

國立交通大學

顯示科技研究所

碩 士 論 文

次世代無線通訊之 THz 輻射系統研究

Studies of THz radiation systems for next
generation wireless communication

研 究 生：蔡侑蒼

指導教授：鄒志偉 教授

中 華 民 國 九 十 八 年六月

次世代無線通訊之 THz 輻射系統研究

Studies of THz radiation systems for next generation wireless communication

研 究 生：蔡侑蒼

Student : Yi-Cang Cai

指導教授：鄒志偉 教授

Advisor : Chi-Wai Chow



College of Electrical Engineering and Computer Science
National Chiao Tung University
in partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Master
in

Display Institute
June 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年六月

次世代無線通訊之 THz 輻射系統研究

研究生：蔡侑蒼

指導教授：鄒志偉 教授

國立交通大學顯示科技研究所



摘要

無線通訊系統的頻率波段使用越來越密集，我們利用兆赫波來傳輸訊號不但不需要申請執照，也因為中心頻率在 0.1THz - 10THz 可以避免與其他系統的干擾。在超寬頻脈衝傳輸系統中(UWB-IR)，我們經由實驗結果的數據分析，曼徹斯特編碼將有助改善訊號傳輸的品質。我們將利用兆赫波脈衝來當光源來激發光導天線已實現超寬頻脈衝系統。利用兆赫波來傳輸訊號會受空氣中水的影響，我們結果分析出利用曼徹斯特編碼相較於傳統的 OOK 編碼有較好的傳輸品質。

Studies of THz radiation systems for next generation wireless communication

Student : Yi-Cang Cai

Advisor : Prof. Chi-Wai Chow

Display Institute
College of Electrical Engineering and Computer Science
National Chiao Tung University



We propose and numerically analyze the feasibility of using Manchester coding to enhance the reliability of ultra-wideband (UWB)-impulse radio (IR) transmission system. A specific example of UWB-IR communication system with optically triggered Terahertz (THz) pulse will be used in this analysis. Effects of atmospheric turbulence with long-normal distribution behavior are considered for the transmission link. Our analysis Manchester coding rather than the conventional on-off-keying(OOK) coding in the presence of atmospheric turbulence.

誌謝

本論文可以順利的完成，首先要感謝指導老師鄒志偉教授的悉心指導，並提供良好的研究資源和實驗環境，讓我可以順利完成實驗。也很感謝潘犀靈教授提供實驗器材與教授 THz 的相關知識；也很感謝黎宇泰學長以及同學楊承山在實驗上的協助以及課業上的指導，讓我在 THz 能夠很快速的了解。此外，也要感謝實驗室的學長王家軒、施富元學長們，因為有你們的陪伴，我的研究生生活才能過得多采多姿。還要感謝學弟們：張育成、吳俊龍幫忙處理實驗室的事務。讓我才能無後顧之憂全力衝實驗。

最後感謝我最愛的家人：爸爸、媽媽和哥哥，在我求學過程中，一路上給予我最大的關懷與支持。可以順利完成順是學位。謝謝！

于新竹 交大

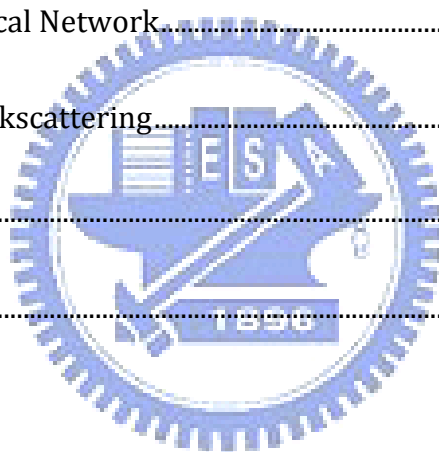
2009/06/19

目錄

1	緒論	1
1.1	無線通訊的概要	1
1.1.1	超寬頻的發展與應用	1
1.1.2	超寬頻的定義	2
1.2	研究動機	7
1.3	論文架構	7
1.4	THz 背景介紹	8
1.5	產生 THz 的方法	10
1.5.1	光導電模式	10
1.5.2	光整流模式	11
1.6	接收 THz 的方法	13
1.6.1	光導電模式	13
1.6.2	電光取樣模式	14
1.7	Manchester coding 介紹	15
2	原理	18
2.1	Manchester 編碼	18

2.2	產生兆赫波的原理.....	20
2.2.1	Current-surge model.....	21
2.2.2	Drude-Lorentz model.....	28
2.3	光導天線材質特性的分析.....	31
2.3.1	光導天線材質的選擇.....	31
2.3.2	暗電流	33
2.3.3	光電流	34
3	實驗方法與裝置.....	37
3.1	天線的架設.....	37
3.2	天線特性的量測.....	38
3.2.1	實驗架構.....	38
3.2.2	Si bolometer.....	39
3.3	兆赫波的時域圖(TDS).....	41
3.4	曼徹斯特實驗裝置.....	43
4	結果與分析.....	45
4.1	光導天線特性的結果.....	45
4.1.1	電流-電壓曲線圖	45
4.1.2	兆赫波能量-電壓曲線圖.....	47

4.2	OOK 與 Manchester 比較	54
4.3	影像訊號傳輸	58
5	結論與未來展望	60
5.1	結論	60
5.2	未來展望	61
6	參考文獻	62
7	附錄	65
7.1	Passive Optical Network	65
7.2	Rayleigh backscattering	67
7.3	模擬結果	69
7.4	結論	73



表目錄

表格 1 比較各種不同的傳輸系統的能量密度	4
-----------------------------	---

圖目錄

圖 1-1 超寬頻的應用	2
圖 1-2 高功率密度和低功率密度系統	5
圖 1-3 超寬頻系統在室內應用輸出限制	6
圖 1-4 電磁波頻譜圖	8
圖 1-5 Ti-sapphire laser	9
圖 1-6 光導電模式示意圖	11
圖 1-7 電光取樣	13
圖 1-8 光導電示意圖	14
圖 1-9 電光取樣	15
圖 1-10 on-off keying coding 錯誤的同步取樣	16
圖 1-11 Manchester coding 正確的同步取樣	16
圖 1-12 Manchester 編碼方式與 on-off keying 編碼方式的示意圖	18
圖 2-1 Manchester 編碼與解調的過程	20
圖 2-2 光導天線剖面圖	28

圖 3-1 光導天線對焦圖.....	38
圖 3-2 量測光導天線特性的實驗架構.....	39
圖 3-3 Terahertz Time-Domain Spectroscopy 系統架構.....	41
圖 3-4 曼徹斯特實驗裝置.....	43
圖 3-5 Acousto-optic Modulator 架構圖	44
圖 4-1 dipole antenna 的天線結構.....	45
圖 4-2 gap 寬度為 2cm 的 dipole antenna 的電流-電壓曲線圖.....	46
圖 4-3 gap 寬度為 1cm 的 dipole antenna 的電壓-電流曲線圖.....	46
圖 4-4 spiral antenna 的天線結構.....	47
圖 4-5 spiral antenna 經由 TDS 系統取出的 THz.....	48
圖 4-6 spiral antenna THz 的頻譜圖	48
圖 4-7 spiral antenna 在不同雷射能量下兆赫波能量與偏壓的曲線圖	49
圖 4-8 dipole antenna 的天線結構.....	50
圖 4-9 dipole antenna 經由 TDS 系統取出的 THz.....	50
圖 4-10 dipole antenna THz 的頻譜圖	51
圖 4-11 dipole antenna 在不同雷射能量下兆赫波能量與偏壓的曲線圖.....	51
圖 4-12 在 spiral antenna 中光調變與電調變的頻率響應比較.....	52
圖 4-13 方波在 1KHz 經由光調變接收端所接收到的訊號.....	53

圖 4-14 spiral antenna 在不同的 data rate 下的 bit-error rate 值與其眼圖	54
圖 4-15 on-off-keying 訊號在 data rate 為 20kb/s 不同偏壓下 bit-error rate 的值...	55
圖 4-16 Manchester coding data rate 為 40kb/s 在不同的偏壓下接收端的 bit-error rate 值.....	56
圖 4-17 為 on-off-keying 與 Manchester coding 的比較.....	57
圖 4-18 為利用 spiral antenna 傳輸影像訊號	58
圖 4-19 上圖為原始的影像訊號；下圖為經由天線接收並經由解調後的影像訊號 ...	59
圖 7-1 Passive Optical Network 架構圖.....	65
圖 7-2 wavelength-division multiplexing passive optical network 架構圖	66
圖 7-3 複合型 DWDM-TDM PON	67
圖 7-4 載波產生的 Rayleigh backscattering.....	68
圖 7-5 上傳訊號產生的 Rayleigh backscattering	68
圖 7-6 Carrier generated Rayleigh backscattering 架構圖.....	69
圖 7-7 Signal generated Rayleigh backscattering 架構圖	70
圖 7-8 NRZ 與 RZ 模擬結果圖.....	71
圖 7-9 RZ 與 NRZ 分別在 back-to-back、CB at OSNR of 23B 與 SB at OSNR of 23dB 的眼圖	72
圖 7-10 NRZ 與 RZ 訊號在沒有 Rayleigh-noise 下所需要的 received power	73

1 緒論

1.1 無線通訊的概要

1.1.1 超寬頻的發展與應用

美國聯邦通訊委員會(FCC)已經允許超寬頻系統，不需要申請執照使用 7.5GHz 在 3.1G 到 10.6G 的頻譜。因為超寬頻的可穿透性，所以最早主要發展在軍事用途上。然而近幾年超寬頻科技主要專注在消費電子與通訊用途。超寬頻系統理想目標為：價格便宜、高傳輸率、消耗功率低。目前無線通訊的主要傳輸方式為將傳輸訊號調變到載波上傳輸，但在 19 世紀到 20 世紀初可行的傳輸方式只有用脈衝或基頻來傳輸。例如：在 1893 年 Heinrich Hertz 利用 spark discharge 方法產生超高頻脈衝波。直到 1960s 到 1970s 年脈衝傳輸發展非商業用途，主要運用在軍方雷達上。到 1990s 年超寬頻技術趨於成熟，並朝向高傳輸率且便宜商業用無線傳輸系統發展 [1]。



Wearable Computing



Home Networking

圖 1-1 超寬頻的應用

超寬頻主要有以下優點：

1. 高傳輸率
2. 成本低
3. 抗多重路徑

使得超寬頻在無線區域網路(WLAN)、個人區域網路(PAN)、防撞系統、都有其發展的淺力，如圖 1-1 為超寬頻無線通訊的一些應用。

1.1.2 超寬頻的定義

在 2002 年美國聯邦通訊委員(FCC)會允許超寬頻系統，無須申請執照使用頻寬為 7.5G 在 3.1G-10.6G 的頻譜上。過去幾年美國國家通訊委員會(FCC)在開放頻譜的新政策上，第一個步驟就是分配超寬頻的波段。在未來的幾年許多未經申請使用的波段也將循著這個模式。美國聯邦通訊委員會(FCC)定義超寬頻中心頻率大於 2.5GHz，且-10dB 的頻寬至少須 500MHz。中心頻率低於 2.5GHz 以下至少有 20%

