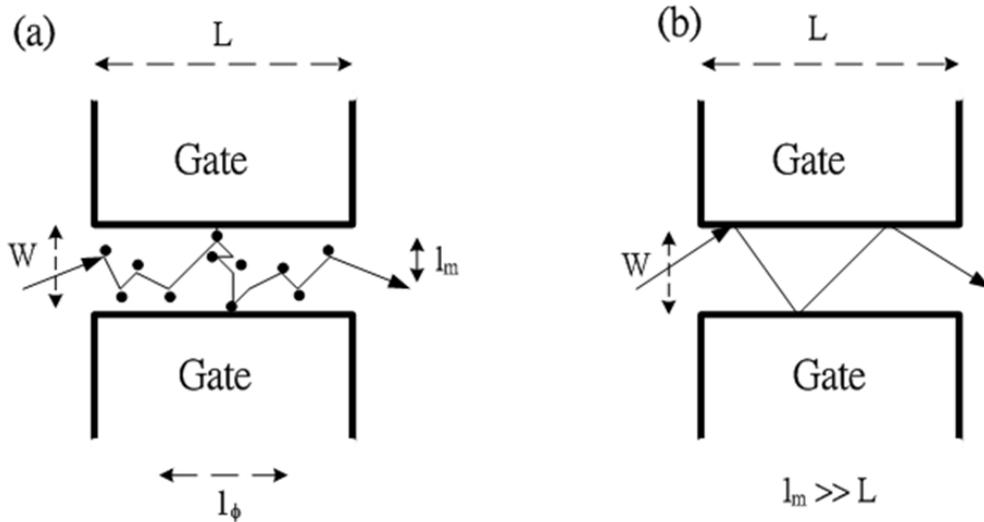


圖 2-7 (a)擴散式傳輸示意圖；(b) 彈道式傳輸示意圖。

考慮量子尖端接觸所形成的一維窄通道系統，我們假設電子於 x 方向進行傳輸，於 y 方向受到負偏壓形成的位能(通常用拋物線位能井描述)所影響，電子會填入量子化的次能階上，並且滿足薛丁格方程式，因此可以得到電子占據第 n 個能階所具有的能量：

$$E_n = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + eV_0, \quad n=1,2,3,\dots \quad (2.11)$$

式中第二項為在 x 方向上動能，第三項為閘極偏壓產生的靜電能。

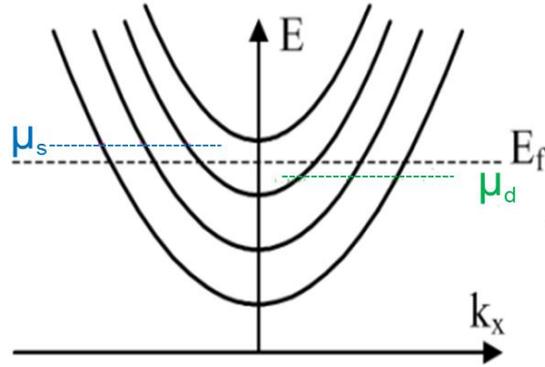


圖 2-8 類一維窄通道拋物線位勢前 4 個次能帶在 k -space 的能帶示意圖。

若在一維窄通道的兩端施加一電壓 V_{sd} ，會在費米能量附近形成 $\mu_s - \mu_d$ 的化學電位勢差，如圖 2-8 所示，則通過此窄通道的電流可以寫成：

$$I = e \sum_{n=1}^N \int_{\mu_d}^{\mu_s} \frac{1}{2} \rho_n(E) v_n(E) T_n(E) dE \quad (2.12)$$

其中 $\rho_n(E)$ 是電子一維的態密度， v_n 是次能帶的電子運動速度，兩者相乘為一常數， $T_n(E)$ 是位於次能帶 E_n 的電子通過窄通道的傳輸機率。通常施加的電壓差 V_{sd} 極小，可視傳輸電子的能量等於費米能量， $T_n(E) = T_n(E_F)$ ，則式(2.12)可整理成藍道方程(Landauer formula)：

$$G = \frac{I}{V_{sd}} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^N T_n(E_F) \quad (2.13)$$

又可將上式簡化成 $G = \frac{2e^2}{h} N$ ，其中 N 為窄通道內費米能量下的次能帶數目，電導是 $2e^2/h$ 的整數倍，故稱為量子化電導。

量子化電導現象由 van Wees 和 Wharam 等在 1988 年先後發現，於量子尖端接觸量測中，電導隨著閘極偏壓的改變具有平台結構，平台發生位置在 $2e^2/h$ 的整數倍，如圖 2-9 所示[1]。

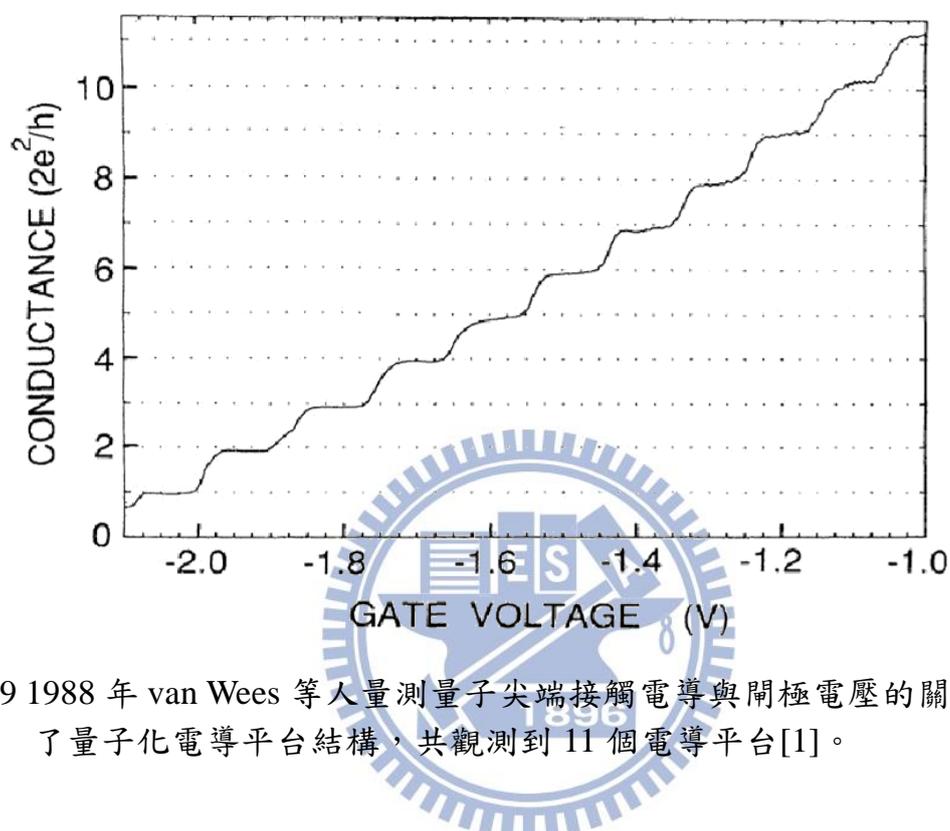


圖 2-9 1988 年 van Wees 等人量測量子尖端接觸電導與閘極電壓的關係圖，發現了量子化電導平台結構，共觀測到 11 個電導平台[1]。

2.2.2 0.7 結構(0.7 structure)

在閘極偏壓對一維窄通道電導的量測中，除了電導值有 $2e^2/h$ 整數倍的平台結構之外，1996 年，Thomas 等人首先發現了一電導值小於 $2e^2/h$ 的平台結構[2]，因平台大概發生在 $0.6 \sim 0.8 2e^2/h$ 的位置，故稱為 0.7 結構[2-9]，為了更進一步了解，Thomas 等人作外加平行磁場和溫度變化量測，結果顯示在圖 2-10，發現 0.7 結構隨著外加平行磁場增加至 13 Tesla，0.7 結構電導值下降至 $0.5 g_0$ ，在與溫度的關係量測方面，溫度愈高則 0.7 結構電導值會稍微下降，但因整數倍的平台結構式微而變得更加顯著。

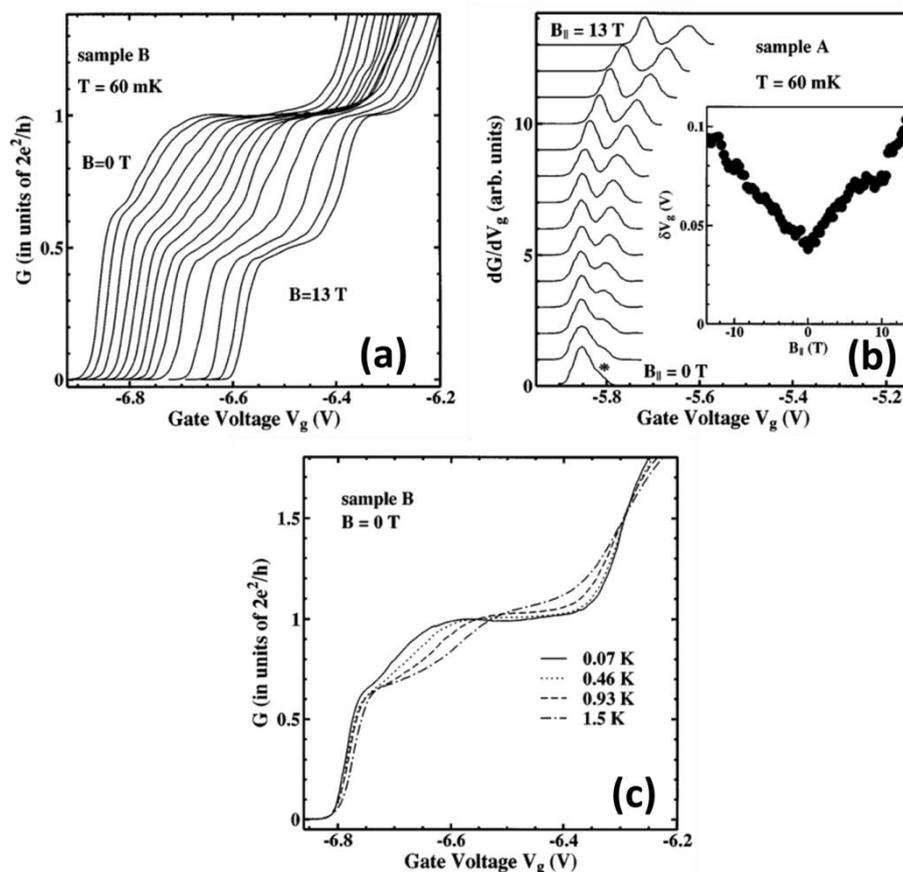


圖 2-10 1996 年 Thomas 等人於一維窄通道電導量測中首先發現 0.7 結構；(a) 0.7 結構與外加平行磁場的關係；(b) dG/dV_g 隨磁場增大 0.7 峰值發生分裂；(c) 0.7 結構與溫度的關係圖[2]。

0.7 結構發生原因目前學界尚無定論，因為在外加平行磁場下 0.7 結構往往出現分裂，例如圖 2-9(b)， dG/dV_g 曲線中 0.7 結構因外加平行磁場而分裂，並且隨著磁場的增大兩分裂峰值的距離也愈大，故普遍上認為與自發性的自旋極化(spontaneous spin polarization)相關[2, 8, 18]。

但也有研究認為 0.7 結構與 Kondo-like correlated spin state 有關[9]，S. M. Cronenwett 等人提出一維系統受近藤效應(Kondo effect)影響下與溫度函數相關的電導值為：

$$g = \frac{2e^2}{h} \left[\frac{1}{2} f\left(\frac{T}{T_K}\right) + \frac{1}{2} \right] \quad (2.14)$$

其中 T_K 是近藤溫度(Kondo temperature)且 $f(0) = 1$ ，所以當溫度愈小時，電導值漸漸趨近於 $1 g_0$ ，0.7 結構也跟著消失，如圖 2-11，圖中四條電導曲線由內而外溫度分別為：1.6 K、560 mK、210 mK、80 mK。

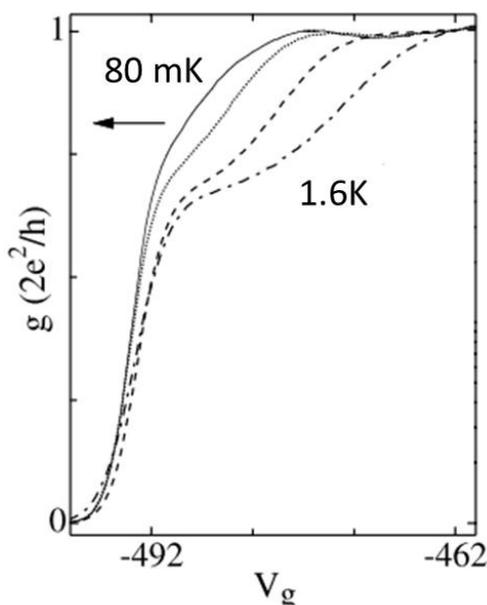


圖 2-11 2002 年，S. M. Cronenwett 等人探討 0.7 結構發生原因，電導隨著溫度變化的關係圖，發現溫度愈低時 0.7 結構也漸漸消失[9]。

另外，Bird 團隊認為 0.7 結構的發生是因為當類一維窄通道接近關閉時，電子的自旋簡併會自動分裂，在通道內形成一侷域的單一自旋電子束縛態所造成[10-17]。Bird 團隊是利用兩對 QPC 來驗證束縛態的存在，固定第一對 QPC 的通道寬度，再將鄰近第二對 QPC 的閘極偏壓改變直至通道關閉，看看鄰近第二對 QPC 接近關閉時第一對 QPC 的電導值有無變化，而本實驗探討一維窄通道之間電性傳輸的相互影響亦是使用此量測方式，但不只著重鄰近第二對 QPC 通道關閉時對第一對 QPC 的影響，由於實驗中可能會發生 QPC 通道關閉時產生束縛態的情況，故在下節介紹關於 Bird 團隊研究束縛態的方法與成果。

2.2.3 束縛態(Bound State)

早期束縛態理論的提出是為了解釋一維窄通道的量子化電導的 0.7 結構，本節將針對 Bird 團隊提出的束縛態理論作介紹：在幾近關閉的類一維窄通道附近安排各種不同組合排列的量子尖端接觸，研究其之間的交互作用及作用機制來驗證束縛態的存在。

2003 年，Bird 團隊首次觀察到兩鄰近量子尖端接觸間的電導異常震盪，其實驗架構如下：固定一對 QPC 的閘極偏壓作為 detector QPC，同時改變鄰近第二對 QPC 的閘極偏壓作為 swept QPC 使通道逐漸變窄。當 swept QPC 窄通道接近關閉時，發現 detector QPC 的電導有一震盪峰值，Bird 團隊認為此電導震盪峰值是由 swept QPC 通道接近關閉產生的束縛態與 detector QPC 交互作用所引起，於次年提出相關理論，並推導出此電導變化為[12]：

$$\Delta g = \frac{2e^2}{h} \frac{|T|^2}{4} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{E_F - \varepsilon_0 - n\hbar\omega_y} \times \sum_{\sigma} \frac{E_F - \varepsilon_{\sigma} - U\langle n_{\sigma} \rangle}{(E_F - \varepsilon_{\sigma} - U\langle n_{\sigma} \rangle)^2 + (\Delta_{\sigma} + \pi_{\sigma})^2} \quad (2.15)$$

其中， $|T|^2$ 為 detector QPC 及 swept QPC 間的電子穿隧機率， $\hbar\omega_y$ 為 detector QPC 內的橫向限制能量， ε_{σ} 為自旋電子的能量， ε_0 為最低次能帶的能量，N 為被佔據次態數目， $\Delta_{\sigma} + \pi_{\sigma} = \Gamma$ 可視為與自旋無關的 detector QPC 內單一能階的能量總寬度。將下列參數帶入式(2.15)：U=0.6meV、 $E_F - \varepsilon_0 = 10\text{meV}$ 、 $\hbar\omega_y = 3\text{meV}$ 、 $\Gamma = 0.02\text{meV}$ 、 $|T| = 0.08\text{meV}$ ，再對費米能與束縛態的能量差作圖，如圖 2-12，由圖可知當費米能量接近束縛態能量時有一電導峰值變化[12]。

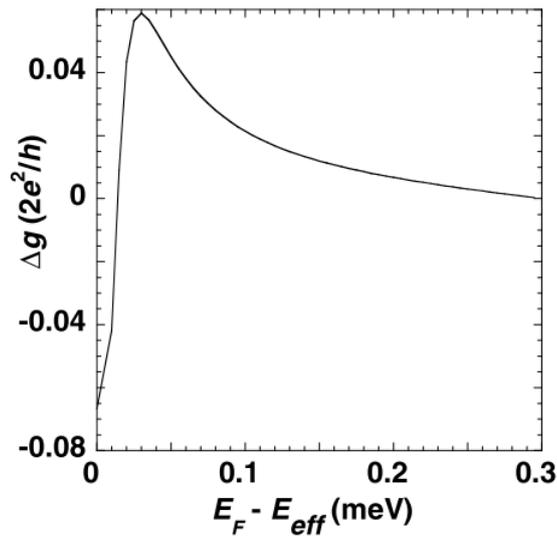


圖 2-12 束縛態對 detector QPC 電導影響的理論計算圖[12]。

之後，2007 年 Bird 團隊對束縛態對鄰近窄通道的影響作更進一步的探討，使用具可多元配對組合的量子尖端接觸，樣品結構如圖 2-13(a)所示，使用八支獨立的金屬閘極，兩兩成對便可形成一類一維窄通道，以圖 2-13(b)為例，固定 G_5 和 G_6 的閘極偏壓 (V_D) 作為 detector QPC，選擇其上方鄰近的 G_3 和 G_4 作為 swept QPC，其餘未使用的 QPC 接地，量測於 4.2K 下進行，首先，單獨量測 swept QPC 的電導值 (G_S)，結果如圖 2-13(b) 中的黑色曲線，電導值對應右方的 Y 軸，此通道沒有量子化電導平台發生，唯可觀察到 0.7 結構；確認 swept QPC 的通道可以完全關閉後，接著固定 detector QPC 的閘極偏壓同時改變 swept QPC 的偏壓，量測 detector QPC 的電導值 (G_D)，結果如圖 2-13(b) 中紅色曲線，電導值對應左方 Y 軸，可以明顯地觀察到當 swept QPC 到達截止偏壓後 detector QPC 電導值有一峰值產生。

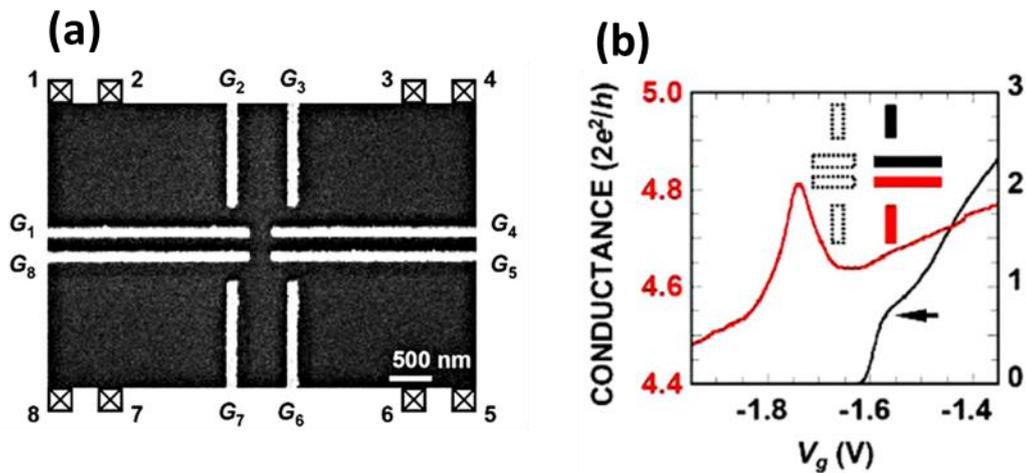


圖 2-13 (a)2007 年 Bird 團隊研究束縛態使用的閘極結構圖；(b)束縛態對 detector QPC 電導變化的量測[14]。

似乎如同先前所推論，0.7 結構起因於 swept QPC 通道接近關閉時形成束縛態，此束縛態並對鄰近窄通道電導值產生影響，為了更進一步確定 0.7 結構與 detector QPC 電導峰值的關係，利用 0.7 結構於系統較高溫度時便消失的這一特性，Bird 團隊對溫度與電導峰值的關係進行量測，量測結果如圖 2-14 所示，系統溫度在 8 K 以下，電導峰值維持在一飽和定值，當溫度繼續上升大於 8 K 時， G_D 震盪峰的振幅隨著溫度上升而減小，當溫度到達 35K 時，震盪峰振幅幾乎為零，過程中震盪峰的半高寬 (full width at half maximum, FWHM) 維持不變，此結果間接說明了 G_D 震盪峰值是由與 0.7 結構相關的束縛態所造成，而不是 detector QPC 內部能階的交互作用所造成；此外，隨著溫度上升，swept QPC 需要施加更多的閘極負偏壓才會出現 G_D 震盪峰，這表示系統溫度增加時，內部各能階的能量也增加，需要更多的能量才能侷域出單一自旋電子的束縛態。

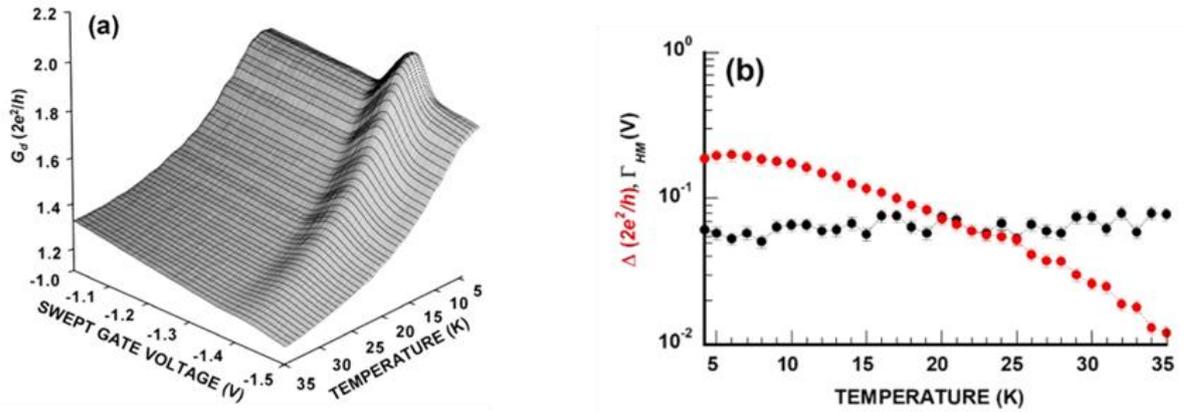


圖 2-14 (a) 震盪峰值隨溫度變化關係圖；(b) 震盪峰值高度 Δ 與半高寬 Γ_{HM} 對溫度的關係圖。detector QPC： G_7 和 G_8 ；swept QPC： G_1 和 G_2 [14]。

