

# 國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

## 碩士論文

單軸應力下 P 型鍺之電性與兆赫波吸收頻譜之研究



Studies on Electrical Properties and Terahertz Absorption  
Spectrum of p-Ge under uniaxial stress

研究生：李志浩

指導教授：顏順通 博士

中華民國九十八年七月

單軸應力下 P 型鍺之電性與兆赫波吸收頻譜之研究

Studies on Electrical Properties and Terahertz Absorption

spectrum of p-Ge under uniaxial stress

研究生：李志浩

Student: Chih-Haw Lee

指導教授：顏順通 博士

Advisor: Dr. Shun-Tung Yen



A Thesis

Submitted to Institute of Electronics Engineering & Institute of  
Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of Master of Science

in Electronics Engineering

July 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年七月

# 單軸應力下 P 型鍺之電性與兆赫波吸收頻譜之研究

研究生：李志浩

指導教授：顏順通 博士

國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

## 摘要

在本論文我們藉由觀察低溫中應力下鍺摻雜鎵的吸收頻譜，了解雜質能階與價帶頂端(輕電洞帶與重電洞帶)隨應力分裂的情形。我們發現在外加 [100] ([110]) 方向的應力的情況下當應力小於 0.5 kBar(1KBar)時雜質基態與激發態間的能階差會隨應力加而上升，而當應力超過 0.5KBar(1KBar)時則其隨著應力增加而下降。此外，我們也對樣品施加平行於應力方向之電場，觀察不同應力下電流電壓特性。我們發現崩潰電壓會隨著應力增加也有先上升後下降的趨勢。因此，我們推論載子受激由基態躍遷到激發態的機率，與不同應力下雜質基態與激態間的能階差有關，會影響自由載子於價帶的數量，而造成崩潰電壓隨應力大小改變。

Studies on Electrical Properties and Terahertz Absorption Spectrum of  
p-Ge under uniaxial stress

Student: Chih-Haw Lee

Advisor: Dr. Shun-Tung Yen

Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics  
National Chiao-Tung University

Abstract

In this study, we measured the I-V and absorption characteristics of strained Ge:Ga samples at cryogenic temperature (10 K). As the stress increases along the [100] and [110] direction, the breakdown voltage increases to a maximum around 0.5-1 kBar and then decreases. The absorption spectra show that the energy differences between the ground states and the excited states also increase to a maximum then decrease in the same stress region. According to these results, we can propose a mechanism to explain the stress dependence of breakdown voltage. Our experiment is in agreement with the theoretical predictions.

## 致 謝

兩年的研究所生涯即將劃下句點，回想剛到交大的時候，對於「做研究」是什麼還搞不清楚。而現在有了自己的研究成果，這種感覺很奇妙也很充實。在這段日子裡，除了專業知識的獲得，解決問題的能力也有很大的進步。能夠完成這篇論文，首先要感謝指導教授顏順通博士的教誨與鼓勵，讓我有正確做研究的態度，也學到了很多待人處世的道理。接著要感謝鐘佩鋼學長的指導，由於我的背景知識不足，但學長耐心的教導與包容，使我能略知兆赫波領域的皮毛。在實驗量測以及結果分析上也給予我極大的協助，使我能克服瓶頸順利完成論文。也要感謝王德賢學長在理論知識方面的傳授，讓這篇論文更加豐富。在這兩年裡，李冠成學長、黃信傑、石正瑜同學和碩一的學弟們與我一起做實驗、修課、玩樂、發牢騷，讓我的研究生生活增添許多樂趣。此外，也要感謝機械實習工廠的莊晰欽先生在加壓器具製作上的大力協助，使得實驗得以順利完成。最後，要感謝我親愛的爸媽，由於你們支持與鼓勵讓我能順利完我的碩士論文。

李志浩

2009.07.20 工四 426 室

# 目 錄

中文摘要	I
英文摘要	II
致謝	III
目錄	IV
圖目錄	VI
一、緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 文獻探討	3
1.3 研究目的	6
二、應力下 P 型鍺能帶的變化	7
2.1 能階分裂	7
2.2 共振態的形成與躍遷	10
三、鍺摻雜鎵於應力下吸收頻譜量測	12
3.1 原理	12
3.2 加壓裝置的架設與改良	14
3.3 樣品準備與實驗步驟	19
3.4 實驗結果與討論	21
四、鍺摻雜鎵於應力下之電性量測	33

4.1 樣品準備與實驗步驟-----	33
4.2 實驗結果與討論-----	33
五、結論-----	37
參考文獻-----	38
簡歷-----	41



# 圖目錄

圖 1-1 電磁波頻譜-----	2
圖 1-2 重電洞帶與輕電洞帶間的光學輻射-----	5
圖 1-3 應力下 P 型銻的雜質能階與光輻射-----	5
圖 2-1 直接帶隙半導體的能帶邊緣結構-----	8
圖 2-2 用 zero-radius potential 模型計算所得銻摻雜於鎵價帶頂 端(虛線)和受體能階(實線)隨外加應力而分離之關係圖---	9
圖 2-3 應力下價帶與雜質基態分裂示意圖-----	9
圖 2-4 在高應力下 P 型銻共振態與 localized acceptor levels 布 示意圖-----	11
圖 2-5 P 型銻沿著 [111] 方向施加應力，雜質能階分佈圖-----	11
圖 3-1 銻摻雜鎵之吸收頻譜， $T \sim 9\text{K}$ ， $N_A \sim 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ -----	13
圖 3-2 高應力下 $T=40\text{K}$ 時載子分布示意圖-----	13
圖 3-3 a. 黃銅加壓座正面示意圖 b. 俯視圖-----	17
圖 3-4 a. 內外管示意圖 b. 初期加壓裝置示意圖-----	17
圖 3-5 a. 改良後加壓裝置示意圖 b. 實體圖-----	18
圖 3-6 量測裝置架設圖-----	20
圖 3-7 吸收頻譜量測之光學路徑-----	20
圖 3-8 $T=10\text{K}$ ，應力下銻摻雜鎵之吸收頻譜量測圖( $40 \sim 130 \text{cm}^{-1}$ )，	

P  [100]-----	25
圖 3-9 T=10K, P  [100], D 吸收譜線峰值與應力大小關係-----	26
圖 3-10 應力下雜質能階隨應力變化示意圖-----	26
圖 3-11 T=10K, 應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖(50~320cm <sup>-1</sup> ), P  [100]-----	27
圖 3-12 T=10K, 應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖(100~320cm <sup>-1</sup> ), P  [100]-----	27
圖 3-13 T=10K, 第一次應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖, P  [100]-----	28
圖 3-14 T=10K, 第二次應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖, P  [100]-----	28
圖 3-15 T=10K, 應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖(40~130cm <sup>-1</sup> ), P  [110]-----	29
圖 3-16 T=10K, P  [110], D 吸收譜線峰值與應力大小關係-----	30
圖 3-17 T=10K, 應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖(80~320cm <sup>-1</sup> ), P  [110]-----	30
圖 3-18 T=10K, 應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖(110~250cm <sup>-1</sup> ), P  [110]-----	31
圖 3-19 鍺於不同溫度下的吸收頻譜-----	31

圖 3-20  $T=40\text{K}$ ，應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖( $60\sim 340\text{cm}^{-1}$ )，

$P||[110]$  ----- 32

圖 4-1  $T=10\text{K}$ ，應力下鍺摻雜鎵之電流電壓關係圖， $E||P||[100]$ ---35

圖 4-2  $T=10\text{K}$ ，應力下鍺摻雜鎵之電流電壓關係圖， $E||P||[110]$  ---35

圖 4-3 載子於價帶、雜質激態與基態間產生與複合示意圖-----36



# 一、緒論

## 1-1 研究背景

兆赫波是波長介於可見光範圍與微波範圍(約在遠紅外線)的電磁波，見圖1-1，通常稱為T 輻射(T-rays)，頻率在0.1至10兆赫的電磁波都可稱為兆赫波(波長 $10\mu\text{m}\sim 1000\mu\text{m}$ )。近幾年來，已經有許多在兆赫波領域的研究成果被發表出來。兆赫波具有下列特質，它處於不同分子的轉動與震動的頻率，可以穿過許多電磁波無法穿過的材料，但某些兆赫波對於水分子非常敏感，容易被水分子吸收，若能避開水分子吸收的特殊波長，兆赫波可以在空氣中傳遞相當遠的距離。兆赫波相關技術在許多方面的應用將扮演重要角色，如天文遙測、環境保護、醫療診斷、氣象觀測、水資源規劃、短距離保密通訊(衛星通訊)、反恐、雷達等。

然而兆赫波源往往非常昂貴並且輸出強度非常低，只到奈瓦等級。因此，製作簡單成本低、高功率、穩定性好且可調變的兆赫波源為現在發展的目標。現今主要產生兆赫波源的方式有，利用 $\text{CO}_2$ 雷射激發分子、萊曼氣體雷射(Raman gas lasers)、自由電子雷射(free electron lasers)、backward-wave震盪器、quantum cascade laser(QCL)，是基於AlGaAs/GaAs和SiGe/Si的量子井異質結構、p-Ge於交叉電磁場或單軸應力、摻雜三價或五價雜質的單晶矽等。

半導體材料於微電子元件製作上有許多優點，而量子井異質結構的半導體雷射(例如 quantum cascade laser)，對於輸出功率、穩定性、調變性等有很大的改善。應力下 P 型銻雷射為另一種兆赫波源，可以藉由改變應力大小調整其頻率，也可以產生 continuous wave 形式的雷射。以下將就應力下 P 型銻的塊材做為兆赫波源的研究對象。

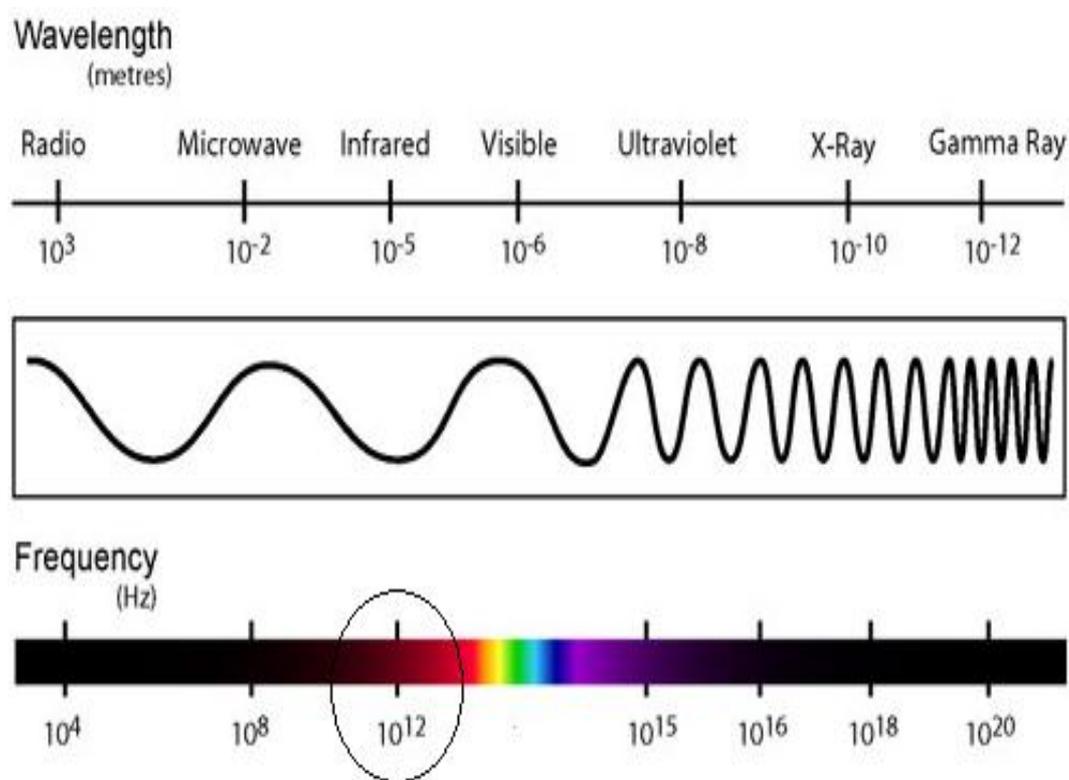


圖 1-1 電磁波頻譜

資料來源：[http://www.colourtherapyhealing.com/colour/electromagnetic\\_spectrum.php](http://www.colourtherapyhealing.com/colour/electromagnetic_spectrum.php)

## 1-2 文獻探討

1980 年代末期開始 I.V. Altukhov 和 M.S. Kagan 等人觀察到摻雜鎘的鍺單晶塊材於電場與單軸應力下，發出兆赫波(遠紅外頻段)的輻射[1]-[5]。將 P 型鍺塊材切成長方體，長邊沿著[111]或[100]方向並平行拋光(parallel within  $4' \sim 20''$ )。將其置於液態氮中，使用外加應力裝置可以在實驗中連續調整應力大小。以摻雜鎘的鍺當作光電導偵測器，反應波段主要為  $80 \sim 120 \mu\text{m}$ 。應力平行於[111]或[100]方向，電場垂直或平行於[111]或[100]方向。在應力的作用下，使得價帶的重電洞帶(heavy hole band)與輕電洞帶(light hole band)分裂，外加電場使電洞解離並加速自由電洞。當時認為兆赫波輻射是因為重電洞帶與輕電洞帶間的居量反轉(population inversion)所造成；並研究塊材表面拋光與否對於放射強度的影響，如圖 1-2，探討不同電場強弱區域對於遠紅外波段輻射的影響[6][7]。

1994 年開始 I.V. Altukhov 等人對於應力與電場下 P 型鍺於兆赫波段的受激放射(stimulated-emission)提出另一種解釋[8]-[12]。雜質能階(impurity level)受應力而分裂，隨著應力的增加，一部分的雜質能階進入價帶形成共振態(resonant state)。當電洞受電場加速達到共振態能量時，電洞被輕電洞次能帶的雜質共振態所捕捉，而與雜質能階間產生居量反轉(intracenter population inversion)，如圖 1-3。