的頻寬比(fractional bandwidth)。美國聯邦通訊委員會定義中心頻率為：

$$f_c = \frac{f_H + f_L}{2} \quad (1.1)$$

其中 f_c ：中心頻率

f_H ：-10dB 上邊線頻率

f_L ：-10dB 下邊線頻率

而頻寬比(FB)定義為：

$$FB = \frac{2(f_H - f_L)}{f_H + f_L} \quad (1.2)$$

超寬頻通訊系統可以產極低的能量密度。其中能量密度(power spectral density

PSD)定義為：

$$PSD = \frac{P}{B} \quad (1.3)$$

其中 P ：傳輸能量；單位 watts(W)

B ：頻寬；單位 hertz(Hz)

PSD ：能量密度；單位 watts/hertz(W/Hz)

頻率為周期的倒數，使用旋波來傳輸因為有比較長的周期且比較窄的頻寬，而使用脈衝波來傳輸擁有短的週期且寬的頻寬。傳統上無線通訊只使用窄頻來傳輸因此能量密度相對來的較大，表 1.1 比較各種不同的傳輸系統的能量密度[2]。

系統	傳輸功率 (W)	頻寬 (Hz)	能量密度 (W/Hz)	傳輸種類
廣播	50kW	75kHz	666600	窄頻
電視	100kW	6MHz	16700	窄頻
2G	10mW	8.33kHz	1.2	窄頻
802.11a	1W	20MHz	0.05	寬頻
超寬頻	1mW	7.5GHz	0.013	超寬頻

表格 1 比較各種不同的傳輸系統的能量密度

從表格 1 可以看出廣播、電視傳輸功率相差了兩倍，但傳輸頻寬相差了好幾倍，使得能量密度在電視方面來的較小，不過比較 802.11a 和超寬頻他們的傳輸功率相對電視與廣播小了 1000 倍以上，且傳輸的頻寬也都比較其寬，最後可以看出超寬頻系統擁有很小的能量密度。

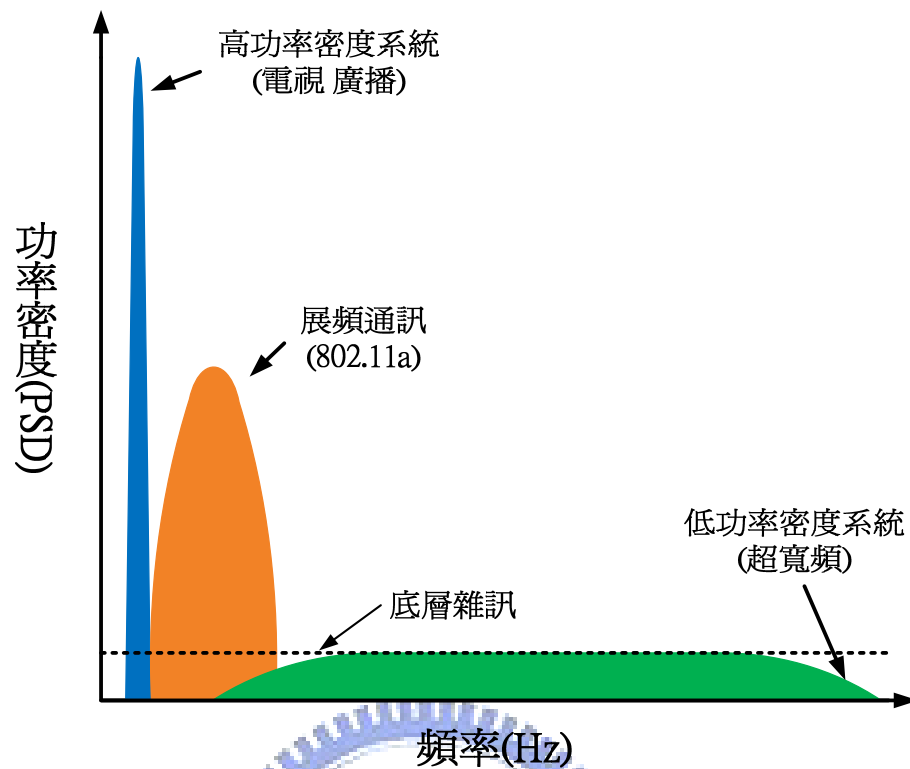


圖 1-2 高功率密度和低功率密度系統

在現今提倡節能節源大家都想要能設計出功率消耗小的東西，而在無線通訊系統上也希望往此方向發展，超寬頻系統利用短脈衝產生很大的頻寬，且產生脈衝波所需能量也相對於其他系統小很多(1mW)。從圖 1-2 能量密度顯示出超寬頻系統其能量密度相對窄頻系統小 [3]。

從圖 1-2 對超寬頻系統其能量平均分散在超大的頻寬上，因此有非常低的功率密度，且由於超寬頻系統傳輸功率都非常的低，而限制住超寬頻系統傳輸的範圍。不過也因超寬頻系統擁有非常低的功率密度，相較於一般的傳輸系統可被視為底層雜訊，使其被偵測到的機率很小，具有很大的資料保密度，這也是為何早期發展軍事用途的原因。

所有無線通訊系統對其所在各個不同的頻率範圍內，其功率輸出大小都有不同的規定與規範，這就是為了保護在相同頻率或相近頻率彼此間的互相干擾。對超寬頻系統而言，因其在頻譜上覆蓋了超大範圍的頻寬，且有些波段重疊在已存在的系統內而產生互相干擾。為了使超寬頻系統能擁有超大的頻寬使用範圍，且在影響其他系統干擾最小下。美國國家通訊委員會訂定超寬頻系統在室內應用輸出功率限制。

圖 1-3 為美國國家通訊委員會所訂定的超寬頻系統在室內應用輸出限制，可看出波段在 3.1GHz 到 10.6GHz 頻寬為 7.5GHz 其超寬頻系統能輸出的最大功率為 -41.3dBm/MHz。波段在 0.96GHz 到 1.61GHz 必須限制其輸出功率要最小，因在這個波段上已有另一個系統存在例如：全球定位系統(global positioning system ; GPS) 以及一些軍事上的用途，所以為了避免彼此間的訊號干擾而限制超寬頻系統的輸出功率為最小。

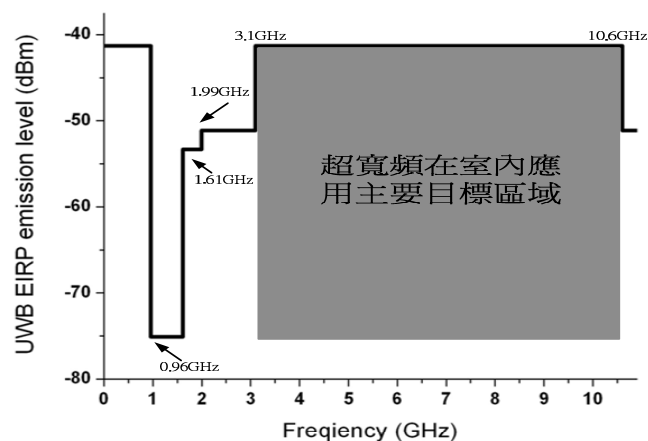


圖 1-3 超寬頻系統在室內應用輸出限制

1.2 研究動機

超寬頻在 3.1GHz-10.6GHz 的波段爲了避免與其他波段的干擾，因此美國國家通訊委員會訂定了超寬頻在 3.1G-10.6G 所必須遵守的最低發射限制。然而隨著飛秒雷射快速的發展，使得產生 THz 的訊號漸漸的發展出來。利用 THz 傳送訊號不但不用申請執照，且因在兆赫波波段傳輸可以避免最低發射的限制。

在 THz communication 實驗中傳輸訊號的編碼方式大都是利用 on-off keying(OOK)的編碼方式，本篇論文將以 Manchester coding 的方式來傳輸訊號，並利用此方法改善 THz communication 的傳輸品質。

1.3 論文架構

本篇論文主要分爲五個部分，第一章的緒論、第二章的原理、第三章的實驗方法與裝置、第四章的結果與分析、第五章的結論。

在第一章中我們將先介紹超寬頻在 3.1G-10.6G 的定義與所必須解決的問題，接下來是研究動機以及 THz 的背景介紹。在第二章將介紹 Manchester coding 編碼的方式與解調的方式以及 THz 量測的原理。第三章將介紹 Manchester coding 得實驗裝置。第四章將比較 OOK 與 Manchester coding 的實驗數據的分析。最後第五章將總結實驗的結果與未來的展望。在附錄將放碩一時在光纖通訊領域與編碼相關的研究成果。

1.4 THz 背景介紹

Terahertz 簡寫為(THz； 10^{12})是電磁波的單位，1THz 的頻率換算成波長為 0.3mm 或 $300\mu\text{m}$ ，頻率在 0.1THz 到 10THz 都是兆赫波定義的範圍(對應的波長為 3mm 到 $10\mu\text{m}$)，他介於微波與紅外線之間[4, 5]。

