

第四章 實驗結果分析與討論

在此一章節，將對我們所量測到的結果作一分析討論，首先介紹單一對分離閘極所量測得到的量子化電導圖形，接著分析串聯形式的量子尖端接觸，以及雙層分離閘極所量測到的結果。

4-1 窄通道的量子化電導

在量測串聯形式的量子尖端接觸、以及雙層分離閘極的樣品，皆會先做單一對分離閘極的量子化電導量測，以確定元件本身的好壞，再進行進一階段的量測。在分離閘極上，我們製作了不同線寬 (channel length: $0.4\sim 0.5\mu\text{m}$) 以及不同間距 (gap distance: $0.3\sim 0.4\mu\text{m}$)，藉由在分離閘極上加負偏壓，使二維電子氣體逐漸形成窄通道。分離閘極的電子顯微鏡影像，如圖 4-1 (a) (b) (c) 所示。圖 4-1 (a) 的二維電子氣樣品編號為 5-70，4-1 (b) (c) 的樣品編號為 5-98。

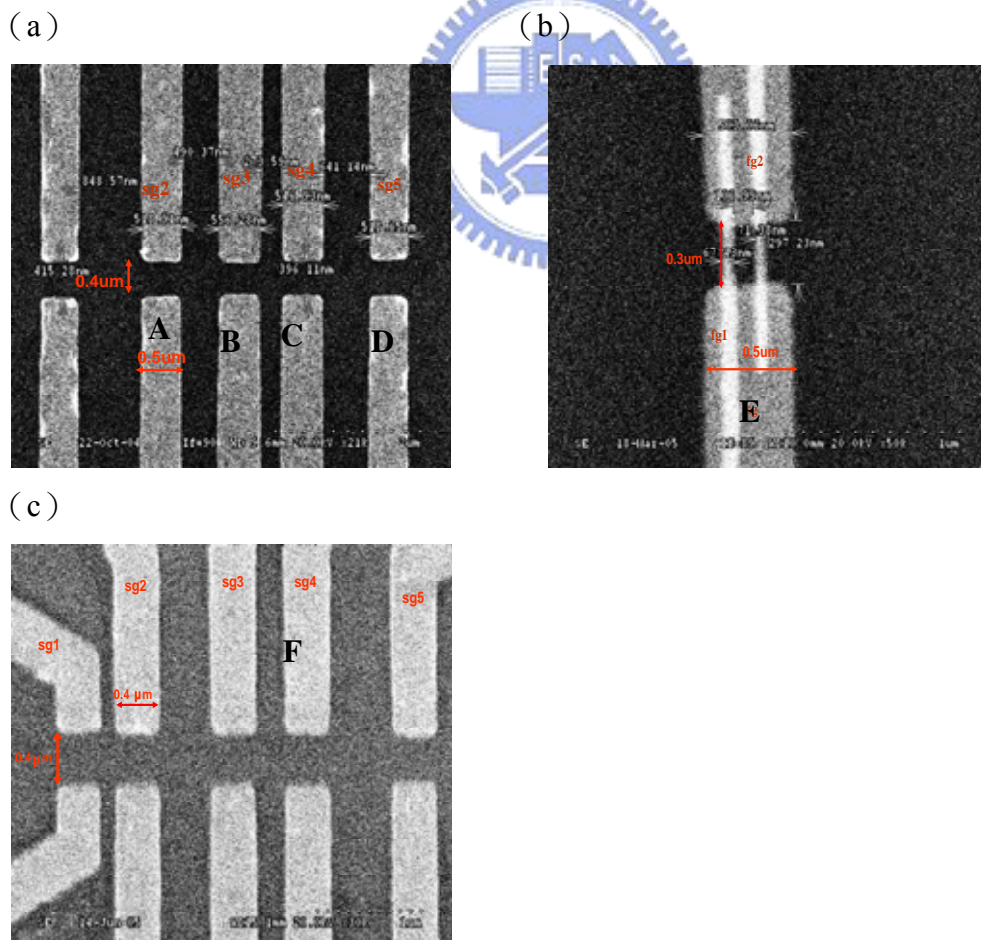


圖 4-1 各元件的電子顯微鏡影像。(a) 串聯分離閘極 I，線寬 $0.5\mu\text{m}$ ，閘極間距 $0.4\mu\text{m}$ 。

(b) 雙層分離閘極，線寬 $0.5\mu\text{m}$ ，閘極間距 $0.3\mu\text{m}$ 。(c) 串聯分離閘極 II，線寬 $0.4\mu\text{m}$ ，閘極間距 $0.4\mu\text{m}$ 。

4-1-1 窄通道寬度跟平台數目的關係

一般來說，量測到量子化電導的平台數目跟元件中閘極的間距大小有很大的關係，以實驗上的經驗來說，當閘極間距小於 $0.3\mu\text{m}$ 時，窄通道很快便截止 (pinch-off)，若截止電壓 ($V_{\text{pinch-off}}$) 約在 $-0.2 \sim -0.3\text{V}$ 時，就算樣品再照光也很難量得到量子化電導，因為在底下二維電子氣所形成的窄通道比實際元件上窄，形成的空間侷限很快便封住電子傳輸的路徑。

閘極負偏壓所形成的電場可以方形位能或拋物線位能來擬和而決定電子在窄通道的能階，並進而推出實際上在二維電子氣中窄通道的寬度。

一、 假設在窄通道中的電子所感受到的侷限位能 (confining potential) 為方形位能，則窄通道中之次能帶的能量 E_n 為：

$$E_n = \frac{\hbar^2 \left(\frac{n\pi}{W} \right)^2}{2m} \quad (4-1)$$

W 為窄通道的寬度。當我們改變閘極偏壓時，窄通道的寬度也會改變，進而改變 E_n ，使 E_F 從一次能帶移至另一個次能帶，當 E_F 若至第 n 個次能帶時，其對應的窄通道寬度 W_n 為：

$$W_n = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2mE_F}} n\pi = \frac{n\pi\hbar}{\sqrt{2m \cdot \frac{(\hbar k_F)^2}{2m}}} = \frac{n\pi}{k_F} = \frac{\lambda_F}{2} \cdot n \quad (4-2)$$

二、 若侷限位能為拋物線位能，則窄通道之次能帶能量 E_n 為：

$$E_n = \left(n - \frac{1}{2} \right) \hbar\omega, n = 1.2.3.... \quad (4-3)$$

利用一近似法使

$$\frac{1}{2}mW_y^2y^2 = \left(n - \frac{1}{2}\right)\hbar W_y \quad (4-4)$$

窄通道寬度為 $W = 2y$ ，當 E_F 若至第 n 個次能帶時，其對應的窄通道寬度 W_n 為：

$$W_n = (4n - 2)\hbar \sqrt{\frac{1}{2mE_F}} = \frac{(4n - 2)}{k_F} = \frac{(4n - 2)}{2\pi} \lambda_F \quad (4-5)$$

圖 4-2 為樣品編號 5-70 的聯分離閘極 I，各單對分離閘極所造成的窄通道的量子化電導圖形，量測溫度為 0.3K，所量得的曲線皆以扣除串聯電阻 (R_{series}) 約 200Ω (在閘極偏壓 = 0 時所量得的電阻)，量測前皆有短暫照光，提高樣品的載子濃度。在量測某一對分離閘極時，其餘閘極加 ~0.2V 正偏壓。

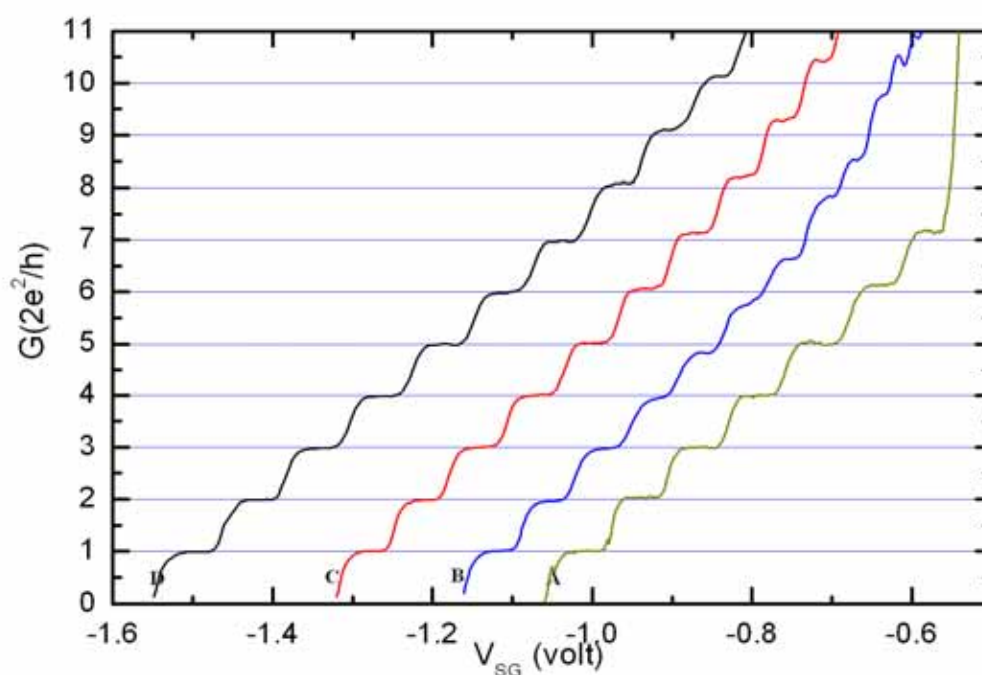


圖 4-2 樣品編號 5-70 的分離閘極 A-D 所量測到的 G-V 圖。每一條曲線代表一對分離閘極所量得的結果，可以清楚的看見量子化電導的現象，即 G 為 $2e^2/h$ 的整數倍。