另一方面，Bird 團隊還進行了 V_D 與震盪峰值的關係量測，觀察到當 $G_D > g_0$ 時震盪峰振幅大小與發生位置均保持不變，但 $G_D < g_0$ 時震盪峰逐漸消失，如圖 2-15，再次說明了此震盪峰是由束縛態與 detector PQC 兩者間的交互作用所造成。

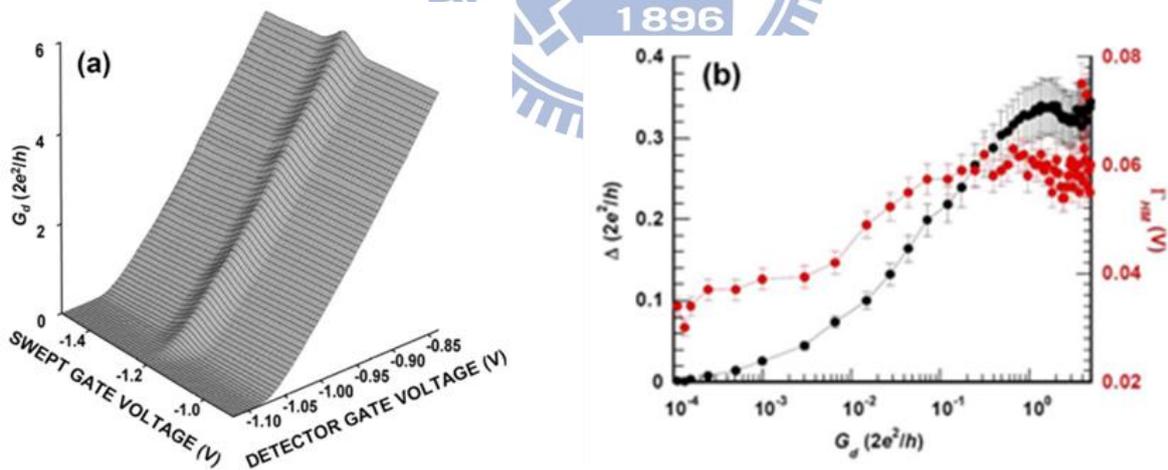


圖 2-15 (a) V_D 改變對應震盪峰發生位置及振幅關係圖；(b) $G_D > g_0$ 和 $G_D < g_0$ 時，對應峰值高度 Δ 與半高寬 Γ_{HM} 變化圖[14]。

2009 年，Bird 團隊延續先前的閘極結構，對電導峰值與兩對 QPC 間距的關係進行量測，發現隨著 detector QPC 與 swept QPC 的間距變短， G_D 震盪峰的峰形呈現不對稱的情況，圖 2-16(a)、(b)、(c) 分別對應兩 QPC 間距 750nm、600nm、300nm 組合，震盪峰形由原先的左右對稱，隨著兩 QPC 間距縮短至 300nm 出現了左右不對稱情況， G_D 從一局部最小值立刻上升至局部最大值，這是典型的 Fano effect 表現，圖 2-16 中紅色曲線是使用 Fano form 對 G_D 作擬合曲線，Fano form 的形式為： $G_D \propto (\varepsilon + q)^2 / 1 + \varepsilon^2$ ， $\varepsilon = 2(V_s - V_0) / \Gamma$ ，其中 q 為不對稱參數、 V_0 為峰值位置、 Γ 為震盪峰的寬度，圖 2-16(d) 顯示了 $|q|^{-1}$ 與兩 QPC 的間距成線性關係，此 Fano effect 特性表現也說明了震盪峰值源自 discrete/continuum state 兩者耦合，也就是 bound state/detector QPC 兩者波函數的疊加干涉造成了此震盪峰值。

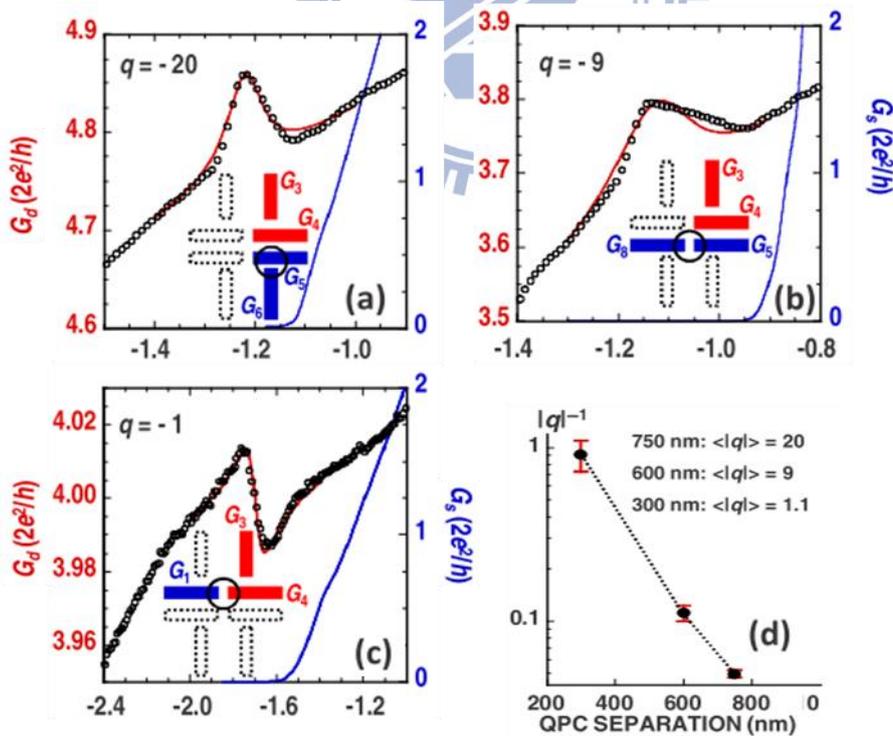


圖 2-16 Fano form 擬合不同 QPC 間距的電導曲線圖及對應的 q 值[16]。

第三章 樣品製作與量測系統

本章將會介紹樣品的製作流程及低溫量測所用到的技術。樣品製作需經過共六道的光微影和電子束微影製程，當中還會用到溼式蝕刻、熱退火、熱蒸鍍等技術；低溫量測則需要使用 ^3He 低溫系統。相關的製程技術和量測方法於後面小節介紹，以下是實驗的流程圖：

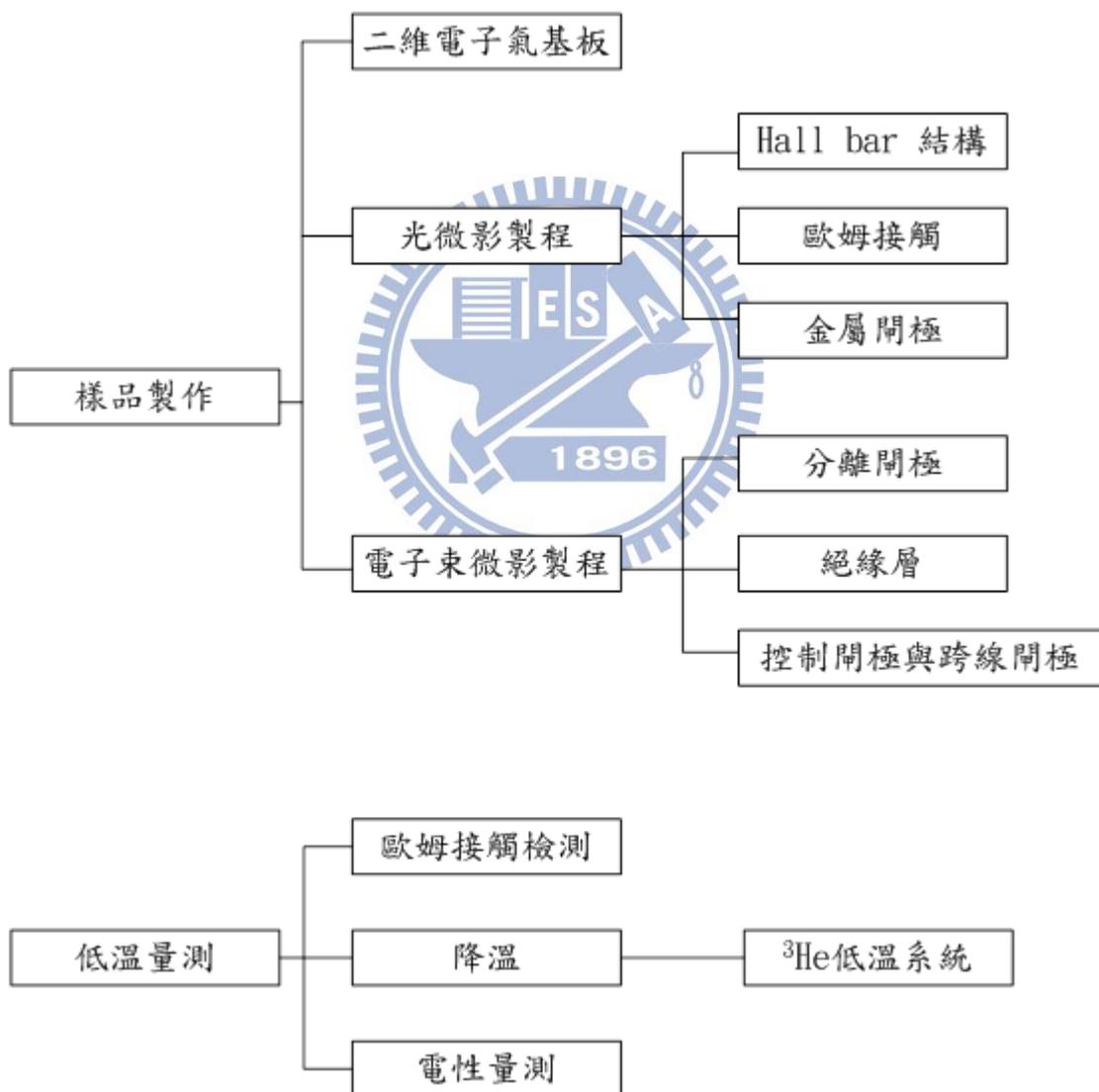


圖 3-1 樣品製作及量測實驗流程圖。

3.1 樣品製作

為了於後續的量測中觀察到量子現象，樣品製作的結構尺寸必須小於電子的平均自由路徑，使得電子的傳輸範疇屬於彈道式傳輸，因此必須製作次微米等級的閘極結構。樣品製作主要是應用微影技術，因曝光源不同可分為光微影及電子束微影，其中光微影雖受限於曝光波長及繞射等因素，但有大面積曝光的優點，因此用來製作線寬大於5微米的結構，作為更小尺寸的閘極結構和外部金屬針腳的連接，圖 3-2(a)是光微影完成的影像，中間黑色長方區塊為 Hall bar 結構，方形結構是歐姆接點，三個一組坐落在四個不同區域，夾雜在其中的是金屬閘極，向中間延伸與電子束微影結構連接；電子束微影的曝光是電子，有較小的物質波波長，可以有較好解析度的圖形轉移，因此用來製作線寬小於5微米的閘極結構，圖 3-2(b)是電子束微影完成的影像，中間為分離閘極結構，外部是跨線閘極與光微影金屬閘極連接。

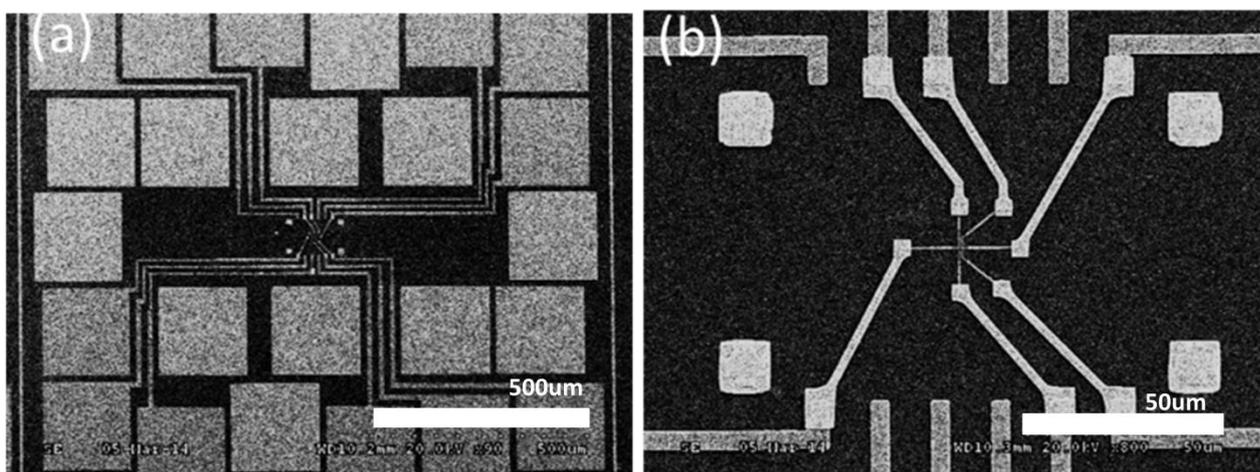


圖 3-2 (a)光微影完成影像的 SEM 圖；(b)電子束微影完成影像的 SEM 圖，位於(a)的正中區域。

3.1.1 製作流程

完成樣品製作總共要經過六道製程，先經過三道光微影製程完成大線寬圖形的轉移後，再利用三道電子束微影製程製作小結構圖形，中間會搭配熱蒸鍍、蝕刻及熱退火等後製程的幫助來完成圖形轉移，六道製程的目的及流程如下：

(1) Hall bar 平台結構的製作

電子的活動範圍，將其限制在基板上不同的獨立區域，使用光微影技術將圖形轉移到塗布光阻劑的基板上，再利用溼式蝕刻技術將未覆蓋光阻劑的基板部分移除至其下方的摻雜層，使其無法提供電子在下方的二維電子氣層活動，為了量測上的需要，我們將平台形狀做成 Hall bar 結構，圖 3-3(a) 黑色區域即為未被蝕刻的 Hall bar 平台結構，其下方為電子可活動的區域。

(2) 歐姆接觸(Ohmic contact)

接下來將歐姆接觸製作於 Hall bar 平台結構上，用來連接基板表面與下方的二維電子氣，主要作為量測時的電壓電流腳，利用光微影技術轉移圖形後，再用熱蒸鍍在未覆蓋光阻劑的區域依序沉積鎳、金、鍺、鎳四層金屬，最後用熱退火使金屬擴散至下方的二維電子氣層，即完成歐姆接觸。圖 3-3(b) 綠色方塊即為 190 微米見方的歐姆接觸，可作 wire bonding 連接外部電路以繼續後面的電性量測。

(3) 金屬閘極

此部分的金屬閘極主要是連接後續電子束微影製程的分離閘極結構以及外部的打線區，其最小線寬約為 5 微米，經光微影技術轉移圖形

後，熱蒸鍍沉積 100\AA 的 Ti 和 1400\AA 的 Au 於無光阻覆蓋區域，舉離後便完成金屬閘極的製作。圖 3-3(c) 中從打線區延伸到內部平台結構的藍色直線即為金屬閘極，平台中間四個圖形作為後續電子束微影製程 alignment key 使用。另外，為了使三道製程的圖形位置能更精確地貼合，分別在三道光罩的四個角落製作了 alignment key。

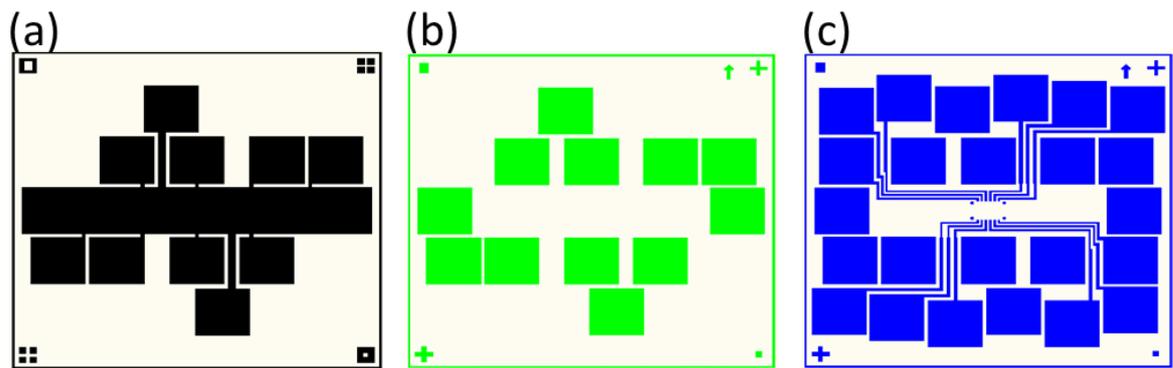


圖 3-3 分別為三道光微影光罩設計圖；(a)Hall bar 平台結構設計；(b)歐姆接觸結構設計；(c)金屬閘極結構設計。

(4) 分離閘極

此結構是樣品中線寬最小也是最主要的部份，由電子束微影技術製作，本實驗結構共有六支金屬閘極，每支閘極的線寬約為 200nm ，先將基板旋塗上電子阻劑，塗布條件為 5% PMMA，30 秒 6000 r. p.m.，此條件的電子阻劑厚度約為 2100\AA ，再利用電子束微影技術配合上一道光微影製作的 alignment key 完成曝光，顯影完後蒸鍍 100\AA 的 Ti 和 700\AA 的 Au，舉離後即完成此結構，結果如圖 3-5(a) 所示，圖中左上方方塊是為了避免屏蔽電極 (beam blanker) 剛開啟時造成位移錯位所先預寫的緩衝圖形，預寫時間約為 20s，之後再開始寫樣品的主要結構，如此能使分離閘極可以更精確地相互對準。

(5) 絕緣層

我們希望製作一控制閘極透過外加偏壓來改變下方二維電子氣的電子密度，但在此之前必須先製作一絕緣層隔絕控制閘極和下方分離閘極，以達到獨立控制分離閘極和控制閘極的目的。一般而言，經過長時間電子照射的電子阻劑，其性質會發生改變，由原先的可溶解於丙酮溶液變成無法溶解而形成絕緣層，此步驟電子阻劑旋塗條件為 6% PMMA，30 秒 5000 r.p.m.，厚度約為 3000Å，電子曝照劑量 18 nC/cm，浸泡於丙酮溶液後，形成的絕緣層厚度約為 1500Å，圖 3-5(b)中深黑色區塊即為絕緣層。圖 3-4 為室溫下量測絕緣層漏電流的 IV 曲線，可知絕緣層電阻值約為 10GΩ，於低溫(77K)下電阻值可達~TΩ。

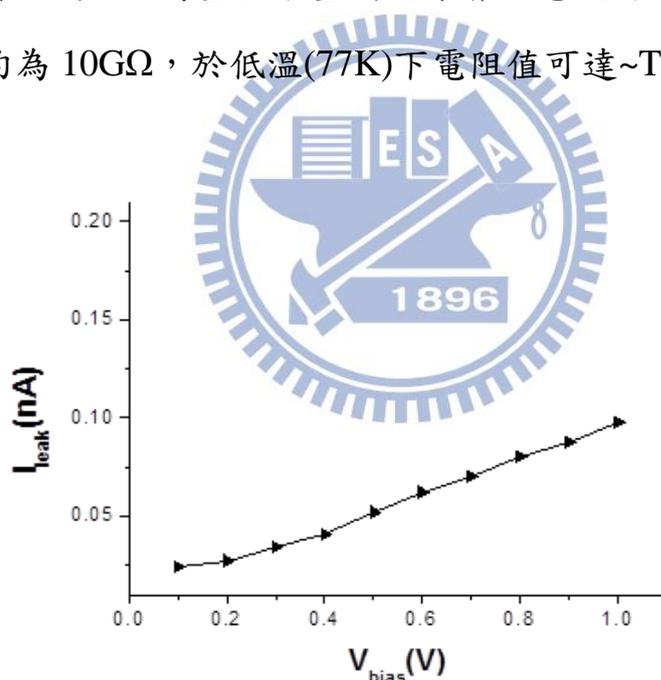


圖 3-4 室溫下，絕緣層絕緣性量測 IV 曲線圖。

(6) 控制閘極和跨線閘極

控制閘極跨接於絕緣層上，用來施加偏壓控制其下方二維電子氣的電子密度，跨線閘極用來連接光微影閘極和分離閘極，如圖 3-5(c)所

示。由於第三道光微影沉積金屬的厚度和絕緣層的厚度皆為 1500\AA ，為了使閘極能有效地跨接其上，此步驟的閘極必須鍍上 100\AA 的 Ti 及 2000\AA 的 Au，因此電子阻劑也必須增厚，塗佈參數是 10% PMMA，90 秒 6000 r.p.m.，厚度約為 9500\AA ，如此才能得到好的舉離成功率。

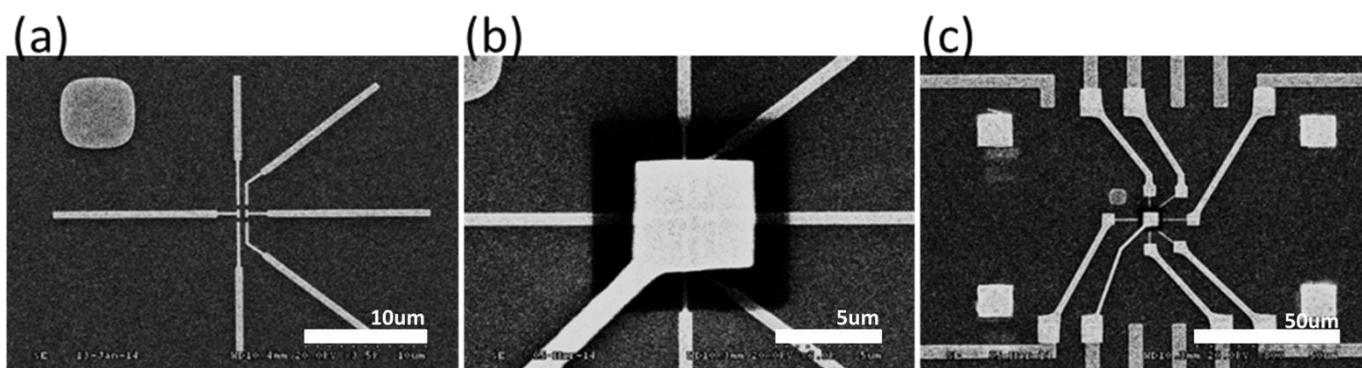


圖 3-5 三道電子束微影製程結構 SEM 影像圖：(a)分離閘極結構，樣品中最小也最主要的結構；(b)深黑色為絕緣層，上面覆蓋控制閘極；(c)控制閘極與跨線閘極連接分離閘極和光微影結構。