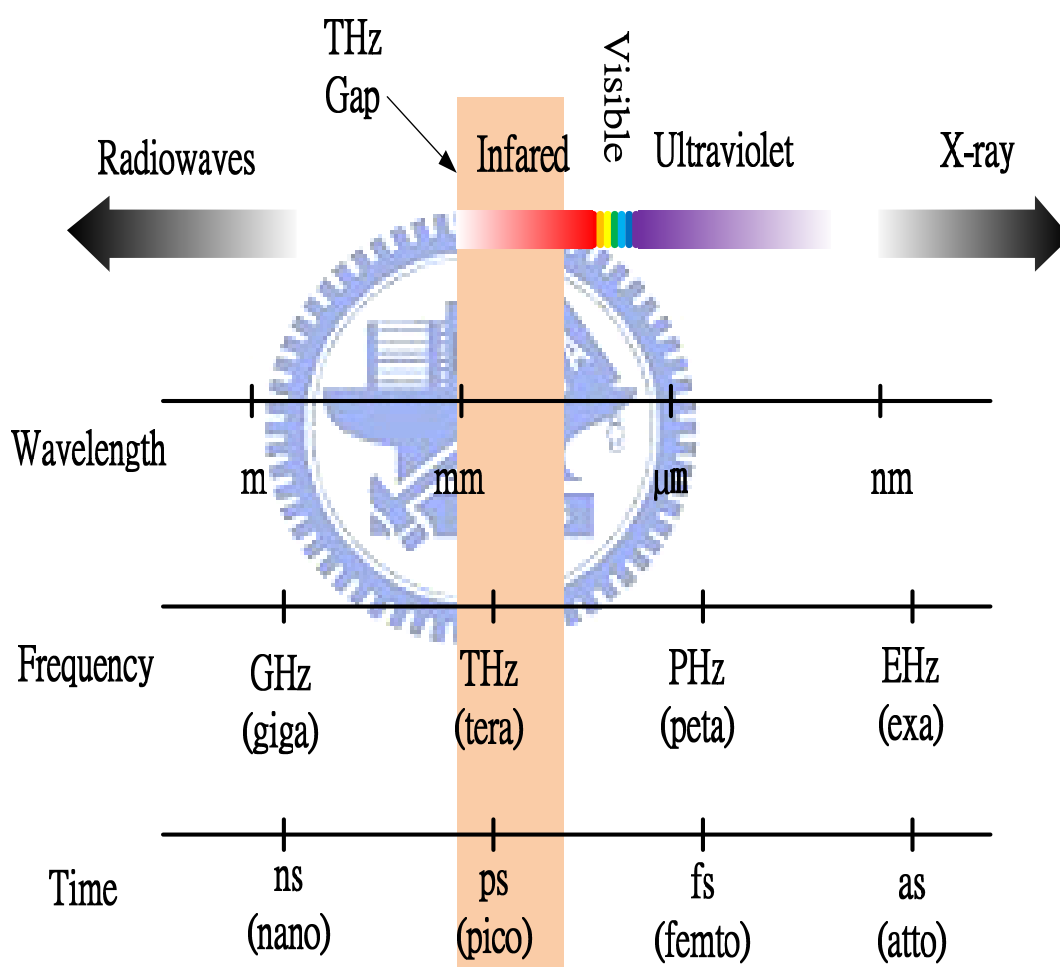


圖 1-4 電磁波頻譜圖

THz 相對於鄰近的波段，微波與可看光相關的技術都發展相當成熟例如：微波

區域的無線通訊與可見光區域的光纖通訊，THz 就因為早年由於缺乏有效的產生裝置與接收的相關光學元件，而使 THz 的發展相對來說較慢。

要產生 THz 的發光源最常被使用到的為飛秒雷射(femto-second laser)，例如:Ti-sapphire laser 如圖 1-5，但是 Ti-sapphire laser 又貴又笨重，只適合應用在實驗室裡，此外還有利用半導體雷射當發光源來產生兆赫波。

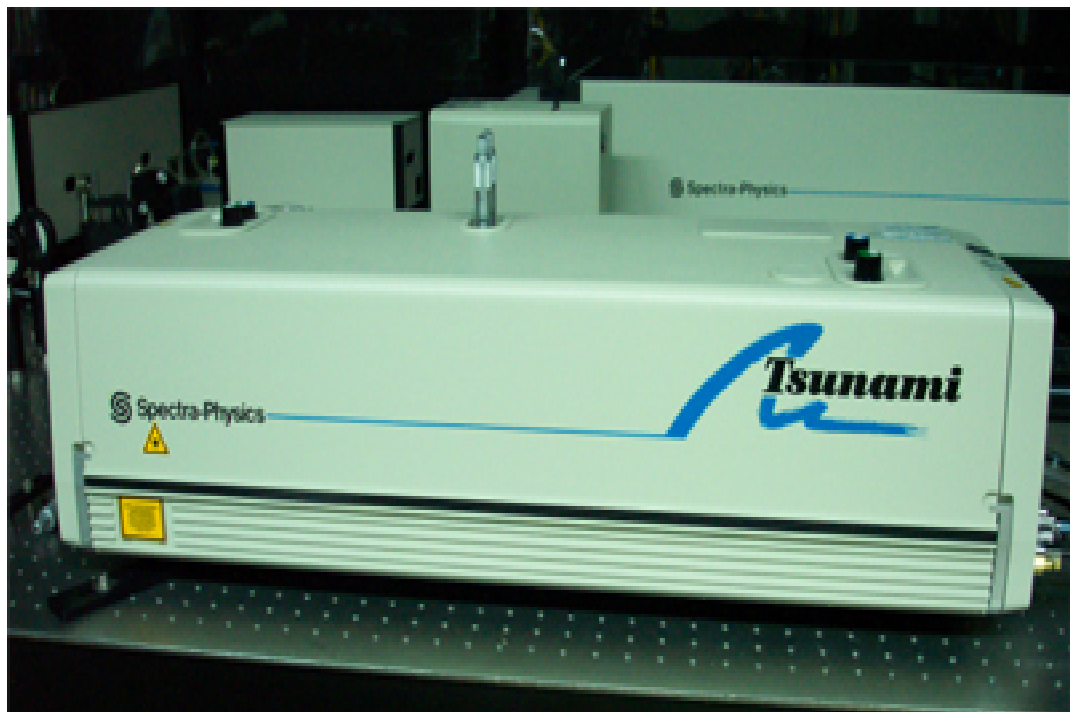


圖 1-5 Ti-sapphire laser

THz 頻率在 0.1THz 到 10THz 之間，此頻段內包含許多生物分子的轉動和振動能階，這些分子特殊的共振現象吸收位於此波段特定頻率的光，而形成各個分子間獨有辨識證，因此利用這些辨識證，THz 可以用非破壞性的且不需外加染劑探測各種物質，並且進一步獲取分子水平上的信息，因此兆赫波影像和偵測技術，將成為

偵測早期分子異變或癌症前期檢測等方面有著應用前景[6]。

1.5 產生 THz 的方法

要產生 THz 必須要有短脈衝的裝置來激發，早期由於雷射的發展很不是很成熟，使得產生一個穩定的 THz 是件很困難的事。近幾年來因為 pico-second and femto-second 雷射系統的發現，使得產生 THz 將不是一件難事，以下是兩種為產生 THz 的方式為[7-9]：

1. 光導電模式
2. 光整流模式

將在下面一一做介紹

1.5.1 光導電模式

光導電模式的原理是利用，當入雷射光的光能量大於光導天線內半導體的能帶時，價電子會吸收光子的能量躍升到導電帶，此時同時產生電子電洞對，當我外加一個電場驅使電子電洞對加速，而被加速的電子電洞對會在光導天線表面形成瞬間電流，瞬間電流將在表面產生兆 THz[10, 11]，圖 1-6 為光導天線的示意圖。



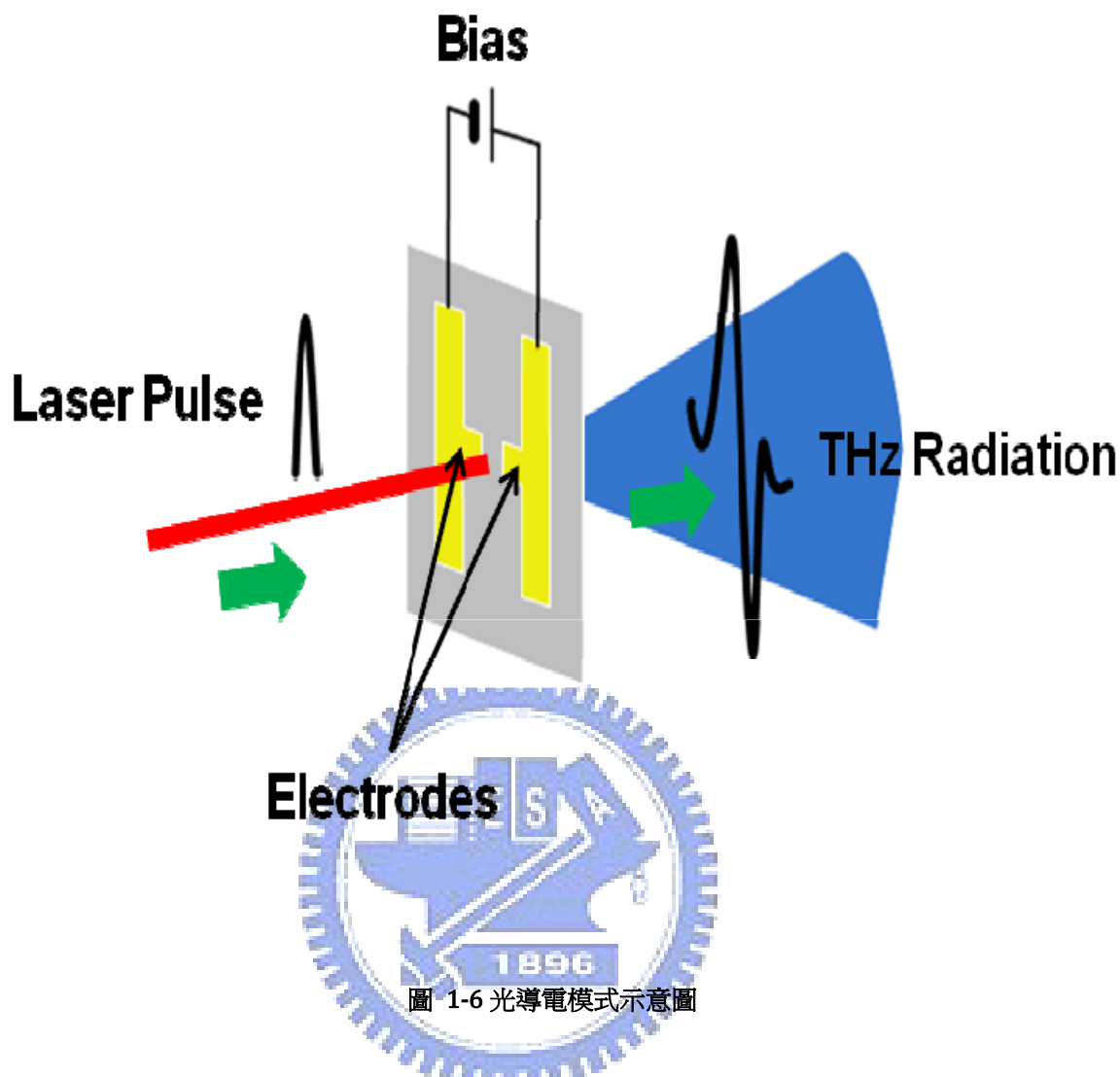


圖 1-6 光導電模式示意圖

因為產生 THz 的機制是利用叫做「current surge model」的原理，此原理將在下一章節做深入的討論。

1.5.2 光整流模式

在非線性光學極化(polarization)與電場可以表示為[9, 12]

$$\begin{aligned}
 P &= \epsilon_0 \left(\chi E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots \right) \\
 &= P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots
 \end{aligned}
 \tag{1.4}$$