圖 4-2 的閘極的線寬約 $0.5\mu\text{m}$ ，閘極間距 $0.4\mu\text{m}$ ，由於元件製作上所造成的樣品線寬無法非常一致，使得在限制位能上會有所差異，因為截止電壓的位置也不同，看到的平台數目也會不同。除編號 A 的分離閘極量到的平台數為 7 個外，其餘皆量得 10 個平台，假設限制位能為方形位能井， $n=10$ 代入式 4-2，樣品 5-70 的費米波長 $\lambda_F = 57.8\text{nm}$ ，所以可以得窄通道寬度約 289.0nm 。若假設限制位能為拋物線位能則代入式 4-5，可以得窄通道寬度約 349.7nm 。比較方形位能跟拋物線位能對寬度的影響，可以看出拋物線位能的假設所擬和出的窄通道寬度，較符合我們樣品的實際寬度。

圖 4-3 為樣品編號 5-98，編號 E 之分離閘極結構所量得的量子化電導圖形。量測分離閘極時，指狀閘極上不加正偏壓。

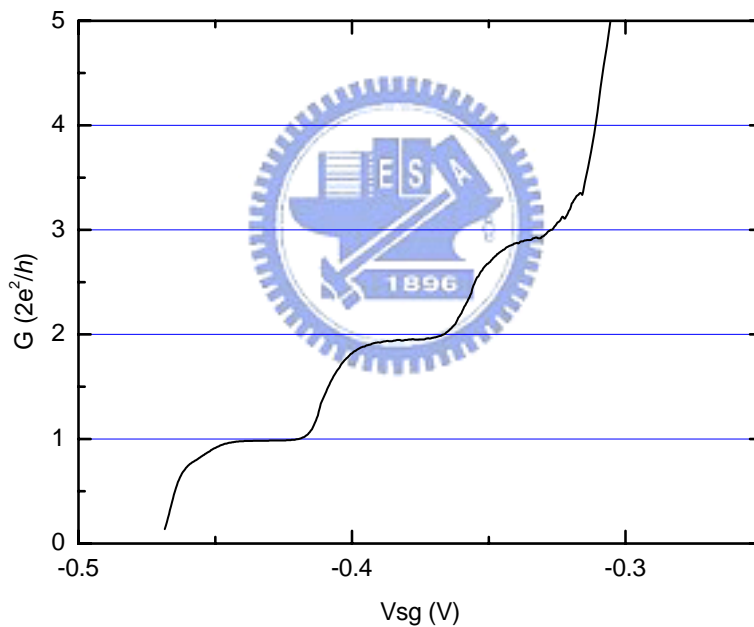


圖 4-3 樣品編號 5-98 的分離閘極 E 所量測到的 G-V 圖，扣除串聯電阻約 60Ω 。分離閘極的線寬約為 $0.5\mu\text{m}$ ，閘極間距 $0.3\mu\text{m}$ ，可以清楚看到三個量子化電導平台。

在分離閘極 E 我們量得到三個平台結構，樣品 5-98 的費米波長 $\lambda_F = 54.1\text{nm}$ ，以 $n=3$ ，分別代入限制位能為方形位能井跟拋物線位能所得到的寬度公式，可得樣品窄通道的實際寬度。以方形位能代入所得的實際寬度約為 81.2nm ；拋物線位能代入所得實際寬度約 86.1nm 。其實際寬度都跟元件上金屬閘極的閘極間距有一段差距，理論上約可出現 10 個左右的平台，推測原因可能是樣品製作時，由於電子束微影曝光劑量過大，使得樣品線寬變得比預設值大，而造成閘極間距變窄；或是金屬閘極邊緣不平整，使得加負偏壓所形成的位能亦不平整，造成電子散射機率增加，使透射係數 T_n 漸小於 1 的緣故。至於 0.7 結構，其產生的原因主要跟電子自旋有關【8】，不同於量子化電導屬於傳輸效應 (transmission effect)【20】，且隨著量測溫度較高，其結構越明顯【8】，4-1-2 節也會有實驗的結果展現。

樣品 5-98，分離閘極 F 的量測結果，如圖 4-4 所示。

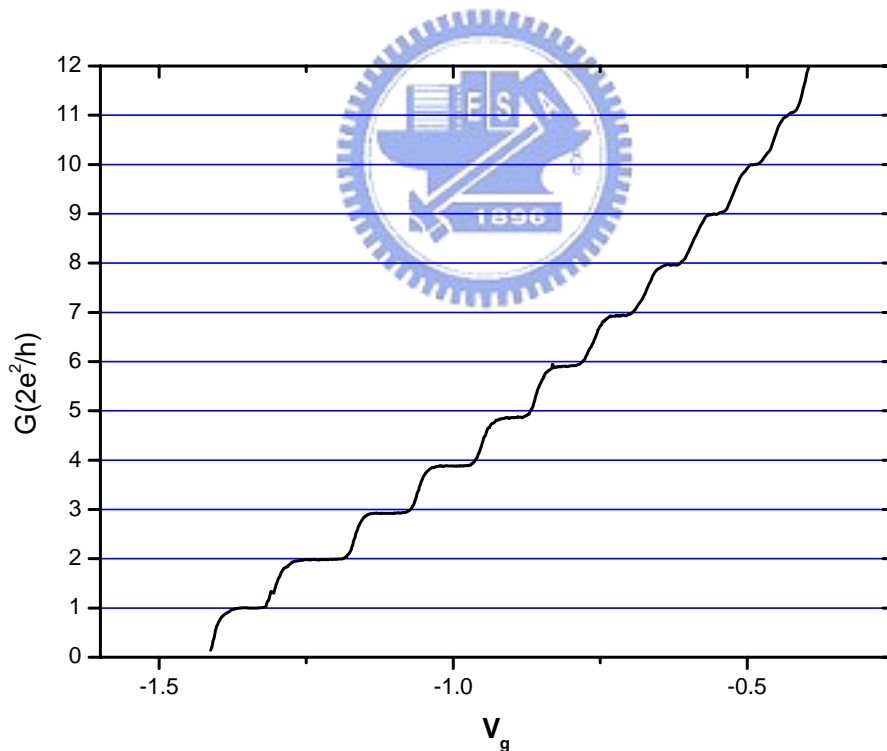


圖 4-4 樣品編號 5-98 之分離閘極 F 所量 G-V 圖，扣除串聯電阻約 200Ω 。樣品線寬 $0.4\mu\text{m}$ ，間距 $0.4\mu\text{m}$ 。

分離閘極 F 共量得 11 個量子化電導平台，樣品編號 5-98，費米波長 $\lambda_F = 54.1\text{nm}$ ，以 $n=11$ 分別代入限制位能為方形位能井跟拋物線位能所得到的寬度公式，得到窄通道實際寬度分別為 297.5nm（方形位能井）以及 361.8nm。

從以上三組實驗數據來分析，我們可以得到以下 4 點結論：

1. 量子化電導平台的數目跟閘極間距有很大的關係，間距越大，所能看到的平台數目越多；跟閘極線寬的影響較無直接關係。
2. 由方形位能井跟拋物線位能井假設所求得的窄通道實際寬度，以分離閘極來說，所產生的限制位能形狀，較符合拋物線位能。
3. 隨著 n 值越高，平台對應在整數倍的位置偏離越多，可能是因為在 high energy 的地方，受限位能不夠強，造成模數混合（mode mixing），使得電子有更多的機會躍遷至更高的次能帶；或是金屬閘極邊緣不平整，使得加負偏壓所形成的位能亦不平整，造成電子散射機率增加，使透射係數 T_n 漸小於 1 的緣故。
4. 每條曲線除了量子化平台以外，亦出現 0.7 structure，其結構發生的原因目前尚無確切的理論解釋，大致上是跟電子-電子相互作用有關，且可以反映在 Kondo-like correlated spin state 上【21】，S. M. Cronenwett, H. J. Lynch 等人以實驗驗證出，當在低溫時（80mK），Kondo effect 會消失，且電子跟電子之間的相關性消失，形成動態的不成對自旋（dynamic unpaired state），此時 0.7 結構也跟著消失。

4-1-2 溫度對量子化電導平台的影響

樣品 5-98 的雙層分離閘極結構，也做了變溫量測，探討溫度對量子化電導平台結構的影響。圖 4-5 為此樣品第二次降低溫所量測到的 $G-V$ 圖，溫度變化從 0.3-1.6K，扣除系統電阻約 200Ω ，隨著溫度漸高，平台結構也漸不明顯，且偏離 $\frac{2e^2}{h}$ 的整數倍，且可發現會從 n 較高的平台開始模糊。除了上述發現外，我們也可看到 0.7 結構隨著溫度的升高而漸趨明顯，其他人的實驗也有類似結果【8】。