1997 年開始 M.A. Odnoblyudov 等人對應力下 P 型鍺共振態的能量、衰退期(lifetime) 和能階位置提出 zero-radius potential model 來模擬計算，利用 variational method 模擬高應力下之 Coulomb potential [13]-[23]，藉由模擬計算與實驗結果對比相互映證。

1999 年 A.T. Bondar 等人對 P 型鍺於應力與電場相互垂直之兆赫波幅射進行研究[24][25]。與電場平行應力相較，在高電場下電場平行應力之受激放射的臨界應力會升高，應力與電場相互垂直則不會有此現象；在增益介質(active medium)內單一光學路徑長度，是應力與電場相互垂直是電場平行應力的數倍。2006 年 A.V. Andrianov 等人對不同應力與電場下 P 型鍺的線性極化兆赫波進行研究[26][27]，發現在應力大小約為 3Kbar，施壓方向平行[111]方向之塊材，其電場方向平行或垂直於應力方向，兆赫波的波段會有所改變。

1970 年 Jones 和 P. Fiser 對摻雜 3A 族的鍺在低應力(0.5Kbar)下，作吸收頻譜的量測[28]。藉以觀察雜質能階與價帶的變形位能常數 (deformation-potential constant)，並與理論計算之結果做比較。2004 年 Ya.E. Pokrovskii 等人在高應力下對 P 型鍺進行吸收頻譜量測 [29][30]，觀察雜質能階基態與激發態間吸收頻譜隨應力的變化，判斷其能階位置，在高能量區間之吸收頻譜由於訊號微弱。因此，利用光電流頻譜量測來補足其高能量區間之訊號，並有觀察到重電洞帶與

輕電洞帶間的能量間距，其隨應力升高而增加，但並沒觀察到重電洞帶與輕電洞帶間共振態的吸收頻譜。

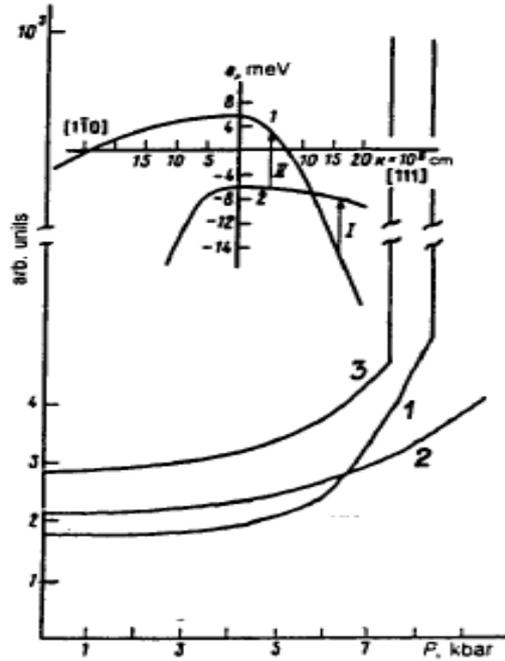


圖 1-2 I、II 為重電洞帶與輕電洞帶間的光輻射(optical transitions)。

(1)為有拋光之塊材、(2)為未拋光、(3)將(2)之塊材再拋光 Ref.[2] Fig.2

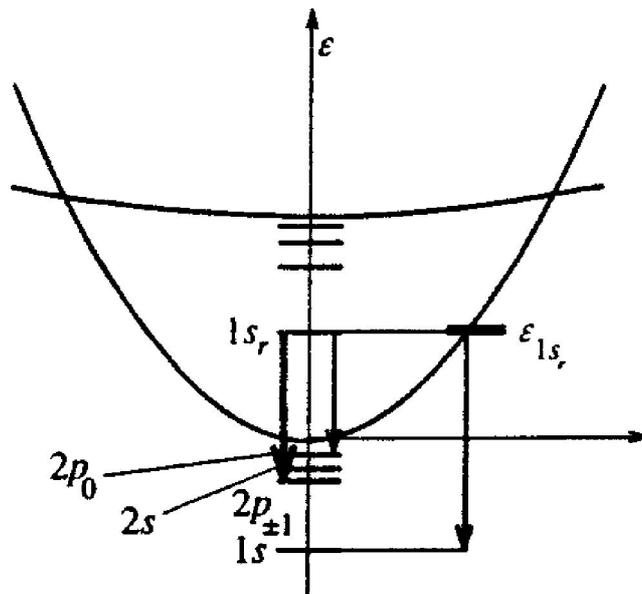


圖 1-3 應力下 P 型鍺的雜質能階與光輻射。Ref.[11] Fig.7

### 1-3 研究方向

目前對於應力下 P 型鍺兆赫波放射的機制為分裂價帶中共振態與雜質能態間形成居量反轉。本論文實驗著重於觀察應力下鍺摻雜鎵兆赫波吸收頻譜之量測，希望了解在應力下雜質能階位置的變化，以及重電洞帶與輕電洞帶間能階差大小的改變。之前的研究加壓方向多沿著[111]與[100]方向，因此本論文將對應力平行[110]方向之 P 型鍺兆赫波吸收頻譜進行量測，並量測[100]方向之吸收頻譜作為比較。也期望透過這些吸收頻譜，進一步了解觀察到重電洞帶與輕電洞帶間共振態的分布。另外，施加直流電流觀察 P 型鍺於應力下崩潰電壓的變化。



## 二、應力下 P 型鍺能帶的變化

### 2-1 能階分裂

鍺的晶體結構為鑽石晶格結構，此晶體價帶邊緣均在  $K=0$  且可由自由原子  $p_{3/2}$  和  $p_{1/2}$  狀態導出。原子中價帶頂端(重電洞與輕電洞)在布里淵區(Brillouin zone)的  $\Gamma$  點，為  $p_{3/2}$  能階是四重簡併(fourfold degenerate)的狀態，而裂帶電洞(split-off band)為  $p_{1/2}$  能階是二重簡併(twofold degenerate)的狀態， $p_{3/2}$  狀態的能量高於  $p_{1/2}$  狀態，如圖 2-1。

當對晶體施加單軸應力(uniaxial pressure)，使晶體結構之對稱性改變，導致價帶頂端(重電洞與輕電洞)由原本四重簡併的狀態分裂成兩個二重簡併的次能帶(subband)，也就是說重電洞次能帶與輕電洞次能帶因外加應力而分裂開來。以應力下 P 型鍺來說，其重電洞次能帶與輕電洞次能帶的能帶邊緣(band edges)相對於無應力下價帶頂端的位置，分別「向上」以及「向下」分裂[11]。隨著外加應力增加，重電洞次能帶與輕電洞次能帶的能帶邊緣分離差  $E_{\text{def}}(=\alpha P)$  也成正比增加，如圖 2-2[23]，其中  $P$  為應力大小， $\alpha$  為變形位能(deformation potential)。當應力沿著 [100] 方向  $\alpha$  為 4meV/kbar、[111] 方向為 6meV/kabr、[110] 方向為 5meV/kabr[24]。相同地，雜質能階也會因外加應力而使其能帶分裂。就摻雜鎵的 P 型鍺而言，鎵的雜質能階因外加應力由四重簡併的態分裂成兩個二重簡併的態，原本無應力下

的雜質基態分裂成 ground states 和 split-off states，如圖 2-3[11]。

當外加應力超過臨界壓力時，split-off states 會進入輕電洞的次能帶之內而形成所謂的「共振態」(resonant states)，由圖 2-2 可知，當沿著[111]方向施壓時，其臨界壓力為 3.92kbar，由[12]可知[100]方向的臨界壓力為 2.2kbar。

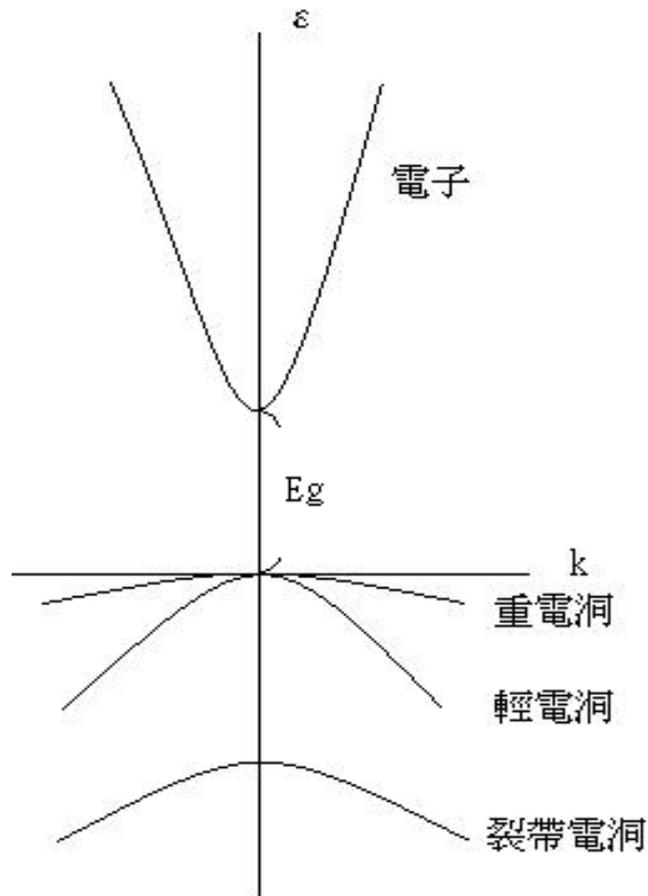


圖 2-1 直接帶隙半導體的能帶邊緣結構。

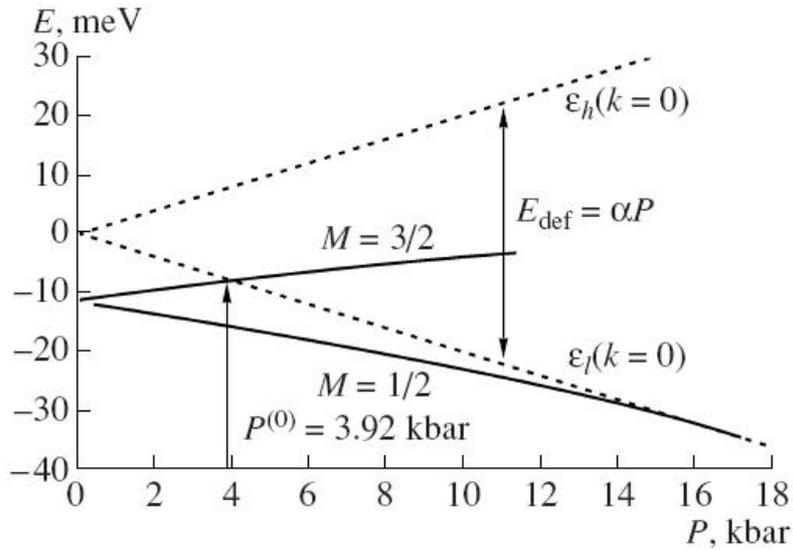


圖 2-2 用 zero-radius potential 模型計算所得鍺摻雜鎵於價帶頂端(虛線)和受體能階(實線)隨外加應力而分離之關係圖，其應力平行[111]方向。 Ref[23] Fig.14

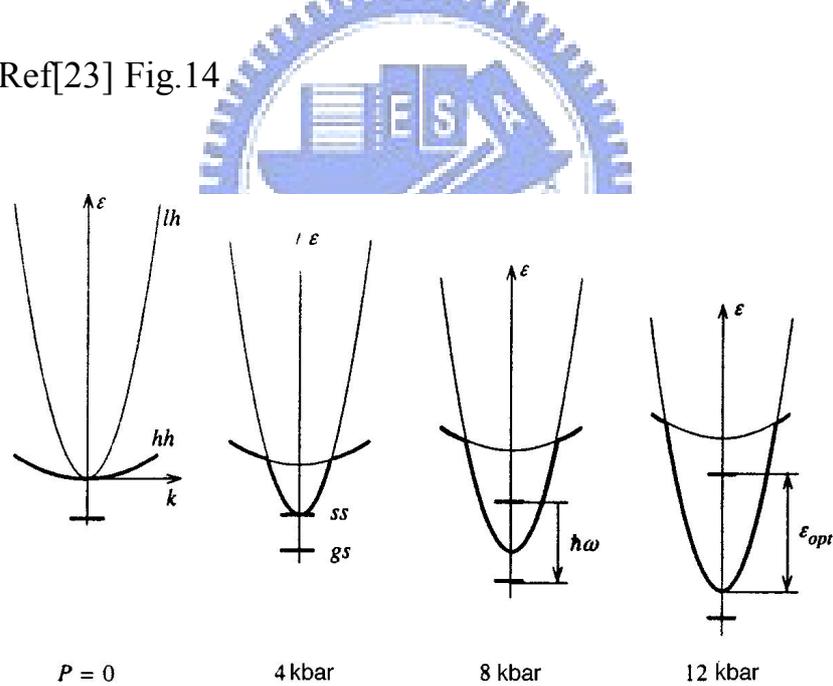


圖2-3 應力下價帶與雜質基態分裂示意圖，其中hh為重電洞，lh為輕電洞，gs為ground states，ss為split-off states， $\epsilon_{opt}$ 為optical phonon的能量。 Ref.[11] Fig.4

## 2-2 共振態的形成與躍遷

四重簡併的受體雜質基態(ground states)與激發態(excited states)在應力下分裂的情況與價帶頂端是相似的。由理論計算可知，若能態沿著應力方向總動量合為 $\pm 3/2$ ，其分裂時會隨著重電洞次能帶移動。若總動量合為 $\pm 1/2$ ，分裂時則會隨著輕電洞帶移動。因此可知，split-off states之 $m=\pm 3/2$ ，而ground states之 $m=\pm 1/2$ 。依此定義，各自的雜質能階會隨著其所屬的次能帶移動，當外加應力高於臨界壓力時，split-off states進入價帶形成雜質共振態。與其相較，依附於輕電洞次能帶的雜質能階稱為localized states，如圖2-4。