其中

$P^{(1)}$ 、 $P^{(2)}$ 、 $P^{(3)}$...分別爲一階非線性極化、二階非線性極化、三階非線性極化

假如入射光電場可以表示爲

$$E = E_0 \sin(\omega t) \quad (1.5)$$

將式(1.5)代入(1.4)可得

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 (\chi_1 E_0 \sin(\omega t) + \chi_2 E_0^2 \sin^2(\omega t) + \chi_3 E_0^3 \sin^3(\omega t) + \dots) \\ &= \epsilon_0 \chi_1 E_0 \sin \omega t + \frac{\epsilon_0 \chi_2}{2} E_0^2 (1 - \cos 2\omega t) + \frac{\epsilon_0 \chi_3}{4} E_0^3 (3 \sin \omega t - \sin 3\omega t) + \dots \quad (1.6) \end{aligned}$$

從(1.6)第 2 項可以看出電場的平方跟 2 倍頻有關外($\cos 2\omega t$)還跟頻率爲 0 有

關，此項即爲光整流項[13]。

因打入的脈衝雷射頻率非單一旋波，而是由許多頻率所組成，爲簡單化因此假設入射光由兩種頻率所組成，可表示爲

$$E = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t) \quad (1.7)$$

將(1.7)帶入(1.4)可得

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 \chi_1 (E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t) \\ &\quad + \epsilon_0 \chi_2 (E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t)^2 + \dots \quad (1.8) \end{aligned}$$

若只考慮電場的平方項

$$\begin{aligned} P^{(2)} &= \epsilon_0 \chi_2 (E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t)^2 \\ &= \epsilon_0 \chi_2 (E_1^2 \sin^2 \omega_1 t + 2E_1 E_2 \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t + E_2^2 \sin^2 \omega_2 t) \quad (1.9) \end{aligned}$$

(1.9)經由化簡可得

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_2 E_1^2 \frac{1 - \cos 2\omega_1 t}{2} + \epsilon_0 \chi_2 E_2^2 \frac{1 - \cos 2\omega_2 t}{2} + 2E_1 E_2 \epsilon_0 \chi_2 \left[\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t \right] \quad (1.10)$$

(1.10)可看出前兩項為原本頻率($\frac{1 - \cos 2\omega_1 t}{2}$ 、 $\frac{1 - \cos 2\omega_2 t}{2}$)所貢獻，而後面為兩個頻率和($\cos(\omega_1 - \omega_2)t$)、兩個頻率差($\cos(\omega_1 + \omega_2)t$)所貢獻。圖 1-7 為電光取樣示意圖。

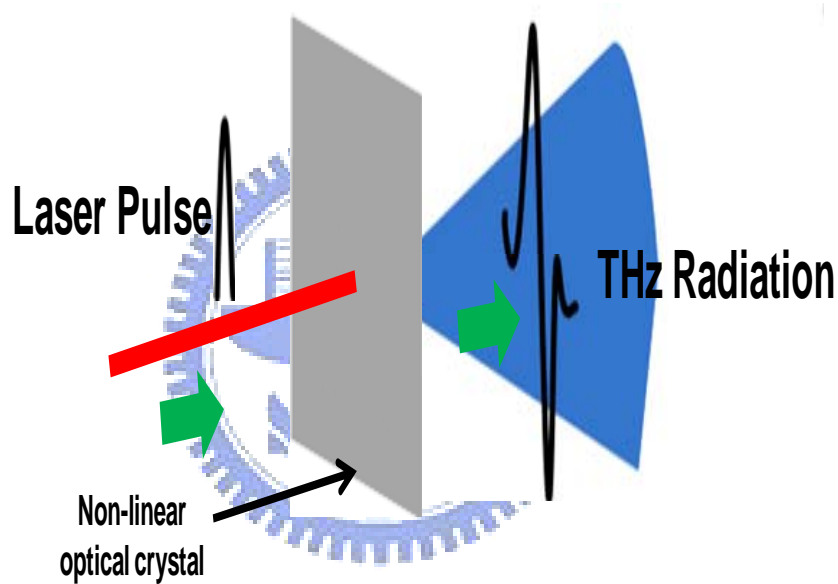


圖 1-7 電光取樣

1.6 接收 THz 的方法

1.6.1 光導電模式

利用光導天線來收 THz 的原理，其實跟發射 THz 原理差不多，只是在接收端沒有外加電場，而是由要接收的 THz 來加速電子電洞對。

當雷射光能量超過接收端光導電的能帶時，價電子會吸收光子的能量而躍昇到導電帶產生電子電洞對，須接收的 THz 產生電場加速電子電洞形成電流最後取出 THz 的訊號[7, 11, 14, 15]。

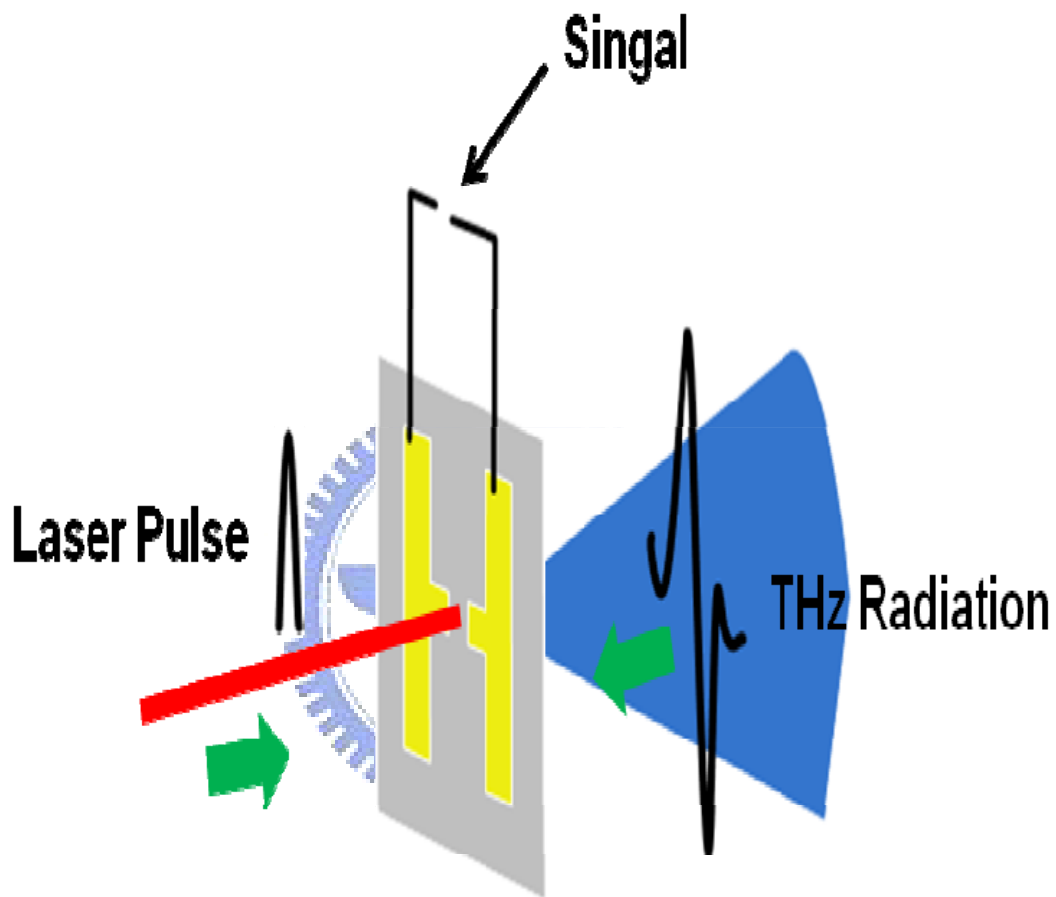


圖 1-8 光導電示意圖

1.6.2 電光取樣模式

電光取樣(electro-optical sampling)是利用 THz 會使電光晶體(electro-optical crystal)產生雙折射現象[16, 17]，讓電光晶體的光軸產生偏折的現象，造成雷射光產生極化方向的改變，雷射最後經過四分之一波長延遲的鏡片與 Wollaston prism，

使得雷射光被分成兩個不同方向的偏振光，最後經由微微測器分析兩個不同偏振光的大小。若沒有 THz 在電光晶體作用下，雷射光經過不同光軸的電光晶體後，再經過四分一波長延遲的鏡片與 Wollaston prism 會產生不同於 THz 作用下的兩個偏振光大小，再比較其後兩個偏振光間的不同差異就能取出 THz 的大小[18]。

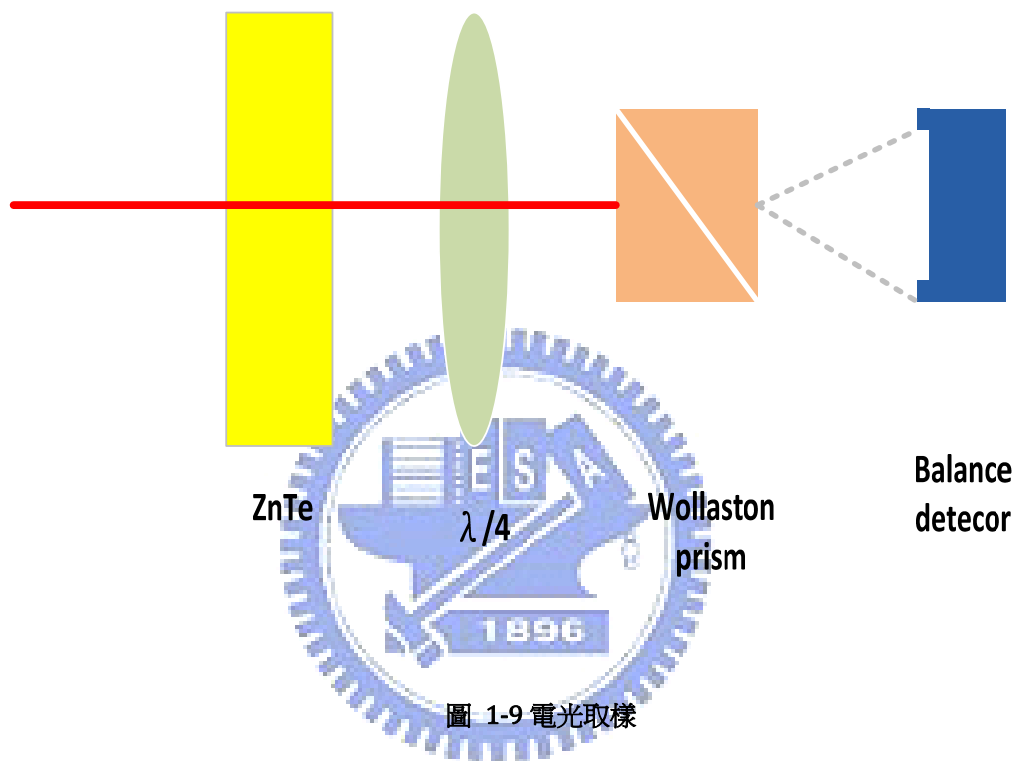


圖 1-9 電光取樣

1.7 Manchester coding 介紹

曼徹斯特編碼(Manchester coding)，也叫做雙相位編碼(Phase coding)。曼徹斯特編碼是一種使用簡單的二位進位序列編碼，可防止時脈同步的遺失，也能防止來自低位元位移錯誤，且也應用在小功率傳輸的無線通訊系統中[11]。在乙太網路(Ethernet)中是一個同步時脈編碼技術，被物理層使用來編碼一個同步位元的時脈和資料，因為在乙太網路傳輸資料都是很龐大，若其中傳輸資料有一長串的相同值，