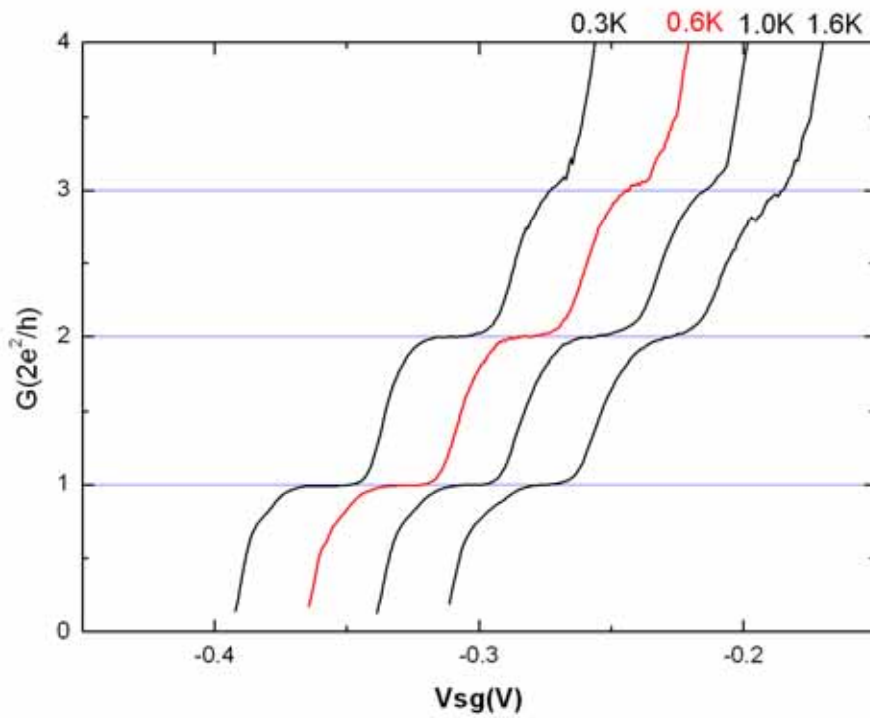


圖 4-5 雙層分離閘極第二次降溫所量得不同溫度下的 $G-V$ 圖。曲線作了 x 方向的平移 (offset)，以方便比較。隨著溫度的升高，量子化電導的現象漸不明顯。但 0.7 結構隨著溫度升高而更明顯。

圖 4-6 為樣品 5-98 的雙層分離閘極結構的第三次降溫所做的變溫量測，其溫度變化範圍從 0.27-6.8K，可以更明顯看出量子化平台隨著溫度的升高，漸趨模糊。

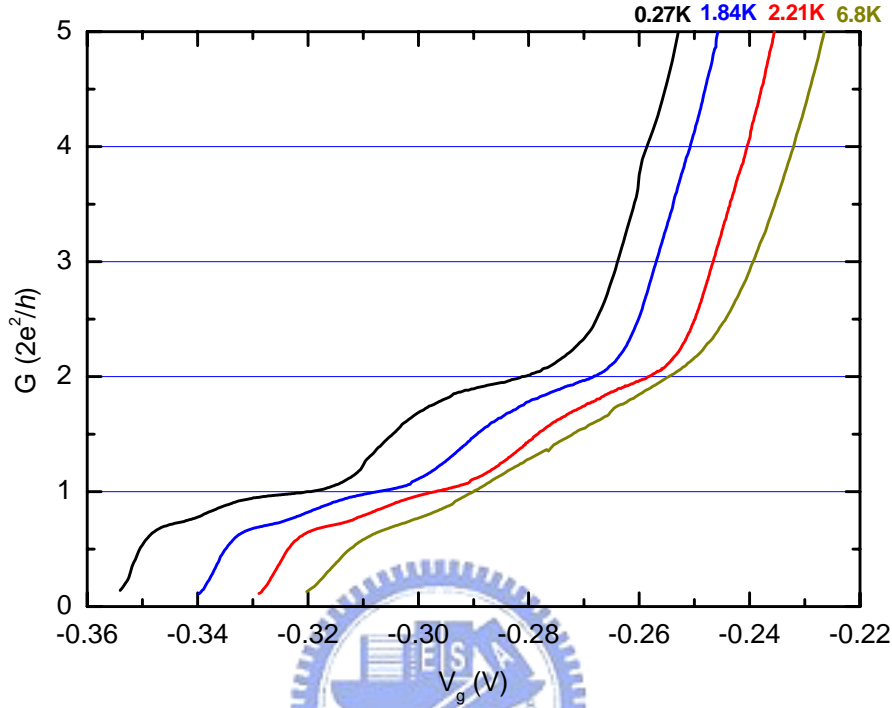


圖 4-6 雙層分離閘極第三次降溫下所量得的不同溫度之 $G-V$ 圖。量測溫度從 0.27K-6.8K，為了使數據方便分析，曲線作 x 方向平移。再次驗證出隨溫度升高，平台結構漸不明顯，且可以發現，當平台結構消失時，0.7 結構依然存在【20】。

由以上溫度對平台結構的影響，我們可以歸納出幾點結果：

1. 平台結構隨著溫度的升高而漸不明顯，這是因為當溫度升高時，增加了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。我們亦可推導出 $G-T$ 的關係，從 multi-probe Landauer Büttiker formalism，可以得知電流的關係式：

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i I_{ij} dE = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dE \sum_i T_i(E) \{f(E - \mu_s) - f(E - \mu_d)\} \quad (4-6)$$

$f(E - \mu_i)$ 為第 i 個接點的量子平衡態分布函數(quasi-equilibrium distribution function)，寫成 Fermi-Dirac distribution：

$$f(E - \mu_i) = 1 / (1 + \exp^{(E - \mu_i) / k_B T}) \quad (4-7)$$

因此電流可以改寫為：

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} dE \sum_i T_i(E) \frac{-df}{dE} (\mu_s - \mu_d) \quad (4-8)$$

其中 $\frac{-df}{dE} = \lim_{\mu_s \rightarrow \mu_d} \frac{f(E - \mu_s) - f(E - \mu_d)}{(\mu_s - \mu_d)}$ ，所以我們可以得到 $G-T$ 的關係為：

$$G = \frac{eI}{(\mu_s - \mu_d)} = \frac{2e^2}{h} \sum_i \frac{-((E_F - E_i) / k_B T) e^{-(E_F - E_i) / k_B T}}{(1 + \exp^{-(E_F - E_i) / k_B T})^2} \quad (4-9)$$

可看出，隨著溫度升高，量子化電導平台會漸漸變得模糊，而在更高的溫度下，平台結構將會消失。

2. 由上述結果可發現，0.7 結構隨著溫度升高，結構越明顯，且可以發現，在 6.8K 時，平台結構已經消失，但 0.7 結構依然存在，可得知 0.7 結構跟量子化電導產生的原因是不一樣的【20】。

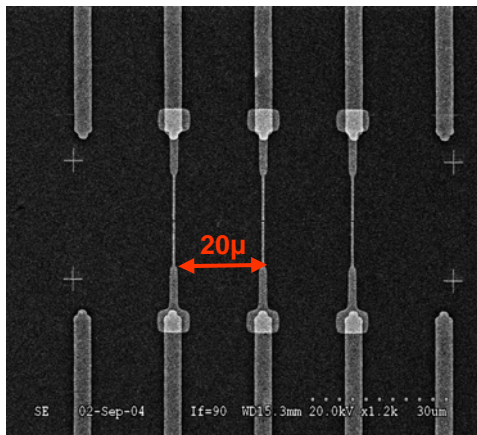


4-2 串聯量子尖端接觸 (QPC in series)

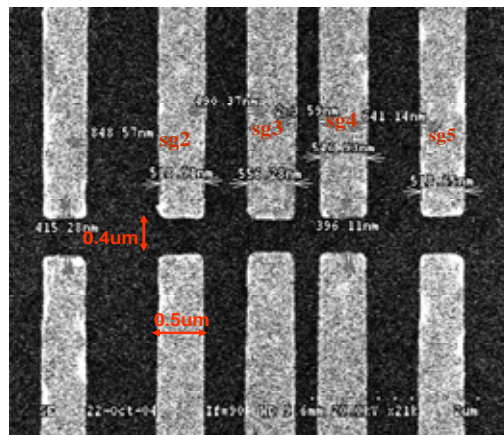
由 2-4 節的介紹，可以知道在介觀彈道傳輸範疇中，當電子傳輸通過兩個串聯窄通道時，其傳輸的形式可以分為歐姆傳輸跟絕熱傳輸，在我們的實驗量測中，改變兩對 QPC 之間的距離可以表現出歐姆傳輸跟絕熱傳輸的特性，並且亦發現，當兩對 QPC 很接近時，除了量子化平台以外，也會出現共振的結構 (resonant structure)，這是以前的文獻中所未發現的，此時擴散散射 (diffusive scattering) 可能扮演著重要角色。除此我們亦發現，當其中一對窄通道接近截止 (pinch-off, $n < 1$) 時，便沒有出現量子化平台。以下便詳細介紹我們的實驗結果。