在外加電場的情況下，若應力低於臨界壓力，受體雜質的split-off states尚未進入價帶，split-off states無載子累積。因此無法形成居量反轉的條件，所以在此區間的intracenter optical transitions是不被允許的。但是，當應力高於臨界壓力時，價帶內有共振態的形成，當載子受電場加速並沿著價帶累積於共振態附近位置時，就有機會被共振態捕捉，若形成居量反轉，就有機會產生放射。如圖2-5[15]，共振態中1s到localized states中 $2P_0$ 、 $2P_{\pm 1}$ 、1s之間的光輻射。而發光頻率會應力大小而有所不同，因為P型鍺的游離能約10meV，而當外加應力高於一極限時，共振態會移到光頻聲子(optical phonon)能量(約42meV)的位置。此時，價帶的載子會透過釋放光學聲子的方式落到低能量的位

置，無法在形成共振態累積，所以共振態形成的區間約在 10meV~42meV，約在2~10 THz之間[11]。

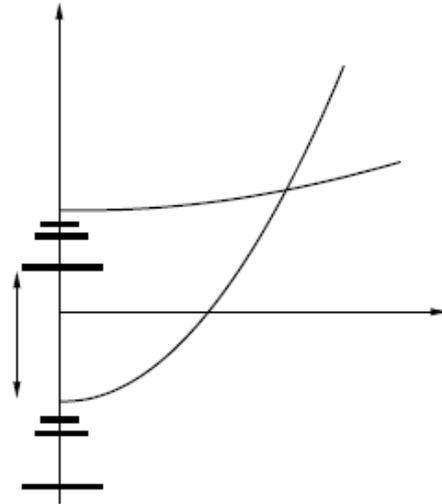


圖2-4 在高應力下P型鍺共振態與localized acceptor levels分布示意圖。 Ref.[23] Fig.13

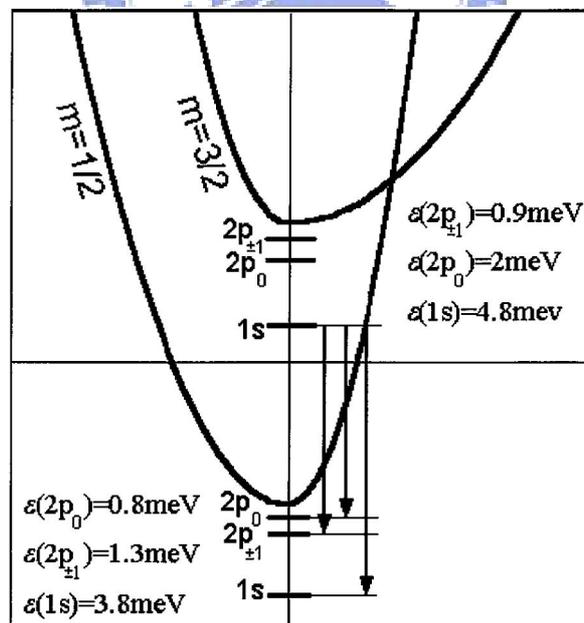


圖 2-5 P 型鍺沿著[111]方向施加應力，其雜質能階分佈，其中箭號表示可能產生雷射的區間。 Ref.[15] Fig.1

### 三、鍺摻雜鎵於應力下吸收頻譜量測

#### 3-1 原理

在上一章有提到 P 型鍺塊材受應力而使得價帶與雜質能階分裂，當應力增加時輕電洞與重電洞間的能階差會變大，而分裂的雜質能階也會進入到價帶內形成共振態，對於 P 型鍺的共振態性質已有相關理論與實驗去證實它。在此，我們藉由吸收頻譜的量測，觀察應力下價帶與雜質能階的變化。

在本實驗中使用的樣品是摻雜鎵的鍺，假設 10K 時載子都未解離。當未加壓時，由雜質基態到激發態的主要雜質吸收譜線有 G(6.74meV)、E(8meV)、D(8.44meV)、C(9.2meV)、B(9.84meV)、A(10.17meV)六條線，如圖 3-1[31]。當對樣品施加應力，由於雜質基態與激發態分裂趨勢不同，使得基態與激發態間的能階差發生改變，本論文藉由觀察 D 線位置隨應力的變化來討論其現象。在應力下，價帶也會有分裂的情形，可藉由觀察 10K 時吸收頻譜於  $100\text{cm}^{-1}$  到  $300\text{cm}^{-1}$  之凹陷的位置，瞭解輕電洞次能帶與重電洞次能帶間能階差隨應力的變化。假設在 40K 時，載子皆游離躍遷到輕電洞次能帶底部，藉由觀察應力下輕電洞與重電洞次能帶間的吸收譜線了解其能階差的變化，如圖 3-2。

在以往的研究中，大多以[111]與[100]晶向塊材的量測為主。本

論文實驗中，除了[100]的量測亦會加入[110]的量測。

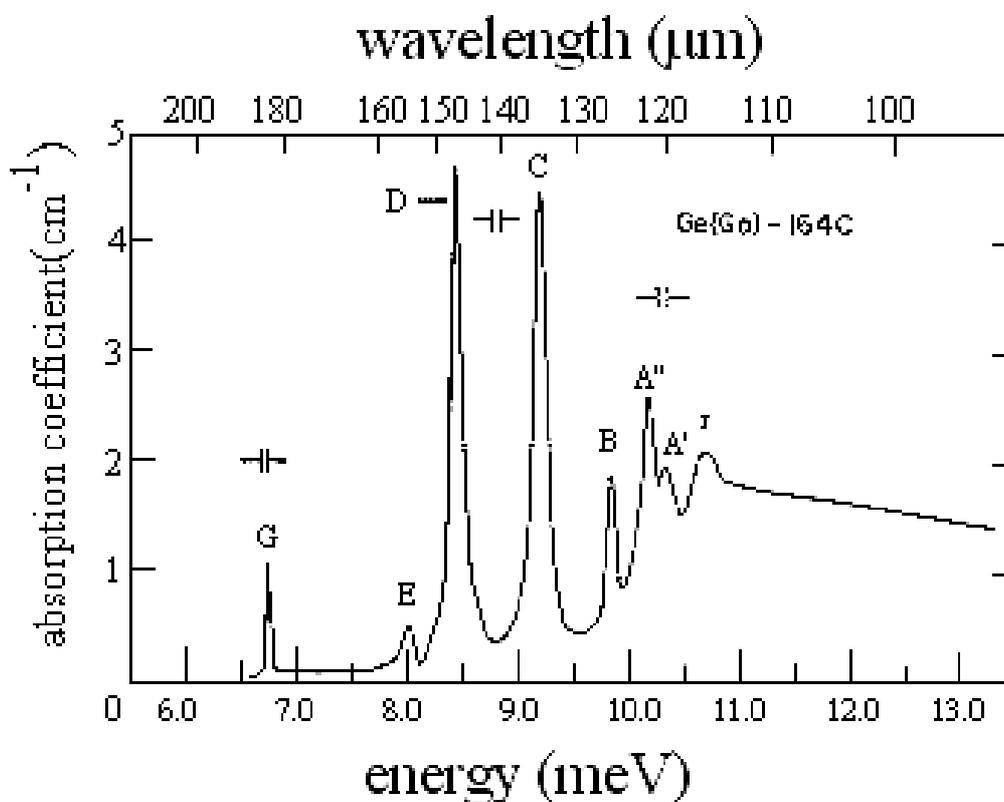


圖 3-1 鍺摻雜鎵之吸收頻譜， $T \sim 9\text{K}$ ， $N_A \sim 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 。Ref.[31] Fig.3

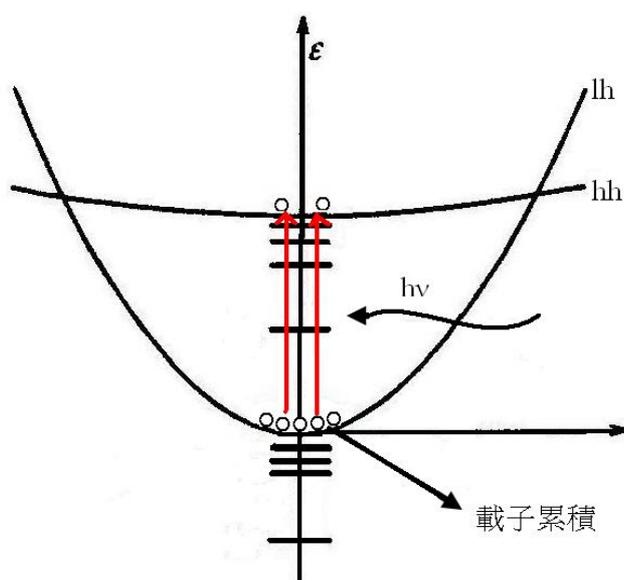


圖 3-2 高應力下  $T=40\text{K}$  時載子分布示意圖

### 3-2 加壓裝置的架設與改良

本論文實驗在於探討應力下的現象，因此加壓裝置的架設與校正是很重要且關鍵的，以下說明我們裝置的架設與改進。

在實驗之初，我們設計一個類似半圓柱的加壓座，其長 43mm、寬 15mm，以導熱性較好的黃銅為材料，可使樣品在低溫恆溫器中降溫較快。並將其挖出一長 38mm、寬 9mm、深 9mm 之溝槽，製作三個長 9mm、寬 8.5mm、高 1.5mm 的黃銅片，並將其一挖出長 5.2mm、寬 1.2mm、深 0.5mm 的小凹槽以利樣品的放置。用彈簧華斯作為壓力大小的參考依據，以鎖螺絲的方式對樣品施加壓力，如圖 3-3。在壓力校正方面，我們利用鈕扣型荷重元(load cell)FUTEK MODEL LLB130 量測押平一個直徑 8.6mm 的彈簧華斯力約 20~20.5KG，由此可得知施加於樣品上的應力大小。

圖 3-3 中，我們將樣品置於溝槽底部，利用有小凹槽的黃銅片固定樣品的位置，並將黃銅片包覆止瀉帶避免樣品與座短路。在樣品上方放兩個黃銅片並將彈簧華斯置於其中，用螺絲向下加壓將彈簧華斯壓平，可以從壓平的個數判斷壓力的大小。我們樣品的受力面積為  $5 \times 1 \text{mm}^2$ ，換算可得，壓平一個彈簧華斯為承受 0.4Kbar 的壓力，兩個為 0.8Kbar，以此類推。在樣品與黃銅片間我們會放置一塑膠片，使得壓力可以平均分攤，讓樣品可以承受更高的應力，也可以避免與座

短路。

但是，這種設計只能在室溫下固定壓力，若將其置於低溫中材質受熱脹冷縮程度不一樣，使得壓力的值產生誤差，無法做定量的分析，只能做定性的分析。而且，一旦將此裝置放入低溫恆溫器中就無法調整壓力，使得量測耗時，為了改變壓力大小必須常抽換樣品，也會造成液態氮的浪費。

由於上述缺點，我們將加壓裝置改為同軸管的形式，利用外管與內管的相互作用對樣品施加應力。我們製作一支撐座來固定同軸管，將外管固定於支撐座上，使其位置不會改變，而內管與荷重元 LRK-5KN 相接可相對於外管上下移動。透過內管的移動荷重元的底部會產生位移量，荷重元根據位移量的變化顯示出施於樣品上應力的大小。初期的同軸管裝置只固定單邊，外管為長 510mm、外徑 12.7mm、內徑 9.3mm 的不鏽鋼管，內管為長 555.4mm、外徑 6mm、內徑 3mm 的不鏽鋼管。荷重元固定於支撐座上不會隨內管移動，內管上方有螺紋利用轉盤可使其上下移動，當內管向下時荷重元會感受到拉力，透過顯示器 IND-7660 可知力量大小。製作一黃銅底座將樣品置於座上由外管下方塞入，並利用螺絲固定，在外管下方以對稱的方式挖兩個直徑為 10mm 的孔，使光源得以穿透，如圖 3-4。將同軸管放入低溫恆溫器時，可以利用轉盤調整壓力，因此可得知樣品在低

溫時所感受到的正確應力，量測時也可以同步調整應力大小，節省不少量測時間。我們第一次使用此裝置量測，發現其量測值與我們所預期有誤差，施於樣品上的應力大約只有荷重元感應的一半。經過討論我們發現，荷重元是固定在支撐架上不會隨著內管而移動，當內管向下壓時，荷重元感受到的位移量是內管對它的拉力所造成的，但是此位移量所產生的力量並沒有完全施加於樣品上，其原因如下：一、由於只固定同軸管的一側，使得支撐座所承受力量不平均，在施加壓力時，內管的位移量使得支撐座也跟著傾斜，吸收向下的力量；二、內管在高應力時會有扭曲的現象，抵銷了部分向下的位移量，壓力無法完全施於樣品；三、底座只用兩根螺絲固定，支撐力不足造成底座向下位移，使壓力被抵銷了。

依據上述原因我們將加壓裝置進行改良，將同軸管的兩側固定，荷重元與轉盤的位置互換，其上方用一螺紋管與轉盤相接，下方與內管相接。當施加壓力時，荷重元受壓縮產生一位移量，顯示出力量的大小。這樣設計可避免支撐座傾斜，在加壓時荷重元與內管是同部移動，因此在高應力時內管產生的扭曲對於荷重元感受的位移量沒有影響。並且將底座用四根螺絲固定，增加其支撐力，避免底座向下位移。

經過上述改良後，利用壓平彈簧華斯的方式做應力校正，在低應力時施加的力量與感測值是吻合的。將樣品置於外管底部進行加壓測

試，我們將壓力加到 300Kg(約六 Kbar)，發現樣品未損壞，符合量測(最高觀察應力 5Kbar)之要求，支撐座未傾斜，內管無扭曲變形，底座無向下位移，因此確定了加壓裝置的架設，如圖 3-5。