例如連續一長串的 1 或連續一長串的 0，常會造成在接收端接收資料錯誤。

在接收端會有自己時序(clock)來取樣(sample)接收到的資料，若傳送與接端的取樣速率為一樣時，則接收端能接收到正確的資料，若傳送與接收端的取樣率有些許的誤差，隨著誤差慢慢的累積最後可能會造成接收端接收資料錯誤。假設每個位元間都一直有電位間的變化，接收端可參考其取樣速率來達到同步取樣效果。且由於現在資料的傳輸速率都非常，因此每個位元間間距將變得非常小，若沒有同步取樣將導致非常大的錯誤。圖 1-10 為 OOK 編碼錯誤的同步取樣率，圖 1-11 為 Manchester 編碼正確的同步取樣率。

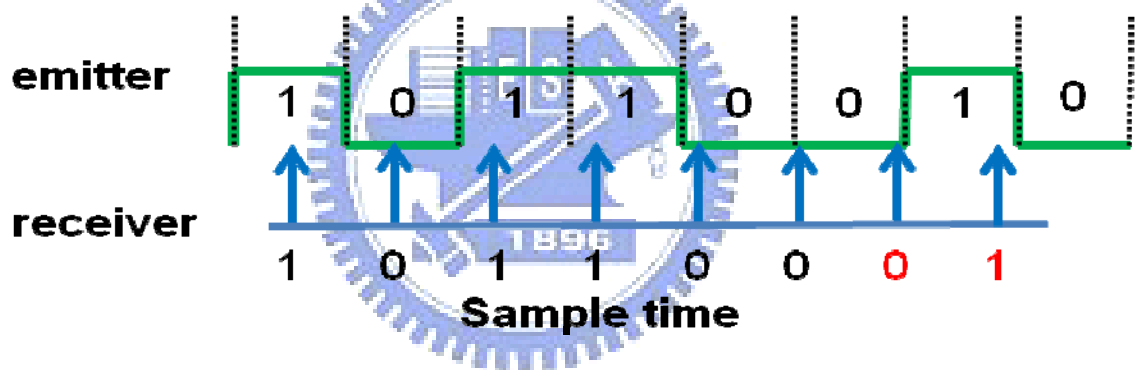


圖 1-10 on-off keying coding 錯誤的同步取樣

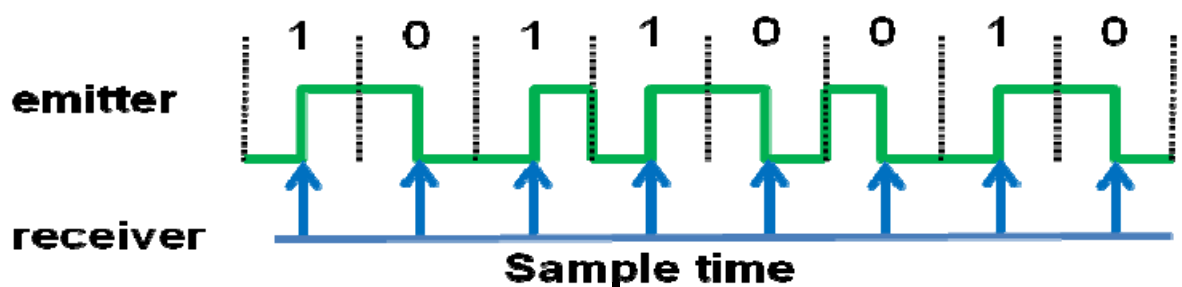


圖 1-11 Manchester coding 正確的同步取樣

Manchester coding 在每一個位元中間都會有轉變，讓 Manchester coding 將可以改善訊號在傳遞的過程中受到雜訊的干擾，而使得 Manchester coding 在資料傳遞方面有比傳統傳輸方式 On-off keying(OOK)更好的傳輸優點。

圖 1-12(a)顯示出傳統的傳輸方式 OOK 的眼圖，低電位代表邏輯中“0”而高電位代表邏輯中“1”。圖 1-12(b)顯示 Manchester coding 傳輸方式的眼圖，在一位元中由高電位下降到低電位的下降轉換過程代表邏輯中“0”，而一位元中由低電位上升到高電位的上升轉換過程代表邏輯中“1”。藉著在接收端使用差分器來解調 Manchester coding，圖 1-12(c)由於下降轉換最後會產生低電位表邏輯中“0”，而由於上升轉換最後會產生高電位表邏輯中“1”。最後 Manchester coding 可以成的被解調出來。由於 Manchester coding 訊號只用下降轉換代表“0”和上升轉換代表“1”，有別於傳統的 On-off keying 利用相對低電位代表“0”與相對高電位代表“1”，將可以改善訊號在傳遞的過程中受到干擾，特別對於發出訊號功率相對於其他系統來的小。這對於傳輸功率要求比較低的超寬頻系統無非是一個很好的解決方式。

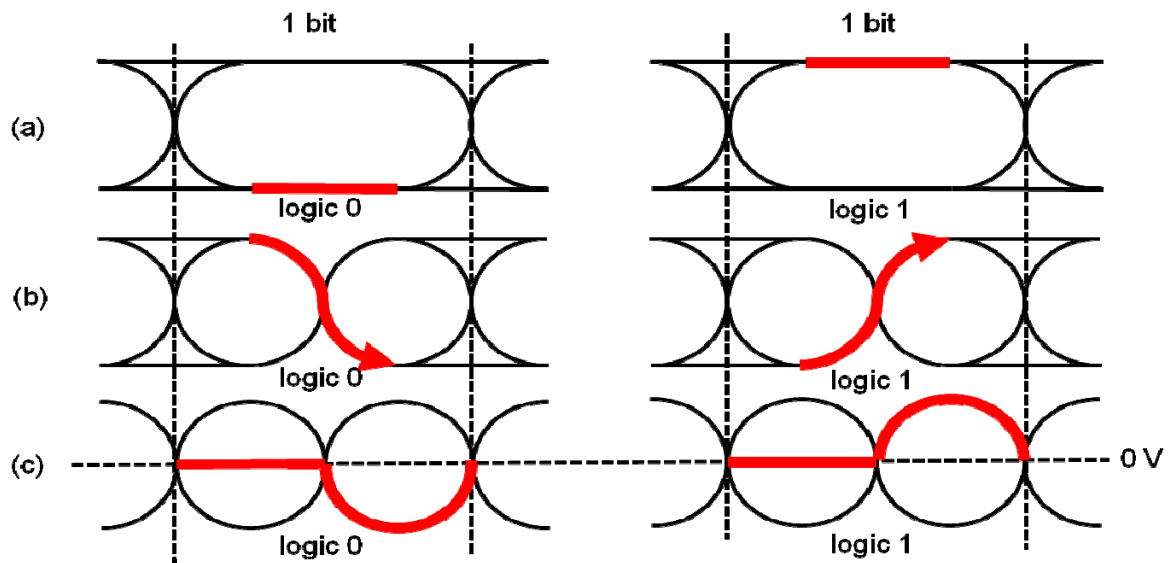


圖 1-12 Manchester 編碼方式與 on-off keying 編碼方式的示意圖



2.1 Manchester 編碼

在傳送端我們將 On-off keying 訊號轉變為曼徹斯特編碼[19]。曼徹斯特編碼為在一位元間不同的轉變代表不同的邏輯，在一位元中由高電位下降到低電位的下降轉換代表邏輯中“0”，而一位元中由低電位上升到高電位的上升轉換代表邏輯中“1”。如圖 2-1(a) On-off keying 編碼其第 2 和第 3 位元分別為“0” “1”，經由 Manchester 的編碼原理，原本 On-off keying 裡低電位代表邏輯為“0”，將轉化為同樣在 Manchester 代表相同意思的下降轉變，而其編碼將變成“1” 和“0”，而原本 On-off keying 裡低電位代表邏輯為“1”，將轉化為同樣在 Manchester 代

表相同意思的上升轉變，而其編碼將變成“0”和“1”。結論為 On-off keying 轉變為 Manchester “0” 變成 “1” 和 “0” 而 “1” 變成 “0” “1”，最後圖 2-1(a) 的 On-off keying “0” “1” 這 2 個數字在 Manchester 編碼裡變成 “1” “0” “0” “1” 這 4 個數字如圖 2-1(b)所示。

圖 2-1(c)為在接收端半位元延遲相差解 Manchester 示意圖。當接收端的天線接受到 Manchester 訊號並將 THz 的訊號轉變為電流訊號。此訊號將被分為兩個部分，一部分為不經過任何延遲保持原有的訊號如圖 2-1(b)，另一部分經由半位元的延遲裝置將整個訊號往後延遲如圖 2-1(c)，最後將同一位元互相相減，例如如圖 2-1(b)中曼徹斯特的第 2 和第 3 位元分別是“1” “0” “0” “1”，而圖 2-1(c)中半位元延遲的曼徹斯特分別向後延遲了半位元第 2 和第 3 位元分別是“1” “1” “0” “0”而後圖 2-1(d)為互相相減的結果，結果為“0” “-1” “0” “1”，最後經由上升與下降還原成原本的訊號如圖 2-1(a)。