3.1.2 光微影製程

光微影製程的原理是利用光阻劑經光源曝光後，若光阻為正光阻性質，原本的化學鍵結會被打斷並溶解於顯影液中，若光阻為負光阻性質，則是未經曝光的光阻會溶解於顯影液，過程中透過光罩上的製作圖形來決定曝光與未曝光的區域，最後未覆蓋光阻的基板部分再經由後續製程例如蝕刻、薄膜沉積等以達到圖形轉移的目的。本實驗製程上所使用的光阻 AZ5214E 為正光阻性質，可經由反轉烤轉變為負光阻性質；使用的機台為 ABM 出產的光罩對準機(mask aligner)，波長 365nm 的 UV 光源，光源強度為 $20\text{mW}/\text{cm}^2$ ，詳細的實驗流程如下：

- (1)清洗基板：先後將基板浸泡丙酮、酒精各十分鐘，清除基板表面的灰塵微粒和化學髒污，再用氮氣槍吹乾即可。由於曝光是採接觸式曝光，所以此步驟極為重要，任何的髒汙可能會導致光阻塗布不均勻，造成圖形轉移的缺陷。
- (2)旋轉塗布光阻：將適量的光阻劑滴在基板上，透過塗布機旋轉造成的離心力使光阻塗布均勻，塗布分兩階段，第一階段採用低轉速先將光阻平均附著在基板上，參數設定為 10 秒 1000 r. p. m. ，第二階段決定光阻劑的厚度，參數設定為 40 秒 5000 r. p. m. ，此旋轉塗布參數光阻的厚度約為 1 微米。
- (3)擦邊：利用旋轉塗布的方式光阻容易在基板邊緣堆積突起，必須用丙酮擦除基板邊緣突起的多餘光阻，以免曝光時光罩與光阻貼合不完全，造成圖形轉移失真。
- (4)預烤：基板放在加熱平台上以 90°C 加熱 90 秒將部分光阻溶劑揮發，使光阻更牢固地附著在基板上。
- (5)曝光：採用接觸式曝光(contact exposure)，將光罩直接貼附在基板上，並將兩者間的空氣抽走減少之間的空隙，然後再進行曝光，若基板沒有緊貼光罩，容易因繞射使得轉移後的圖形扭曲失真。此步驟曝光時間為 1.1 秒。
- (6)反轉烤：將基板以 120°C 加熱 90 秒，使已曝光過的光阻化學性質改變，由原先可溶解於顯影液轉變為不溶解於顯影液，而尚未曝光過的光阻不受影響仍維持原先的正光阻性質。

- (7)全曝：將光罩移除讓全部光阻曝光，使原先未曝光的正光阻結構改變而可溶於顯影液中，而重複曝光的光阻為負光阻性質而能保存下來，同時光阻邊界有上窄下寬的縱向內切結構。曝光時間為 12 秒。
- (8)顯影：將基板浸泡在顯影液，這時僅曝光過一次的光阻會被移除，顯影液濃度與溫度都會影響顯影的效果，顯影過頭會導致圖形線寬過大，反之，則會造成圖形邊界扭曲以及舉離不易。顯影液由 AZ400K：DI water=1：4 比例混合而成，顯影時間約為 15 秒~20 秒，顯影溫度為室溫。最後將基板放入去離子水，洗去顯影液終止顯影，用氮氣槍吹乾後即可繼續後製程。

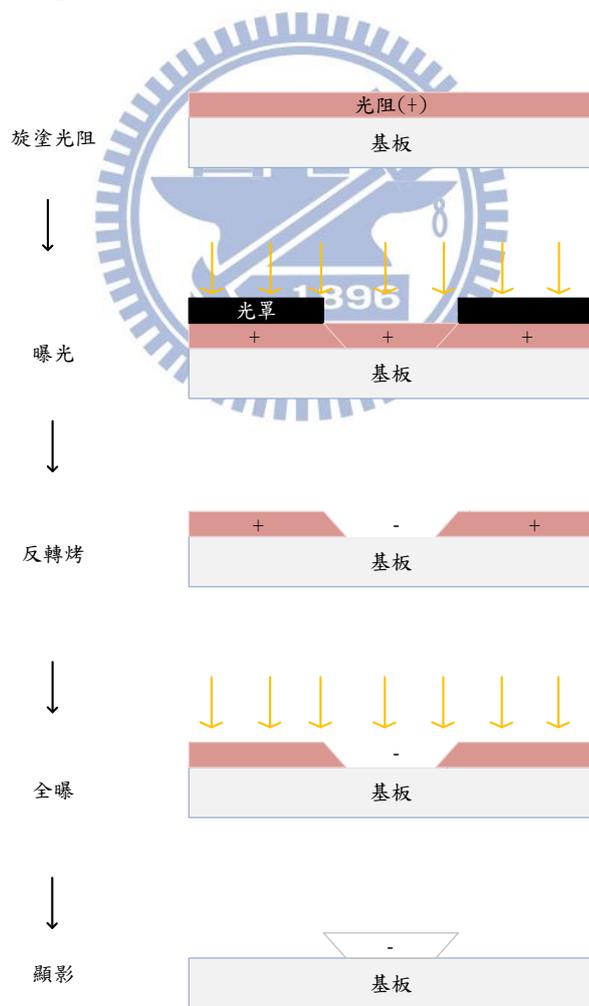


圖 3-6 光微影製程光阻圖形轉變對應圖。

3.1.3 電子束微影製程

電子束微影技術相較於光微影技術是採用較小波長的電子曝光，以得到更好的圖形解析，主要配置由掃描式電子顯微鏡(Hitachi S-3000H)搭配控制軟體(nanometer pattern generation system, NPGS)和繪圖軟體(design CAD)而成。本實驗室的電子顯微鏡主要原理是加熱鎢絲產生電子，透過加速電壓(20kV)加速並將電子導引到樣品，途中經過一連串的电磁透鏡聚焦，在最後一個电磁透鏡(物鏡)前有一直徑20nm的孔鏡，主要是截取電子束最中間均勻的部分減少散射電子，使得電子束可以均勻聚焦在樣品很小的區域，電子束微影就是利用此特性，使用控制軟體(NPGS)搭配屏蔽電極(beam blaker)控制電子束的移動與開關，並根據繪圖軟體(design CAD)的圖形設計，在塗有電子阻劑(polymethylmethacrylate, PMMA)的基板上一個點一個點地選擇性曝光，達成圖形轉移的目的，過程中無須使用光罩，曝光區域可經由繪圖軟體直接修正改變，比起光微影需要更改光罩設計方便許多。然而電子束微影須考慮電荷累積造成電子束的位置發生漂移，使得曝光位置與原先圖形設計不同，以及鄰近效應(proximity effect)使相鄰的圖形容易變大甚至連結在一起，因此圖形設計必須視情況稍作修改。電子束微影製成詳細流程如下：

- (1)清洗基板：將基板分別浸泡於丙酮、酒精十分鐘，清除基板表面的灰塵微粒和化學髒污，再用氮氣吹乾即可。此步驟極為重要，任何基板上的污染都可能使後續電子阻劑旋塗厚度不均勻，抑或曝光區域恰巧有髒污，都會造成圖形轉移失真。

- (2)塗布電子阻劑：在基板上滴上適量的電子阻劑(PMMA)，利用塗布機旋轉產生的離心力將阻劑均勻塗布在基板上，通常轉速愈快膜厚愈薄，而旋轉時間愈長對厚度的影響漸漸變小，塗布完成後可觀察表面色澤一致性來判斷是否塗布均勻，又可從色澤判斷阻劑厚度，前述三道電子束微影製程使用的阻劑厚度皆不一樣，其色澤也不相同，我們可依此判斷是否塗布異常。
- (3)預烤：基板放在加熱平台上以 180°C 加熱 5 分鐘將部分電子阻劑的溶劑揮發，使電子阻劑更牢固地附著在基板上。
- (4)曝光：利用 NPGS 程式控制電子束，將 Design CAD 上所設計的圖形寫在電子阻劑上，這步驟必須設定好曝光劑量，劑量過大會擴大電子散射區域，使得圖形膨脹擴大，劑量過小則曝光不完全，造成線寬小於設計甚至圖形不完整。另外，由於電子穿透深度較深，電子於阻劑和基板介面發生反射進而有多次的散射，使得阻劑底層較上層有大的曝光區域，造成顯影後電子阻劑截面即為縱向內切(undercut)型式，與需要反轉烤的光微影製程不同。
- (5)顯影：將曝光完後的基板先後浸泡於顯影液、定影液和去離子水 75s、25s、30s，再用氮氣槍吹乾即完成圖形轉移，其中，顯影液是由 MIBK：IPA = 1：3 混合而成，定影液是使用 IPA，顯影溫度為室溫。
- (6)蒸鍍：此步驟只有在製作金屬閘極時才需要，詳細操作將於後節詳述，將顯影後的樣品先後鍍上 Ti 及 Au，原則上 Au 有良好的導電和導熱性，適合用來作金屬閘極，但其晶格常數與基板不匹配，故我們都會先鍍上晶格常數介於兩者的 Ti(100Å)以幫助 Au 附著。

(7)舉離：將熱蒸鍍完的基板浸泡在丙酮 30 分鐘，再用針筒清除電子阻劑以及其上的沉積金屬，留下直接沉積在基板上的金屬，完成舉離。

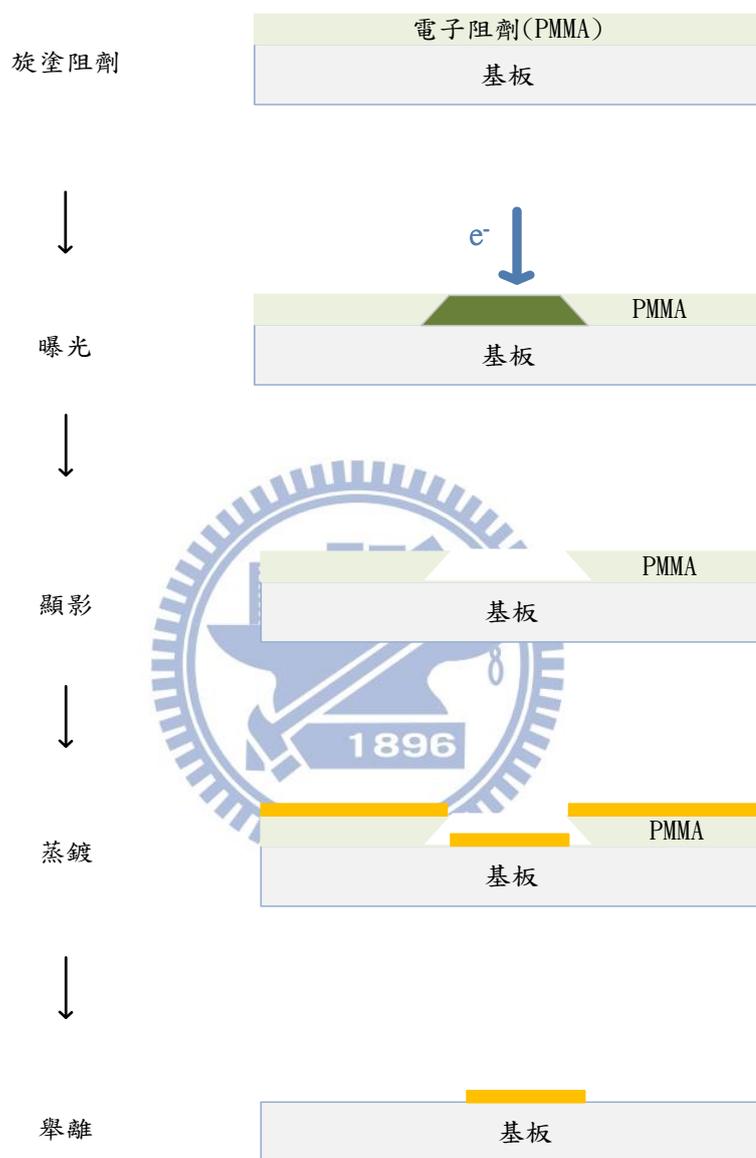


圖 3-7 電子束微影製程阻劑與沉積金屬變化流程圖。

3.1.4 溼式蝕刻

在本實驗此技術應用於定義電子在基板的活動範圍，經過光微影製程後，將基板浸泡於蝕刻溶液中，無光阻覆蓋的區域會被蝕刻液侵蝕，我們採用的是淺式蝕刻(shallow etching)，也就是蝕刻深度直到基板表面下方的摻雜層為止，而不蝕刻到二維電子氣層，如此電子就無法被誘導至 GaAs/AlGaAs 介面形成二維電子氣，透過這方式可以避免金屬閘極碰到外漏的二維電子氣而產生漏電流。

蝕刻液是由硫酸(H_2SO_4):雙氧水(H_2O_2):去離子水(DI Water)=1:8:160 比例混合而成，樣品編號 8-429 的摻雜層位於基板表面下方 31nm 處，而二維電子氣層則是位於基板表面下方 91nm 處，故蝕刻深度介於 31nm ~ 91nm 區間即可，實際實驗於 4 °C 操作，蝕刻速率約 800 Å/min，蝕刻深度約為 500 Å。

3.1.5 熱蒸鍍沉積

經由光微影製程後，可利用熱蒸鍍將金屬沉積在指定的基板區域上，在高真空($10^{-7} \sim 10^{-6}$ torr)環境下，利用施加高電流於鎢舟產生的焦耳熱將放置其上的金屬鍍料熔化至氣相，然後沉積到基板上，以下是蒸鍍的流程：

- (1)事前準備：將鍍料及鎢舟先後使用丙酮、酒精置於超音波震盪器清洗乾淨，用氮氣槍吹乾後，再將基板、鍍料、鎢舟放進熱蒸鍍腔體內，調整鍍料與基板位置在同一垂直線上，最後確認中央電極與側邊電極導通，電漿環和其電極導通，並且各電極與腔體無短路情況。

- (2)抽真空：完成事前準備後，將腔體關上先用機械幫浦將腔體壓力粗抽至 3×10^{-2} torr，再開啟高真空閥門使用渦輪幫浦將腔體抽至高真空，若樣品是電子束微影製程，需要離子轟擊基板，這時腔體抽至 $3 \sim 5 \times 10^{-6}$ torr 即可進行離子轟擊；若是光微影製程，直接將腔體細抽至蒸鍍時的適當氣壓 $0.7 \sim 1 \times 10^{-6}$ torr。
- (3)離子轟擊：此步驟為電子束微影製程在熱蒸鍍之前才必須的，目的是要清除顯影後圖形邊界殘留的電子阻劑，氣壓抽到 $3 \sim 5 \times 10^{-6}$ torr 時關閉真空閥門，將腔體充氬氣至 8mtorr，加 800V 的高電壓於電漿環游離氬氣形成氬離子，氬離子轟擊基板清理殘餘阻劑，此過程持續 2 分鐘。結束後將腔體抽至 $0.7 \sim 1 \times 10^{-6}$ torr 開始蒸鍍。
- (4)蒸鍍：於膜厚計針對所鍍的鍍料設定正確參數，膜厚計是利用石英振盪片於蒸鍍時，蒸鍍的鍍料也會沉積在石英振盪片上，增加的重量造成石英振盪片頻率改變，藉此得知蒸鍍速率和沉積厚度，然而石英振盪片的位置與樣品位置不同，鍍料到樣品的距離(d)和到石英震盪片的距離(d')也不同，如圖 3-8 所示，因此與距離相關造成的 tooling factor 也要做修正設定，由於蒸鍍源是球面發散形式，總體積消耗為金屬沉積厚度乘以 $4 \pi r^2$ ，r 為鍍料到待鍍位置的距離，故 tooling factor 關係設定為距離平方比 $(d'/d)^2$ 。

確認參數設定後可以開始蒸鍍，腔體內共有四個鎢舟，如圖 3-8 右圖所示，可讓樣品一次沉積最多四種不同的金屬薄膜，緩慢地加電流加熱鍍料，待鍍率穩定後打開基板遮罩開始蒸鍍，期間持續注意鍍率與氣壓的穩定，氣壓不穩或過高($>5 \times 10^{-6}$ torr)都會影響蒸鍍的品質，鍍至所需厚度後關上遮罩及電流完成蒸鍍。

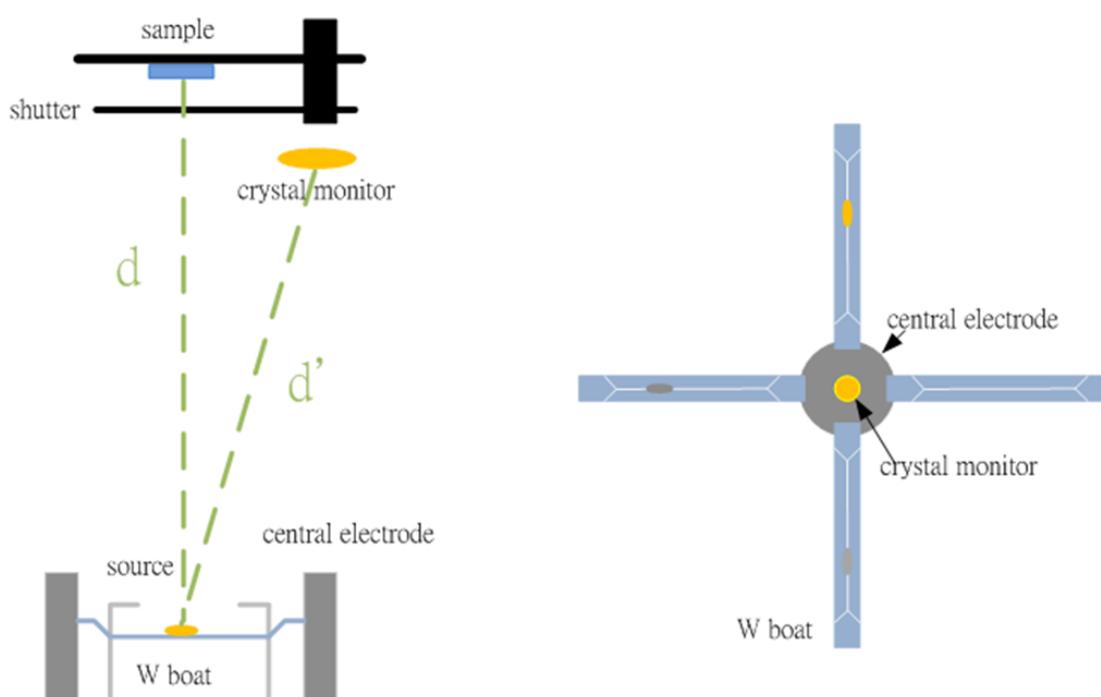


圖 3-8 熱蒸鍍系統示意圖，左圖為石英震盪片、樣品和鍍料三者相對位置關係；右圖為系統內部俯視圖。

3.1.6 熱退火

此步驟是將沉積在基板上的金屬向下滲透到二維墊子氣層，使基板表面和二維電子氣間形成歐姆接觸，沉積的金屬由下而上為：鎳 100 Å、金 2000 Å、鍺 1000 Å、鎳 700 Å，其中鍺為主要的滲透金屬，金在熱退火過程中幫助砷化鎵中的鎵擴散至金屬，使得鎵在砷化鎵的位置被鍺藉由鎳的幫助滲入取代而形成歐姆接觸。

熱退火過程大致如下：先將樣品放置在石英管(quartz tube)內的石英舟(quartz boat)上，並把石英舟拉至管口處，再先後使用氮氣和氮氫混合氣體($N_2:H_2=9:1$)清理管線(purge)，避免雜質與空氣殘留於石英管管壁，影響熱退火過程中混合氣體的比例以及歐姆接觸的品質。清理完畢後，持續通入氮氫混合氣體($N_2:H_2=9:1$)維持管內正壓(~1psi)，並設定控溫器(Watlow series 942)溫度為 450°C，待溫度穩定後，迅速將樣品推入石英管中央使之均勻受熱，加熱時間為 13 分鐘，之後再將樣品立即拉至管口處降溫即完成熱退火步驟。

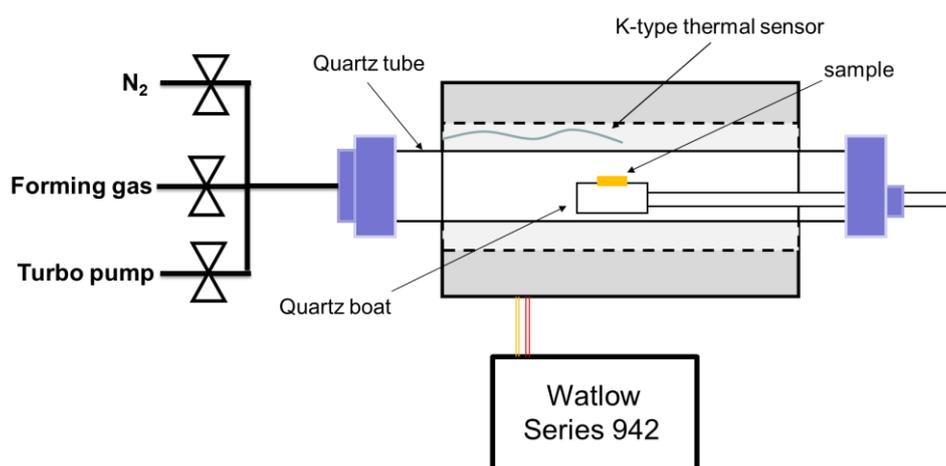


圖 3-9 熱退火系統結構示意圖。

3.2 低溫系統與電性量測

樣品製作完成後，即進入量測階段，先利用打線機透過金線將光微影接腳與外部銅片的 pad 連接，再用銀膠接線到 holder 上的針腳，此 holder 上的針腳可透過排針連接到低溫系統或量測儀器上。樣品打線接線完成後，首先確認歐姆接觸的品質，若品質良好則可將樣品置入低溫系統進行電性量測，本實驗使用的是 ^3He 低溫系統，最低溫可達 0.27K，利用定電壓源電路原理及四點量測技術量取樣品的電導值，以下將詳述相關的量測儀器和技術。