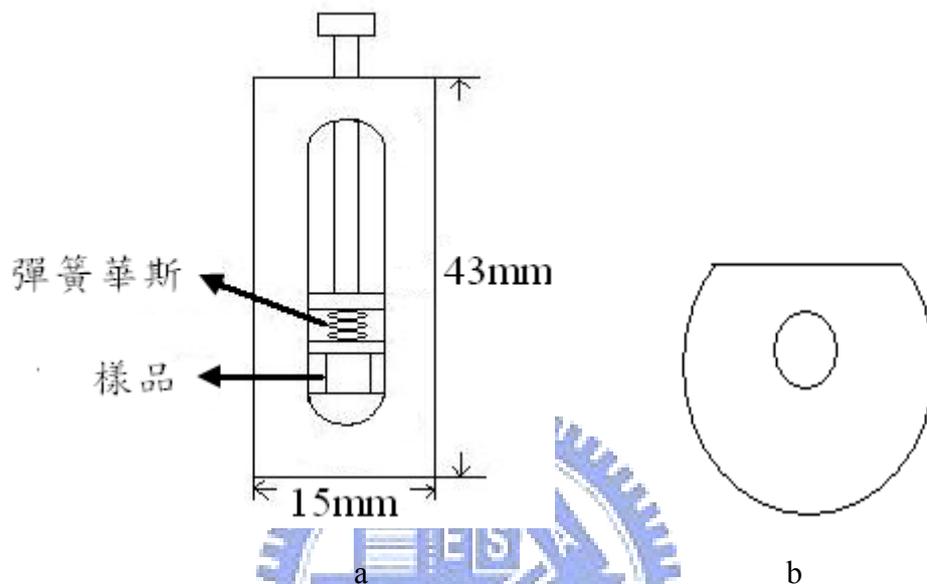


圖 3-3 a.黃銅加壓座正面示意圖 b.俯視圖

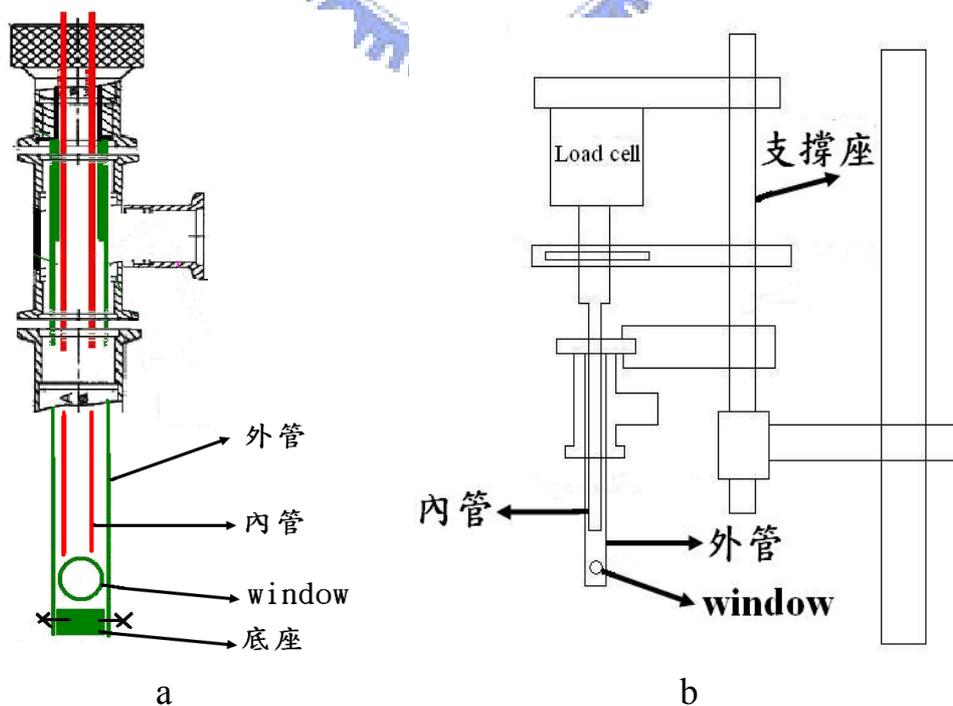
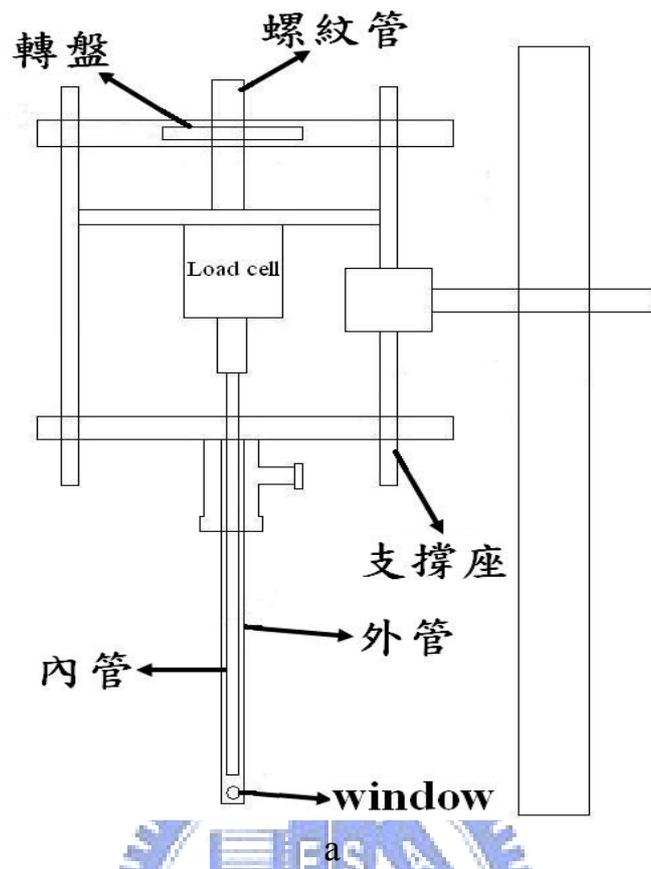


圖 3-4 a.內外管示意圖 b.初期加壓裝置示意圖



b

圖 3-5 a.改良後加壓裝置示意圖 b.實體圖

### 3-3 樣品準備與實驗步驟

在本實驗中所使用的樣品有鍺摻雜鎵與未摻雜之塊材，阻值分別為 8-15 $\Omega$ -cm 和大於 30 $\Omega$ -cm，將其沿著長邊切成[100]與[110]方向，大小為 5x10x1mm<sup>3</sup>的長方體小試片，其 5x10mm<sup>2</sup>之面為平行拋光。將樣品放置於外管底部，並在底面黏上一個溫度偵測器 DT470，將整個同軸管放入低溫恆溫器中，將液態氮灌入使其溫度可由室溫降至 4.2K，利用流量控制器調節液氮的流量，並使用溫度控制器 ITC503 將溫度控制在 10K-40K 之間，圖 3-6 為裝置架設圖。

我們使用傅立葉紅外線光譜儀 Bruker IFS66v/S 量測樣品之吸收頻譜，分光儀為 Mylar 6 $\mu$ m，偵測器為 Silicon bolometer。在量測時整個光學路徑必須抽成真空(~3mbar)，以防止空氣與水氣的影響，其光學路徑如圖 3-7。

使用快速掃瞄(rapid-scan)的方式先量測 10K 時鍺摻雜鎵之穿透光譜，應力由 0Kbar 到 5Kbar 間距為 0.5Kbar，再量測未摻雜鍺的透光譜作為背景資料，透過 3.1 式轉換為吸收頻譜，其中  $\alpha(k)$  為吸收係數， $T_1(k)$  為鍺摻雜鎵之穿透強度， $T_0(k)$  為未摻雜之穿透強度。

$$\alpha(k) = -10 \times \ln \left[ \frac{T_1(k)}{T_0(k)} \right] \quad (3.1)$$

接著量測 40K 的吸收頻譜，其量測方式與順序和 10K 之吸收頻譜量測相同。



圖 3-6 量測裝置架設圖

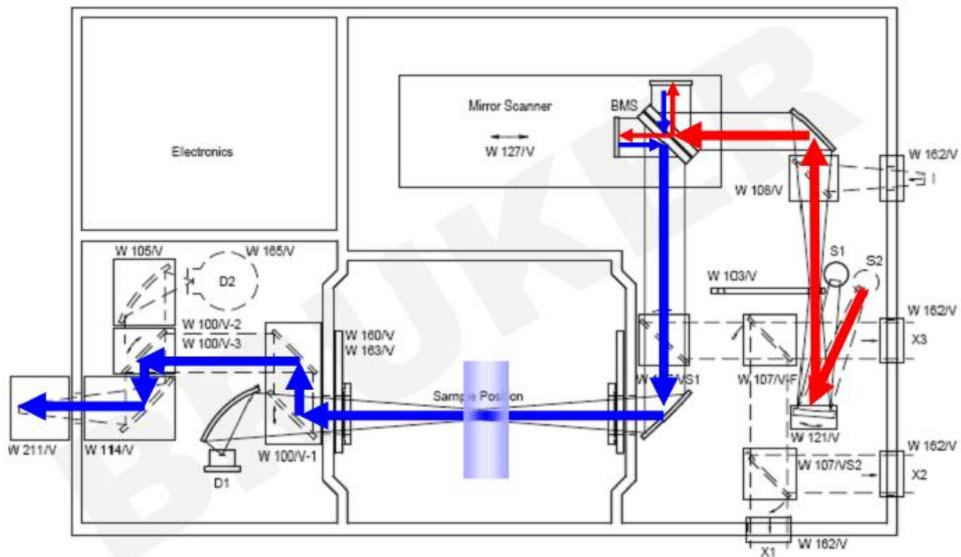


圖 3-7 吸收頻譜量測之光學路徑

### 3-4 實驗結果與討論

#### (1) [100]方向之吸收頻譜量測

圖 3-8 為 10K 時之吸收頻譜，圖中我們將各個應力的吸收譜線分開表示。在 0Kbar 時可以清楚看到 D、C 的吸收譜線，當應力增加至 0.5Kbar 時，D 吸收譜線往高能量(向右)移動，而 C 吸收譜線減弱。當應力大於 1Kbar 時，D 吸收譜線開始往低能量(向左)移動，而 C 吸收譜線不見了。

當晶體受到壓力時，其雜質基態會分裂成 ground state 和 split-off state，雜質激發態亦會分裂。由圖 3-8 中 D 吸收譜線的趨勢可知，在低應力(<0.5Kbar)時，分裂的 D 雜質能階與基態間的能階差隨應力增加而變大，因此 D 吸收譜線往高波數移動。在高應力(>0.5Kbar)時，其能階差隨應力的增加而降低，D 吸收譜線往低波數移動。圖 3-9 為 D 吸收譜線峰值與應力大小關係圖；也就是說，在低應力時雜質激發態游離能下降較大，雜質基態的游離能下降較小，因此它們之間的能階差較大。當應力大於 0.5Kbar，雜質基態游離能隨應力的增加持續下降，而雜質激發態的游離能下降趨勢已趨於平緩，所以它們的能階差隨應力增加漸漸縮小，如圖 3-10。

在應力下價帶的頂端也會分裂，透過圖 3-11 來觀察價帶分裂的情形，由理論計算得知鍺摻雜鎵之游離能為 11.32meV，因此我們將

波數約  $91\text{cm}^{-1}$  的位置定為無應力時價帶頂端。在圖 3-11 中  $60\text{-}110\text{cm}^{-1}$  的區域吸收強度隨不同應力下降的趨勢是相似的，以  $91\text{cm}^{-1}$  為中心點，輕電洞次能帶底部的位置，隨應力增加往低波數的位置移動。而載子吸收光的能量可從雜質基態躍遷至重電洞次能帶底部，則吸收譜線由下降轉為上升的趨勢，並形成一峰值，我們將峰值的位置定為重電洞次能帶底部。圖 3-12 我們將圖 3-11 的  $110\text{cm}^{-1}\text{-}320\text{cm}^{-1}$  的區域放大觀察，並將各譜線之 Y 軸做一偏移量以方便觀察。由圖 3-12 中可以發現吸收強度隨著應力的增加，峰值的位置跟著往高波數移動。因此可以知道當應力增加時，輕電洞次能帶與重電洞次能帶間的能階差隨也漸漸增加。由圖 3-12 觀察得知，在低應力 ( $<1\text{Kbar}$ ) 時，價帶的分裂不明顯，因此沒有峰值的產生。當應力大於  $1\text{Kbar}$  時，才会有明顯的峰值產生。

以上的量測結果與[29][30]是相符的，透過量測[100]方向之吸收頻譜，可以確定我們的量測系統是正確的。

在第一次量測時我們發現在  $200\text{cm}^{-1}\text{-}210\text{cm}^{-1}$  的位置有一個小波峰，如圖 3-13，此現象與我們所預測之平滑趨勢有誤差，所以我們進行了第二次的量測。圖 3-14 中可以發現在  $200\text{cm}^{-1}\text{-}210\text{cm}^{-1}$  的位置沒有小波峰，但在  $110\text{cm}^{-1}$  的位置出現了一個小峰值，對於這個現象我們推論它為雜訊。而圖 3-11 為我們第三次量測，其趨勢符合我們之

預期。

## (2) [110]方向之吸收頻譜量測

### A. T=10K 時的量測

圖 3-15 為 10K 時應力下的吸收頻譜，將不同應力的譜線分開來看，當應力為 0Kbar 時可以觀察到 D 與 C 吸收譜線，隨應力上升 D 吸收譜線變寬，C 吸收譜線消失。由圖 3-15 中可以發現 D 吸收譜線位置隨應力大小移動，在低應力(<1Kbar)時往高能量移動，當應力大於 1Kbar 時往低能量移動，圖 3-16 為 D 吸收譜線峰值與應力大小關係圖。因此可以知道，在低應力時雜質基態與激發態的能階差會變大，高應力時其能階差會變小，其趨勢與[100]方向相似。與[100]方向相較，[110]方向的 D 吸收譜線峰值在應力大於 1Kbar 時開始往低波數移動，而[100]方向為大於 0.5Kbar 時。