量測的樣品上，共有三個，如圖 4-7 (a)(b)(c) 所示。圖 4-7 (a) 為樣品編號 5-70 所製作的分離閘極，每對閘極相距約 $20\mu\text{m}$ (閘極的中心-中心距離)，閘極線寬 $0.5\mu\text{m}$ ，間距 $0.4\mu\text{m}$ ，目的在量測當兩對閘極相距的距離超過電子的相位同調長度 (phase coherence length) 的串聯電阻值；圖 4-7 (b) 為以樣品編號 5-70 製作的串聯形式分離閘極，其中 $L_{\text{sg}2\text{-sg}3}$ (sg2 中心至 sg3 中心的距離)： $1.0\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}3\text{-sg}4}$ ： $0.8\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}4\text{-sg}5}$ ： $1.1\mu\text{m}$ 。圖 4-7 (c) 為以樣品編號 5-98 所製作的串聯形式分離閘極， $L_{\text{sg}1\text{-sg}2}$ ： $0.5\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}2\text{-sg}3}$ ： $0.9\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}3\text{-sg}4}$ ： $0.7\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}4\text{-sg}5}$ ： $1.1\mu\text{m}$ 。

(a)



(b)



(c)

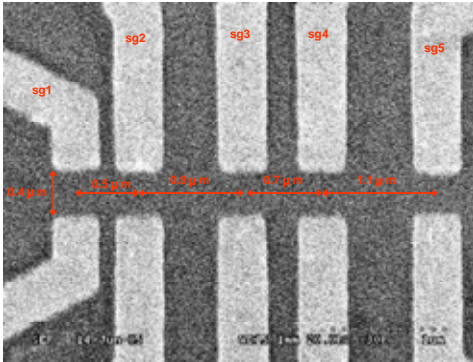


圖 4-7 (a) (b) (c) 不同串聯形式的分離閘極電子顯微鏡影像。(a) 樣品編號 5-70 所製作的分離閘極，每對閘極相距約 $20\mu\text{m}$ ，閘極線寬 $0.5\mu\text{m}$ ，間距 $0.4\mu\text{m}$ 。(b) 樣品編號 5-70 製作的串聯形式分離閘極其中 $L_{\text{sg}2\text{-sg}3} : 1.0\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}3\text{-sg}4} : 0.8\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}4\text{-sg}5} : 1.1\mu\text{m}$ 。(c) 為以樣品編號 5-98 所製作的串聯形式分離閘極， $L_{\text{sg}1\text{-sg}2} : 0.5\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}2\text{-sg}3} : 0.9\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}3\text{-sg}4} : 0.7\mu\text{m}$ ， $L_{\text{sg}4\text{-sg}5} : 1.1\mu\text{m}$ 。

製作不同閘極相距的距離主要是在探討電子傳輸特性跟相位同調長度的關係， L 的範圍從 $0.8\mu\text{m}$ ($<$ 平均自由路徑) 至 $20\mu\text{m}$ ($>$ 平均自由路徑)。在做串聯形式的量測時，會先確定每對分離閘極都有量子化電導現象，如 4-1-1 節所提，再去做兩對閘極之間的量測，固定其中一對的閘極在特定的次能帶上，觀察通過兩 QPCs 的 $G-V$ 曲線。量測示意圖如圖 4-8 所示。

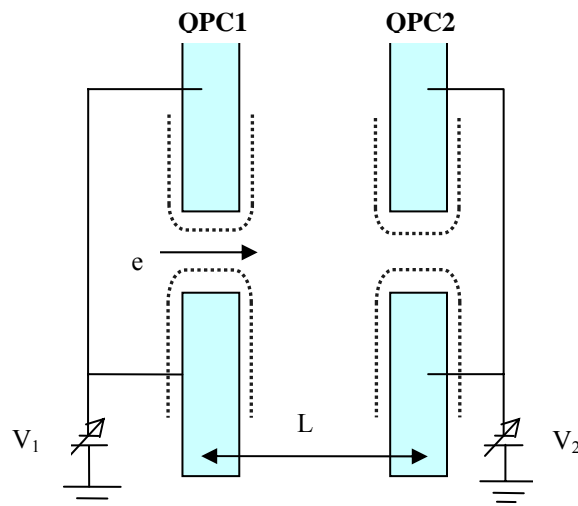


圖 4-8 串聯 QPC 量測示意圖。外加負偏壓 V_2 固定 QPC2 在特定的次能帶上，量測通過兩 QPCs 的 $G-V$ 曲線。

圖 4-9 為樣品 5-70，L 為 $0.8\mu\text{m}$ 所量到的串聯 QPC 的 $G-V$ 圖，固定 QPC2 在不同的 n 值再去改變 QPC1 的 V 值來控制 QPC1 的寬度，測量通過兩 QPC 的 R 值並換算成電導，以 $G-V$ 曲線展現，左邊為扣掉 QPC2 所貢獻電阻值後的 $G-V$ 曲線，右邊為未扣掉 QPC2 電阻值的 $G-V$ 曲線。我們可以發現，雖然在單一對分離閘極中，都出現至少七個平台結構（圖 4-2 所示），但隨著限制 QPC2 的 n 值變小，所能看到的平台結構也隨之減少，電導值是由兩個 QPC 中，次能帶數最少的窄通道來決定，屬於絕熱傳輸範疇。

除此之外，限制 QPC2 的 n 值漸小，平台無法很精確地對應在 $2e^2/h$ 的整數倍上，且除了平台結構外，亦出現共振結構，不同於單一對分離閘極所表現出的行為。類似的現象在一對較長分離閘極中也有被發現過，當電子通過較長的通道 ($>5\mu\text{m}$) 時，會由於散射使得 $T \neq 1$ ，平台結構無法對應在 $2e^2/h$ 的整數倍上，歸因於擴散散射所造成【22】，同理，當兩對 QPC 距離很近時，我們可以視其為一長窄通道，推測這是 geometry-induced scattering 所造成。而當 QPC2 的 n 值固定在 <1 的位置時，可將 QPC2 視為一個位障 (barrier)，此時電子在兩 QPC 之間的同調性已被破壞，因此平台結構也隨之消失。



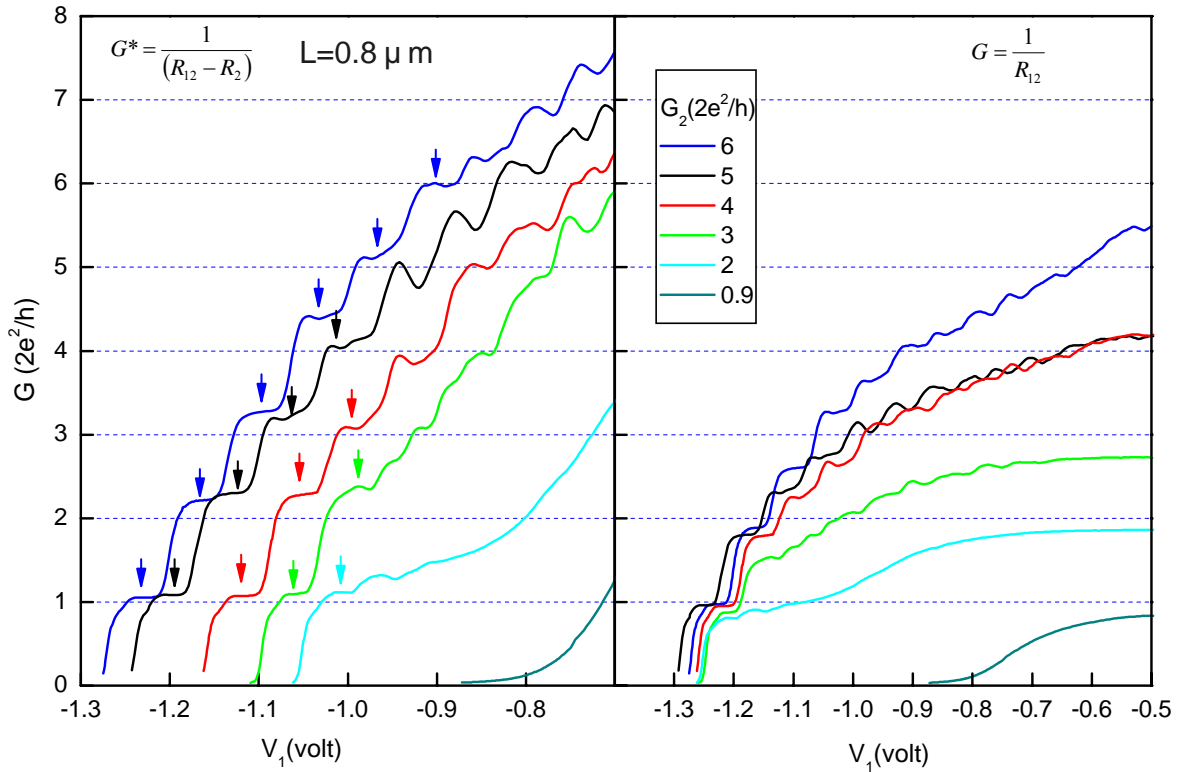


圖 4-9 樣品 5-70，L 為 $0.8\mu\text{m}$ 所量到的串聯 QPCG-V 圖。

右圖：未扣掉 QPC2 電阻值的 G - V 曲線， $G = 1/R_{12}$ 。以負偏壓固定 QPC2 在不同的特定次能帶上 (n_2 從 0.9 到 6)。