3.2.1 ^3He 低溫系統



我們使用 ^3He 低溫系統將樣品溫度降至 $\sim 0.3\text{K}$ ，低溫系統結構如圖 3-10 所示。下低溫前，必須確認樣品接腳與系統接腳導通，以及樣品歐姆接觸的品質良好，才能繼續後續的準備工作，將系統腔體(IVC)抽真空抽至 1×10^{-4} torr 以下，使用氦氣測漏儀檢測真空系統有無漏氣，若有漏氣情況會影響後續步驟的交換氣體作熱交換時的速率和品質，確認無漏氣後，再利用分壓法通入少量 ^4He 交換氣體約 0.05 torr，並通入少量氦氣於 1 K plate 管線使其維持正壓，便可開始將系統下低溫，降溫過程大致可分成三個部分：

- (a) 室溫到 10 K：首先將系統先後放入液氮和液氦(^4He)桶內，利用系統腔體內的 ^4He 交換氣體進行熱交換，緩慢地將系統溫度降至 100K 和 10K 以下。過程中溫度到達 10 K 以前先設定 sorb 上的加熱器，將 sorb 的溫度控制於 40 K。

(b) 10K 到 1.5K: 溫度降至 10 K 以下後，停止通入 1 K plate 管線中的氦氣，再用機械幫浦抽取與 1 K plate 管線連接的液氦，控制針閥調整液氦流量，使得 1 K plate 減壓降溫至 3 K 以下，此時，上方 sorb(~40K)與 1K plate (<3K)間有一上熱下冷的溫度梯度，系統內的 ^3He 氣體會趨向至 1K plate 下方的 ^3He pot 凝結，這時 ^3He pot 溫度可降至約 1.5 K。

(c) 1.5K 到 0.3K: 當 ^3He pot 溫度降至約 1.5 K 後，重新設定 sorb 上加熱器的溫度為 0K，這時因系統內溫度梯度消失，原本凝結於 ^3He pot 的 ^3He 會揮發，同時帶走 ^3He pot 及樣品的熱量，進而降至最低溫(~0.3K)。

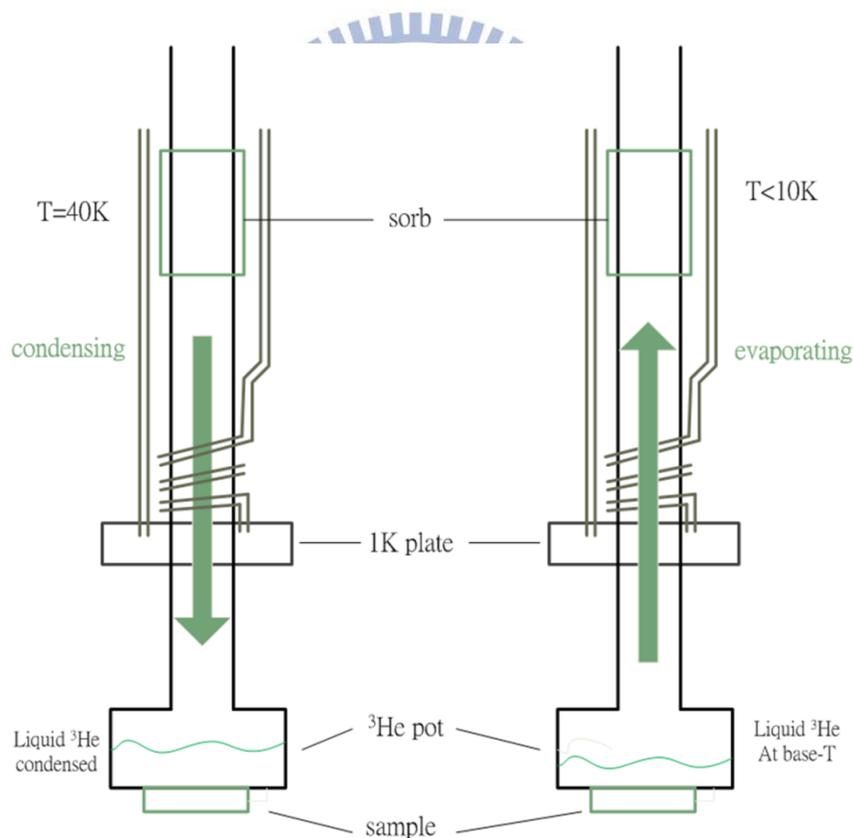


圖 3-10 ^3He 低溫系統結構示意圖。左圖為 sorb 溫度設定 40K 時 ^3He 凝結於 ^3He pot，右圖為停止 sorb 上的加熱器加熱， ^3He 逐漸揮發讓樣品降至最低溫。

3.2.2 歐姆接觸檢測

完成樣品製作在低溫量測之前，必須檢測歐姆接點是否良好，好的歐姆接點必須遵守歐姆定律，製作好的歐姆接點非常重要，一般半導體必須經由歐姆接點才能與外部形成電路迴圈，若歐姆接點未深入二維電子氣層，則中間會有一半導體位障，此位障會隨著樣品溫度降低而升高，造成無法量測到樣品真正的特性，因此我們會在室溫、100K、10K 下分別確認歐姆電阻品質，以安排後續量測的接點選擇。

我們同時使用兩點及四點量測確認歐姆接觸的品質，電路接法如圖 3-11 所示，兩點量測可以確認接點是否遵守歐姆定律，四點量測可以確認樣品電阻的均勻性；先用兩點量測取得接點電阻 (R_C)、線電阻 (R_L) 及樣品電阻 (R_S)，再用四點量測取得樣品電阻，經換算後可推得樣品的接點電阻。一般而言，好的歐姆接點在室溫下其電阻約數個 $k\Omega$ 至十幾 $k\Omega$ ，100K 會降至幾百歐姆至幾 $k\Omega$ ，降至 10K 會剩下幾百歐姆左右。

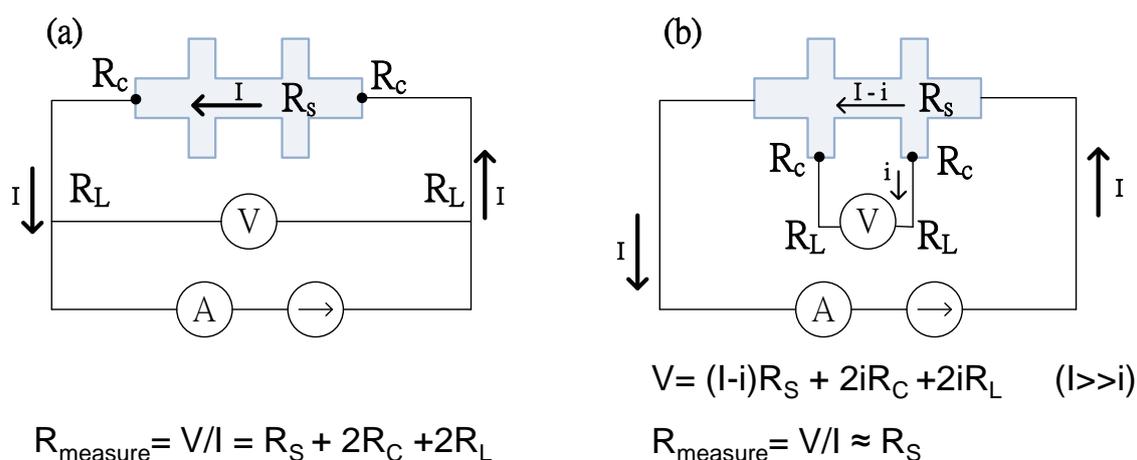


圖 3-11 (a)兩點量測電路示意圖；(b)四點量測電路示意圖。

3.2.3 漏電流檢測

實驗上我們是透過施加負偏壓於金屬閘極上以侷域下方二維電子氣，從基板表面到二維電子氣層中間為厚度 91nm 的半導體異質接面結構，當閘極負偏壓超過半導體所能承受的極限，會使得金屬閘極與二維電子氣間有漏電流產生，對量測結果及二維電子氣造成影響，因此在量測樣品前必須確認閘極偏壓的工作電壓區間，並確保此工作區間的漏電流遠小於訊號電流，實驗上我們的訊號電流約為數 nA，漏電流必須小於 10pA 才不會對量測有太大影響。

量測方法如圖 3-12，將可調變電壓源接至金屬閘極與歐姆接點上，再串聯一個電流計觀察漏電情形，通常正偏壓漏電情形較明顯， $V_g \approx +0.5V$ 其漏電流約 10pA，負偏壓加至 -2V 漏電大小仍未超過 10pA，因此定義金屬閘極電壓工作區間在 -2V 至 0.5V。

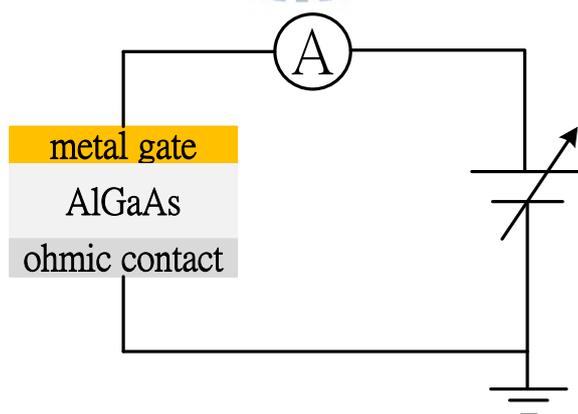


圖 3-12 漏電流檢測電路示意圖。

3.2.4 電性量測

我們主要是利用四點量測的方式來取得樣品的電導值，根據電源輸出的不同可分為定電流源量測及定電壓源量測，其中定電流源量測取得電阻的方式是由量測到的電壓值除以儀器提供的電流值，當電阻有劇烈變化時，會造成量測電壓有一大的變化量，這時負責量測電壓的鎖相放大器須更換檔位而造成測量延遲，導致電阻量測的失真，所以我們必須根據量測電阻的變化範圍選取適當的量測方式。以下介紹兩種量測方式：

(1) 定電流源量測

如圖 3-13(a)所示，由鎖相放大器(lock-in amplifier)提供一低頻(43Hz)的交流電壓 $V_{ac}=1V$ ，並串聯 $1\text{ G}\Omega$ 的電阻產生 1 nA 的交流電輸入樣品的源極和汲極。透過電壓前置放大器(voltage pre-amplifier)將跨電壓腳兩端的電壓放大(1000x)，回授至鎖相放大器擷取和原電壓源鎖頻同相的電壓訊號，經由 Keithley 2000 讀取再透過 GPIB 介面將電壓訊號輸入電腦，透過計算軟體將擷取的電壓除以 1 nA 的電流便可得到樣品的電阻值。必須注意此量測方式待測電阻必須遠小於 $1\text{ G}\Omega$ ，當待測電阻 $>100\text{ M}\Omega$ 時，流經此電路迴圈的電流實際上小於 1 nA 許多，但軟體計算仍將電流視為 1 nA ，造成計算電阻比實際電阻小，因此待測電阻愈大此誤差也會愈大。

實驗上二維電子氣透過閘極偏壓形成的一維窄通道，通道寬度對應平台 $N=1$ 時的電阻約為 $12.9\text{ k}\Omega$ ，直至通道接近關閉電阻值才迅速上升到 $\sim\text{M}\Omega$ ，但作閘極偏壓與電阻關係量測過程中有較大範圍的電阻變化，故不適合用定電流源量測，一般而言，我們會利用定電流源方式量測樣品的歐姆電阻，因為歐姆電阻值固定且取點迅速，方便快速檢測歐姆接點的品質。

(2) 定電壓源量測

如圖 3-13(b)所示，一樣由鎖相放大器提供一低頻的交流電壓 $V_{ac}=1V$ ，經由分壓器分壓為 $10\ \mu V$ 輸入樣品的源極和汲極，再分別透過電壓前置放大器和電流前置放大器 (current pre-amplifier) 將跨電壓腳兩端的電壓差及流經樣品的電流放大，此時電流前置放大器會將電流訊號轉為電壓訊號，再回授至鎖相放大器擷取和原電壓源鎖頻同相的電壓訊號，經由 Keithley 2000 讀取再透過 GPIB 介面將電壓訊號輸入電腦，軟體計算得到樣品電阻值，這部分的計算是將實際量測到的電壓與電流作換算，所以不會有類似定電流源量測方式隨著待測電阻的增大而產生更大的量測誤差情況發生。通常我們使用定電壓源的方式來量測閘極偏壓與電導的關係。

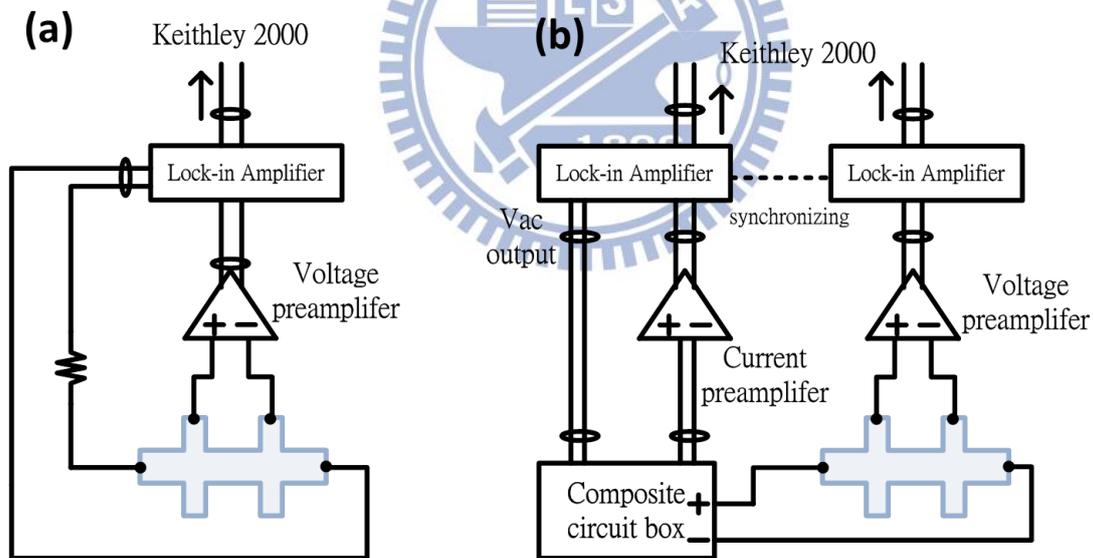


圖 3-13 (a)定電流源量測電路圖；(b)定電壓源量測電路圖。

3.2.5 源極-汲極電位量測

此量測是透過連續改變源極和汲極間的偏壓來觀察電子在費米能量附近的態分布(spectroscopy)，量測電路大致與定電壓源量測相仿，須在交流電壓源額外串聯一連續步階變化的直流電壓，透過 composite circuit box 將直流訊號與交流訊號混合為一；在訊號擷取方面，須在樣品的源極、汲極兩端額外並聯一個電壓前置放大器，擷取並放大跨源極、汲極兩端的直流壓降，如圖 3-14。

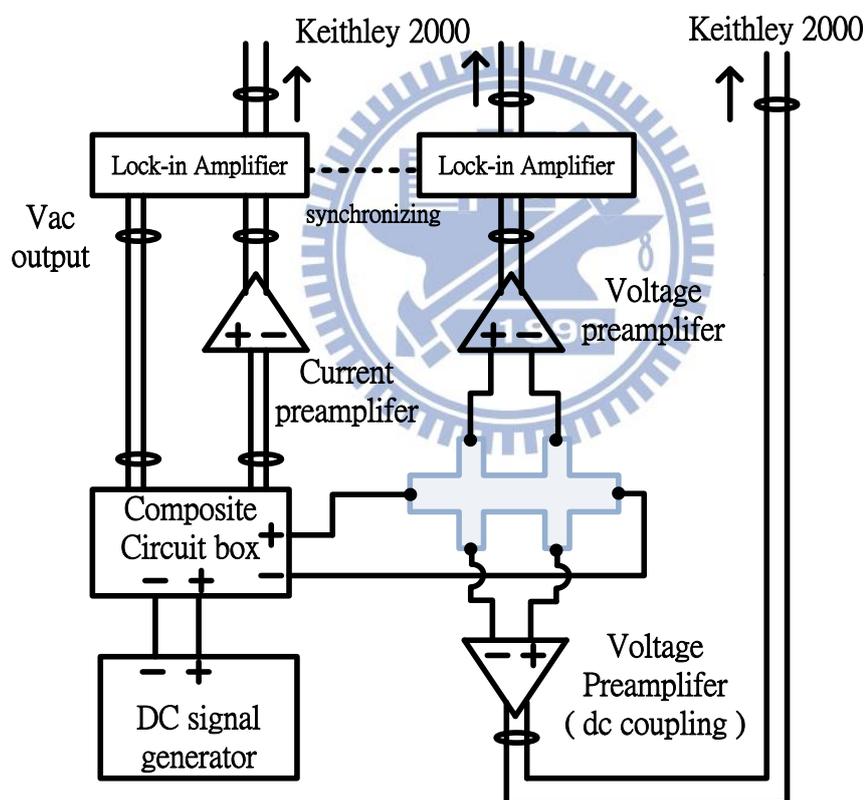


圖 3-14 源極、汲極電位量測電路圖。

第四章 實驗結果分析與討論

本章將對所量測到的結果作整理並分析討論。第一部分先對單一類一維窄通道電性傳輸作分析，包含對溫度、電子密度以及通道兩端源極和汲極電位差的改變。第二部分，探討鄰近金屬閘極所侷域出的量子化能階對窄通道電性傳輸的影響。

4.1 類一維窄通道

我們設計的樣品結構如圖 4-1 所示，共六支金屬閘極，兩兩配對皆可形成一維的窄通道，單支金屬閘極的寬度(L)為 200 nm，中間兩支閘極的長度為 650 nm，三個樣品的區別為左右兩側閘極間的間距(Separation)不同，依照結構分別是 F1-1000 nm、F2-550 nm、F3-450 nm，而兩金屬閘極的短邊緣至邊緣距離(W)皆為 400 nm。

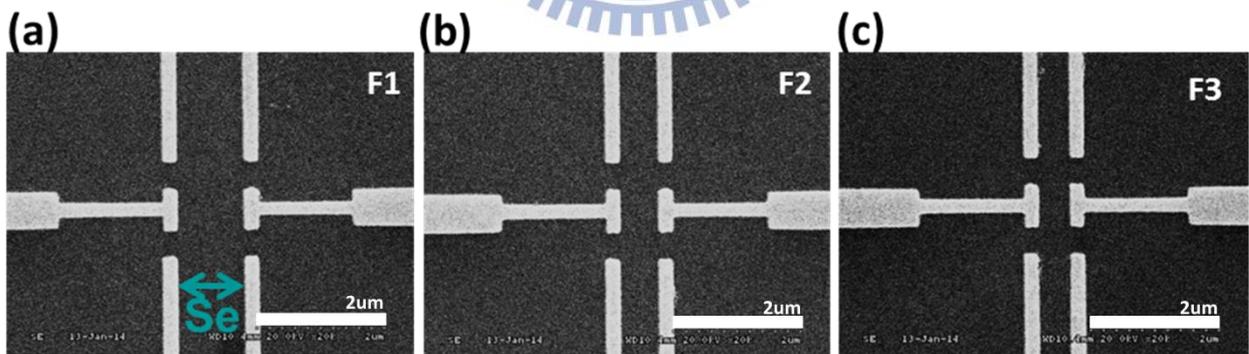


圖 4-1 元件結構於電子顯微鏡的拍攝影像。(a)樣品結構 F1，兩側閘極的間距(Se)為 1000nm；(b)樣品結構 F2，兩側閘極的間距為 550nm；(c)樣品結構 F3，兩側閘極的間距為 450nm。

4.2 窄通道的量子化電導

在探討兩相鄰一維窄通道電性傳輸的相互影響之前，我們會先量測單一窄通道電導值與閘極偏壓的關係，來確認樣品本身的品質，看看是否有平台結構、平台結構對應的電導值，以及通道是否能藉由閘極偏壓關閉，再來安排後續量測中閘極配對的組合方式。如圖 4-2 所示，我們將六支金屬閘極個別編號 $G_1 \sim G_6$ ，此六支閘極可以兩兩成對侷域出一個類一維窄通道，舉例來說，閘極 G_1G_2 可侷域出一個窄通道，通道長度為金屬閘極的寬度 $L=200\text{nm}$ ，通道寬度為兩金屬閘極短邊的邊緣至邊緣距離 $W=400\text{nm}$ ，類似的窄通道可分別由閘極 G_1G_2 、 G_1G_6 、 G_3G_4 、 G_4G_5 組成；而 G_1G_4 可侷域出長度較長的窄通道，通道長度為 650nm ，寬度的話依照結構分別是 F1- 1000nm 、F2- 550nm 、F3- 450nm ；另外閘極 G_1G_3 、 G_1G_5 、 G_2G_4 、 G_4G_6 也可侷域出類一維窄通道，只是通道的幾何形狀不若前述的通道規矩正方。

另外，我們將二維電子氣區分為四個區塊，每個區塊皆設置了兩個歐姆接點，作為量測時的電壓電流腳，分別編號 $O_1 \sim O_8$ ，如圖 4-2 所示，會作這樣的歐姆接點安排原因是 G_2G_3 和 G_5G_6 形成的窄通道不是我們主要探討研究的對象，故將歐姆接點平均安排在其以外的地方。

實際量測時，我們製作的數個樣品的歐姆接點 O_3 、 O_4 其接點電阻不是兩個都太大或是一個過大一個正常，無論何種情況都無法提供足夠的接腳數作為四點量測時的電壓電流腳，故無法量測某些窄通道的傳輸特性，比如 G_3G_4 和 G_2G_4 所形成的窄通道其傳輸特性就無法量測。