圖 3-17 我們將各應力的吸收譜線放在同一個基準位做比較，圖中約  $91\text{cm}^{-1}$  的位置定為無應力時價帶的低部。圖 3-17 中  $60\text{-}120\text{cm}^{-1}$  的區域，吸收譜線隨不同應力呈相似下降的趨勢。輕電洞次能帶底部的位置，隨應力增加往低波數的區域移動。圖 3-18 將圖 3-17 中  $110\text{cm}^{-1}\text{-}250\text{cm}^{-1}$  的區域放大顯示，並在 Y 方向作偏移方便觀察。當應力大於 1.5Kbar 後可以看到明顯的峰值，隨著應力增大峰值的位置開始往高移動。由此可知，輕電洞次能帶與重電洞次能帶之能隙差隨

應力增加而變大。圖 3-17 中  $250\text{cm}^{-1}$ - $300\text{cm}^{-1}$  的範圍有一吸收增強的趨勢，我們認為這是聲子的吸收。在量測摻雜鎵與未摻雜的樣品時必須分兩次量側，因此造成量測時溫度的誤差，透過 3.1 式處理產生此一現象。圖 3-19[32]為鍺在低溫下吸收頻譜的量測，由圖中也可以觀察到相同的現象。

#### B. $T=40\text{K}$ 時之量測

圖 3-20 為  $40\text{K}$  時的吸收頻譜圖， $40\text{K}$  時輕電洞次能帶底部會有載子累積，可以透過觀察輕電洞次能帶與重電洞次能帶間載子的躍遷了解應力下能帶的變化。由圖 3-20 中可以發現在低應力時能帶分裂不明顯，輕電洞次能帶與重電洞次能帶間的吸收譜線可能與雜質能階的吸收譜線混在一起，因此譜線並沒有大的落差。當應力為  $2\text{Kbar}$  時，可以發現約在  $90\text{cm}^{-1}$  的位置有一吸收強度的低點，而高於  $90\text{cm}^{-1}$  的位置吸收強度有往上升的趨勢，其上升點大約就是輕電洞次能帶與重電洞次能帶間的能階差。隨應力的增加其位置逐漸往高能量移動，因此可知當應力增加時，能帶分裂會越大。圖 3-20 中  $250\text{cm}^{-1}$ - $300\text{cm}^{-1}$  的範圍，也有觀察到聲子的吸收。

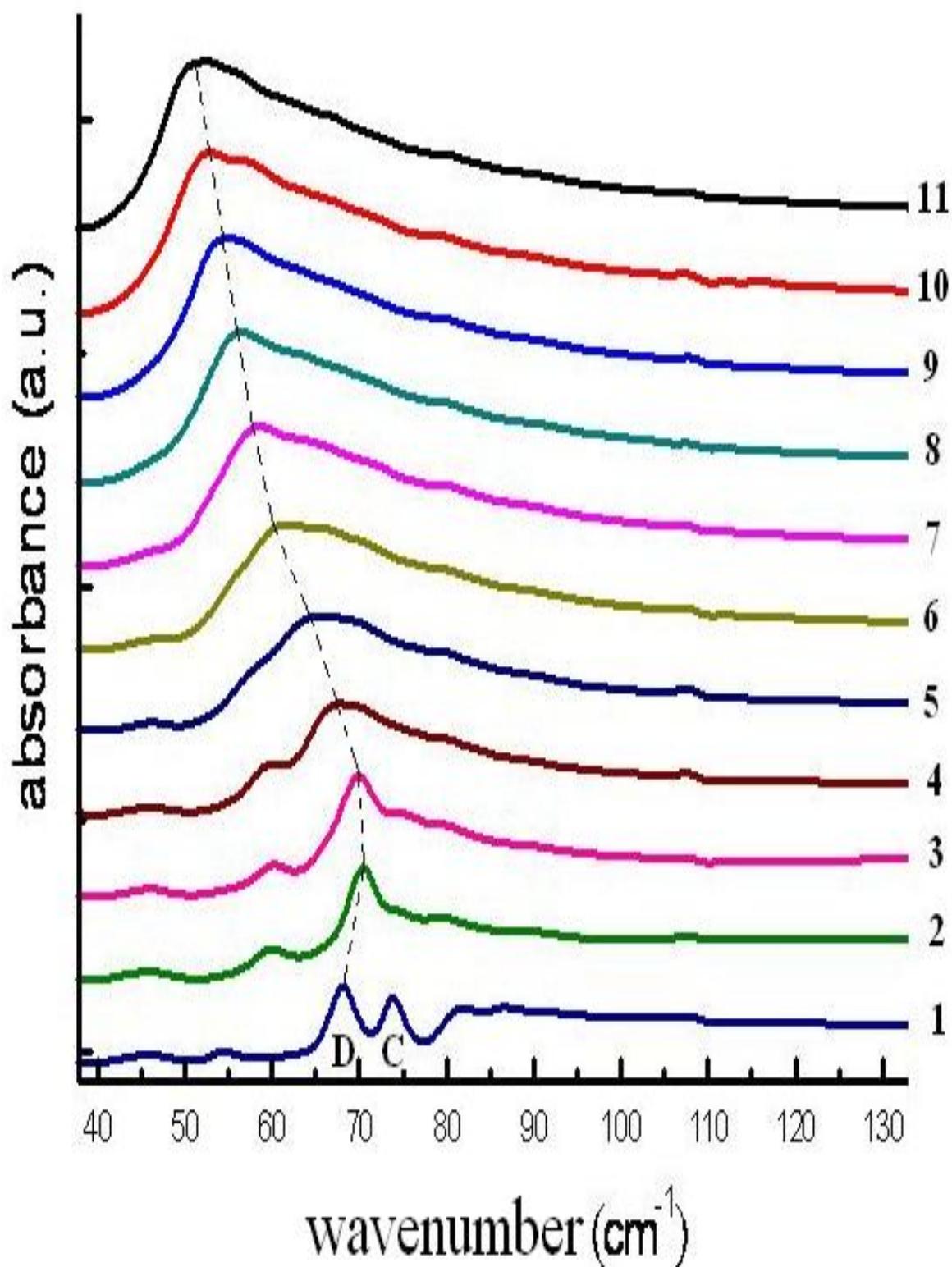


圖 3-8  $T=10\text{K}$ ，應力下鍺摻雜鋅之吸收頻譜量測圖，其應力(P) $\parallel$ [100]：

(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8) 3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

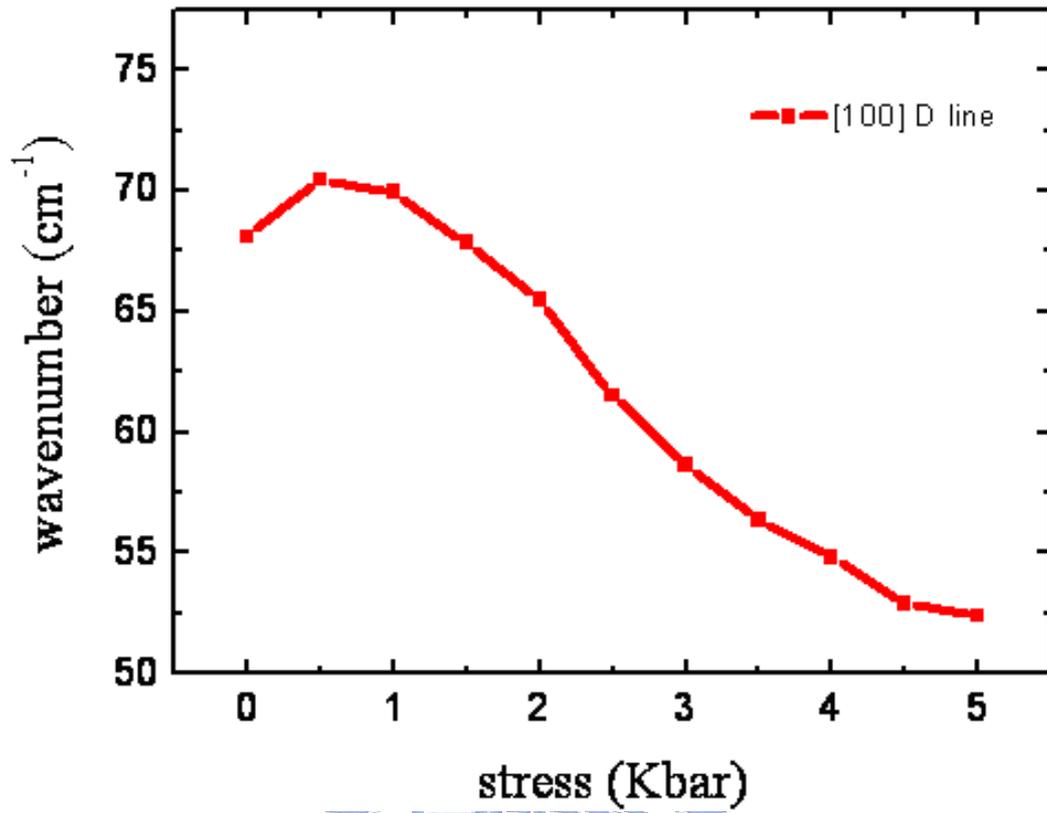


圖 3-9 T=10K，P||[100]，D 吸收譜線峰值與應力大小關係

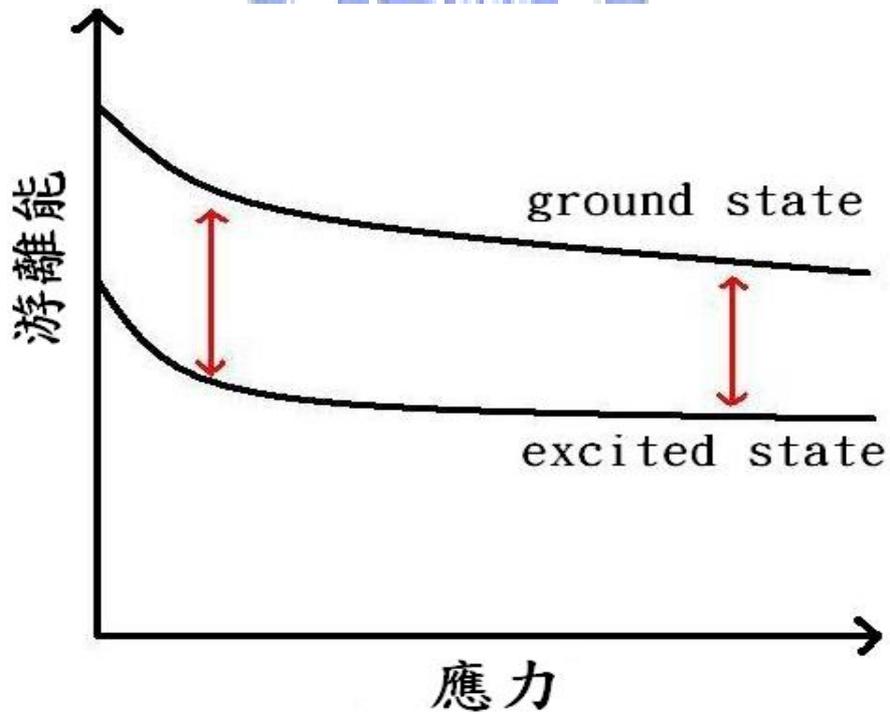


圖 3-10 應力下雜質能階隨應力變化示意圖

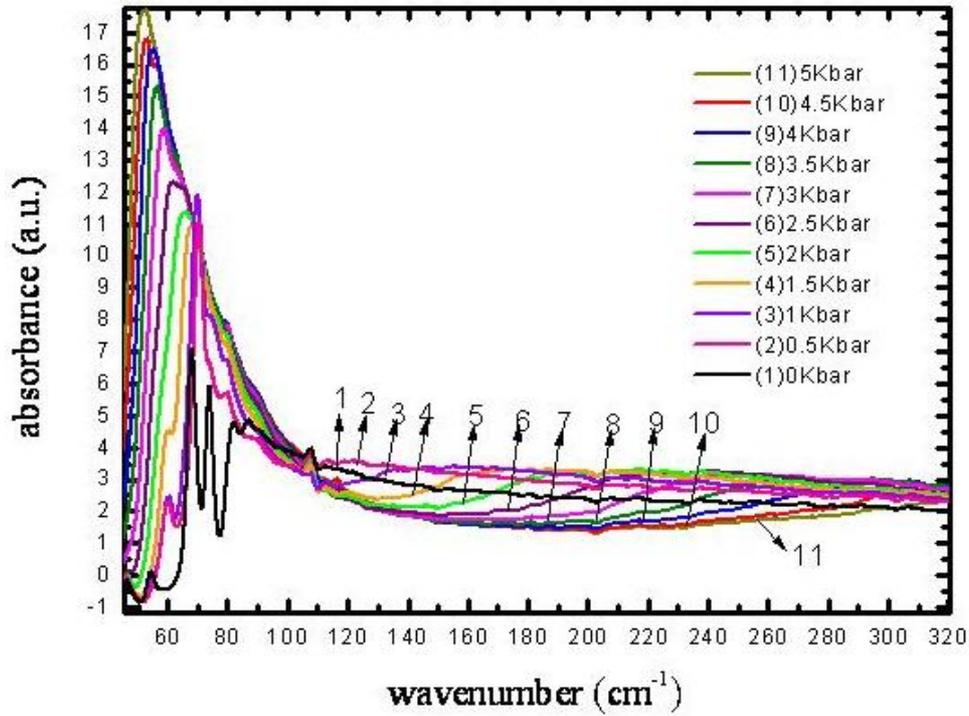


圖 3-11  $T=10\text{K}$ ，應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖， $P\parallel[100]$ ：(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8)3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