左圖：扣掉 QPC2 所貢獻電阻值的 G^* - V 曲線。 $G^* = 1/(1/G - 1/G_2)$ ，曲線在 x 方向作了平移以利比較。

圖 4-10 為樣品 5-70，L 為 $2.9\mu\text{m}$ 所量到的串聯 QPC 的 G - V 圖。不同於 L 為 $0.8\mu\text{m}$ 所量到的結果，QPC1 的平台結構數目並不會隨著限制 QPC2 的 n 值變小而減少，反而跟單一對分離閘極所量得的平台數差不多，甚至在 QPC2 的 n 值限制在 $n < 1$ 時，QPC1 依然有 5 個平台結構出現。同樣的，隨著 QPC2 的 n 值漸小，QPC1 亦出現不同於平台結構的共振結構，但數目變少。隨著兩 QPC 間距 L 的增加，我們可以發現電子的傳輸特性漸漸由絕熱傳輸變成歐姆傳輸。

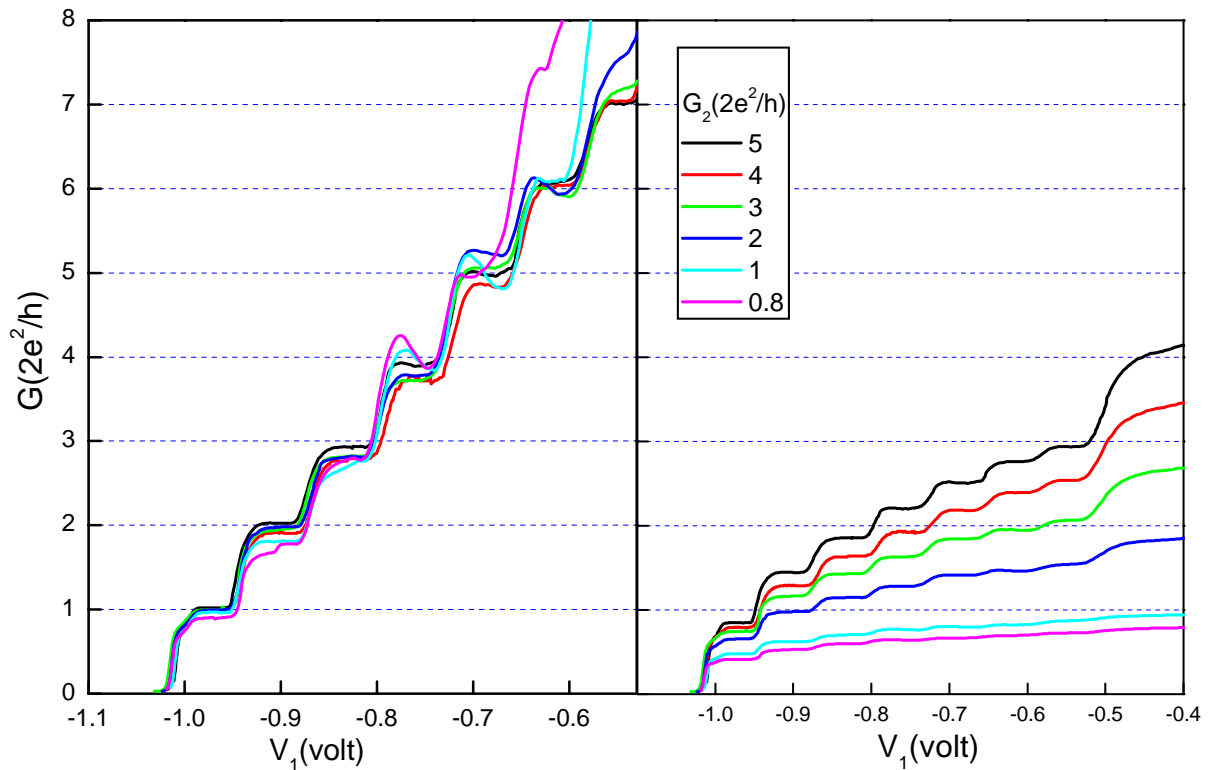


圖 4-10 樣品 5-70，L 為 $2.9\mu\text{m}$ 所量到的串聯 QPCG-V 圖。

右圖：未扣掉 QPC2 電阻值的 G - V 曲線， $G = 1/R_{12}$ 。以負偏壓固定 QPC2 在不同的特定次能帶上 (n_2 從 0.8 到 5)。

左圖：扣掉 QPC2 所貢獻電阻值的 G^* - V 曲線， $G^* = 1(1/G - 1/G_2)$ 。

為了更進一步驗證兩 QPC 間距與通過兩 QPC 之電子傳輸特性的關係，我們亦量測了 L 為 $20\mu\text{m}$ 的串聯 QPC 的 G - V 曲線，如圖 4-11。此量測樣品編號為 5-70，結構圖如圖 4-7 (a) 所示。此區樣品所量測得單一分離閘極的量子化平台較不明顯，且當 QPC2 不加限制電壓時，QPC1 本身在 $n=4$ 跟 $n=5$ 之間便有一小震盪結構存在，並非受 QPC2 所影響。經由這次的量測，可以更明顯看出，即使限制 QPC2 在不同的 n 值，也幾乎不影響 QPC1 的電阻值，扣掉 QPC2 所貢獻的電阻值之後，得到 QPC1 的 G - V 曲線跟單獨 QPC1 所量得的結果是一樣的，且也沒有出現額外結構，系統的電阻值完全可以古典理論上兩個 QPC 電阻值串聯相加決定。

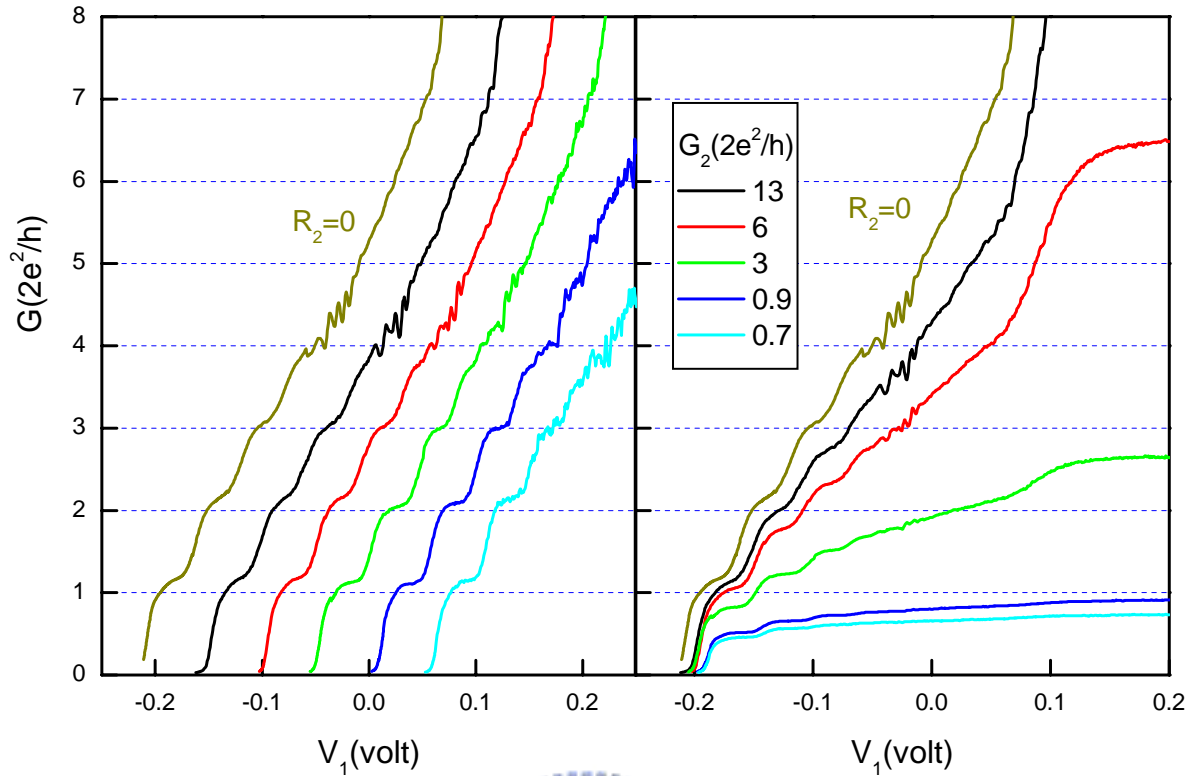


圖 4-11 樣品 5-70，L 相距約 $20\mu\text{m}$ 所量到的串聯 QPCG-V 圖。

右圖：未扣掉 QPC2 電阻值的 G - V 曲線， $G=1/R_{12}$ 。以負偏壓固定 QPC2 在不同的特定次能帶上 (n_2 從 0.7 到 13)。