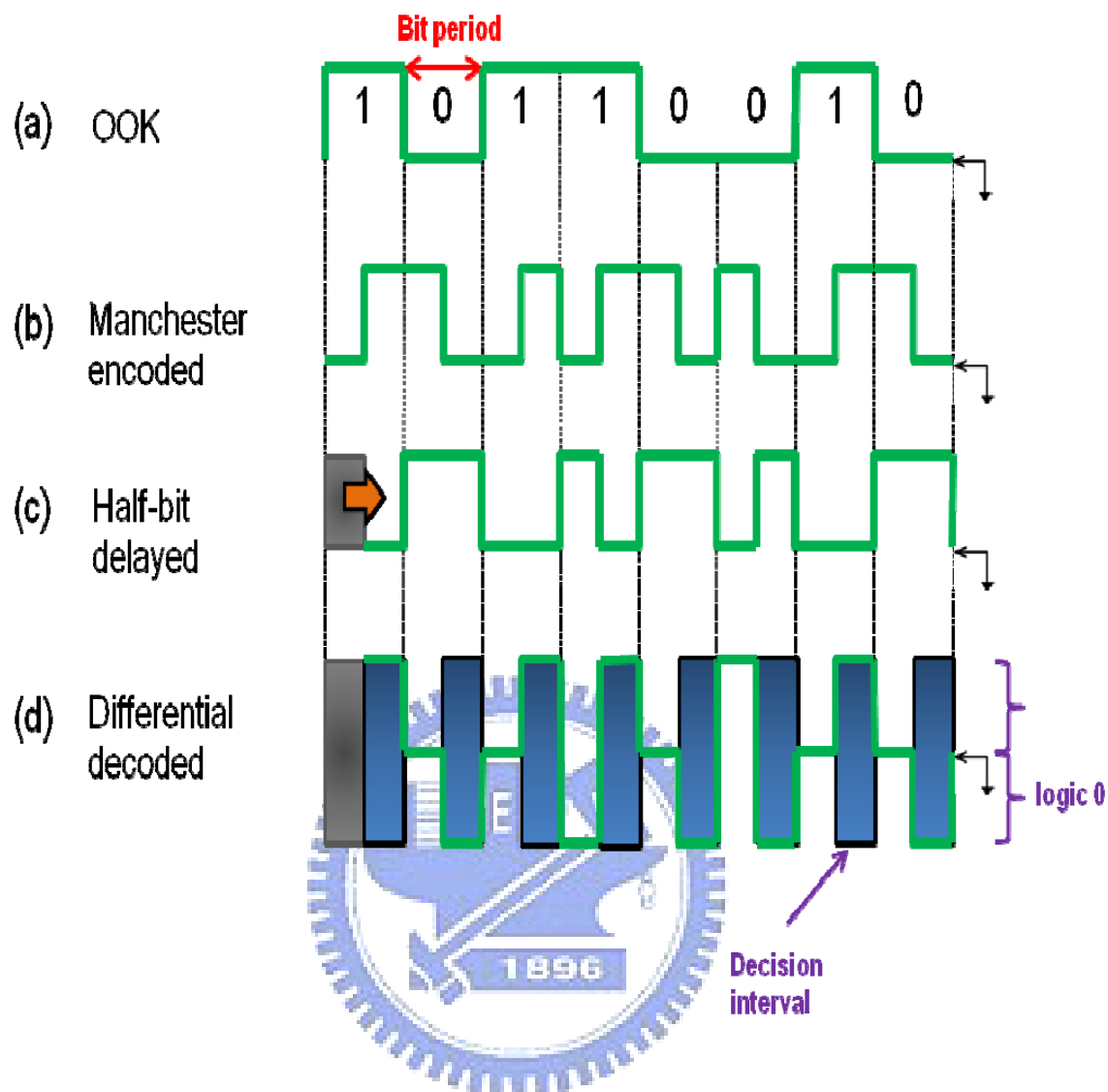


圖 2-1 Manchester 編碼與解調的過程

2.2 產生兆赫波的原理

一束雷射光照射在光導體上，當雷射光的能量大於光導體內的能帶時，價電帶內的價電子會吸收光子的能量躍昇到導電帶此時將會形成電子電洞對，此時我們外加一個偏壓使其在光導體內產生電場加速載子形成光電流，而光電流將會產生出 THz 輻射波。

2.2.1 Current-surge model

從 Maxwell 方程式[20, 21]

$$\nabla \times \bar{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \bar{\mathbf{H}} = \bar{\mathbf{J}} + \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{D}} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0 \quad (2.4)$$

其中

ρ : 電荷密度

$\bar{\mathbf{J}}$: 電流密度

$\bar{\mathbf{E}}$: 電場強度

$\bar{\mathbf{B}}$: 磁通量密度



由式(2.4)必存一個向量 $\bar{\mathbf{A}}$ 使其

$$\bar{\mathbf{B}} = \nabla \times \bar{\mathbf{A}} \quad (2.5)$$

從式(2.1)和式(2.5)我們可以得到

$$\begin{aligned} \nabla \times \bar{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} \\ \nabla \times \bar{\mathbf{E}} &= -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \bar{\mathbf{A}}) \\ \nabla \times \left(\bar{\mathbf{E}} + \frac{\partial \bar{\mathbf{A}}}{\partial t} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

根據式(2.6)以及 $\nabla \times \nabla V = 0$ 可以將純量 V 寫成

$$\begin{aligned}\bar{\mathbf{E}} + \frac{\partial \bar{\mathbf{A}}}{\partial t} &= -\nabla V \\ \bar{\mathbf{E}} &= -\nabla V - \frac{\partial \bar{\mathbf{A}}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.7}$$

其中 $\bar{\mathbf{H}} = \frac{\bar{\mathbf{B}}}{\mu}$ 和 $\bar{\mathbf{D}} = \varepsilon \bar{\mathbf{E}}$

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{\mathbf{H}} &= \bar{\mathbf{J}} + \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial t} \\ \nabla \times \frac{\bar{\mathbf{B}}}{\mu} &= \bar{\mathbf{J}} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{E}} \\ \nabla \times \bar{\mathbf{B}} &= \mu \bar{\mathbf{J}} + \mu \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \bar{\mathbf{E}}\end{aligned}\tag{2.8}$$

根據式(2.5)和式(2.7)代入式(2.8)可得

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{A}} &= \mu \bar{\mathbf{J}} + \mu \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla V - \frac{\partial \bar{\mathbf{A}}}{\partial t} \right) \\ \text{根據 } \nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{A}} &= \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{A}}) - \nabla^2 \bar{\mathbf{A}} \\ \nabla^2 \bar{\mathbf{A}} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{A}}}{\partial t^2} &= \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{A}} + \mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t}) - \mu \bar{\mathbf{J}}\end{aligned}\tag{2.9}$$

根據 Lorentz gauge $\nabla \cdot \bar{\mathbf{A}} + \mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0$

$$\nabla^2 \bar{\mathbf{A}} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \bar{\mathbf{A}}}{\partial t^2} = -\mu \bar{\mathbf{J}}\tag{2.10}$$

根據(2.3)以及 $\bar{\mathbf{D}} = \varepsilon \bar{\mathbf{E}}$ 和(2.7)

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \bar{\mathbf{D}} &= \rho \\ \nabla \cdot \bar{\mathbf{E}} &= \frac{\rho}{\varepsilon} \\ \nabla \cdot \left(\nabla V + \frac{\partial \bar{\mathbf{A}}}{\partial t} \right) &= -\frac{\rho}{\varepsilon} \\ \nabla^2 V + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \bar{\mathbf{A}}) &= -\frac{\rho}{\varepsilon}\end{aligned}\tag{2.11}$$

根據 Lorentz gauge $\nabla \cdot \bar{\mathbf{A}} + \mu \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0$

$$\nabla^2 V - \frac{\partial}{\partial t}(\mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t}) = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

$$\nabla^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

$$\nabla^2 \bar{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\mu \bar{J} \text{ 和 } \nabla^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \text{ 爲 } V \text{ 和 } \bar{A} \text{ 的非齊性方程，其兩個定}$$

義了時變的遠場電場。

從連續方程式(continuity equation)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{J} = 0 \quad (2.12)$$

因在光導電天線電流是經由外加偏壓產生的，且電流的方向平行光導電天線且與兆赫波傳輸方向垂直。我們可以假設其為穩定的電流(steady current)

$$\nabla \cdot \bar{J} = 0 \quad (2.13)$$

將(2.13)帶入(2.12)可得

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.14)$$

我們可以看出其電荷密度為非時變的，最後我們可得 $\bar{E} = -\nabla V - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}$

$$\bar{E}_{rad}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\bar{J}_s \left(\bar{r}', t - \left(|\bar{r} - \bar{r}'| / c \right) \right)}{|\bar{r} - \bar{r}'|} d\bar{a}' \quad (2.15)$$

其中 $\bar{E}_{rad}(\bar{r}, t)$: 輻射電場為光導電天線的中心到距離為 \bar{r} 的兆赫波大小

ϵ_0 : 為自由空間中介電係數

c : 為真空中光的速度

\bar{J}_s : 為光導電天線的表面電流

$d\bar{a}'$: 為光導電天線的中心到 \bar{r}' 距離表面面積

假設在遠場

$$\begin{aligned}
 |\vec{r} - \vec{r}'| &= \left[\left(\vec{r} - \vec{r}' \right) \cdot \left(\vec{r} - \vec{r}' \right) \right]^{1/2} \\
 |\vec{r} - \vec{r}'| &= r - \hat{n} \cdot \vec{r}' + \dots \\
 |\vec{r} - \vec{r}'| &\approx r
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

假設我們用均勻分散的光照射在光導天線上，因此表面電流 \vec{J}_s 可以是為一個常數。因此兆赫波的輻射電場

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\vec{J}_s \left(\vec{r}', t - \left(|\vec{r} - \vec{r}'| / c \right) \right)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} da' \tag{2.17}$$

可化簡為如下

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{r} \frac{\partial}{\partial t} \vec{J}_s \left(t - \frac{r}{c} \right) \tag{2.18}$$

其中 A 為光導天線中光照射到的面積，而 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 因我們假設兆赫波傳輸的方向為出光導天線的 Z 軸而 X 和 Y 軸得值各為 0，而我們可以將 $\vec{J}_s(t - \frac{r}{c})$ 化簡為 $\vec{J}_s(t)$ 的參數，因此上式可以化簡為如下

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{\partial}{\partial t} \vec{J}_s(t) \tag{2.19}$$

如圖 2-2 為光導天線的剖面圖，其中 V_b 為光導天線中的外加電壓， E_b 為外加電壓在光導天線產生的外加電場， $E_{r,in}(t)$ 為在光導天線裡面的輻射電場， $E_{r,out}(t)$ 為在光導天線外的輻射電場， $H_{r,in}(t)$ 為在光導天線裡面的輻射磁場(其方向為向紙面

外)， $H_{r,out}(t)$ 為在光導天線外面的輻射磁場(其方向為向紙外)， \bar{J}_s 為光導電天線的表面電流[16]。

由 Maxwell 方程式中法拉第定理式..以及 Stokess 定理，我們可將其積分得到如下

$$\oint_c \bar{E} \cdot d\bar{l} = - \int_s \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \cdot \hat{n}_y da \quad (2.20)$$

其中 c 微積分路徑，是可以化簡為

$$E_{r,in}(t) - E_{r,out}(t) = -w \frac{\partial}{\partial t} (H_{r,in}(t) - H_{r,out}(t)) \quad (2.21)$$