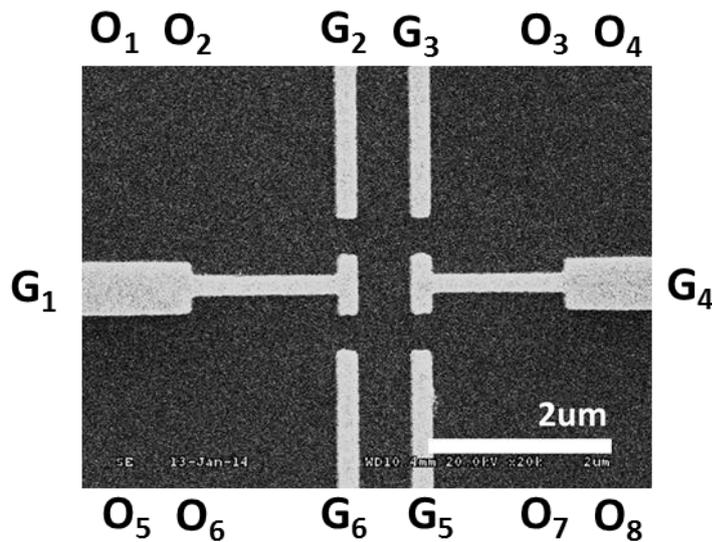


圖 4-2 樣品結構 F2 的結構圖以及各閘極與歐姆接點之編號。

圖 4-3 為樣品結構 F2 在 0.3K 下，各個窄通道的電導值與閘極偏壓的關係圖。量測時，其餘未使用的 4 支金屬閘極接地，減少表面電荷造成的散射位障，使量測到的電導值更為精確。剛開始施加較小的負偏壓於金屬閘極時，產生的位障尚未影響到下層的二維電子氣體，電導值僅緩緩下降，隨著負偏壓的增大，負位障深入二維電子氣體層，電子開始被負位障驅離，類一維窄通道逐漸形成，我們稱這時形成的窄通道的寬度為有效寬度 (effective width)，當通道寬度縮減接近電子費米半波長的整數倍時電導開始有平台結構，平台的總數與有效寬度有關，隨著閘極負偏壓持續加大，電導值持續下降，當負偏壓加大到使得電子無法通過，這時通道寬度幾近為零，電導值降為 0，此閘極偏壓稱為截止電壓 (pinch off voltage)。

直觀上看， G_1G_2 、 G_1G_6 、 G_4G_5 所形成的窄通道分別可觀察到 8、4、8 個“顯著”的量子化電導平台，平台結構十分清晰，有較多顯著的電導平台表示金屬閘極製作的缺陷以及下方二維電子氣的雜質散射點較少，故能表現好的量子現象； G_1G_4 所形成的是較長的窄通道，平台結構皆不明顯，可能是金屬閘極長邊的部分有缺陷，或是電子通過窄通道的路徑較長，增加了散射機率，故無法表現出好的量子現象；而 G_1G_3 和 G_1G_5 皆是由金屬閘極相鄰的邊角形成的“類尖端”窄通道，由於尖端閘極侷域窄通道時產生的位障容易有不均勻的情況，使得尖端窄通道無法表現出良好的量子電導現象，這可能是 G_1G_3 窄通道電導平台十分模糊的原因，而 G_1G_5 窄通道仍可觀察到 6 個顯著的平台結構，可能是 G_1 和 G_5 這兩支金屬閘極相鄰邊角的部分較平滑，以及此局部金屬閘極的缺陷較少所致。由以上六個窄通道的電導曲線可知，金屬閘極的幾何形狀對窄通道的電性傳輸有很大的影響，一點點的缺陷或差異就可能有很大不同的電性傳輸表現。

窄通道電導平台總數可透過數值分析可得，將電導對閘極電壓作微分，平台的部分對應了微分曲線圖的局部最小值，如圖 4-3 紅色曲線，經分析後可知窄通道 G_1G_2 、 G_1G_6 、 G_4G_5 、 G_1G_3 、 G_1G_5 和 G_1G_4 分別有 13、8、8、15、17、12 個電導平台。

另外，此六個窄通道皆可發現隨 n 值越高，平台對應在 g_0 整數倍的位置偏移越多，可能是因為窄通道受限位能尚不夠強，費米能階下的次能帶模數混合 (mode mixing)，電子較大的機率可以躍遷至更高的次能帶所致。最後，確認六個窄通道皆可利用閘極偏壓關閉通道。

G_3G_4 窄通道因為歐姆接點 O_3 和 O_4 的接點電阻太大而無法量測其電導值，故後續的兩相鄰一維窄通道電性傳輸的關係探討，僅能以上述的六個窄通道組合搭配來進行量測。

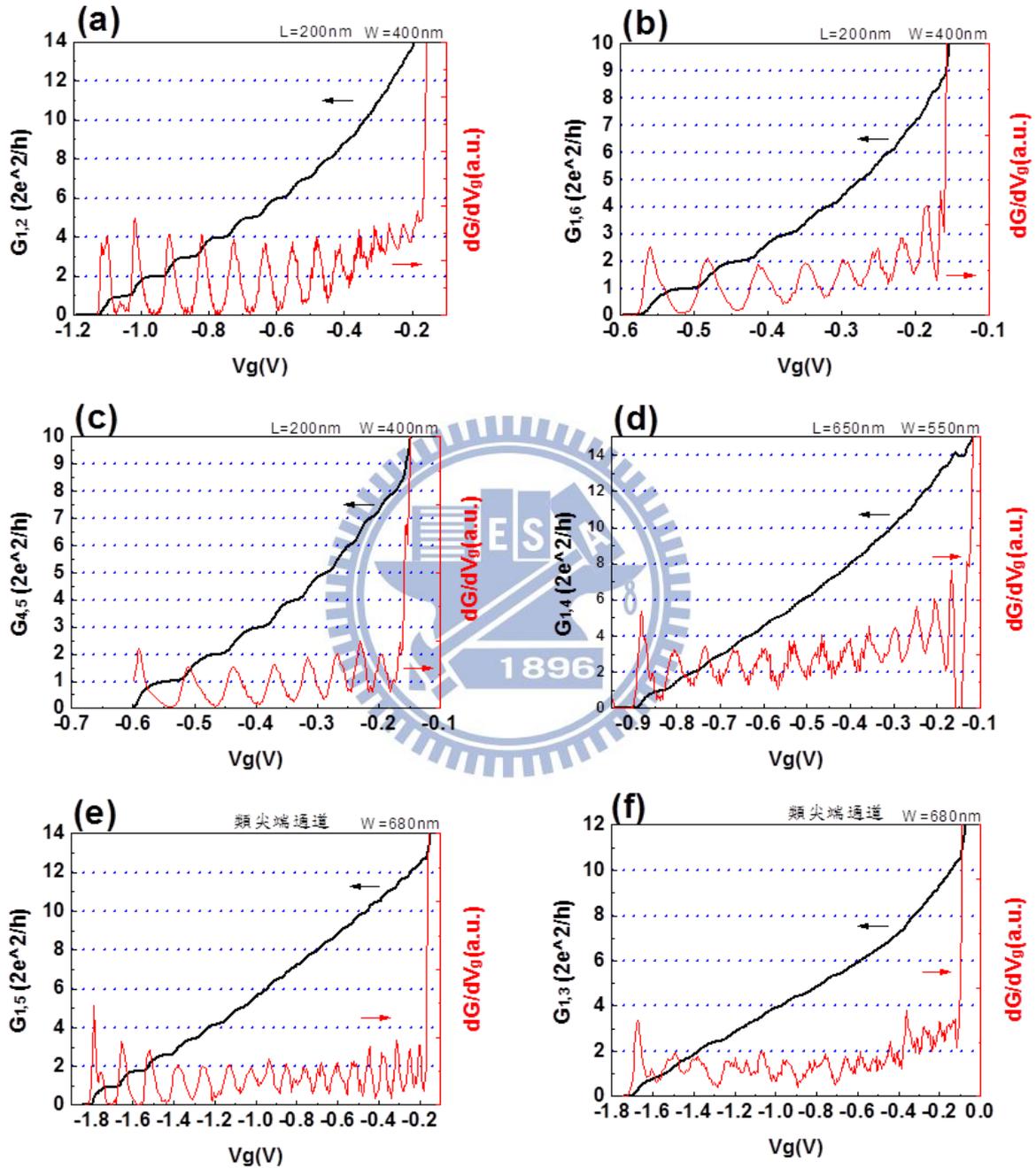


圖 4-3 黑色曲線是結構 F2 樣品各個窄通道的電導與閘極偏壓關係圖，紅色曲線是電導對閘極偏壓的微分；(a) G_1G_2 ；(b) G_1G_6 ；(c) G_4G_5 ；(d) G_1G_4 ；(e) G_1G_5 ；(f) G_1G_3 ；其中 G_1G_2 、 G_1G_4 與 G_1G_3 所使用的四點量測接點為 O_1 、 O_2 、 O_7 和 O_8 ，而 G_1G_6 、 G_1G_5 與 G_4G_5 所使用的四點量測接點為 O_5 、 O_6 、 O_7 和 O_8 。

4.2.1 窄通道寬度與平台數目的關係

我們可藉由平台數目來推算分離閘極的有效寬度，並與電子束微影製程設定的尺寸參數比較。閘極負偏壓的位障深入二維電子氣層形成的窄通道可視為一維的位能形式，此位能形式又可分成無限位能井(hard wall)和拋物線位能井(parabolic wall)兩種不同模型來描述，兩者的次能帶能量對應窄通道寬度的形式不同，造成推算的寬度也不同，下列將分別討論兩種不同模型下計算通道的有效寬度的差異：

(a) 無限位能井(hard wall)：

無限位能井形式的次能帶能量可寫成：

$$E_n = \frac{(n\pi\hbar)^2}{2ma^2}, \quad a: \text{有效寬度} \quad (4.1)$$

次能帶能量與有效間距平方成反比關係，隨著閘極負偏壓的增加改變了窄通道的有效間距，造成次能帶能量的推移，當次能帶能量對應到電子費米能量時，恰好對應一電導平台，所以當窄通道有效寬度形成時，費米能量下若有 n 個次能帶，則此通道會有 n 個電導平台，將式(4.1)整理後寫成：

$$a_n = \frac{n\pi\hbar}{\sqrt{2mE_F}} = \frac{n\pi\hbar}{\sqrt{2m \frac{(\hbar k_F)^2}{2m}}} = \frac{n\pi}{k_F} = \lambda_F \times \frac{n}{2} \quad (4.2)$$

(b) 拋物線位能井(parabolic wall)：

拋物線位能井的次能帶能量形式為簡諧震盪(S.H.O.)的解：

$$E_n = \left(n - \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \quad n=1,2,3,\dots \quad (4.3)$$

電子在有效寬度內作簡諧震盪，其角頻率為 ω ，次能帶的能隙為定值。單由式(4.3)尚無法得知次能帶能量與通道寬度的關係，我們將式(4.3)與古典力學的能量形式作近似：

$$\frac{1}{2}m\omega^2 y^2 = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega \quad , \quad y = \frac{1}{2}W_n \quad (4.4)$$

將上式移項整理並代換掉 ω ，可得知窄通道寬度為：

$$W_n = (4n - 2)\hbar \sqrt{\frac{1}{2mE_F}} = \left(\frac{2n-1}{\pi}\right)\lambda_F \quad (4.5)$$

接著我們將式(4.2)和式(4.5)作通道寬度與次能帶數 n 的關係圖，並標上樣品結構 F2 的 6 個類一維窄通道有效寬度下的平台數目對應電子束微影製程的寬度設計，如圖 4-4 所示。

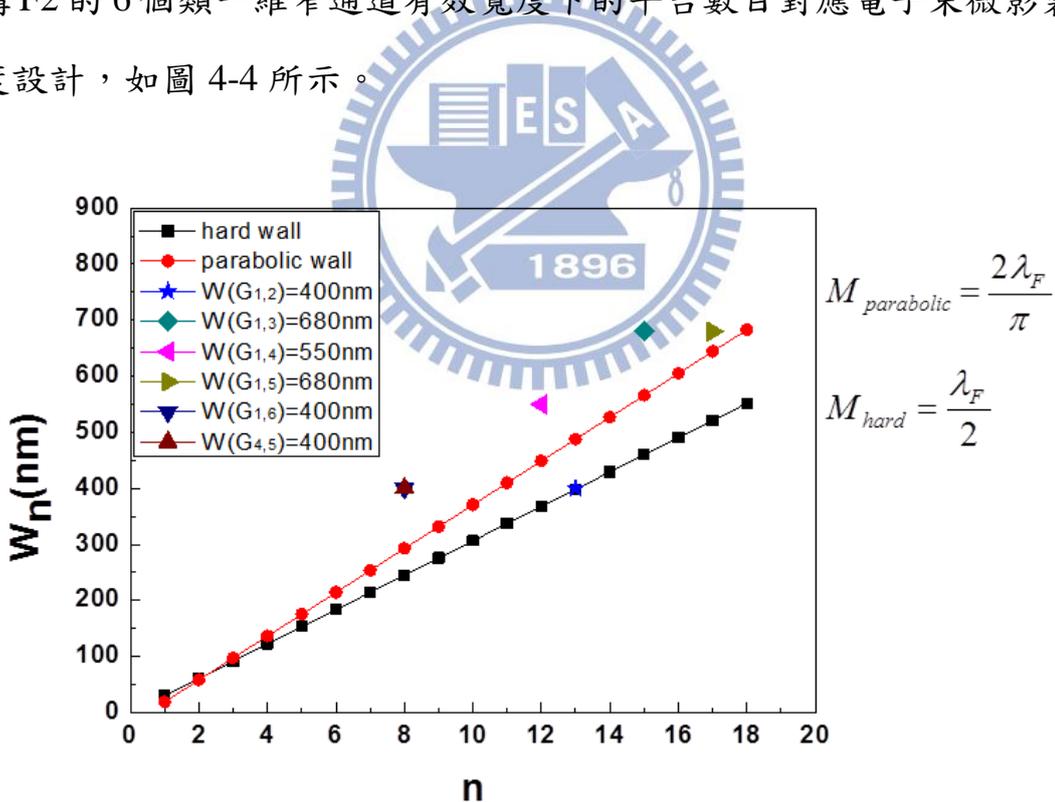


圖 4-4 通道寬度與平台數目的關係圖，黑色和紅色直線分別是用無限位能井和拋物線位能井計算通道寬度的理論值，圖中六個點是結構 F2 樣品六個窄通道的寬度設計(對應 y 軸)及有效寬度下的平台數目(對應 x 軸)。

圖 4-4 黑色和紅色直線分別是次能帶數對應無限位能井和拋物線位能井的理論寬度，代入的費米波長為 61nm，此數值是使用本實驗室黃馨慧學姊計算樣品編號 8-429 的特徵值($n_s \approx 1.67 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$)換算而得，從理論計算來看，因為拋物線位能井有較大的斜率，在平台數大於 2 後，拋物線位能井的理論寬度會比無限位能井來得大，暫時不看 $G_{1,2}$ 這個數據點，會發現拋物線位能井比較接近電子束微影的寬度設定，故我們傾向用拋物線位能井來描述通道的形式；另外，我們亦可將各個窄通道的截止電壓與設計寬度和兩種位能形式的理論寬度作比較，幫助我們了解實際上窄通道的寬度，如表 4-1。

	Plateaus	Design width	Parabolic wall	Hard wall	$V_{\text{pinch-off}}$
$G_{1,2}$	13	400 nm	488.1 nm	398.7 nm	-1.13 V
$G_{1,3}$	15	680 nm	566.2 nm	460.1 nm	-1.70 V
$G_{1,4}$	12	550 nm	449.1 nm	368.0 nm	-0.89 V
$G_{1,5}$	17	680 nm	644.3 nm	521.4 nm	-1.80 V
$G_{1,6}$	8	400 nm	292.9 nm	245.4 nm	-0.57 V
$G_{4,5}$	8	400 nm	292.9 nm	245.4 nm	-0.60 V

表 4-1 樣品結構 F2 各個窄通道的截止電壓以及其設計寬度與無限位能井和拋物線位能井兩種通道模型的理論寬度。

我們樣品的結構設計是呈上下左右對稱，所以可以用比例關係去推測實際通道的寬度與設定寬度的差距，由表 4-1 可以發現除 $G_{1,2}$ 窄通道之外的 5 個窄通道其設定寬度與實驗量測到的平台數目和截止電壓大致成比例關係，以此為基準會發現 $G_{1,2}$ 窄通道的實際寬度比設計寬度還要來得大。

4.2.2 溫度對電導值的影響

我們對結構 F1 樣品作溫度變化對量子化電導的影響量測，使用的一維窄通道由 G_1G_2 構成，通道寬度約 400 nm、長度約 200 nm，從 1.9 K 到 0.3 K 共六個不同的溫度變化，量測結果如圖 4-5 所示，共六條電導曲線，右圖是以曲線 d 為基準對其他五條曲線作水平平移，每條曲線的間隔為 0.05V。

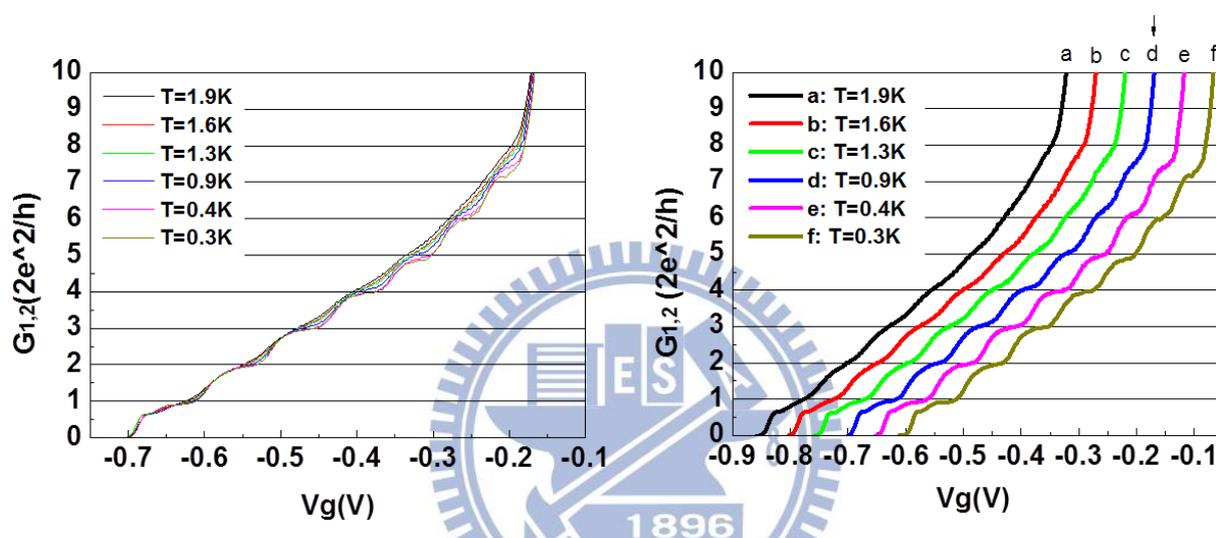


圖 4-5 樣品結構 F1 中 G_1G_2 一維窄通道的溫度變化對量子化電導影響的量測，共有 $T=1.9$ 、 1.6 、 1.3 、 0.9 、 0.4 、 0.3 K 六個溫度變化。

我們先從 0.3 K 的電導曲線來分析，可觀察到 7 個平台結構，較高的平台數漸漸偏離 g_0 整數倍，且可觀察到顯著的 0.7 結構，隨著溫度的升高，我們可以發現，電導平台由較高的 n 開始變得模糊不清，到了 1.9 K，平台結構幾乎消失，唯 0.7 結構尚且存在且比 0.3 K 時更為顯著。我們分別討論溫度對平台結構與 0.7 結構的影響：

(1) 溫度對平台結構的影響：平台結構隨著溫度升高而漸漸模糊，根據 Fermi-Dirac distribution，溫度升高使得電子躍遷至更高次能帶的機率增加，造成平台結構的消失；另外，可以藉由 multi-probe Landauer Buttiker

formalism 推導出電導值與溫度的關係式，首先寫出電流的方程式：

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i I_{ij} dE = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dE \sum_i T_i(E) \{f(E - \mu_s) - f(E - \mu_d)\} \quad (4.6)$$

其中 $f(E - \mu_i) = 1/[1 + \exp(E - \mu_i/k_B T)]$ ，是在 i 處平衡時的態分布函數(quasi-Equilibrium distribution function)，將式(4.6)改寫成：

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dE \sum_i T_i(E) \frac{-df}{dE} (\mu_s - \mu_d) \quad (4.7)$$

移項整理後可得下式：

$$G = \frac{eI}{(\mu_s - \mu_d)} = \frac{2e^2}{h} \sum_i \frac{-[(E_F - E_i)/k_B T] e^{-(E_F - E_i)/k_B T}}{(1 + e^{-(E_F - E_i)/k_B T})^2} \quad (4.8)$$

由式(4.8)可知，當 T 愈來愈大時，電導值不會是 $2e^2/h$ 的整數倍，也就是平台結構逐漸模糊消失。

(2) 0.7 結構：從圖 4-5 我們可發現，0.7 結構由 0.3 K 到 1.9 K 愈來愈顯著，與 2.2.2 節中提到的 Thomas 等人和 S. M. Cronenwett 等人電導對溫度變化的量測結果相同[2, 9]。當溫度小於 0.3 K 時，S. M. Cronenwett 等人研究數據顯示當溫度降到 80 mK 時，因 Kondo effect 消失而使得 0.7 結構也跟著消失；而若如 Bird 團隊研究 0.7 結構起因於電子束縛能態，0.7 結構在 1.5 K 到 8 K 仍顯著存在[14]，溫度大於 8 K 後 0.7 結構開始漸漸消失。而我們的溫度量測區間無法驗證這兩個團隊的實驗，但 0.7 結構真正發生原因為何仍無確切定論，無論是起因於 Kondo effect 或束縛能態，都與單一自旋極化的電子和傳導電子的交互作用有關。

4.2.3 不對稱閘極偏壓對電導值的影響

不對稱閘極偏壓是指固定單一支金屬閘極的電壓，而僅靠另一支金屬閘極的偏壓來控制一維窄通道的寬度，我們用樣品結構 F1 的 G_1G_2 一維窄通道來作不對稱的閘極偏壓對通道的電導影響量測，選擇固定 G_1 的偏壓分別在 $N=3、2、1、0.7$ ，此偏壓大小是依據同時改變 G_1 和 G_2 偏壓一維窄通道的電導曲線，圖 4-5 的黑色曲線，再改變 G_2 的偏壓量測一維窄通道的電導，結果如圖 4-6 所示， G_1 的固定偏壓愈小 (N 愈大)，要關閉窄通道 G_2 所需加的負偏壓也要愈大；另外，平台數目隨著 G_1 的固定偏壓愈大而減少，從 $N=3$ 的 6 個到 $N=0.7$ 減少為 4 個，這是因為 G_1 的起始負偏壓愈大，一維窄通道形成的有效寬度會愈小的緣故。

另外，在溫度 0.67 K 時再次量測 $G_1(N=3)S_2$ ，發現電導曲線較在 $T \sim 0.3K$ 量測時向左偏移，但溫度效應並不會影響窄通道的截止電壓，可能是量測過程中金屬閘極有正電荷累積或是窄通道內有雜質累積電荷，導致需要施加更多的負偏壓才能關閉通道。