左圖：扣掉 QPC2 所貢獻電阻值後的 G^* - V 曲線， $G=1/(1/G_1-1/G_2)$ 。曲線經過平移已方便比較，可以清楚看出 QPC2 幾乎不影響 QPC1，即使 QPC2 的 n_2 值限制在 <1 的地方，QPC1 依然有平台結構。

關於串聯形式的 QPC 電性量測，我們也製作在編號 5-98 的樣品上 (圖 4-7 c)，同樣的結果也可以從 5-98 的樣品上得到驗證，更確定了我們的實驗結果。

對於我們實驗的結果，可以發現：

1. 電子傳輸的行為受到兩因素影響：
 - (a) 兩對 QPC 相距的距離： L 。
 - (b) QPC 傳輸模數 (transmission modes) 的數目： n 。
2. 當固定 n 值而兩對 QPC 距離較近時 ($L \leq 1.1\mu\text{m}$ 以下)，電子傳輸是屬於絕熱傳輸，量子化平台無法很精確地對應在 $2e^2/h$ 的整數倍上且會出現共振結構；隨著兩者間距離漸拉大，電子傳輸特性漸偏向於歐姆傳輸，串聯的 QPC 可視為兩對獨立的 QPC 而不互相影響，如圖 4-12 所示。

3. 除此之外，我們亦發現，當 QPC 距離近且其中一對的 n 值限制在 <1 的地方時，此時量子化電導便不存在，這現象我們推測是因為電子在兩對 QPC 的同調性已經被破壞，如圖 4-13 所示。

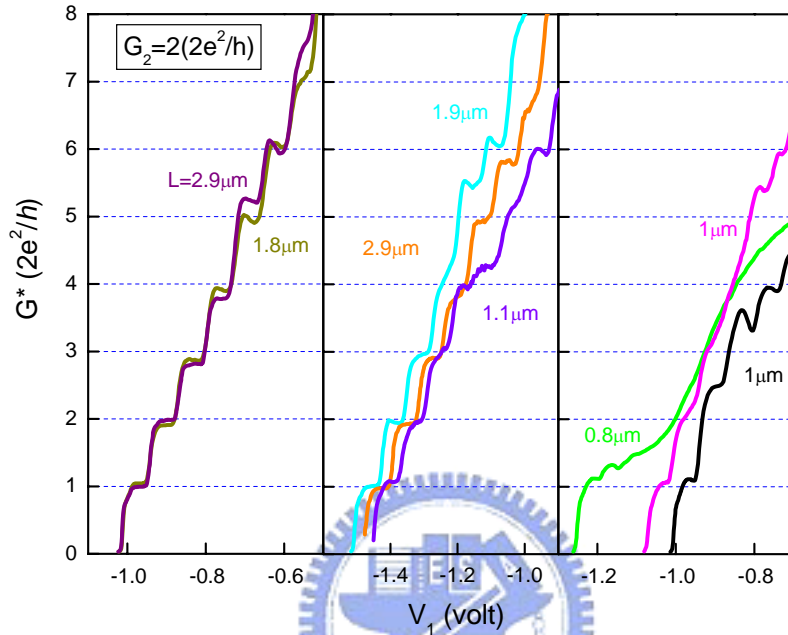


圖 4-12 固定 $n_2=2$ ，不同距離 (L) 下 QPC1 的 G^*-V 曲線圖。由圖可以看出，隨著 L 變大，電子傳輸屬於歐姆性質；當 L 距離近時，電子是屬於絕熱傳輸。

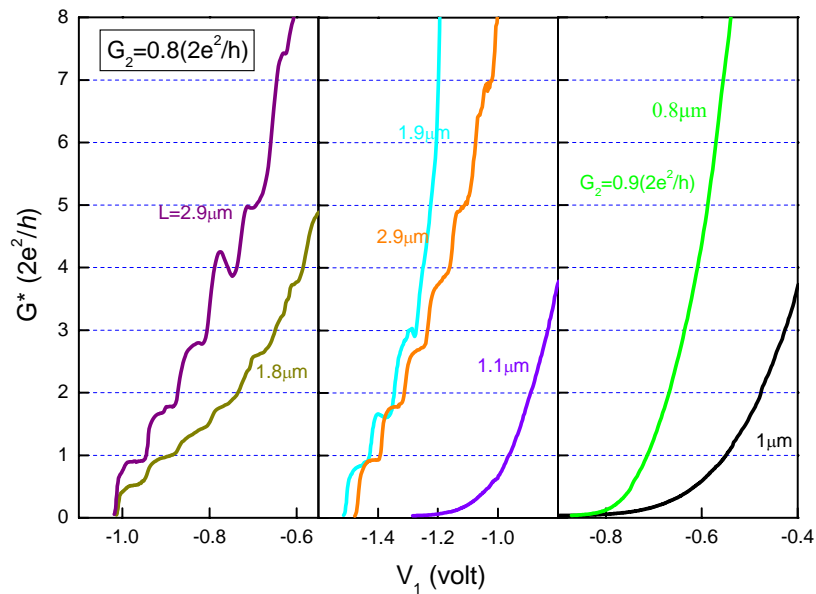


圖 4-13 固定 $n_2=0.8$ ，不同距離 (L) 下 QPC1 的 G^*-V 曲線圖。右三條曲線展現：當 QPC 距離近 $L \leq 1.1 \mu\text{m}$ ，量子化電導便不存在。

4-3 量子抽運電流 (Quantum pumping)

我們使用雙層分離閘極來量測抽運電流，第一層的分離閘極固定在某個特定的次能帶上，並在指狀閘極上加 AC 高頻訊號，使窄通道上的位能可以做一週期性的震盪，藉以產生抽運電流。圖 4-14 為以樣品編號 5-98 所製作的雙層分離閘極，分離閘極跟指狀閘極間隔著一層絕緣層，使得指狀閘極跟分離閘極可以獨立控制，我們量測了分離閘極的量子化電導、指狀閘極對電子傳輸的影響，最後再加 AC 訊號在指狀閘極上，量測量子抽運電流。

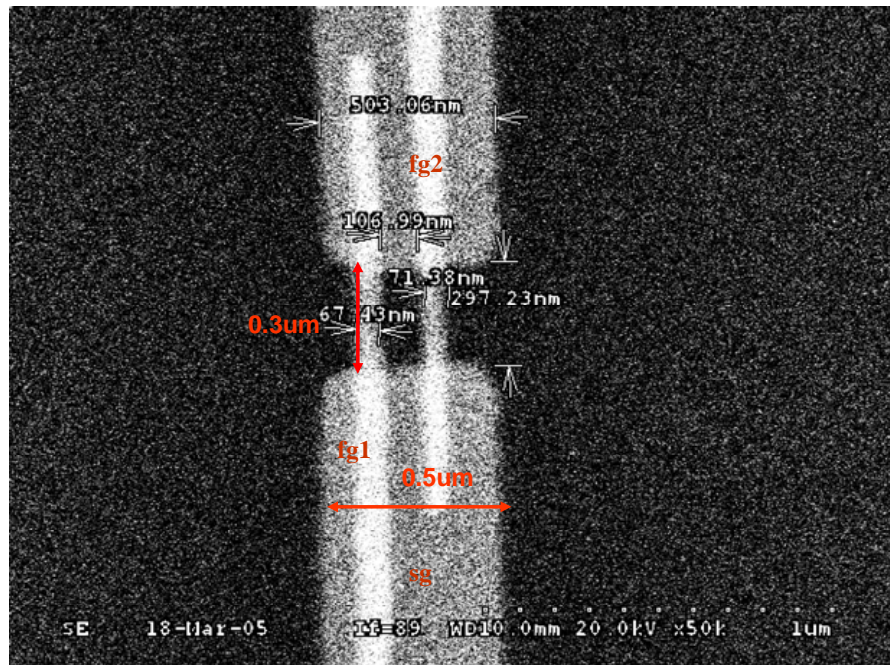


圖 4-14 雙層分離閘極電子顯微鏡影像。分離閘極跟指狀閘極中間隔一層絕緣層，厚度約 80-90nm，分離閘極的線寬約 0.5 μm ，中間間距 0.3 μm 。指狀閘極線寬約 70 nm，兩支指狀閘極間距約 0.1 μm 。