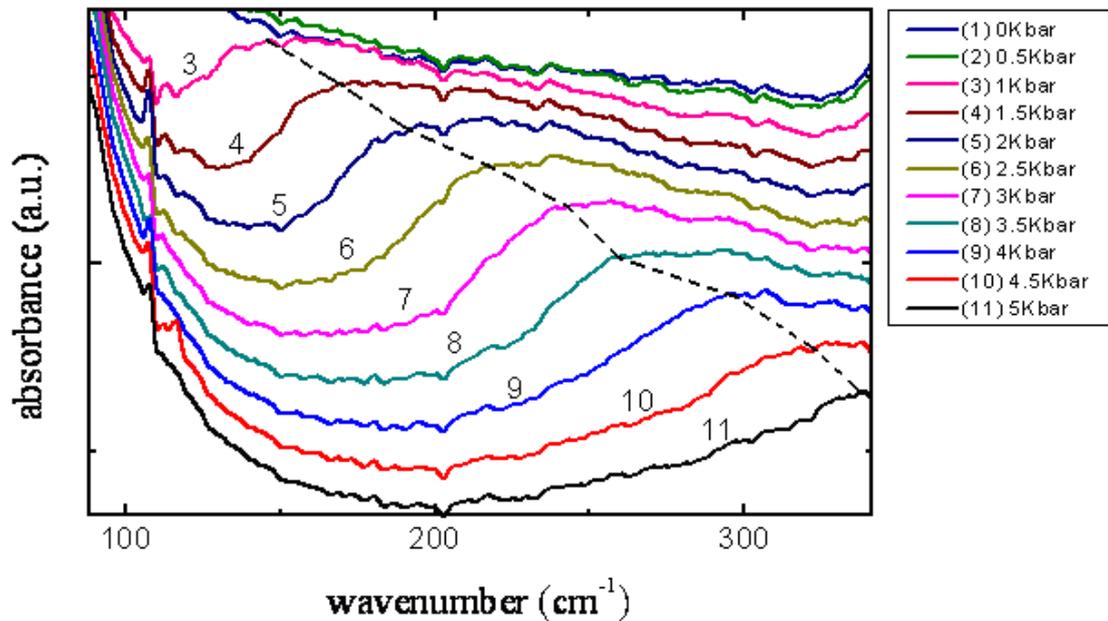


圖 3-12  $T=10\text{K}$ ， $P\parallel[100]$ ，應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖 ( $110\text{cm}^{-1}\text{-}320\text{cm}^{-1}$ )

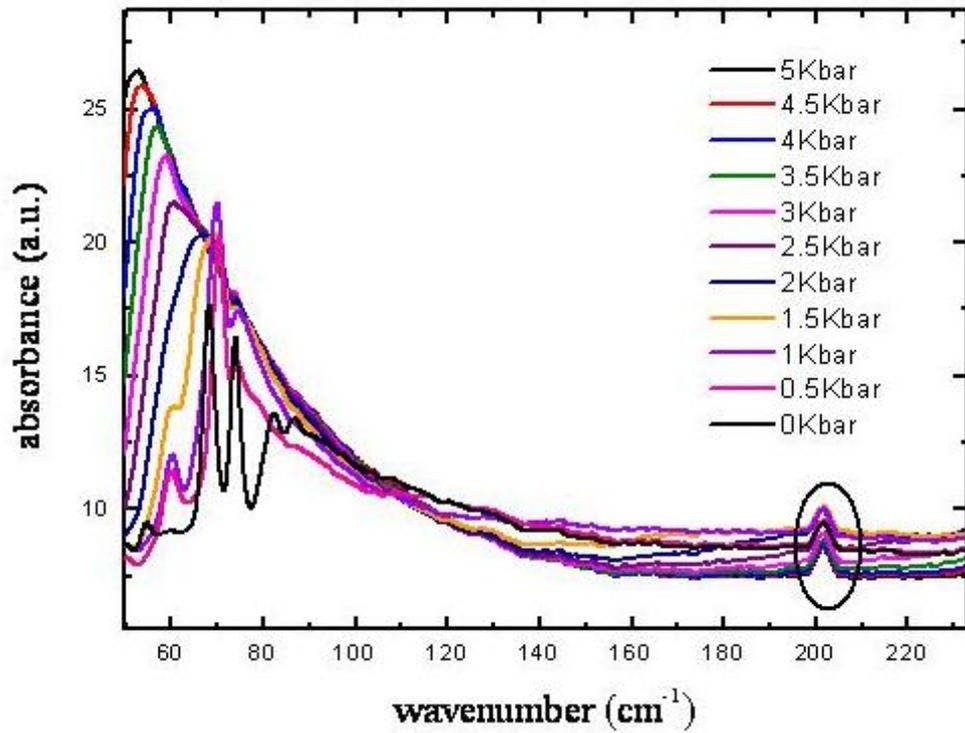


圖 3-13  $T=10\text{K}$ ,  $P\parallel[100]$  第一次應力下鋅摻雜鎵之吸收頻譜量測圖。

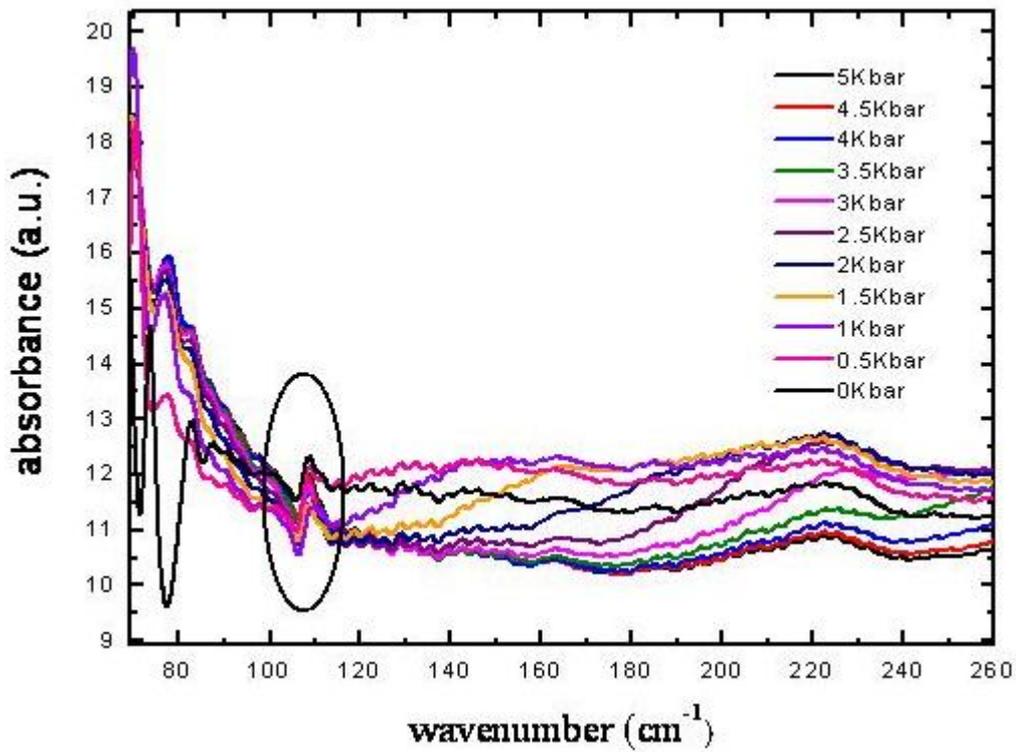


圖 3-14  $T=10\text{K}$ ,  $P\parallel[100]$  第二次應力下鋅摻雜鎵之吸收頻譜量測圖。

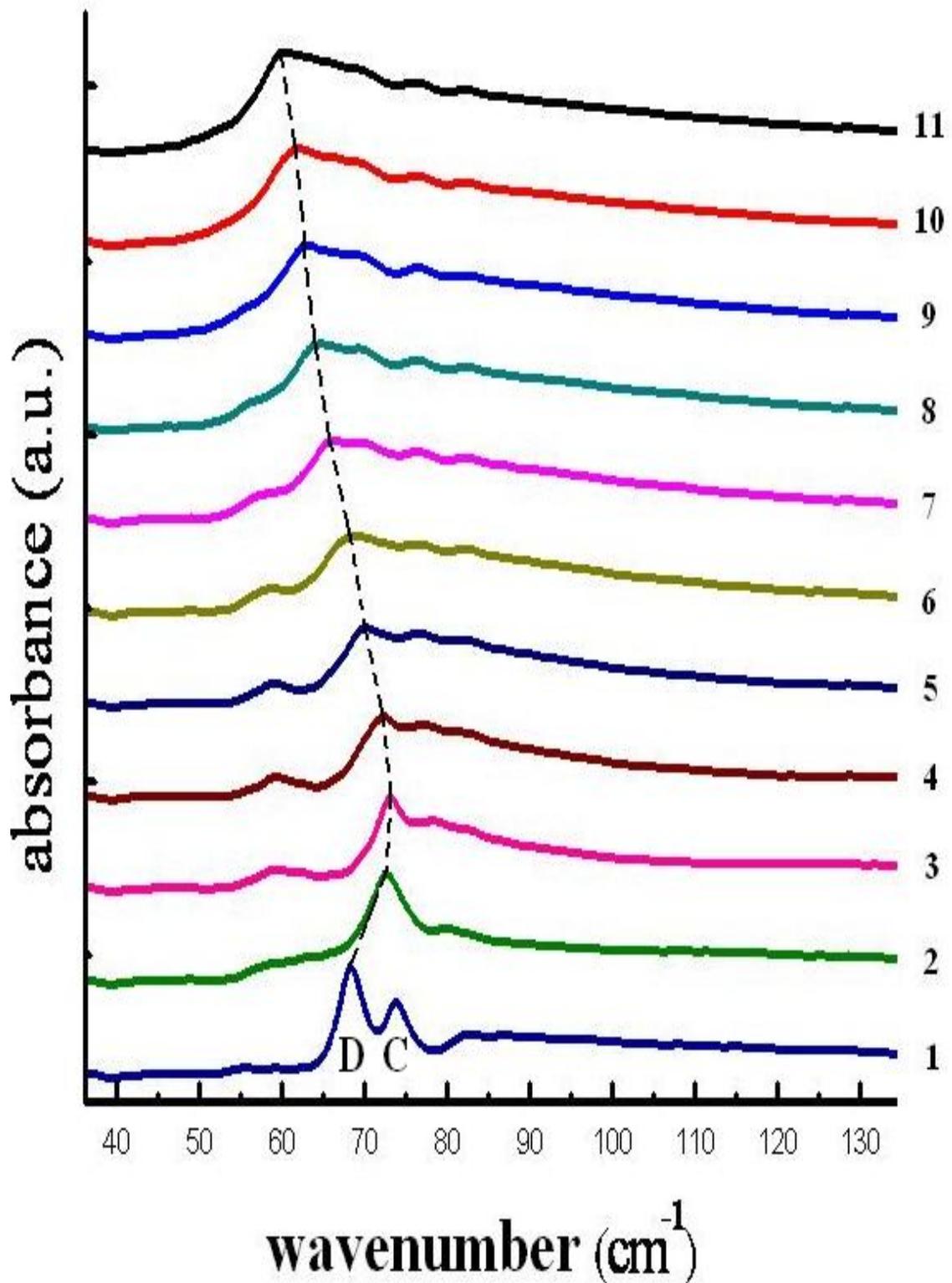


圖 3-15  $T=10\text{K}$ ，應力下鋅摻雜鎵之吸收頻譜量測圖， $P\parallel[110]$ ：(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8) 3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

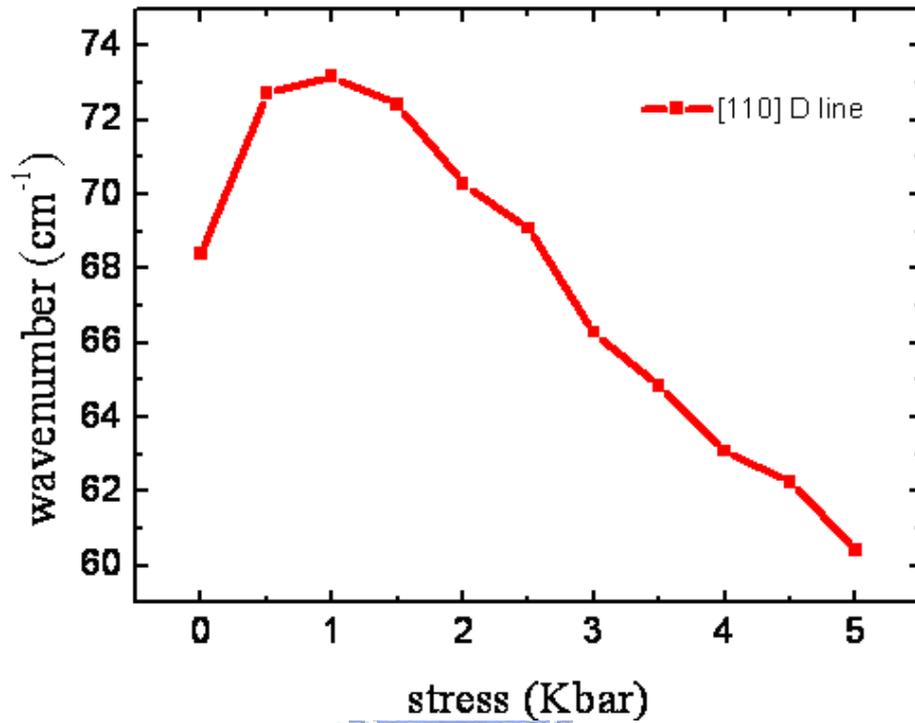


圖 3-16 T=10K，P||[110]，D 吸收譜線峰值與應力大小關係

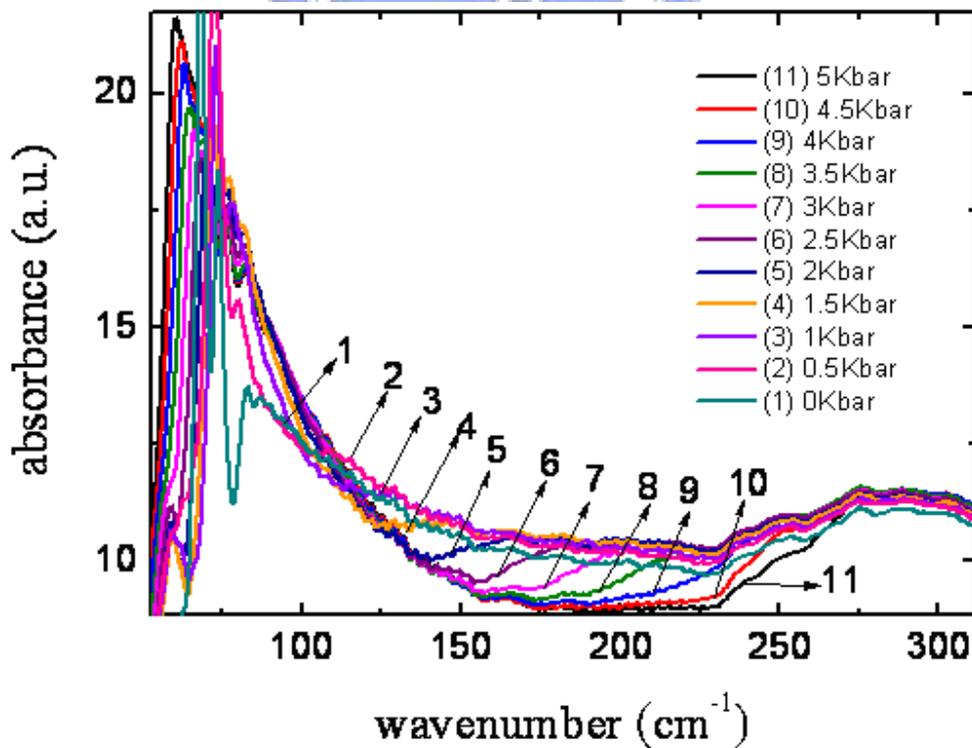


圖 3-17 T=10K，應力下鍅摻雜鍅之吸收頻譜量測圖，P||[110]：(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8) 3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