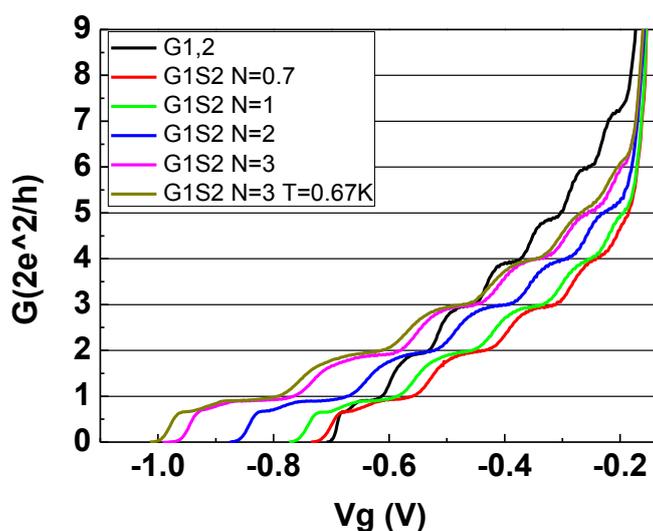


圖 4-6 樣品結構 F1 不對稱閘極偏壓的電導量測曲線圖， G_1 偏壓分別控制在 $N=3、2、1、0.7$ ，量測溫度約 0.3 K；另外， $T=0.67$ K 時再次量測 $G_1(N=3)S_2$ 。

4.2.4 控制閘極對電導值的影響

在一維窄通道上方製作控制閘極(top gate)可以控制窄通道的載子密度，控制閘極的電壓愈大底層的載子密度也愈大，進一步探討載子密度對電導曲線的影響，我們量測樣品編號 F1T 的 G_1G_4 窄通道，將控制閘極的電壓分別控制在 $V_T=0$ 、 0.2 、 0.4 V，量測結果如圖 4-7 所示。

由圖 4-7 可觀察到隨著控制閘極電壓愈大，量子化電導的數目由原先的 9 個增加到 11 個，這是因為載子密度增加導致費米能量增加，費米能下容許的次能帶數目增加所致；另外，控制閘極電壓愈大窄通道的截止電壓會往負方向移動，這是因為載子密度增加使得費米波長變短，又通道寬度與費米波長成正比關係，故相同次能帶數的通道其通道寬度會變窄，表示金屬閘極必須施加更多的負偏壓才能使得通道內的次能帶數減少 1。

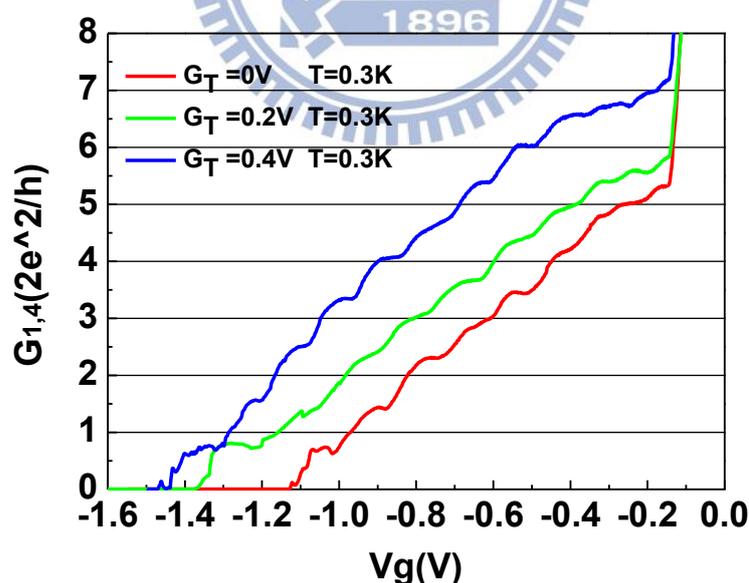


圖 4-7 控制閘極偏壓對一維窄通道電導曲線的影響，曲線由右到左分別是 $V_T=0$ 、 0.2 、 0.4 V 的電導曲線，量測溫度約在 0.3 K。

4.3 源極-汲極電位分析(source-drain bias measurement)

前述量測窄通道的電導都是藉由閘極偏壓改變通道寬度來觀察電導值的變化，過程中窄通道的源極(source)和汲極(drain)電壓差 $V_{sd} \sim 0$ V，若我們將量測方式相反過來，固定窄通道的寬度而改變源極和汲極電壓來量測電導的變化，則可觀察電子在費米能量附近的能態分布，我們可將流經窄通道的電流寫成：

$$I(V_{sd}) = \frac{2e}{h} \sum_n \left[\int_0^{\mu_1 + eV_{sd}/2} T_n^>(E, V_{sd}) dE - \int_0^{\mu_2 - eV_{sd}/2} T_n^<(E, V_{sd}) dE \right] \quad (4.9)$$

電流是能量 $\mu_1 + eV_{sd}/2$ 以下的電子向右穿透窄通道所貢獻的電流加上能量 $\mu_2 - eV_{sd}/2$ 以下的電子向左穿透窄通道貢獻的電流，示意如圖 4-8。

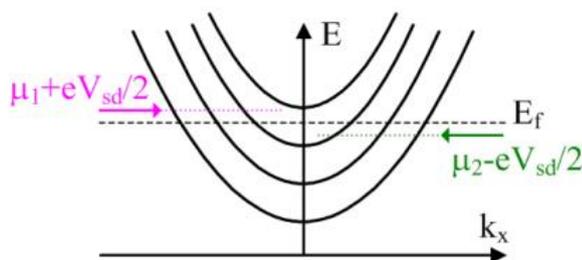


圖 4-8 調變源極汲極電壓($V_{sd} \neq 0$)時，源極和汲極的化學位勢對應一維窄通道次能帶能階的示意圖[22]。

費米能量以下有三個次能帶，此時電導值為 $3g_0$ ，我們透過串聯一直流電壓於源極和汲極兩端來調變電子的能量，當向右傳輸的電子能量 $\mu_1 + eV_{sd}/2$ 等於第四個次能帶能量時會多一個向右傳輸的次能帶，提供了 $g_0/2$ 的電導使總電導為 $3.5g_0$ ，而當向左傳輸的電子能量 $\mu_2 - eV_{sd}/2$ 等於第三個次能帶能量時會少一個向左傳輸的次能帶，總電導減少 $g_0/2$ 變為 $2.5g_0$ 。好的一維窄通道的特性之一是能侷域出次能帶分明的量子化能階，我們可透過量測

source-drain spectroscopy 來觀察電子在費米能量附近的能態分布，進一步檢測製作的一維窄通道品質是否良好。

圖 4-9 是樣品結構 F2 的 G_1G_6 窄通道的 source-drain spectroscopy，每條曲線都是固定的窄通道寬度，僅改變源極和閘極的電壓差來量測電導曲線，左圖是用 G_1 和 G_6 對稱偏壓來控制通道寬度，右圖是固定 G_1 電壓 ($N=3$) 僅靠 G_6 偏壓來控制通道寬度，所以兩者在二維電子氣層形成窄通道的位置是有差異，造成通道內雜質的分布形式不同，進一步觀察雜質對 source-drain spectroscopy 結構的影響。圖中曲線密集處是電導曲線平台的位置，其對應的窄通道能階與源極、汲極能量關係我們用圖 4-9 中的右圖當例子解釋，顯示在圖 4-10，圖中 a 點標示的電導值為零，對應能譜圖源極和汲極位勢能下沒有任何的次能帶，b 點標示的電導值為 $1g_0$ ，對應能譜圖源極和汲極位勢能下都有一個次能帶供電子佔據，c 點標示的電導值為 $3g_0/2$ ，對應能譜圖源極位勢能下有一個次能帶而汲極位勢能下有兩個次能帶，造成電導是 $g_0/2$ 的整數倍，皆如同式(4.9)所描述。

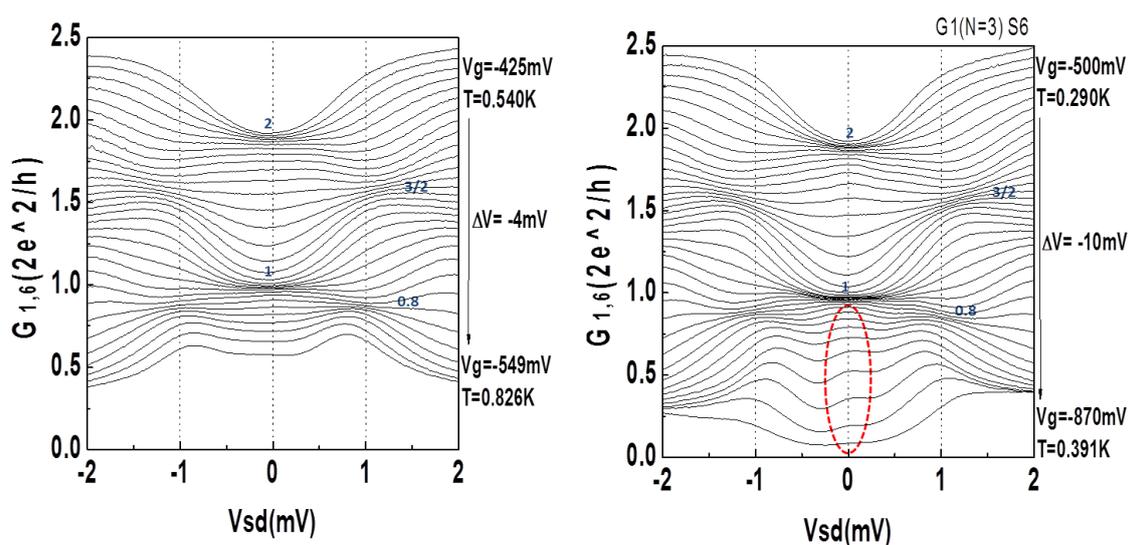


圖 4-9 結構 F2 樣品中 G_1G_6 窄通道的 source-drain spectroscopy 量測，左右圖分別是用對稱和不對稱閘極偏壓來控制窄通道寬度。

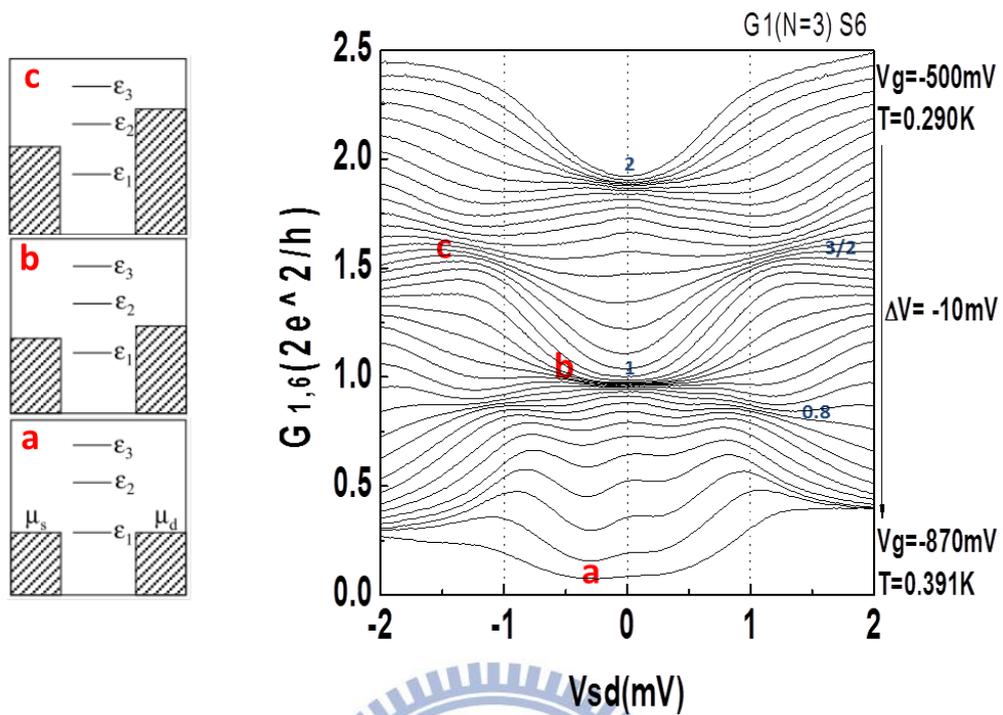


圖 4-10 source-drain spectroscopy 中三個不同電導分別對應的能帶示意圖。

另外我們可以從圖 4-9 右圖發現 ZBA (zero-bias anomaly, ZBA) 現象，在 $V_{sd}=0V$ 處電導有小小的上升峰值(虛線圈起處)，在實驗上，ZBA 峰值會受到溫度及外加磁場的影響而消失或分裂[9, 23]，普遍上認為跟一維的 Kondo effect 有關，目前學界尚無定論。而圖 4-9 左右兩圖的差別除了量測時溫度的差異之外，透過窄通道形成位置的差別，意圖使兩個窄通道內雜質分布存在差異，而由本實驗室博班學長劉凱銘的實驗結果得知雜質會使 source-drain spectroscopy 的結構改變[22]，我們再回頭看圖 4-9 左右兩圖，發現除了右圖的 ZBA 現象之外，兩圖的曲線結構幾無差異，表示我們製作的樣品窄通道內乾淨無雜質，但我們也不排除雜質存在的可能性，或許就是雜質對 ZBA 峰值的產生影響，可能雜質的存在增加散射機率影響電流傳輸使得 ZBA 現象消失，或是雜質累積電荷提供了一類似束縛態的結構而造成 ZBA 峰值。

為了探討溫度對 ZBA 現象的影響，將樣品再次下低溫(第二次的 cooling cycle)，再量測結構 F2 的 G_1G_6 和 G_1G_4 窄通道的 source-drain spectroscopy，其中 G_1G_6 窄通道分別在溫度 2.7 K、1.5 K 和 < 0.55 K 量測，而 G_1G_4 窄通道僅僅只在 0.3 K 下量測，窄通道寬度皆是同時改變兩支金屬閘極偏壓來控制(對稱偏壓)，量測結果如圖 4-11。

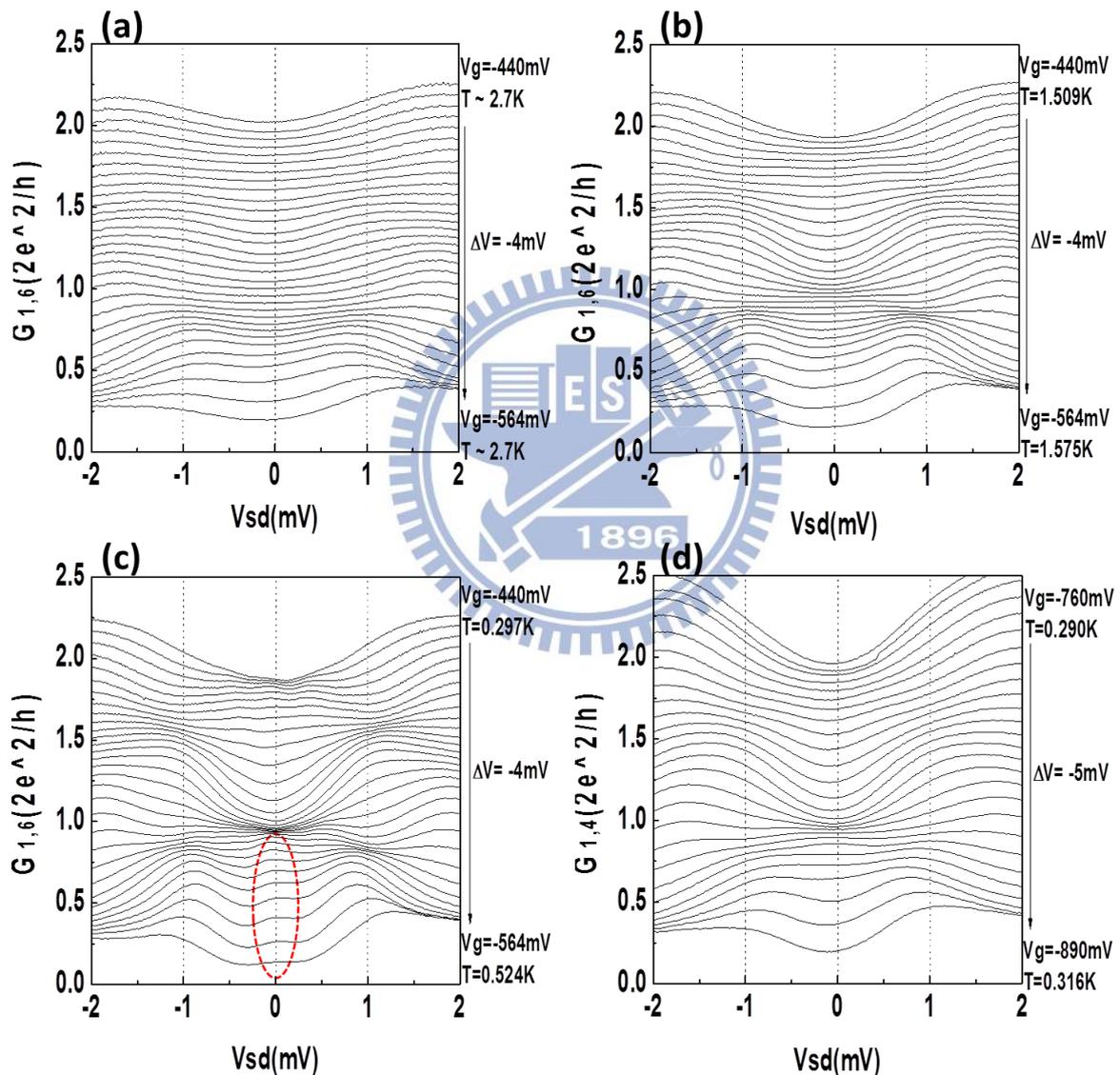


圖 4-11 (a)、(b)、(c)分別是結構 F2 中的 G_1G_6 窄通道在 2.7K、1.5K、 < 0.6 K 下量測的 source-drain spectroscopy；(d) 結構 F2 中的 G_1G_4 窄通道在 ~ 0.3 K 時的 source-drain spectroscopy。

先從圖 4-11(a)來看，溫度 2.7 K 時熱效應使次能帶模數混合，電子有大的機率往較高的次能帶躍遷，故沒有觀察到任何的電導平台，隨著溫度降低到約 0.3 K，可以觀察到明顯的密集曲線，在 $V_{sd}=0$ V 處有 $N=1 g_0$ 、 $2 g_0$ 的電導平台而在 $V_{sd}\sim 1$ mV 處有 $N=0.8 g_0$ 、 $3 g_0/2$ 的電導平台；而圖 4-11(c)也可觀察到 ZBA 現象，與圖 4-9 左圖皆是用對稱偏壓來控制通道寬度，但圖 4-9 左圖卻沒有量到 ZBA 現象，兩者的不同僅在於量測時的溫度，量測圖 4-11(c)時的溫度變化由 0.297 K 到 0.524 K，而圖 4-9 左圖的溫度變化由 0.540 K 到 0.826 K，另外，圖 4-9 右圖的溫度變化是從 0.290 K 到 0.391 K，正好在溫度低的情況下可觀察到 ZBA 現象，證實了 ZBA 現象受溫度影響，當然我們仍無法確定圖 4-9 右圖的 ZBA 是因為較低溫而顯現，還是不對稱的閘極偏壓通道內有雜質電荷累積形成類似束縛態結構所造成。

而圖 4-11(d)是樣品結構 F2 窄通道 G_1G_4 的 source-drain spectroscopy，由於此一維窄通道的電導平台不明顯所以僅在 $G=1g_0$ 處有明顯的曲線密集，量測溫度從開始的 0.290 K 到 0.316 K，但沒有像 G_1G_6 窄通道在低溫時 ($T<0.55$ K) 觀察到 ZBA 現象，可能是窄通道的長度變長，增加了電子非彈性碰撞的機率消彌了 ZBA 峰值。

再看另一個結構 F1 的 G_1G_2 窄通道量測的 source-drain spectroscopy，如圖 4-12，左右兩圖分別是對稱和不對稱的閘極偏壓控制通道寬度，在相近的溫度區間都沒有觀察到 ZBA 現象。另外，我們可以發現在 $0.7 g_0$ 處有明顯的曲線密集，而其對應的電導對閘極偏壓的關係圖(圖 4-5)中就可發現結構 F1 的 G_1G_2 窄通道有非常明顯的 0.7 結構；而兩張圖的差異顯現在右圖的藍色和紅色曲線，恰巧 $0.7 g_0$ 附近，這部分推測是不對稱偏壓下 0.7 結構電導表現形式不同所導致。

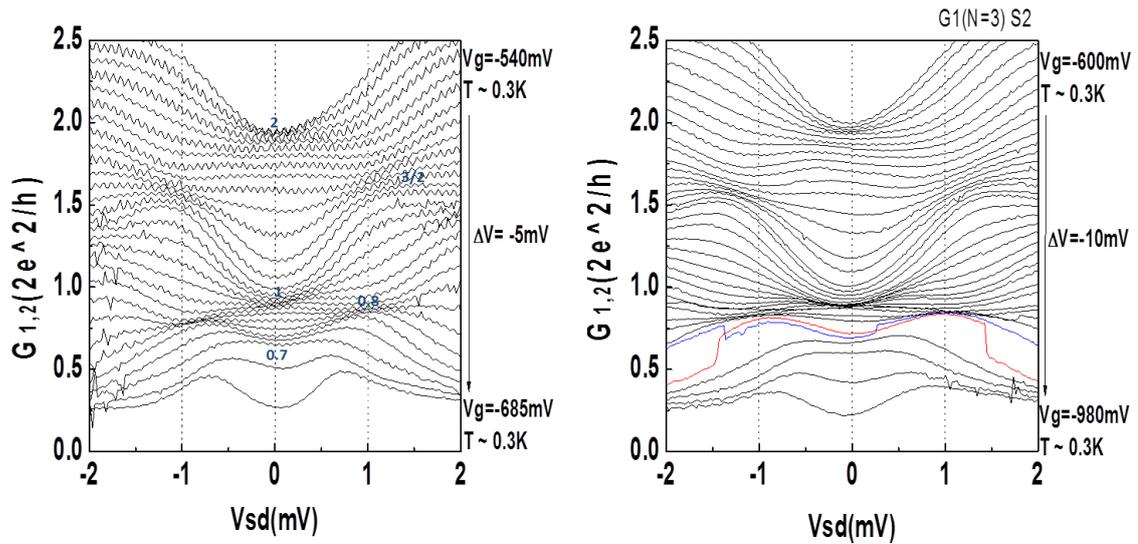


圖 4-12 結構 F1 中的 G_1G_2 窄通道在 $\sim 0.3K$ 時的 source-drain spectroscopy，左右圖分別是用對稱和不對稱閘極偏壓來控制窄通道寬度。左圖中曲線震盪是因為取點的 time constant 設定太小所致，增大後量測右圖時獲得改善。