4-3-1 單一指狀閘極對二維電子氣的影響

分離閘極所量測到的量子化平台如圖 4-3，當可以在分離閘極上清楚看到量子化平台後，便在指狀閘極上加訊號，觀察此訊號對電子傳輸的影響。

將一固定偏壓加於分離閘極上，固定其通道寬度（某個特定次能帶上），再利用外加負偏壓於單一指狀閘極上，此時二維電子氣受負偏壓影響，而形成通道式位能，如圖

4-15 所示，當逐漸增加指狀閘極的負偏壓時，窄通道也會逐漸變窄，且因先固定了通道寬度，所以可限定出看到的平台數。

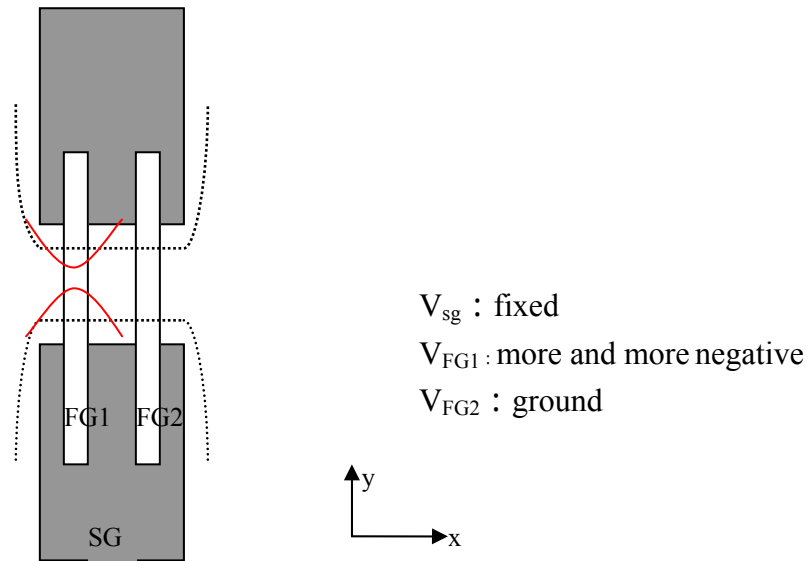


圖 4-15 分離閘極與指狀閘極外加負偏壓之示意圖。分離閘極為固定負偏壓，指狀閘極 FG1 負偏壓逐漸增加，漸將通道封閉，虛線跟實線分別表示分離閘極跟指狀閘極的限制位能形式。電流流向為 x 方向。

將分離閘極加一固定負偏壓，固定窄通道寬度涵蓋兩個次能帶在內，並逐漸增加單一指狀閘極上的負偏壓，預期可以看見兩個平台結構。實驗的結果如圖 4-16 所示，雖然平台結構不算明顯，但還是可看見每支指狀閘極的確可以對二維電子氣造成影響，且出現量子化電導的現象。截止電壓的些微不同可能是因為製作樣品時，兩根指狀閘極的粗細不太一樣或是底下絕緣層厚度不均勻，使得在兩根指狀閘極加同樣的負偏壓時，對於二維電子氣形成的有效電位障也有所差異，因此截止電壓就不同。

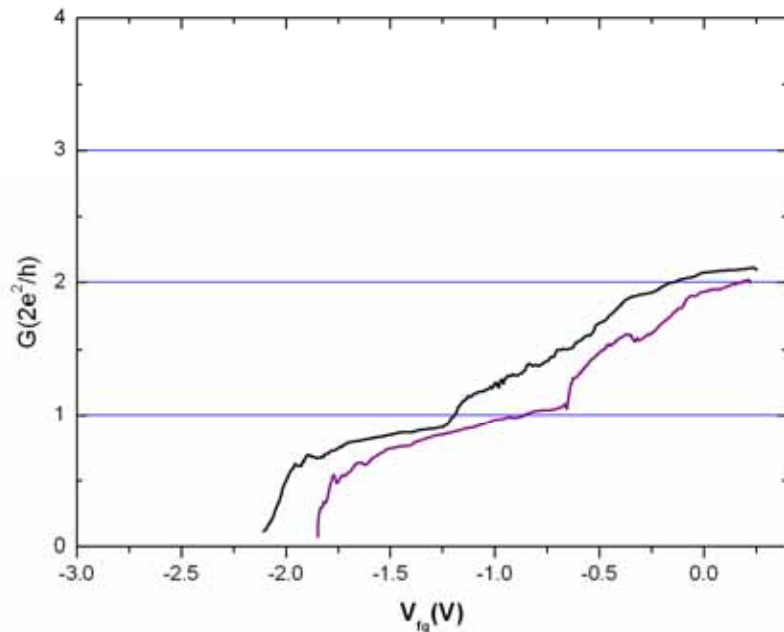


圖 4-16 固定分離閘極負偏壓，使窄通道存在兩個次能帶 ($n=2$)，分別對指狀閘極 ($Fg1&Fg2$) 增加負偏壓，如預期的，可以看到兩個平台結構。

4-3-2 量子抽運電流量測

當確定指狀閘極可以影響二維電子氣之後，便在兩支指狀閘極上外加相同頻率但有相位差的 AC 交流訊號，我們在訊號產生器的輸出端輸出固定 AC 交流訊號的大小在 40mV，由於我們所外加的頻率不高，頻率的範圍從 1MHz 到 20MHz，因此訊號到樣品端的衰減值可以忽略。分離閘極上加一固定負偏壓，固定窄通道的寬度，即樣品電阻值固定，系統是屬於開放系統。圖 4-17 為樣品電阻值固定在 4.4k Ω ，使通道中約有三個次能帶 ($n=3$)， $V_{p,p}$ (交流訊號的 peak to peak 的電壓大小) 固定在 40mV，改變不同頻率所量得的 $V_{DC}-\phi$ 關係圖。

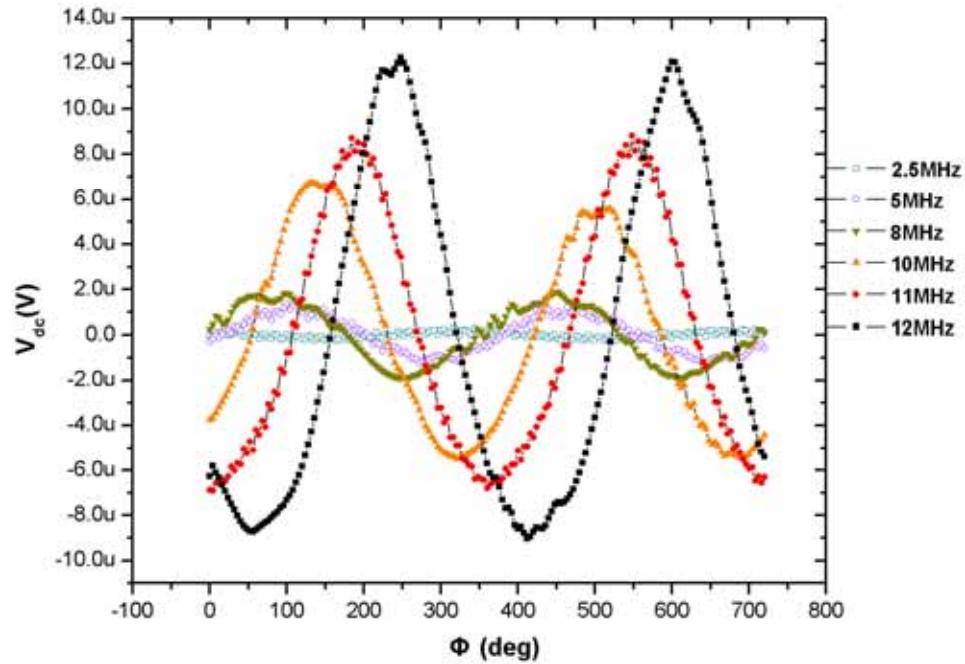


圖 4-17 固定樣品電阻值在 4.4kΩ，不同頻率下，量得的 V_{DC} - ϕ 關係圖，頻率範圍從 2.5MHz 到 12MHz。

由圖 4-17 可發現， V_{DC} 跟相位差震盪成正弦曲線的關係，隨著頻率越高， V_{DC} 越大， V_{DC}

可以以 $V_{DC} = A_0 \sin(\phi + \phi_0)$ 來表示，一般預期兩 Finger gates 的高頻訊號若同步

($\phi = \pm\pi \dots$)，不會造成抽運電流，隨 ϕ 值改變才產生，當 $\phi = \pm\pi/2, \pm 3\pi/2 \dots$ ，可自主性地產生最大抽運電流，在我們的實驗結果中，較低頻似乎同一致性，但高頻下則展現

一個起始角度 ϕ_0 的平移，推測主因是我們取的 ϕ 值是兩訊號源出口端時之訊號相位差，但由於訊號需經長的同軸電纜線傳遞至樣品的閘極上，由於兩同軸電纜線的長度接

法有些微不同，因此對高頻訊號而言，有可能在閘極上就展現不同的相位差。我們所加 AC 訊號的大小為 40mV，屬於較弱的抽運 (weak pumping)，可以做抽運強度的標準差

$\sigma(A_0)$ (standard deviation of the pumping amplitude) 跟頻率的關係圖，如圖 4-18 所示，

可大概發現產生抽運電流的強度會隨著頻率增加而變大。

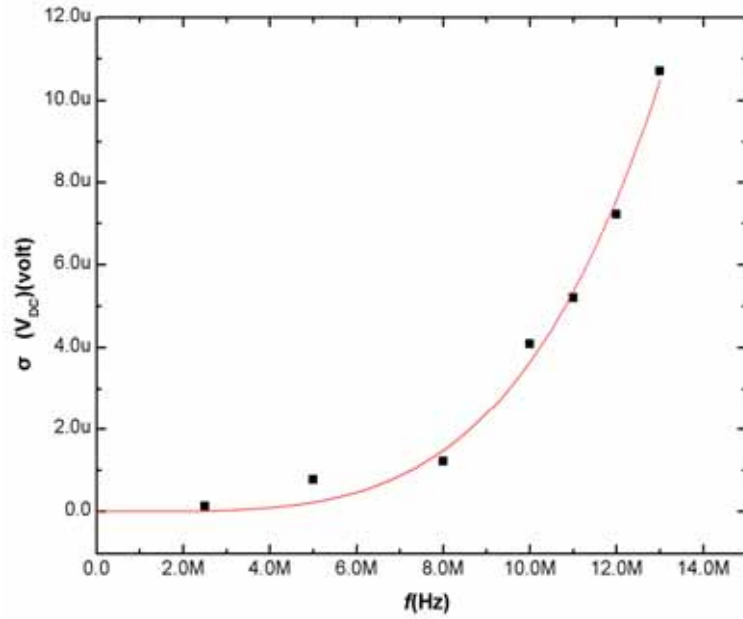


圖 4-18 抽運強度的標準差 $\sigma(A_0)$ 跟頻率的關係圖。樣品電阻值固定在 $4.4 \text{ k}\Omega$ ($n=3$)， $V_{p,p}=40\text{mV}$ ，紅線為擬和線，展開關係式： $\sigma(A_0) \propto f^4$ 。