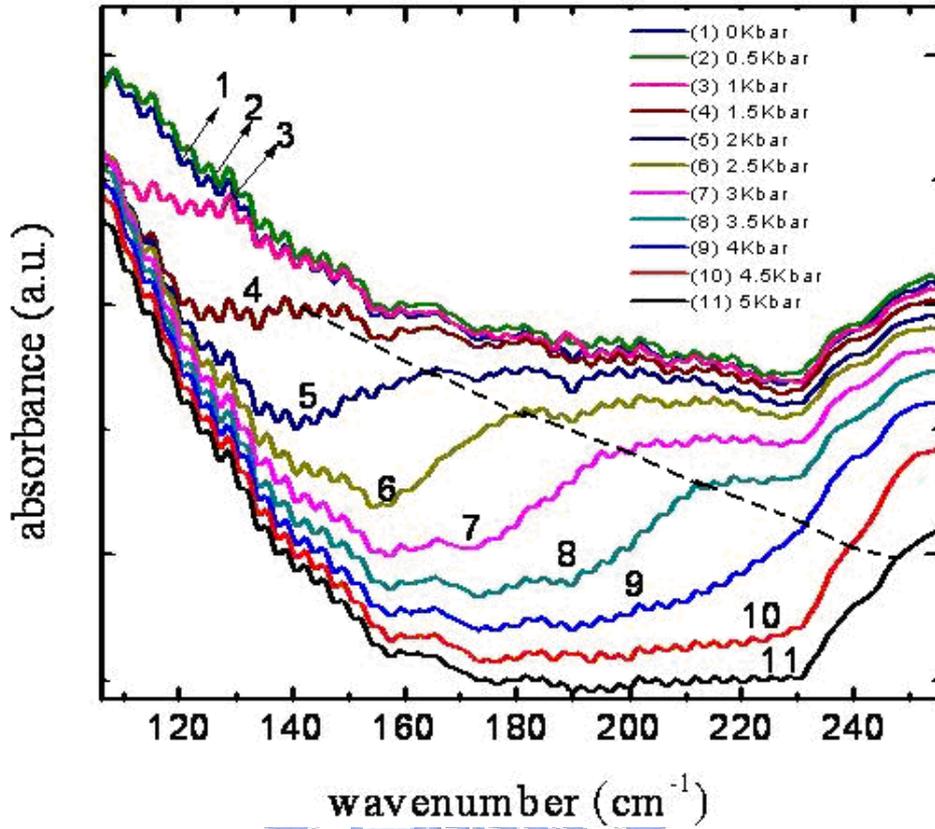


圖 3-18  $T=10\text{K}$ ， $P\parallel[110]$ ，應力下鍺摻雜鎳之吸收頻譜量測圖 ( $110\text{cm}^{-1}$ - $250\text{cm}^{-1}$ )

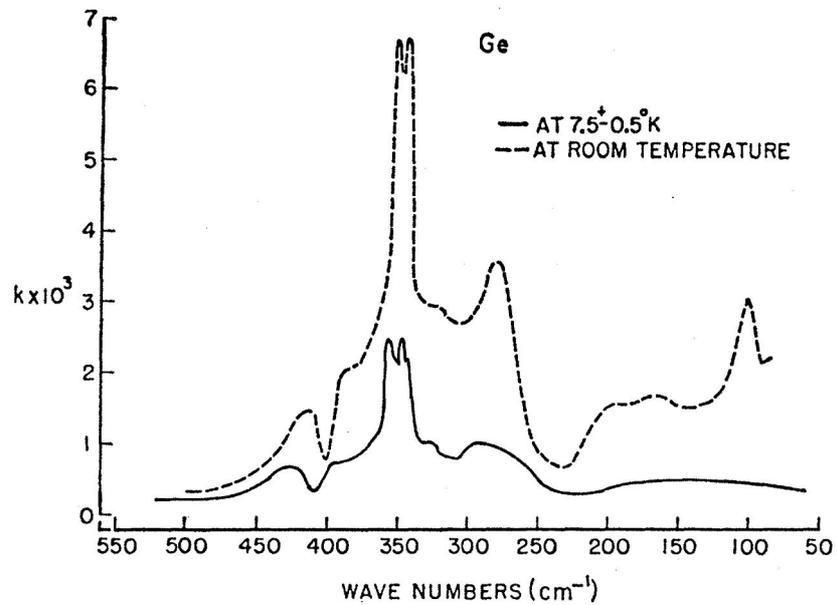


圖 3-19 鍺於不同溫度下的吸收頻譜，實線為 7.5K，虛線為室溫。

Ref.[32] Fig.2。

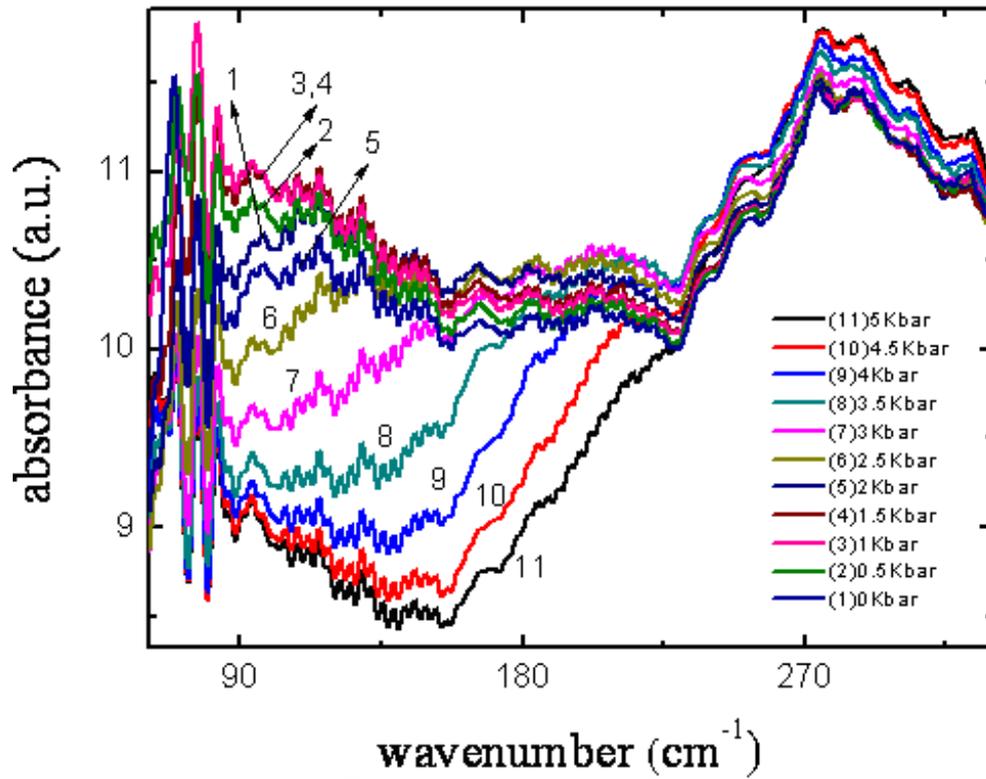


圖 3-20  $T=40\text{K}$ ，應力下鍺摻雜鎵之吸收頻譜量測圖， $P||[110]$ ：(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8) 3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

## 四、銻摻雜鎵於應力下之電性量測

### 4-1 樣品準備與實驗步驟

本實驗中所使用的樣品為銻摻雜鎵之塊材，其阻值為 8-15 $\Omega$ -cm。將其切割為尺寸為 5x10x1mm<sup>3</sup> 的長方體小試片，長邊為沿著[100]與[110]等晶向，其 5x10mm<sup>2</sup> 之面為平行拋光。在長面的兩端鍍上鋁當電極，兩電極相距 8mm。將樣品固定於同軸管底部，放入低溫恆溫器中，將溫度降至 10K，利用雙極電壓電流供應器 2602 給直流電流量電壓。其電場施加的方向與[100]、[110]晶向和應力方向平行，觀察應力下臨界電壓的變化。

### 4-2 實驗結果與討論

我們先量測電場平行應力平行[100]方向之樣品，由圖 4-1 可以發現當應力為 0.5Kbar 時，其崩潰電壓值較無應力時大。當應力於 1Kbar 時，崩潰電壓值小於無應力時，而隨著應力(>1Kbar)增加崩潰電壓值逐漸降低。電場平行應力平行[110]之樣品也有量測到相同的特性，由圖 4-2 可知，當應力為 0.5Kbar 時，其崩潰電壓為最大值，當應力升高時，崩潰電壓逐漸降低。當應力大於 1.5Kbar 時，崩潰電壓開始低於無應力之崩潰電壓，並隨著應力增加而降低。

在低溫時載子由基態躍遷至價帶內主要機制有：(1)基態的載子受碰撞游離(impact ionization)躍遷至價帶、(2)基態載子受激躍遷到激

發態、(3)激發態的載子吸熱躍遷到價帶，如圖 4-3 所示。由理論計算得知[33]，雜質基態的游離能隨應力增加成單調的下降，因此價帶內自由載子的累積會隨著應力的上昇而增加，使得崩潰電壓隨應力上升而下降。但由量測結果我們發現，在低應力時崩潰電壓會隨應力上升而增加，當應力大於 0.5-1Kbar 時，崩潰電壓會隨著應力上升而下降。由上一章的量測結果得知，在低應力時雜質基態的游離能下降較慢，而激發態的游離能下降較快。造成低應力時雜質基態與激發態的能階差較無應力時大，使得載子受激從雜質基態躍遷到激發態的機率降低，使雜質激發態上載子的累積減少。間接造成載子由雜質激發態到價帶的機率降低，使得游離到價帶的載子減少，造成崩潰電壓變大。而在高應力時雜質激發態游離能下降趨勢漸漸平緩，基態的游離能繼續下降，使得雜質激發態與基態間的能階差較無應力時小，載子從雜質基態躍遷到激發態的機率變高。雜質激發態上載子的累積增加，使得載子由雜質激發態到價帶的數量變多，因此崩潰電壓逐漸降低。

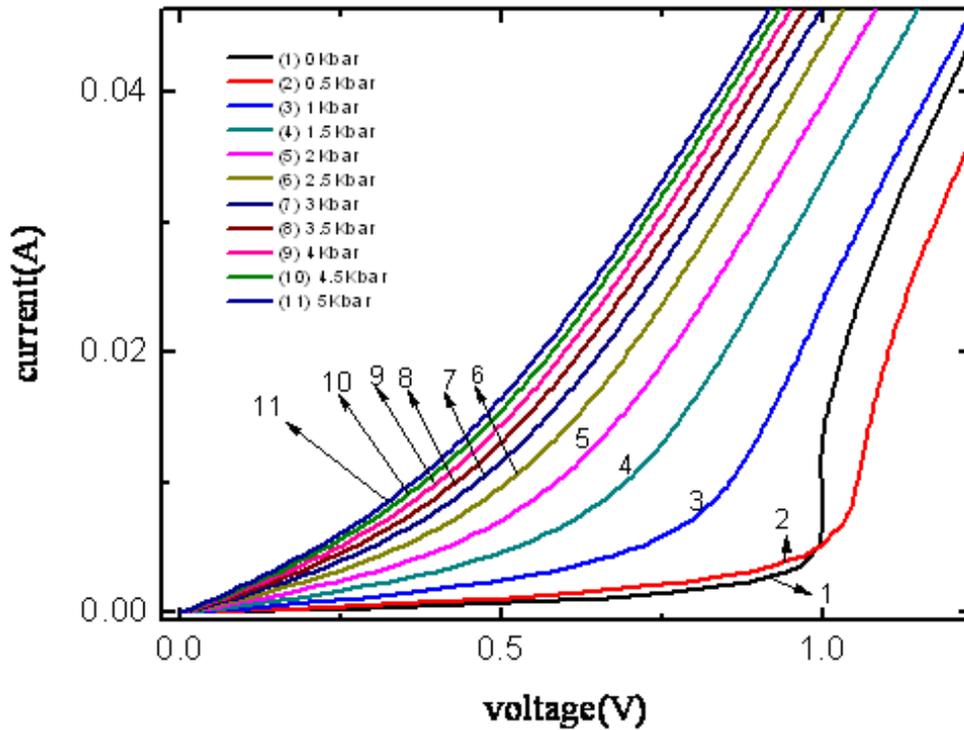


圖 4-1 T=10K，應力下鉻摻雜鎵之電流電壓關係圖，電場(E) ||P||[100]：(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8) 3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