總而言之，ZBA 現象會受溫度、通道內雜質[24]或閘極偏壓影響窄通道的幾何形狀、位置[25-28]影響，雖然尚無法確定其發生的原因，但可以從 source-drain spectroscopy 確認我們實驗製作的一維窄通道品質不錯，可以侷域出次能帶分明的量子化能階。

4.4 鄰近位能阱對一維窄通道電性傳輸的影響

本實驗利用 Bird 團隊研究束縛態的方法來探討鄰近位能阱對類一維窄通道電性傳輸的影響，並探討此位能阱的存在形式：固定一對 QPC 的閘極偏壓作為 detector QPC，同時改變鄰近 QPC 的閘極偏壓作為 swept QPC，觀察 swept QPC 負偏壓逐漸增大至通道關閉對 detector QPC 的電導值的影響。樣品由六支獨立的金屬閘極構成，結構如圖 4-13(a)，量測時使用的是結構 F2 的樣品，歐姆接點 O_3 、 O_4 的接點電阻皆太大而無法作為電壓電流腳，無法量測 G_3G_4 窄通道的電導值，所以 G_3G_4 不能當作 detector QPC；而 G_1G_2 窄通道作為 detector QPC 的話，由於受限電流的路徑使得 swept QPC 有機會直接影響電流的傳輸，故也不適合做為 detector QPC；下面我們將分別針對 G_1G_6 和 G_4G_5 窄通道作為 detector QPC 來探討：

(1) G_1G_6 detector QPC：

首先，我們選取金屬閘極 G_1G_6 作為 detector QPC，施加定偏壓(V_D)使通道的寬度固定，同時取金屬閘極 G_1G_2 當作 swept QPC，但僅僅改變加在 G_2 的偏壓(V_S)，僅靠 G_2 來調變 G_1G_2 窄通道的通道寬度，其餘 3 支未使用的金屬閘極保持接地(ground)，量測配置如圖 4-13(b)所示。量測約在 0.3K 下進行，由圖 4-3(b)我們知道窄通道 G_1G_6 有 8 個量子化電導平台，故能將偵測窄通道依序控制於 $G_D = 5, 4, 3, 2, 1 g_0$ 等五種不同的寬度，並將 V_S 由 0 V 緩慢遞減至 -2.0 V，觀察 V_S 變化對 detector QPC 電性傳輸造成的影響，量測結果顯示在圖 4-14。

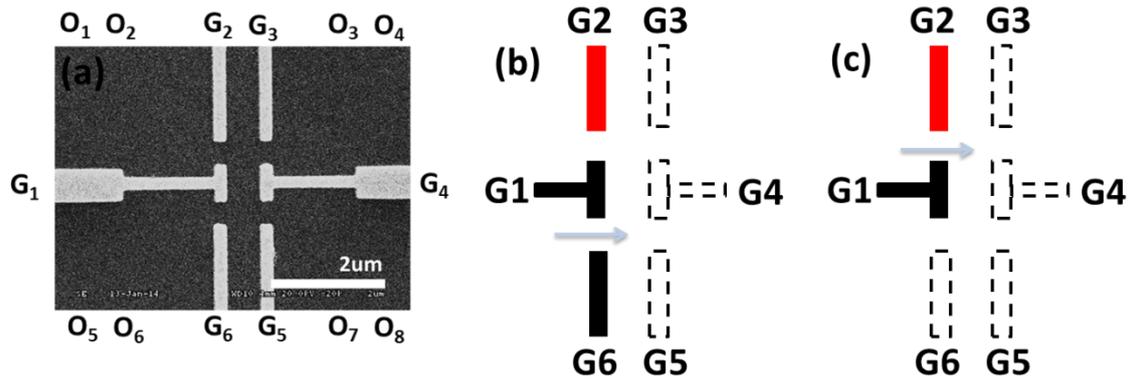


圖 4-13 (a)樣品結構 F2 各閘極與歐姆接點之編號；(b)束縛能態量測配置圖，黑色閘極為 detector QPC，紅色閘極為 swept QPC，箭頭指示電流方向；(c)單獨量測 G_1G_2 窄通道的電導，固定 G_1 的偏壓，僅靠 G_2 來改變通道寬度。

圖 4-14 中黑色曲線即為固定 detector QPC 通道寬度，同時掃描 swept QPC 電壓時 detector QPC 的電導值(G_D)，如圖 4-13(b)，其值對應左邊的 Y 軸，紅色曲線是以歐姆接點 O_1 、 O_2 、 O_7 、 O_8 作為電壓電流角，並分別固定 G_1 偏壓等於 5,4,3,2,1 g_0 ，此固定偏壓是以 G_1G_6 窄通道為標準，單獨由 G_2 偏壓改變通道寬度來量測 G_1G_2 窄通道的電導值(G_S)，如圖 4-13(c)，電導值對應右邊的 Y 軸。首先我們討論 G_D 曲線， V_S 由 0V 開始慢慢往負電壓增加時， G_D 值緩緩地下降，當 V_S 下降至小於 -1V 時，我們發現 G_D 值有一小的峰值變化(圖 4-14 虛線圈起處)，持續增加 V_S 負偏壓， G_D 值下降的斜率較先前來得大，整體來看，這一小的峰值是 G_D 曲線變化的分野，而這一峰值是否如 Bird 團隊實驗中由鄰近的束縛能態所造成的是我們緊接著要討論的方向，然而圖中 5 條 G_S 曲線掃描偏壓從 0V 降至 -2.0V 時都沒有到達截止電壓，也就是說 G_1G_2 窄通道當閘極偏壓加到 -2.0V 時都無法關閉，依照 Bird 團隊的理論，閘極通道幾乎關閉時才会有單一自旋的束縛能態產生，因此 G_D 曲線的峰值並不是由通道接近關閉時產生的束縛能態所造成。

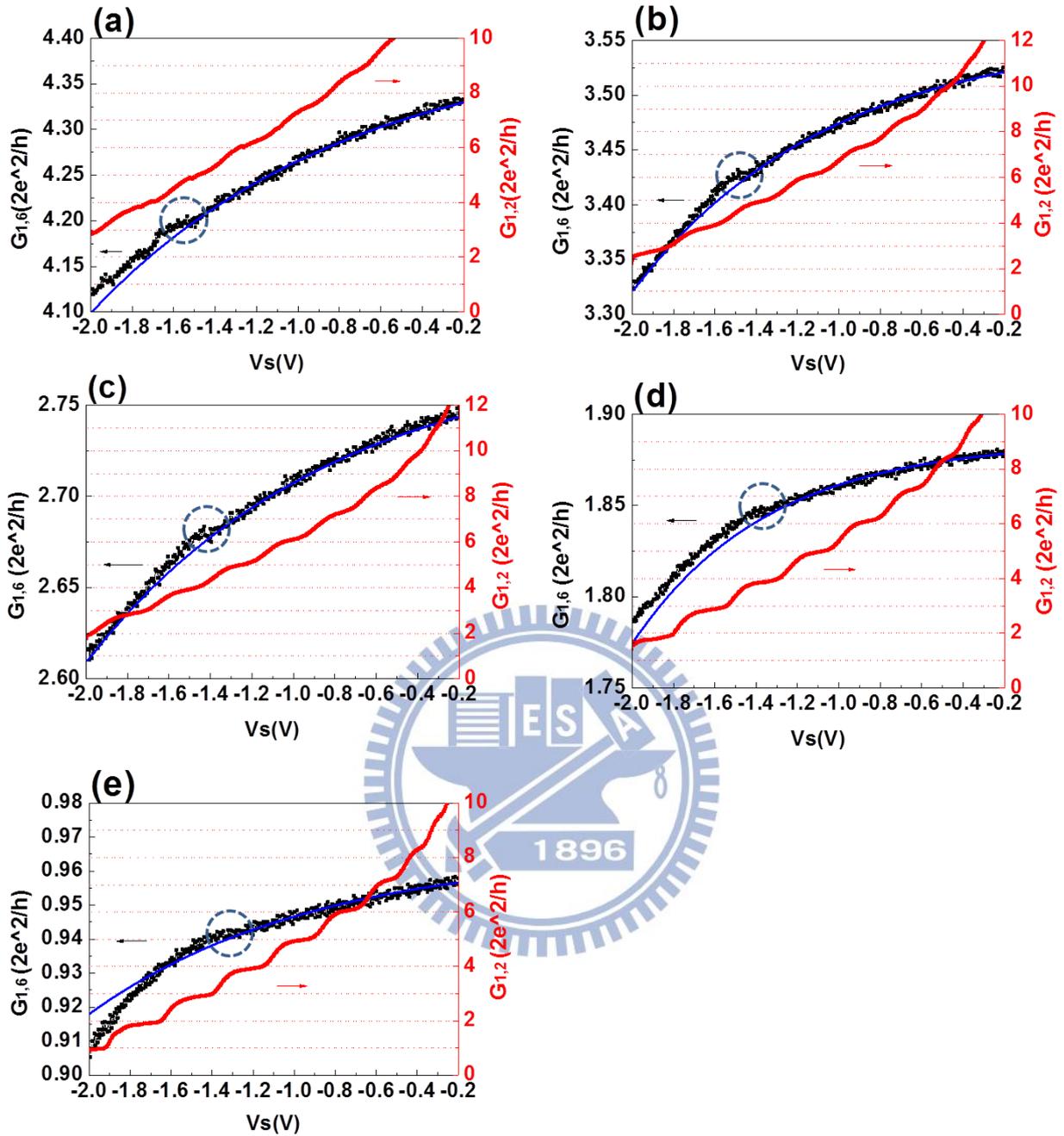


圖 4-14 以 G_1G_6 為 detector QPC，將其控制在不同寬度下，同時把 G_1G_2 作為 swept QPC，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖；(a) 通道寬度控制於 $G_D=5g_0$ ；(b) 通道寬度控制於 $G_D=4g_0$ ；(c) 通道寬度控制於 $G_D=3g_0$ ；(d) 通道寬度控制於 $G_D=2g_0$ ；(e) 通道寬度控制於 $G_D=1g_0$ 。

繼續探討 G_D 曲線峰值發生的原因之前，我們先要知道峰值發生的位置以及其對應 swept QPC 的通道數，為了確定峰值發生的位置，我們對 G_D 以 $0V \sim -1V$ 曲線區間為標準作擬合曲線，擬合曲線為指數函數，即圖 4-14 中的藍色曲線，我們把 G_D 曲線開始偏離擬合線的電壓當作偏離點，得出 detector QPC 通道寬度為 $5g_0$ 的偏離點在 $V_S = -1.535V$ ，對應於 swept QPC $N=5$ ，通道寬度為 $4g_0$ 的偏離點在 $V_S = -1.470V$ ，對應於 swept QPC $N=5$ ，通道寬度為 $3g_0$ 的偏離點在 $V_S = -1.420V$ ，對應於 swept QPC $N=4$ ，通道寬度為 $2g_0$ 的偏離點在 $V_S = -1.365V$ ，對應於 swept QPC $N=4$ ，通道寬度為 $1g_0$ 的偏離點在 $V_S = -1.300V$ ，對應於 swept QPC $N=4$ ，偏離點隨著 G_1G_6 窄通道愈窄有往正電壓移動的趨勢，表示此一小小電導峰值的發生與 G_1G_2 窄通道相關，但與對應的 G_1G_2 窄通道次能帶數無關。另外，特別強調的是此小小的電導峰值在樣品兩次下低溫時皆有量測到，且偏離點隨著 G_1G_6 窄通道愈窄皆有往正電壓移動的趨勢，說明了此小小電導峰值的發生並非偶然。

我們推測此一微小峰值變化是分流電子受到 G_1G_2 窄通道內額外散射點的散射後與流經 G_1G_6 窄通道的電子相干涉而導致，此散射點可能是雜質電荷累積或是束縛態所形成，其中束縛態的產生原因除了 Bird 團隊提出的在通道幾近關閉時的電子單一自旋態，可能窄通道內本來就有束縛態存在[29]，其來自通道的鄰近雜質電荷累積或樣品本身的缺陷所造成。

我們再來看另一對 swept QPC 對 G_1G_6 窄通道電性傳輸的影響，由於以 G_1G_2 作為 swept QPC 時通道尚無法關閉，使用金屬閘極 G_2 和 G_3 作為 swept QPC，相同的通道寬度 G_1G_4 窄通道在 $V_g = -0.89V$ 時通道關閉，來觀察通道關閉時產生的束縛態對 G_1G_6 detector QPC 造成的電性傳輸影響，將 G_1G_6 通道寬度分別控制在 $4, 3, 2, 1 g_0$ ，量測結果在圖 4-15，沒有如 Bird 團隊觀察

到束縛態造成的電導峰值或類似圖 4-14 的峰值變化，與圖 4-14 相較之下僅整體電導值下降幅度增加，僅 G_2 作為 swept QPC 的整體電導下降幅度由 $N=5$ 到 $N=1$ 分別為 5%(0.213 g_0)、5.6%(0.198 g_0)、4.7%(0.128 g_0)、4.8%(0.091 g_0)、5%(0.048 g_0)，而 G_2 和 G_3 作為 swept QPC 的整體電導下降幅度由 $N=4$ 到 $N=1$ 為 18%(0.624 g_0)、27%(0.734 g_0)、32%(0.597 g_0)、40%(0.386 g_0)；由圖 4-14 和圖 4-15 兩個量測組態我們可推知 G_1G_6 detector QPC 的電導對於周遭環境的位能分布形式十分靈敏，分流電子在不同的位能分布形式下經過的散射次數和形式也不同，造成與流經 G_1G_6 窄通道的電子相干涉的結果也不同。

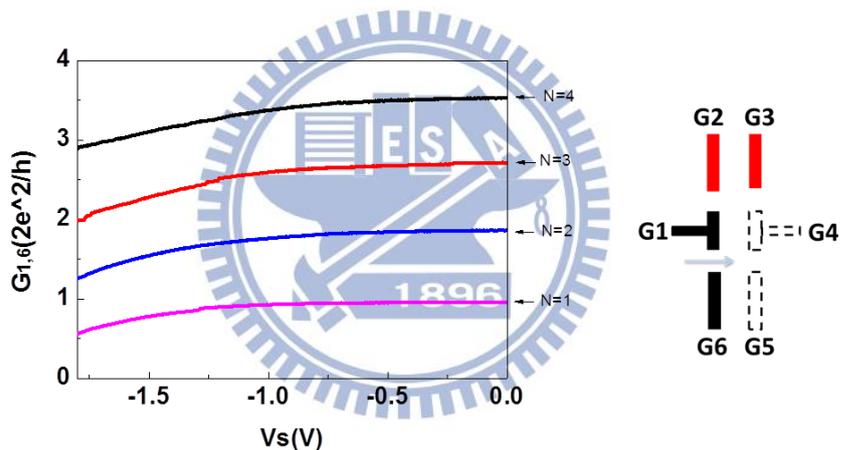


圖 4-15 以 G_1G_6 為 detector QPC，將其分別控制在 $N=4,3,2,1 g_0$ 寬度下，同時把 G_2 和 G_3 作為 swept QPC，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖。

(2) G_4G_5 detector QPC :

將 G_4G_5 作為 detector QPC 的量測時，因無法量測窄通道 G_3G_4 的電導曲線，所以僅分別由 G_1G_2 、 G_1G_4 和 G_2G_3 作為 swept QPC 量測，圖 4-16 是以 G_2G_3 當作 swept QPC 量測 G_4G_5 detector QPC 的電導變化曲線，並沒有觀察到電導變化峰值，僅觀察到整體電導值的下降，下降幅度由 $N=3$ 到 $N=1$ 為 31%(0.802 g_0)、47%(0.852 g_0)、100%(0.927 g_0)。

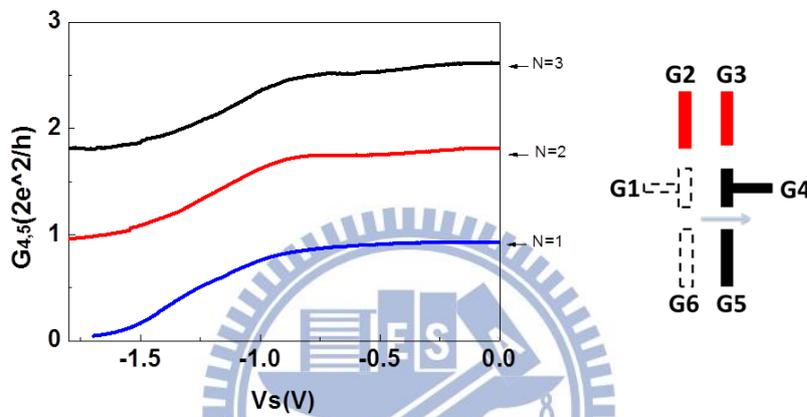


圖 4-16 G_4G_5 為 detector QPC，將通道寬度分別控制在 $N=3,2,1 g_0$ 下，同時把 G_2 和 G_3 作為 swept QPC，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖。

圖 4-17 中黑色曲線是以 G_1G_2 為 swept QPC 量測 G_4G_5 detector QPC 的電導變化，而紅色曲線是以 G_1G_4 為 swept QPC，值得注意的是，量測以 G_1G_2 為 swept QPC 的電導曲線時， G_1G_2 窄通道通道關閉時(截止電壓為 -1.13V，見圖 4-3(a))產生的束縛態，對 G_4G_5 detector QPC 的影響沒有顯現在一電導峰值的變化，取而代之的是一連串的电導振盪變化，由於以 G_1G_4 為 swept QPC 的電導曲線也觀察到類似的電導振盪， G_1G_4 窄通道離 detector QPC 的距離比 G_1G_2 窄通道還近，可能是 G_1G_4 窄通道主導了對 detector QPC 的影響，無論如何，本實驗仍無法驗證束縛態的存在。

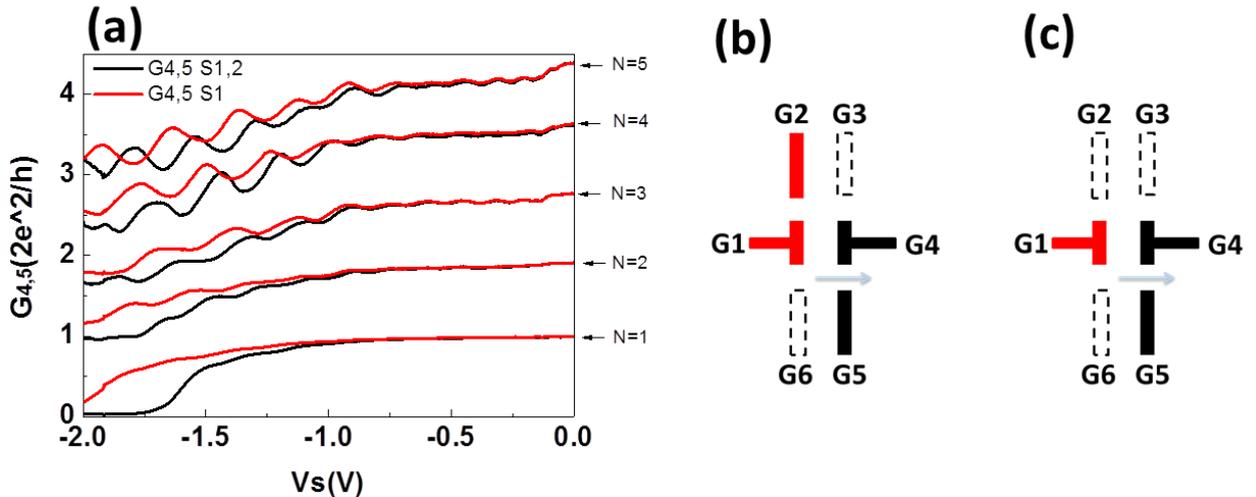


圖 4-17 (a) G_4G_5 為 detector QPC，並將通道寬度分別控制在 $N=5,4,3,2,1 g_0$ ，在 0.3K 下，電導值 G_D 與 V_S 的變化關係圖，黑色曲線是將 G_1 和 G_2 作為 swept QPC，紅色曲線是僅將 G_1 作為 swept QPC，量測方式分別對應了 (b) 和 (c) 圖。

我們先從以 G_1G_4 為 swept QPC 的紅色曲線探討，類似的電導振盪曲線之前本實驗室的博班劉凱銘學長有量測到[22]，圖 4-18 是引用學長論文中的量測圖，量測方式如圖 4-18(a) 左上小圖所示，固定金屬閘極 B-R 的電壓作為 detector QPC，同時改變閘極 A 的偏壓將 A-R 作為 swept QPC，量測結果顯示在圖 4-18(b)，五條電導曲線是施加不同的控制閘極電壓，由下而上分別是 $V_T=0, -0.5, -0.8, -1.2, -1.5$ V，振盪振幅隨著載子濃度減少而變小。

電導振盪發生原因學長論文中推測是 detector QPC 與 swept QPC 兩個窄通道的次能帶錯位，如圖 4-18(a) 右下小圖所示，造成流向 swept QPC 的電流反射並與原本流向 detector QPC 的電流相干涉，隨著 swept QPC 窄通道內次能帶的推移，導致了一連續的電導振盪。

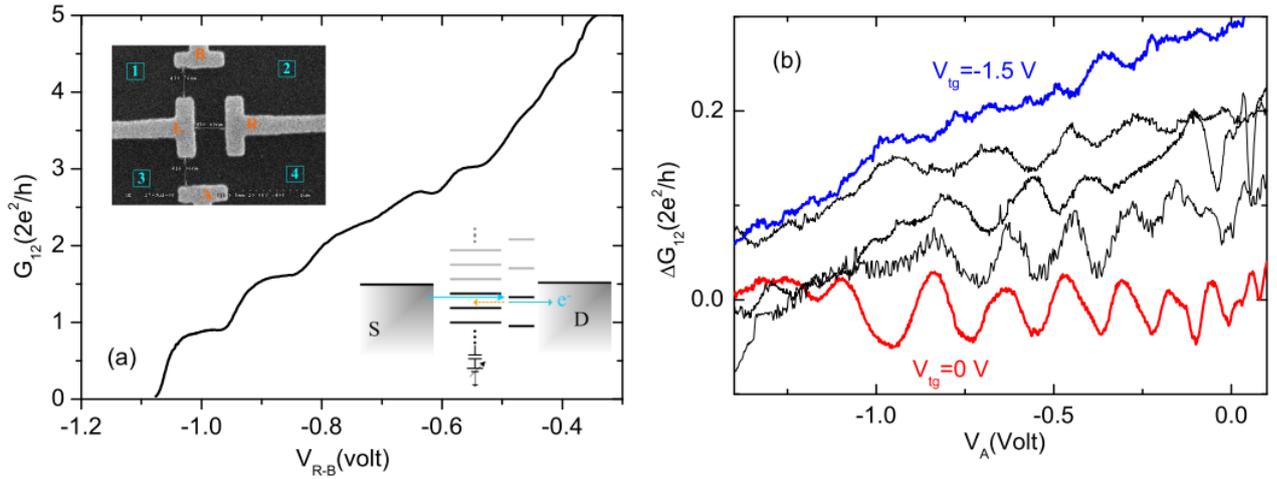


圖 4-18 博班學長劉凱銘的實驗數據(a)R-B 窄通道的電導曲線，左上插圖為樣品閘極結構，右下插圖為 detector QPC 和 swept QPC 次能帶错位造成反射電流的示意圖；(b)不同控制閘極電壓下($V_T=0, -0.5, -0.8, -1.2, -1.5$ V)，R-B 窄通道的電導隨 V_A 偏壓變化的振盪曲線[22]。