圖 4-19 為將樣品電阻固定在 $8.6 \text{ k}\Omega$ ($n=1.5$)， $V_{p,p}$ 固定在 40mV ，改變不同頻率所量得的 $V_{DC}-\phi$ 關係圖。其 $\sigma(A_0)$ 跟頻率的關係圖為圖 4-20。



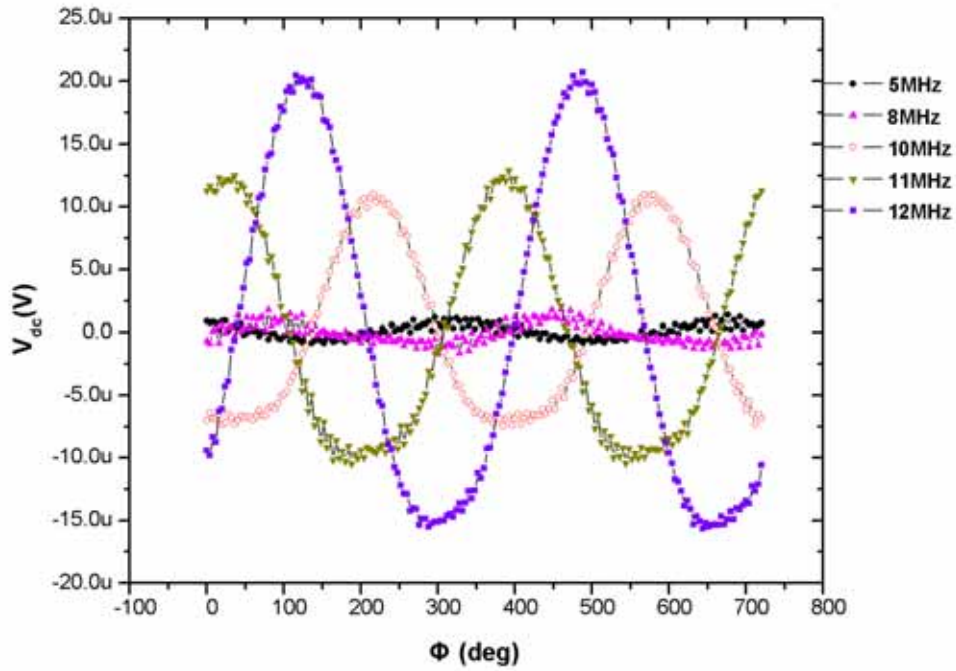


圖 4-19 固定樣品電阻值在 $8.6\text{k}\Omega$ ($n=1.5$)，不同頻率下，量得的 V_{DC} - ϕ 關係圖。頻率範圍從 5MHz 到 12MHz，可以發現， V_{DC} 跟相位震盪成正弦曲線的關係，隨著頻率越高， V_{DC} 越大。

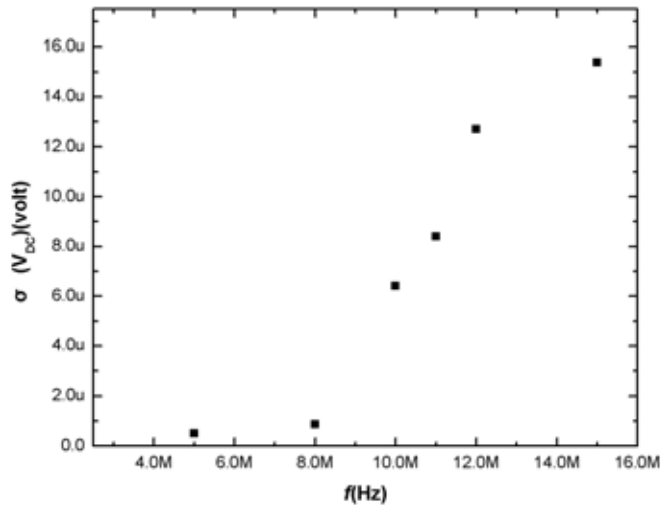


圖 4-20 抽運強度的標準差 $\sigma(A_0)$ 跟頻率的關係圖。原樣品電阻值預期固定在 $8.6\text{k}\Omega$ ($n=1.5$)， $V_{p,p}=40\text{mV}$ 。

比較樣品電阻固定在 4.4 kΩ 以及 8.6kΩ 時的標準差 $\sigma(A_0)$ 跟頻率的關係圖，如圖 4-21，可以發現到，當限制位能較強（樣品的電阻值較大），所產生出的 V_{DC} 也較大，由於在固定樣品電阻值在 8.6kΩ 時，電阻並未固定的很好，有向下變小的趨勢，當量完 10MHz 的頻率時，樣品電阻值在 8.2kΩ 左右，但量完 15MHz 之頻率時，電阻值變為 6.6kΩ 左右，所以圖中 8.6 kΩ 之曲線在 12MHz 跟 15MHz 之對應的標準差 $\sigma(A_0)$ 應比圖中所量得到的值大，曲線的趨勢較接近 4.4kΩ 所量到的曲線，其標準差 $\sigma(A_0)$ 跟頻率的關係為： $\sigma(A_0) \propto f^4$ 。

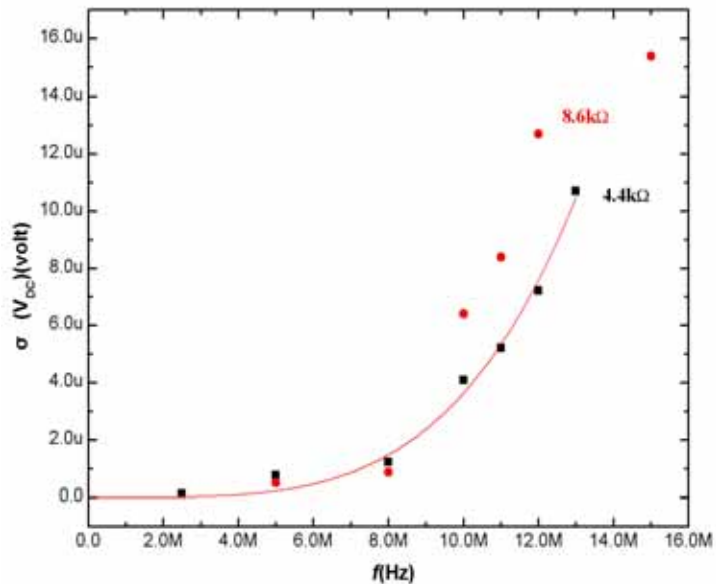


圖 4-21 樣品電阻固定在 4.4 kΩ 以及 8.6kΩ 時的標準差 $\sigma(A_0)$ (uV) 跟頻率的關係圖。

除了將樣品電阻值固定在 4.4kΩ 及 8.6kΩ 以外，我們亦不加任何負偏壓在分離閘極上，只加 AC 訊號到兩支指狀閘極，發現到 V_{DC} 跟相位震盪並未有正弦曲線的關係，只是一些背景值 ($\sim 10^{-7}V$)；另外也做了在兩支指狀閘極分別加不同頻率的 AC 訊號， $V_{DC}-\phi$ 曲線也沒有成正弦曲線，且出現很多雜訊，所以我們可以驗證，圖 4-17 跟圖 4-19 所量得的確為抽運電流。由上面兩個實驗數據我們可以大致歸納出一些結果：

1. 當我們固定樣品在某一限制位能，外加一對相同頻率但有一相位差的 AC 訊號，量測 $V_{DC}-\phi$ 曲線，我們發現， V_{DC} 跟相位震盪成正弦曲線的關係，即有產生抽運電流。

2. 在固定同一個樣品電阻值、AC 訊號的強度下，隨著頻率的增加，可以發現 V_{DC} 越大。
3. V_{DC} 跟相位震盪成正弦曲線的關係，但可以發現，所加的頻率不同，其震盪的正弦曲線也會有平移的現象。可能原因是因為在訊號產生器上所設定的相位差，會隨著訊號線的長度不同，使得到達樣品後的相位差與預設值不一樣，且此現象在高頻時表現越明顯，因此不同頻率，造成到達樣品的相位差就不一樣，使得量得到的震盪曲線會有相位差出現，但此現象並不影響量測的結果。
4. 由圖 4-21 的比較可以發現，當樣品的限制位能較強時，所產生的抽運電流強度也會增加。