假設 $\frac{\partial}{\partial t} (H_{r,in}(t) - H_{r,out}(t))$ 為有邊界的，並將 w 趨近於 0，可將上式化簡為

$$\lim_{w \rightarrow 0} (E_{r,in}(t) - E_{r,out}(t)) = 0$$

從上式可以得光導天線內表面的輻射電場等於外表面的輻射電場，如下所式

$$\bar{E}_{r,in}(t) = \bar{E}_{r,out}(t) \quad (2.22)$$

將上式帶入邊界條件，可表示為

$$\hat{n}_z \times (\bar{E}_{r,out}(t) - \bar{E}_{r,in}(t)) = 0 \quad (2.23)$$

重覆以上方式我們這次要求得式磁場的關係式，從安培-馬克師威爾方程式以及 Stokess 定理，可以得到積分型式

$$\oint_c \bar{H} \cdot d\bar{l} = \int_s (\bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}) \cdot \hat{n}_x da \quad (2.24)$$

而體電流密度與表面電流密的關係式如下

$$\bar{J}_s(t) = \int_0^\delta \bar{J}(z,t) dz \quad (2.25)$$

將上式化減可得

$$H_{r,in}(t) + H_{r,out}(t) = J_s(t) - (1 + \varepsilon)w \frac{\partial}{\partial t} E_{r,in}(t) \quad (2.26)$$

我們假設 $\frac{\partial}{\partial t} E_{r,in}(t)$ 為有邊界的且將 w 趨近於 0，可將式子表示為

$$\lim_{w \rightarrow 0} (H_{r,in}(t) + H_{r,out}(t)) = J_s(t)$$

帶入邊界條件中

$$\bar{J}_s(t) = (\bar{H}_{r,in}(t) - \bar{H}_{r,out}(t)) \times \hat{n}_z$$

輻射電場和輻射磁場得互相關係可表示

$$\bar{H}_{r,in}(t) \times \hat{n}_z = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\eta_0} \bar{E}_{r,in}(t)$$

$$\bar{H}_{r,out}(t) \times \hat{n}_z = -\frac{1}{\eta_0} \bar{E}_{r,out}(t)$$

從表面電流密度與輻射電場的關係式

$$\bar{J}_s(t) = -\frac{1 + \sqrt{\varepsilon}}{\eta_0} \bar{E}_{r,in}(t) \quad (2.27)$$

經由歐姆定律

$$\bar{J}_s(t) = \sigma_s(t)(\bar{E}_b + \bar{E}_{r,in}(t)) \quad (2.28)$$

其中 $\sigma_s(t)$ 是表面導電率其表示如

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^t dt' \mu(t-t') I_{opt}(t') \exp\left(-\frac{(t-t')}{\tau_{car}}\right) \quad (2.29)$$

其中 e 為電子的電荷

R 為光導天線的折射率

$\hbar\omega$ 為光子的能量

$\mu(t-t')$ 為從時間 t 到 t' 載子的移動率

$I_{opt}(t')$ 為時間相關的光密度

τ_{car} 為載子的載子壽命

我們可以假設載子的漂移率為常數

$$\mu(t-t') = m \quad (2.30)$$

並且假設載子的壽命為非常長 $\tau_{car} \rightarrow \infty$ 。光密度分布為高斯分布

$$I_{opt}(t') = I_0 \exp\left(-\frac{t'^2}{\tau^2}\right) \quad (2.31)$$

表面導電率變成

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_0 \int_{-\infty}^t dt' m \exp\left(-\frac{t'^2}{\tau^2}\right) \quad (2.32)$$

從式(2.27)和式(2.28)可得

$$\bar{E}_{r,in}(t) = -\bar{E}b \frac{\sigma_s(t)\eta_0}{\sigma_s(t)\eta_0 + (1+\sqrt{\epsilon})} \quad (2.33)$$

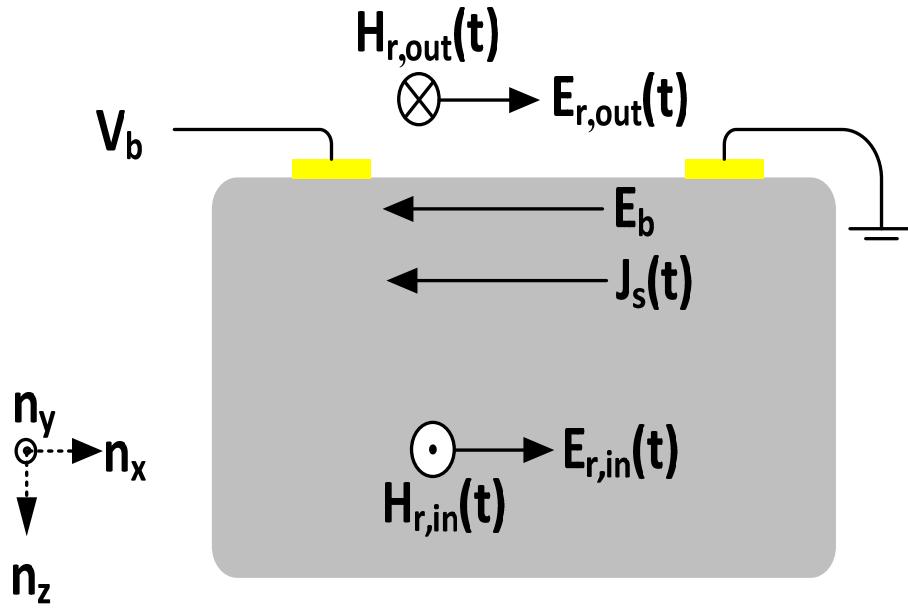


圖 2-2 光導天線剖面圖

除了討論 current surge model 外，我們也必須討論 Drude-Lorentz model

2.2.2 Drude-Lorentz model

當一束雷射光照到半導體的光導天線上，若雷射光裡光子能量大於半導體的能帶時，半導體價電帶內的電子會因有吸收足夠的光子能量，從價電帶躍升到導電帶並在此過程產生電子電洞對這是我們稱的載子。爲了能計算載子在加偏壓的半導體其傳輸能力，以及光導天線在外加偏壓與雷射光的照射下其產生的兆赫波，我們必須要探討一維 Drude-Lorentz 模型。載子密度其一維時間相關的方程式可以表示爲

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\tau c} + G(t) \quad (2.34)$$

其中 $n(t)$ 爲載子的密度

τ_c 為載子的捕獲壽命

$G(t)$ 為載子的產生速率

一束脈衝雷射光照射在光導天線上，當其光子能量大於光導天線的能帶時會產生載子，而在光導天線上外加一偏壓使光導天線在其表面產生一外加電場，讓載子會因外加電場的影響而加速。受到外加電場的影響而加速的載子其可表示為以下的方程式

$$\frac{dv_{e,h}(t)}{dt} = -\frac{v_{e,h}(t)}{\tau_{e,h}} + \frac{q_{e,h}}{m_{e,h}} E \quad (2.35)$$

其中 $v_{e,h}(t)$ 為載子的平均速度

$q_{e,h}$ 為載子(電子或電洞)的電荷

$m_{e,h}$ 為載子(電子或電洞)的有效質量

$\tau_{e,h}$ 為載子(電子或電洞)的動量鬆弛時間

E 為局部電場

由空乏區的電荷所造成屏蔽效應使局部電場 E 小於外加電場 E_b ，關係式如下
所式

$$E = E_b - \frac{P}{\alpha \varepsilon} \quad (2.36)$$

P 為電子電洞所引起的極化

ε 為光導天線基板的介電係數

α 為光導天線幾何因子(通常非同向的介電材質 $\alpha=3$)

時間相關的極化可表示為

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_r} + J \quad (2.37)$$

其中 τ_r 為電子與電洞的複合時間

J 為電子和電洞捐獻的電流密度

$$J = env_h - env_e \quad (2.38)$$

其中 e 為質子的電荷

當載子被外加電場加速形成光電流，時變的光電流會產生輻射電磁波。光導天線在被外加偏壓時所產生的電磁波，我們可以把它假設為單一 Hertzian dipole 在遠場的地方所建立的電磁波，根據單一 Hertzian dipole 其在遠場所建立的電磁波其表示為

$$E_{THZ} \propto \frac{\partial J}{\partial t} \quad (2.39)$$

為了使式子更為簡化，我們必須引入相對速度的參數 ν 。其相對速度為電子和電洞之間的相對速度表示式如下

$$\nu = \nu_h - \nu_e \quad (2.40)$$

將式(2.40)帶入則兆赫波的輻射電場可表示為

$$E_{THZ} \propto e\nu \frac{\partial n}{\partial t} + en \frac{\partial \nu}{\partial t} \quad (2.41)$$

式(2.41)的第一項 $e\nu \frac{\partial n}{\partial t}$ 為載子密度的時變所產生的兆赫波，而第二項 $en \frac{\partial \nu}{\partial t}$ 為載子在外加電場下電子和電洞其相對的加速不同而產生的兆赫波。

2.3 光導天線材質特性的分析

2.3.1 光導天線材質的選擇

利用兆赫波來傳輸訊號我們無不希望在有限的能量(幾 mW 以內)，且能在很大的頻寬下傳輸高速率且聲噪比很高的訊號，以符合超寬頻系統能量密度較其他系統低的目標。當幾 femto-second 的脈衝雷射照射在光導天線上，會產生頻寬很寬的兆赫波，相較於位於 3.1G 到 10.6G 頻寬為 7.5G 來的大。當我們希望資料的傳輸速率能提高且接收端的聲噪比也能較高，我們就必須提高發射端光導天線的發射能量，而光導天線的非無窮無盡的能提高，他受限於飛秒脈衝雷射能量的影響，因此

提高光導天線的轉換效率來提高發射端輸出功率，將是一個很重要的課題。另外爲了符合超寬頻系統能量密度低的目標，我們也必須將頻寬提高以使其符合目標，所以如何在相同飛秒脈衝雷射的照射下，使光導天線產生更短的兆赫波脈衝也是相當的重要。

爲了使光導天線產生較高的能量與寬頻的兆赫波，而影響能量和頻寬的因素爲載子的壽命與載子的移動率。我們希望光導天線的材質，符合載子壽命越短越好與載子的移動率越快越好，以產生能量高且脈衝寬短的兆赫波。但是要光導天線載子的壽命短與載子的移動率高是不能同時的滿足的。當我們爲了使載子的壽命變短時，我們在光導天線裡創造更多的載子複合中樞。爲了創造更多的載子複合中樞，必須在離子佈值時參雜產生更多的缺陷。但是離子佈值時產生的缺陷結構，會使得載子在移動的過程受到夠多得阻礙，讓載子的移動率變慢[17-18]。

$$\tau_c = \frac{1}{N_t \sigma_c \langle v_{th} \rangle} \quad (2.42)$$

$$\mu \approx \frac{1.4 \times 10^{22}}{N_t} \frac{m_0 \epsilon_0}{m^* \epsilon} \quad (2.43)$$