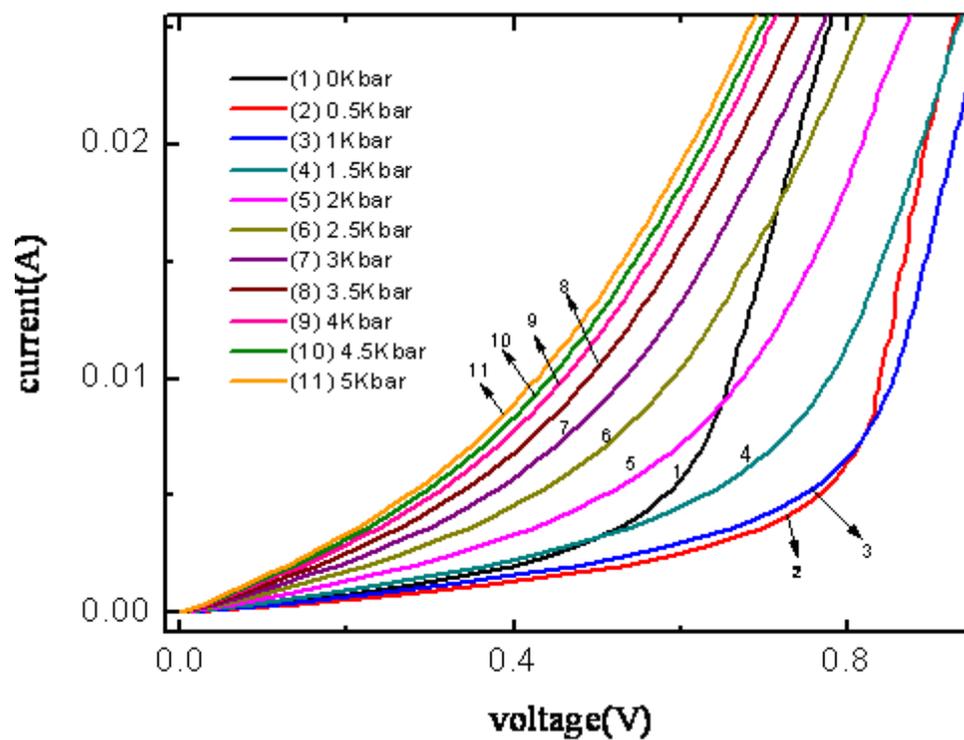


圖 4-2 T=10K，應力下鉻摻雜鎵之電流電壓關係圖，E||P||[110]：(1)0 (2)0.5 (3)1 (4)1.5 (5)2 (6)2.5 (7)3 (8) 3.5 (9)4 (10)4.5 (11)5Kbar。

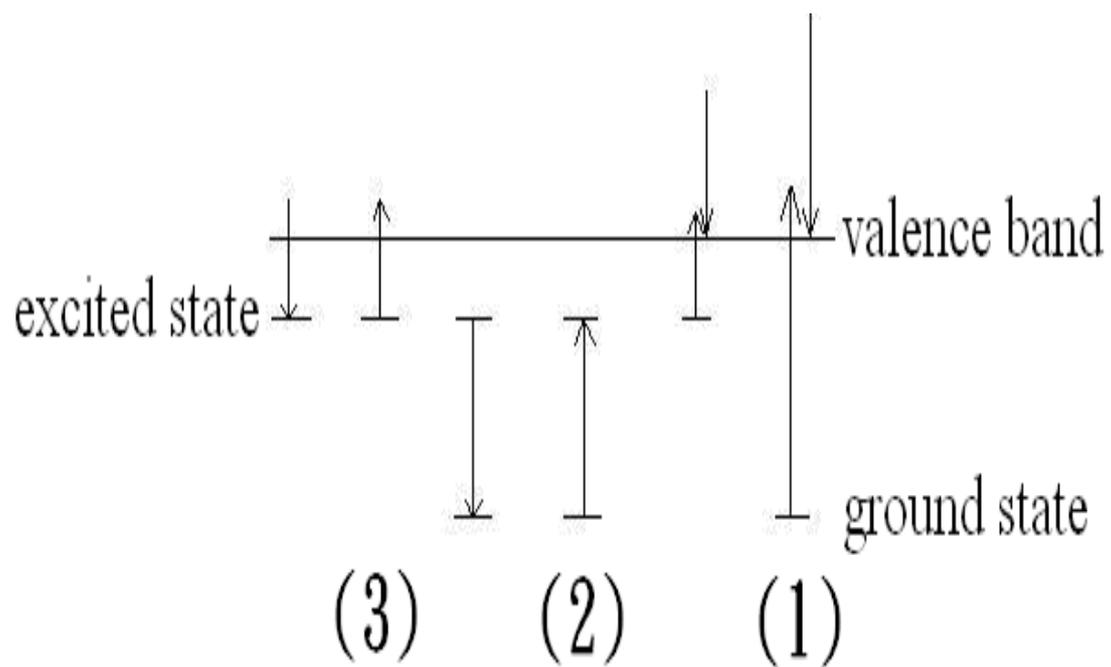


圖 4-3 載子於價帶、雜質激發態與基態間產生與複合示意圖。



## 五、結論

在本實驗中透過觀察鍺摻雜鎵於應力下之吸收頻譜，可以了解到應力下 P 型鍺能帶結構的變化，其結果與理論[33]相似。我們觀察到應力下雜質基態與激發態分裂趨勢差異，在低應力時雜質激發態的游離能下降較基態快，在高應力時雜質激發態之游離能幾乎不變化，而基態的游離能還在下降。因此，雜質基態與激發態間的能階差會隨應力先上升後下降。同樣地，在應力下價帶也會分裂，輕電洞次能帶與重電洞次能帶的能階差隨應力增加而變大。觀察我們所量到吸收頻譜，並沒有發現共振態的吸收，所以應力下共振態的變化與分佈，還需要進一步觀察證實。

另外，我們也量測應力下鍺摻雜鎵的崩潰電壓。在低應力 ( $<0.5\text{Kbar}$  [100],  $<1.5\text{Kbar}$  [110]) 時，其崩潰電壓隨應力增加而上升。在高應力時，崩潰電壓隨應力增加而下降，此現象我們可以透過吸收頻譜的量測結果去做解釋。低溫中雜質受碰撞游離產生自由載子，除了直接從基態躍遷到價帶的機制外，由基態躍遷到激發態再由激發態到價帶亦是關鍵的機制。而在應力下，對於自由載子的產生後者就扮演一重要角色。

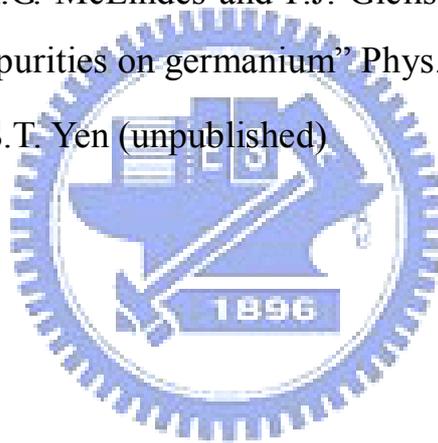
## 参 考 文 献

- [1] I.V Altukhov, M.S. Kagan, and V.P. Sinis, "Interband emission of hot holes during uniaxial compression of Ge" JETPL 47,164(1988)
- [2] I.V Altukhov, M.S. Kagan, and V.P. Sinis, "Far infrared radiation from uniaxially compressed p-type GE" IEEE, 1989
- [3] I.V Altukhov, M.S. Kagan, and V.P. Sinis, "Spontaneous and stimulated emission of radiation from hot holes from uniaxially stressed germanium" OQE 23,s211(1991)
- [4] E.V. Starikov, P.N. Shiktorov, "Hot hole effects in uniaxially stressed p-type germanium under E||P||[111]" OQE 23, s247(1991)
- [5] I.V Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, and F.A. Smirnov, "Hot-hole far-IR emission from uniaxially compressed germanium" JETP 74, 404(1992)
- [6] I.V Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, and V.P. Sinis, "Gunn domains and stimulated far-infrared radiation in p-Ge under uniaxial deformation" PLA 176, 133(1993)
- [7] I.V Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, "Electrical domains and far-IR emission in uniaxially deformed p-Ge" JETP 76, 903(1993)
- [8] I.V Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, "Intracenter population inversion as the reason for induced emission in highly deformed p-type Ge" JETPL 59, 476(1994)
- [9] I.V Altukhov, E.G. Chirkova, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, and I.N. Yassievich, "Far-Infrared Stimulated Emission in p-Ge under High Uniaxial Pressure" PSSb 198,35(1996)
- [10] I.V Altukhov, E.G. Chirkova, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, and I.N. Yassievich, "Induced intracenter optical transitions in compressed p-Ge" IEEE, 1996
- [11] I.V Altukhov, M.S. Kagan, K.A. Korolev, V.P. Sinis, and , E.G. Chirkova, "Resonant acceptor states and terahertz stimulated emission of uniaxially strained germanium" JETP 88, 51(1999)
- [12] Yu.P. Gousev et al, "Widely tunable continuous-wave THz laser" APL 75,757(1999)
- [13] M.A. Odnoblyudov, A.A. Pakhomov, V.M. Chistyakov, and I.N. Yassievich, "Resonance acceptor states in uniaxially strained semiconductors" Semiconductors 31, 1014(1997)
- [14] M.A. Odnoblyudov, V.M. Chistyakov, and I.N. Yassievich, and M.S.

- Kagan, “Resonant States in Strained Semiconductors” PSSb 210, 873(1998)
- [15] M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, and K.A. Chao, “Population Inversion Induced by Resonant States in Semiconductors” PRL 83, 644(1999)
- [16] M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, V.M. Chistyakov, and K.A. Chao, “Resonant states induced by shallow acceptors in uniaxially strained semiconductors” PRB 62, 2486(2000)
- [17] A.A. Abramov, V.N.Tulupenko, and D.A. Firsov, “Quasi-local impurity states in uniaxially compressed p-type Ge” Semiconductors 35,132(2001)
- [18] D.V. Kozlov, V.Ya.Aleshkin, and V.I. Gavrilenko, “Resonant states of shallow acceptors in uniaxially deformed Ge” JETP 93, 1296(2001)
- [19] M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, and K.A. Chao, “Mechanism of population inversion in uniaxially strained p-Ge continuous-wave lasers” PRB 62, 15291(2000)
- [20] M.A. Odnoblyudov, A.A. Pakhomov, and I.N. Yassievich, “Resonant acceptor states in uniaxially strained semiconductors” JETP 94,593(2002)
- [21] M.A. Odnoblyudov, A.A. Pakhomov, and I.N. Yassievich, I.V. Altukhov, V.P. Sinis, M.S. Kagan, “Hot carrier effect on resonant state THz laser operation” SST 19,S84(2004)
- [22] M.A. Odnoblyudov, A.A. Pakhomov, and I.N. Yassievich, K.A. Chao, “Theory of a strained p-Ge resonant-state terahertz laser” PRB 70, 115209(2004)
- [23] V.Ya. Aleshkin, L.V. Gavrilenko, M.A. Odnoblyudov, and I.N. Yassievich, “Impurity resonance states in semiconductors” Semiconductors 42,880(2008)
- [24] A.T.Dalakyany, V.N. Tulupenko, D.A. Firsov, and V.M. Bondar, “On resonance states in split germanium” JETPL 69,676(1999)
- [25] V.M. Bondar, A.T.Dalakyany, L.E. Vorob’ev, D.A. Firsov, and V.N. Tulupenko, “Far-IR radiation of hot holes in germanium for mutually perpendicular directions of uniaxial pressure and electric field” JETPL 70, 265(1999)
- [26] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar’in, I.N. Yassievich, and N.N. Zinov’ev, “Linearly Polarized Terahertz Radiation in Uniaxially Deformed Ge(Ga) upon the Electric Breakdown of an Impurity” JETP

83,410(2006)

- [27] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, I.N. Yassievich, and N.N. Zinov'ev, "Linear polarized THz emission under electrical BD of a shallow acceptor in uniaxially deformed Ge" APPA 113,863(2008)
- [28] R.L. Jones and P. Fisher, "Spectroscopic Study of the Deformation-Potential Constants of Group-III Acceptors in Germanium" PRB 2, 2016(1970)
- [29] Ya.E. Pokrovskii and N.A. Khval'kovskii, "Resonance States of Gallium Impurity in Uniaxially Compressed Germanium" JETPL 80, 381(2004)
- [30] Ya.E. Pokrovskii and N.A. Khval'kovskii, "Spectroscopic Study of Ga-Doped Ge under Uniaxial Pressure" Semiconductors 39, 197(2005)
- [31] R.L. Jones and P. Fisher, J. Phys. Chem. Solids 26, 1125(1965)
- [32] J.R. Aronson, H.G. McLindes and P.J. Gielisset, "Excitation spectra of group III impurities on germanium" Phys.Rev.135, 785(1964)
- [33] T.H. Wang and S.T. Yen (unpublished)



## 簡歷

姓名：李志浩

性別：男

生日：民國 74 年 06 月 03 日

戶籍地：台北縣瑞芳鎮瑞竹路 36 巷 9 號 2 樓

電子信箱:chlee.ee96g@g2.nctu.edu.tw

學歷：元智大學 電機工程學系 (92.9~96.6)

國立交通大學 電子工程所 (96.9~98.7)



碩士論文題目：

單軸應力下 P 型鍺之電性與兆赫波吸收頻譜之研究

Studies on Electrical Properties and Terahertz Absorption Spectrum of p-Ge under uniaxial stress