接下來我們對圖 4-17 的電導振盪曲線作分析，並驗證是否如學長論文中的推測。為了方便分析我們先將電導 G 對掃描偏壓 V_s 作微分得到 G' ，再探討 G' 峰值位置與掃描偏壓 V_s 的關係，將橫軸 V_s 分別轉換為 $|V_s|$ 、 $\sqrt{|V_s|}$ 、 $\sqrt[3]{|V_s|}$ 、 $\sqrt[4]{|V_s|}$ 並對 G' 曲線作傅立葉轉換，發現當橫軸為 $\sqrt{|V_s|}$ 時， G' 曲線峰值(或谷值)發生位置大致有一固定周期， G' 可以表示為一週期函數：

$$G' = A \cos(2\pi \sqrt{\frac{V_s}{S}}) + g \quad (4.10)$$

將 G' 與 $\sqrt{|V_s|}$ 的關係作圖，如圖 4-19 和圖 4-20，圖 4-19 是以 G_1G_4 為 swept QPC 而圖 4-20 是以 G_1G_2 為 swept QPC，標示著 G' 的函數及其週期，並以藍色實線為基準每隔一週期就標上藍色虛線， G' 曲線的峰值(或谷值)大致上都能對上藍色虛線。

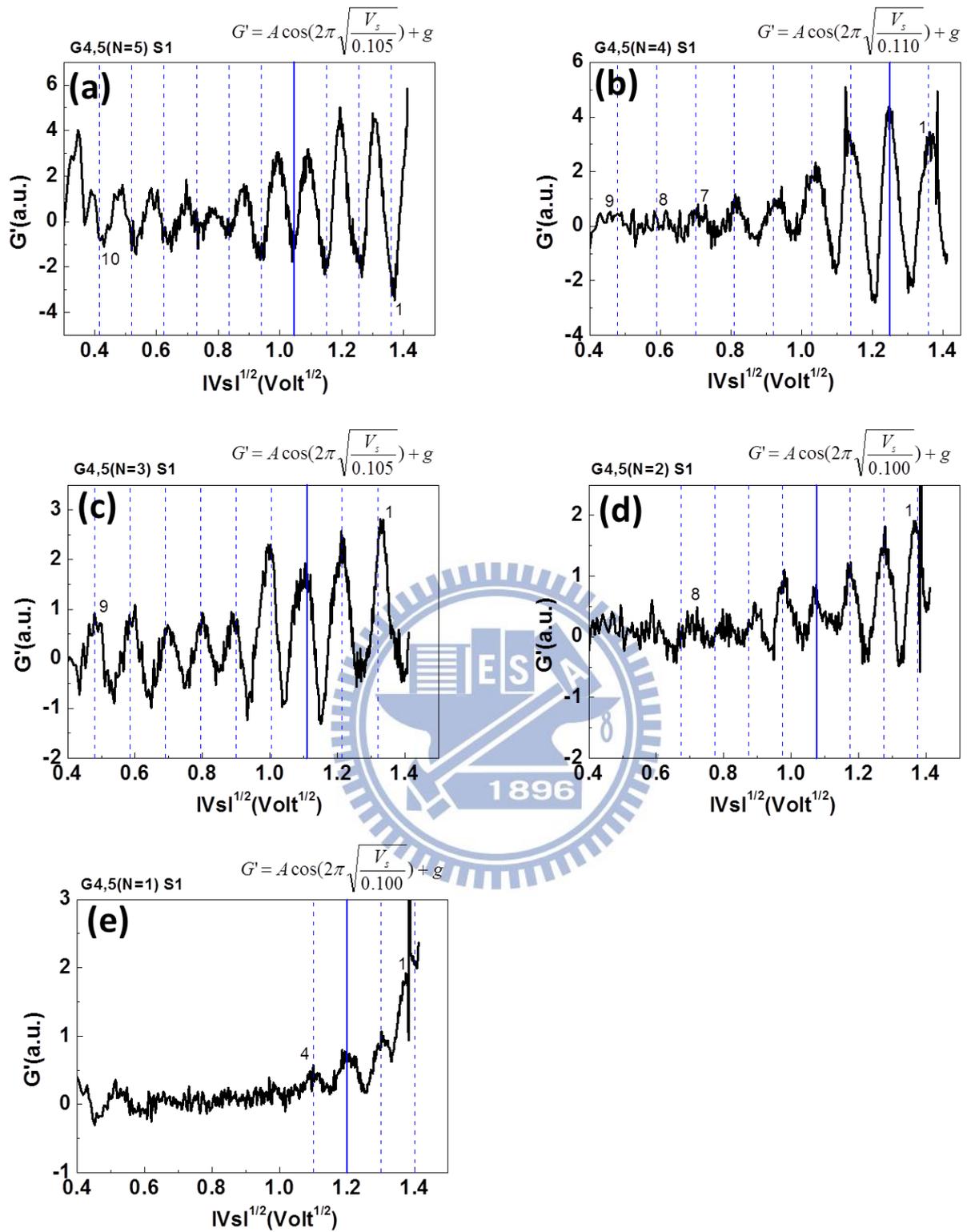


圖 4-19 將圖 4-17 中紅色曲線的縱軸改為 G' ，橫軸改為 $\sqrt{|V_s|}$ ，圖(a)~(e)依序是 detector QPC 通道寬度為 $N=5,4,3,2,1$ g_0 座標轉換後的振盪曲線。

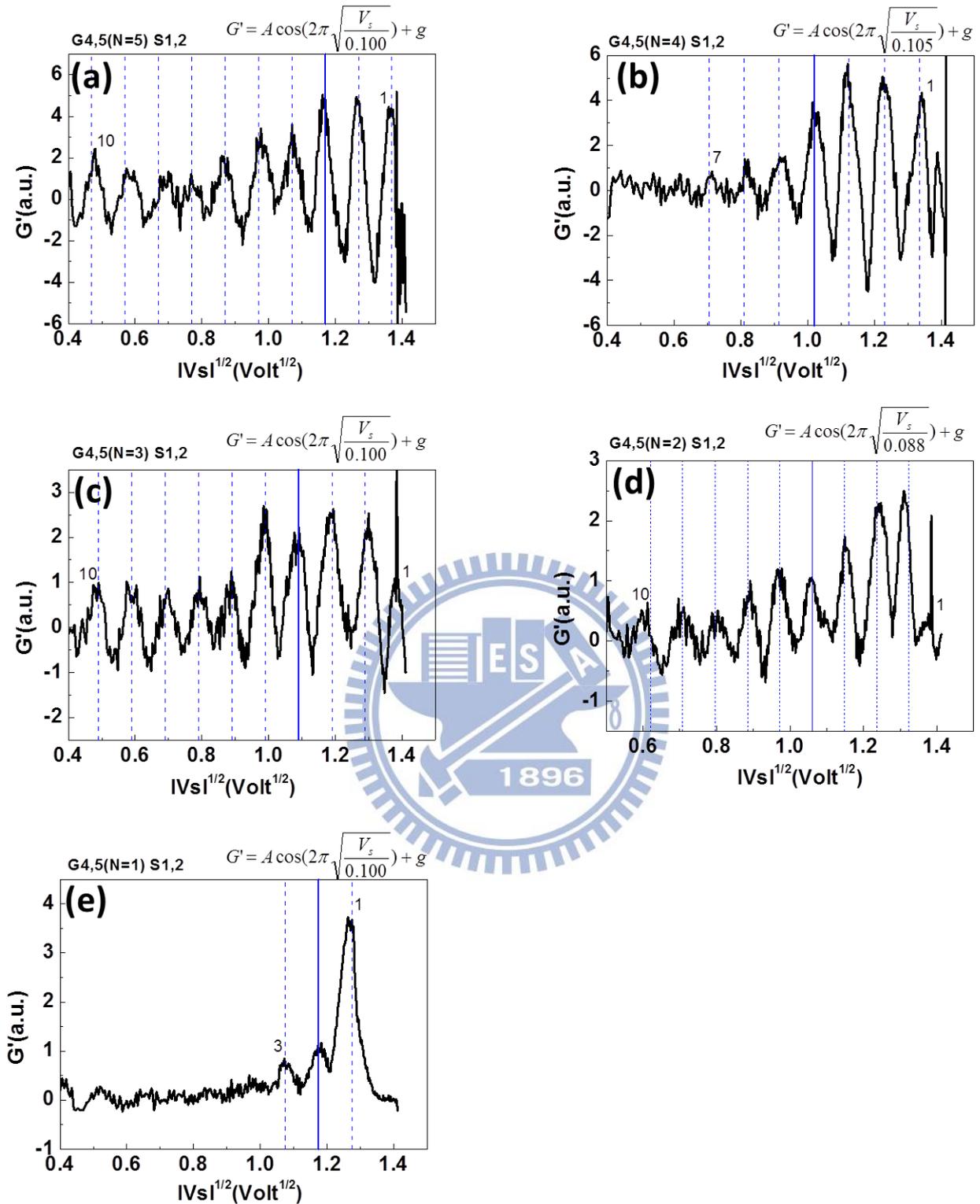


圖 4-20 將圖 4-17 中黑色曲線的縱軸改為 G' ，橫軸改為 $\sqrt{|V_s|}$ ，圖(a)~(e)依序是 detector QPC 通道寬度為 $N=5,4,3,2,1$ g_0 座標轉換後的振盪曲線。

得知電導峰值與掃描偏壓 V_s 的關係後，再來更進一步探討掃描偏壓 V_s 與次能帶的關係，首先回顧 $G_{1,4}$ 窄通道的電導對閘極偏壓 V_g 作微分的曲線，即圖 4-3(d) 中的紅色曲線，局部最小值代表平台的發生位置，使用與前述相同的方式將橫軸座標改為 $\sqrt{|V_g|}$ 並對 G' 曲線作傅立葉轉換，再對 G' 曲線與 $\sqrt{|V_g|}$ 的關係作圖，並以傅立葉轉換得到的週期 $S=0.044\text{Volt}^{1/2}$ 作標示線，如圖 4-20 所示，可以發現電導平台發生位置大約間隔 $0.044\text{Volt}^{1/2}$ ，唯 $n=12$ 、11 和 1 的平台位置偏離了週期， $N=12$ 和 11 平台的偏離可能是實際上閘極偏壓產生的位障剛深入二維電子氣時位障形式尚不明確所致，而 $n=1$ 的偏離可能是位障的擴展開始飽和所致，這可能也是圖 4-19 和圖 4-20 部分峰值稍稍偏離週期擬合線的原因。整體上而言，我們仍可以得到閘極偏壓與平台數的關係：



$$n \propto \sqrt{V_g} \quad (4.11)$$

每間隔一固定 $\sqrt{V_g}$ 通道內費米能下的次能帶數目變化為 1。

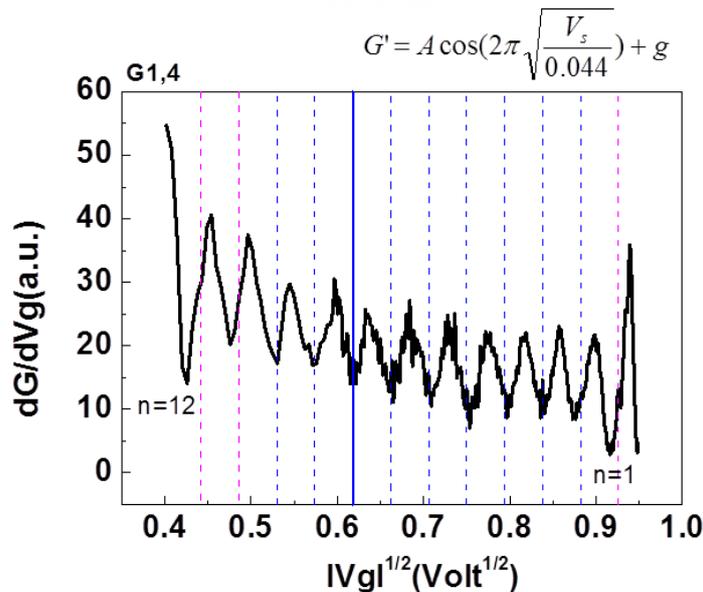


圖 4-21 將圖 4-3(d) 中紅色曲線的橫軸改為 $\sqrt{|V_g|}$ ，並標上週期擬合線。

回到先前的探討，當 swept QPC 閘極偏壓變化一固定 $\Delta\sqrt{V_g}$ 時，通道內會有一個次能帶的推移，而圖 4-17 的電導震盪峰值間距大約等於 $\Delta\sqrt{V_g}$ ，故我們可以得到此結論：G_{4,5} detector QPC 的電導振盪發生原因與 G_{1,4} swept QPC 內次能帶的推移有關，當費米能量附近的 swept QPC 與 detector QPC 內的次能帶錯位時，流向 swept QPC 的電子背向散射並與原本流向 detector QPC 的電子波函數疊加干涉，隨著掃描偏壓的改變，兩 QPC 內次能帶反覆的錯位，便造成了一連續的電導振盪。

而以 G_{1,4} 窄通道為 swept QPC 時是僅以 G₁ 閘極偏壓來控制通道寬度，所以次能帶推移所需的偏壓 $\Delta\sqrt{V_g} \approx 0.1\text{Volt}^{1/2}$ 大於由 G₁ 和 G₄ 同時控制通道所需的偏壓 $\Delta\sqrt{V_g} \approx 0.044\text{Volt}^{1/2}$ 是合理的。

回顧 4.2.1 節，本實驗的一維窄通道系統其閘極偏壓影響通道的形式以拋物線位能井描述較適合，但無論是以拋物線位能井或無限位能井描述，由式(4.2)和式(4.5)可知道通道寬度與次能帶數成正比關係，再結合上述次能帶數與閘極偏壓的關係式式(4.11)，我們可以知道實際上閘極偏壓對通道寬度的影響：

$$W_n \propto \sqrt{V_g} \quad (4.12)$$

另外，從圖 4-14 到圖 4-17 皆可觀察到 G_D 有一背景值的下降，而且雙支 swept QPC 比單支 swept QPC 下降幅度來得大，目前僅能推測閘極偏壓可能會影響整體二維電子氣的電性傳輸，詳細原因仍無法得知。

第五章 結論

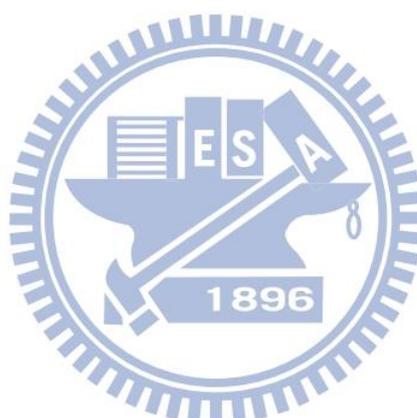
在樣品製作上，我們成功地利用微影技術在 AlGaAs/GaAs 異質接面上製作六支獨立的金屬閘極，此六支金屬閘極可以兩兩成一對侷域出類一維窄通道，透過同時施加偏壓於多個金屬閘極產生兩個或以上的類一維窄通道，我們可以觀察鄰近窄通道間電性傳輸的相互影響。

在實驗方面，透過閘極偏壓對窄通道電導的關係量測以及源極-汲極電位分析，我們可以確定金屬閘極侷域出的類一維窄通道的品質；在源極-汲極電位分析中，利用不對稱閘極偏壓側向移動量子通道以及重複升降溫來改變量子通道中的雜質分布，量測結果顯示 source-drain spectroscopy 結構相近，表示我們製作的樣品窄通道內乾淨無雜質，另外，關於 ZBA 現象，結構 F2 的 G_1G_6 窄通道在變溫量測時於低溫 ($< 0.55K$) 觀察到 ZBA 峰值，顯示 ZBA 現象受溫度影響，但在相近的溫度區間 F2 的 G_1G_4 窄通道以及 F1 的 G_1G_2 窄通道卻沒有觀察到 ZBA 峰值，表示 ZBA 現象不單受溫度影響，可能受通道內雜質或閘極偏壓影響窄通道的幾何形狀、位置等因素影響。

在兩相鄰類一維窄通道電性傳輸的相互影響量測方面，以樣品結構 F2 的 G_1G_6 為 detector QPC 而 G_1G_2 為 swept QPC 量測中，我們發現 G_D 值有一微小的峰值變化且峰值位置隨著 G_1G_6 窄通道愈窄有往正電壓移動的趨勢，表示此峰值是由 swept QPC 所造成，但不是如 Bird 團隊實驗一樣由通道接近關閉時產生的束縛態所造成，我們歸因於窄通道鄰近雜質的電荷累積造成的散射點所致。而以結構 F2 的 G_4G_5 為 detector QPC 而 $G_1(G_2)$ 為 swept QPC 的量測中，皆發現 G_D 值隨著 $\Delta\sqrt{V_s}$ 的變化有一週期性的振盪，這主要是 G_1G_4 窄通道內次能帶的推移反射了流向 G_1G_4 窄通道的電流，並與原本

流向 detector QPC 的電子相干涉所造成。另外，經由通道寬度與次能帶數的正比關係以及次能帶數與閘極偏壓的關係式，得到實際上閘極偏壓對通道寬度的影響為 $W_n \propto \sqrt{V_g}$ 。

在我們實驗中無法觀察到 swept QPC 通道接近關閉時產生的束縛態對 detector QPC 電導值的影響，主要原因是 swept QPC 與 detector QPC 共用一支金屬閘極容易造成 swept QPC 無法關閉通道，而在沒有共用金屬閘極的情況下，可關閉通道的 swept QPC 卻又被離 detector QPC 更近的窄通道主導了對 detector QPC 的影響，因此建議未來若更改樣品結構設計時，應該考慮上述情況。



參考文獻

- [1] B. van Wees, H. van Houten, C. Beenakker, J. Williamson, L. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [2] K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 135 (1996).
- [3] P. Ramvall, N. Carlsson, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, Q. Wang, and S. Lourdudoss, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 918 (1997).
- [4] B. E. Kane, G. R. Facer, A. S. Dzurak, and N. E. Lumpkin, R. G. Clark, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3506 (1998).
- [5] C.-T. Liang, M. Y. Simmons, C. G. Smith, G. H. Kim, D. A. Ritchie, and M. Pepper, *Phys. Rev. B* **60**, 10687 (1999).
- [6] K. S. Pyshkin, C. J. B. Ford, R. H. Harrell, M. Pepper, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **62**, 15842 (2000).
- [7] A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygard, and C. B. Sørensen, *Phys. Rev. B* **62**, 10950 (2000).
- [8] D. Reilly, T. Buehler, J. O'Brien, A. Hamilton, A. Dzurak, R. Clark, B. Kane, L. Pfeiffer, and K. West, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 246801 (2002).
- [9] S. Cronenwett, H. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. Kouwenhoven, C. Marcus, K. Hirose, N. Wingreen, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226805 (2002).
- [10] T. Morimoto, Y. Iwase, N. Aoki, T. Sasaki, Y. Ochiai, A. Shailos, J. P. Bird, M. P. Lilly, J. L. Reno, and J. A. Simmons, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3952 (2003).
- [11] J. P. Bird and Y. Ochiai, *Science* **303**, 1621 (2004).
- [12] V. Puller, L. Mourokh, A. Shailos, and J. P. Bird, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 096802 (2004).

- [13] L. G. Mourokh, V. I. Puller, A. Yu. Smirnov, and J. P. Bird, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 192501 (2005).
- [14] Y. Yoon, L. Mourokh, T. Morimoto, N. Aoki, Y. Ochiai, J. Reno, and J. P. Bird, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 136805 (2007).
- [15] Y. Yoon, M.-G. Kang, P. Ivanushkin, L. Mourokh, T. Morimoto, N. Aoki, J. L. Reno, Y. Ochiai, and J. P. Bird, *Applied Physics Letters* **94**, 213103 (2009).
- [16] Y. Yoon, M. G. Kang, T. Morimoto, L. Mourokh, N. Aoki, J. Reno, J. P. Bird, and Y. Ochiai, *Phys. Rev. B* **79**, 121304 (2009).
- [17] Y. Yoon, M.-G. Kang, T. Morimoto, M. Kida, N. Aoki, J. L. Reno, Y. Ochiai, L. Mourokh, J. Fransson, and J. P. Bird, *Phys. Rev. X* **2**, 021003 (2012).
- [18] Th. Englert and K. V. Klitzing, *Surf. Sci.* **73**, 71(1978).
- [19] S. Datta, "Electronic Transport in Mesoscopic Systems", Cambridge Univ. Press. Cambridge(1995).
- [20] M. E. Cage, R. F. Dziuba, and B. F. Field, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-34**, 301 (1985).
- [21] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, Inc. (2005).
- [22] 劉凱銘, 博士論文, 介觀量子通道與開放量子點之電性傳輸, 國立交通大學 (2010)。
- [23] Y. Meir, K. Hirose, and N. S. Wingreen, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 196802 (2002).
- [24] J. C. Chen, Y. Lin, K. T. Lin, T. Ueda, and S. Komiyama, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 012105 (2009).
- [25] T. M. Chen, A. C. Graham, M. Pepper, I. Farrer, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **79**, 153303 (2009).
- [26] S. Sarkozy, F. Sfigakis, K. D. Gupta, I. Farrer, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, and M. Pepper, *Phys. Rev. B* **79**, 161307 (2009).

- [27] A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygård, C. B. Sørensen, F. Beuscher, A. Forchel, and M. Michel, Phys. Rev. B **62**, 10950 (2000).
- [28] D. Hartmann, L. Worschech, and A. Forchel, Phys. Rev. B **78**, 113306 (2008).
- [29] P.M. Wu, P. Li, H. Zhang, and A.M. Chang, Phys. Rev. B **85**, 085305 (2012).