其中 τ_c 爲載子的壽命

N_t 爲缺陷密度

σ_c 爲交錯捕捉區域

$\langle v_{th} \rangle$ 爲平均熱速率

μ 爲載子移動率

m_0 為載子的質量

m^* 為載子的有效質量

ϵ_0 為介電常數

ϵ_r 為相對介電常數

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

從式(2.42)我們可以知道載子的壽命反比缺陷密度，因此當我們希望縮短載子的密度，就必須提高離子佈值中產生的缺陷。從式(2.42)載子的移動率也反比缺陷密度，當我們希望提高載子的移動率，就必須降低離子佈值中產生的缺陷。從以上可知需要提高載子的移動率就必定增長載子的壽命，反之也是如此。另一在半導體製程方面有一熱退火的方式，其為離子佈值完後利用退火的方式，將在半導體內因離子佈值所產的缺陷將其修補，其方式可以提高載子的移動率，卻也犧牲了載子的壽命。因此我們必須在參雜濃度與退火溫度的掌握取得一個平衡點，使得發射端產生比較大的頻寬與高能量的兆赫波。

2.3.2 暗電流

光導天線在有外加偏壓但沒有照射雷射光時，因半導體內沒有吸收到光子能量，使光導天線呈現絕緣體得狀態，原理上應該量測不到任何訊號。但由於可能熱激發或其他因素下，使得光導天線在無光的條件下也有電流的輸出，這種電流稱為暗電流。暗電流可視為雜訊由其在輸出能量很少的訊號越顯得重要。在半導體內金屬與

半導體的接點，由於擴散、漂移、穿隧等作用下會使電流穿透的現象，他主要由本值電位障礙(intrinsic potential barrier) $q\Phi$ 、外加偏壓 V_b 與嵌入電位(built-in electric potential) V_{bi} 的影響。爲了避免在半導體內半導體與金屬接點間，產生的整流電流與界面電流，我們通常會增加離子佈值得參雜缺陷以增加嵌入電位和減少寬度，使得載子在外加偏壓的作用下能夠傳透過。

2.3.3 光電流

光導天線在照射雷射光時，當光子的能量大於半導體的能帶時，在價電帶得價電子會獲的能量，而躍升到傳導帶形成自由電子，且其同時也產生一個電洞，這就是光導天線內的載子(電子-電洞對)。當外加一個偏壓會使載子受到電場的影響而形成電流。相較於暗電流是在沒有光的條件下，光電流因需要光照。當我們用飛秒雷射照射在外加偏壓得光導天線，會因起光電流並產生兆赫波。而光電流得值跟外加偏壓與雷射的能量有相關，其表示式如下

$$I = \frac{V}{R_0 + R(t)} = \frac{V_{gap}}{R(t)} \approx \frac{V_{bias}}{R(t)} \quad (2.44)$$

其中 R_0 爲界面電阻值和附載電阻值

$R(t)$ 爲在雷射光照射下光導天線的電阻值

由於當我們用飛秒雷射照射光導天線，光導天線由於吸收光子的能量而產生電子電洞對。所以我們可以將光導參數 σ 可以表示爲如下

$$\sigma = q(\mu_n + \mu_p)\Delta n \quad (2.45)$$

其中 q 為電荷

μ_n 為電子的移動率

μ_p 為電洞的移動率

Δn 為載子的密度

單位體積載子的產生率可表示為

$$G = \eta \frac{P_{avg}}{h\nu \tau_{pw} Q V_0} \quad (2.46)$$

其中 G 為單位體積載子的產生率

η 為量子效率

P_{avg} 為入射雷射光的平均能量

$h\nu$ 為光子的能量

τ_{pw} 為雷射光脈衝的頻寬

Q 為雷射光脈衝的重覆率

V_0 為主動區的總體積

在穩定的狀態式(2.46)可以表示為

$$G = \frac{\Delta n}{\tau_{pw}} \quad (2.47)$$

從(式 2.45)和(式 2.47)可得



$$\sigma = q(\mu_n + \mu_p)G\tau_{pw} \quad (2.48)$$

從(式 2.48)我們可以得到光阻值

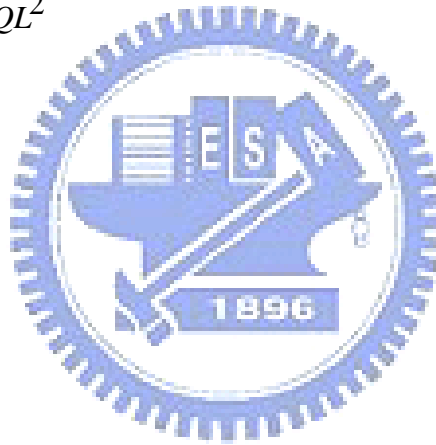
$$R_p = \frac{L}{\sigma A} = \frac{h\nu QL^2}{q\eta(\mu_n + \mu_p)P_{avg}} \quad (2.49)$$

其中 L 為主動區的長度

A 為主動區交錯區域

從式(2.44)與式(2.49)我們可得光電流的表示式如下

$$I = \frac{V_{bias}}{R_p} = \frac{q\eta(\mu_n + \mu_p)P_{avg} V_{bias}}{h\nu QL^2} \quad (2.50)$$



3 實驗方法與裝置

在這個章節我們將介紹實驗操作的方法與一些實驗用的裝置，並且介紹量測 THz 的實驗架構圖，最後介紹如何編碼 Manchester 和解調的相關實驗裝置。

3.1 天線的架設

在量測光導天線的特性前，我們必須將 pump laser 利用物鏡使光源聚焦在光導天線的正中心，然後在光導天線後面加一個 silicon lens 使 THz 的輻射角度能夠集中，而 silicon lens 的半徑為 6.75mm 總厚度為 8.35mm 半圓形的透鏡。而利用物鏡將光源聚焦在光導天線的正中心有兩個步驟，第一個步驟是在透鏡前加一個很薄的玻璃，然後將物鏡移動到焦距後，利用虛像法可將影像反射在我們可看到的屏幕上，此時慢慢的將物鏡往前移動，我們會發現原本清晰得影像會慢慢的聚焦成一個大圓點，這是我們要看圓點是否在光導天線的正中心，若沒有可以調整物鏡的上下左右直到約在正中心。接下來第二個步驟是將光導天線接到三用電表上量其電阻值，我們再微調物鏡的焦距或上下左右，直到電阻值是我們可調到最小值為止。

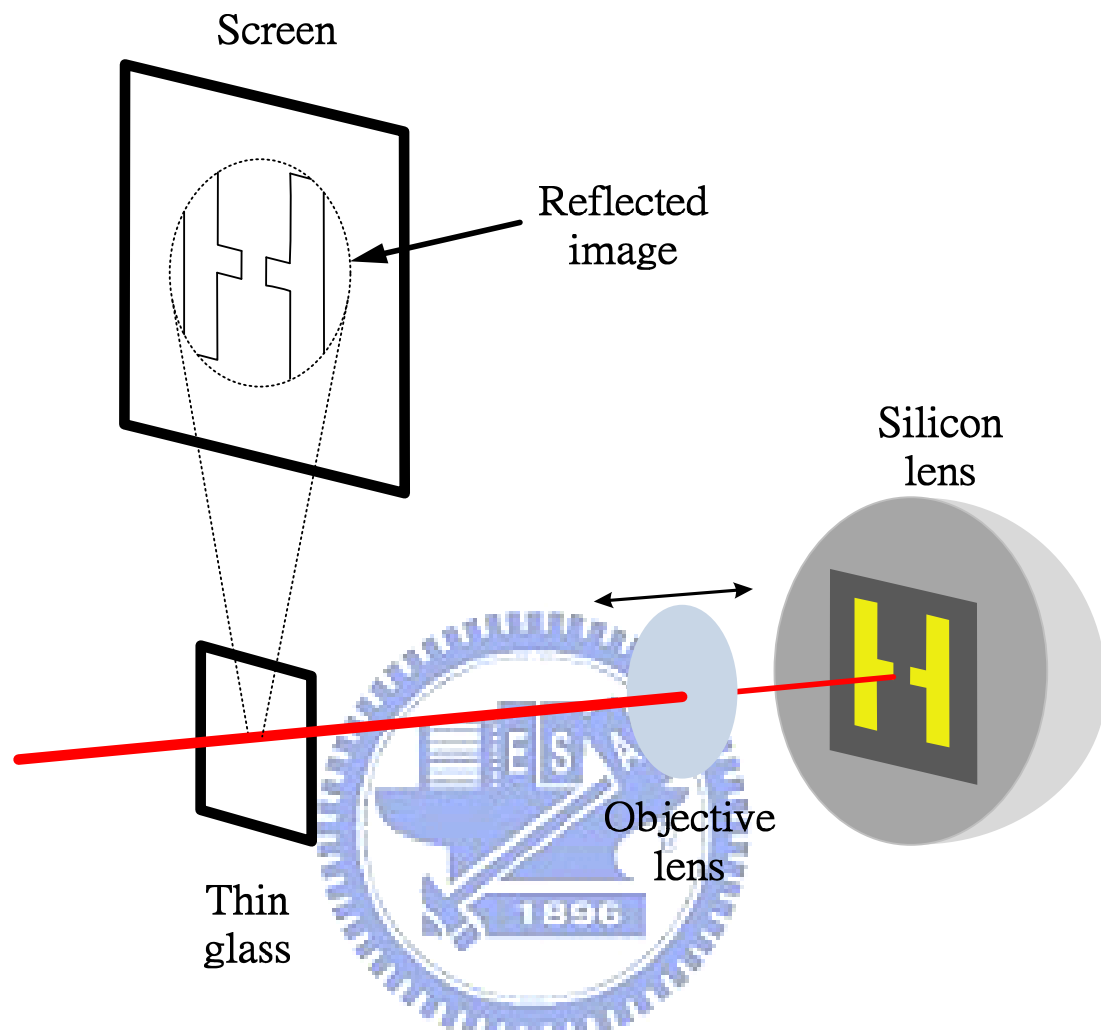


圖 3-1 光導天線對焦圖

3.2 天線特性的量測

3.2.1 實驗架構

爲了量測光導天線元件的特性，我們用 femto-second mode-locked Ti:sapphire laser 當我們的光源直接照射在光導天線上。而雷射脈衝半高寬(Full Width at Half Maximum)約爲 50fs 中心波長約在 800nm 和重複速率大約 80MHz。其 femto-second

pump pulse laser 被物鏡聚焦在外加偏壓光導天線的 gap 上。我們用 Model 2410 High-Voltage Source Meter 給光導天線外加偏壓，並利用其裝置量測光導天線的電流-電壓曲線。從光導天線上激發的 THz 會被一對 off-axis parabolic mirrors 聚焦和對準到接收端。爲了量測 THz 的能量，我們用 4.2K liquid-helium-cooled Si bolometer 當接收端，而實驗的架構如圖 3-2：

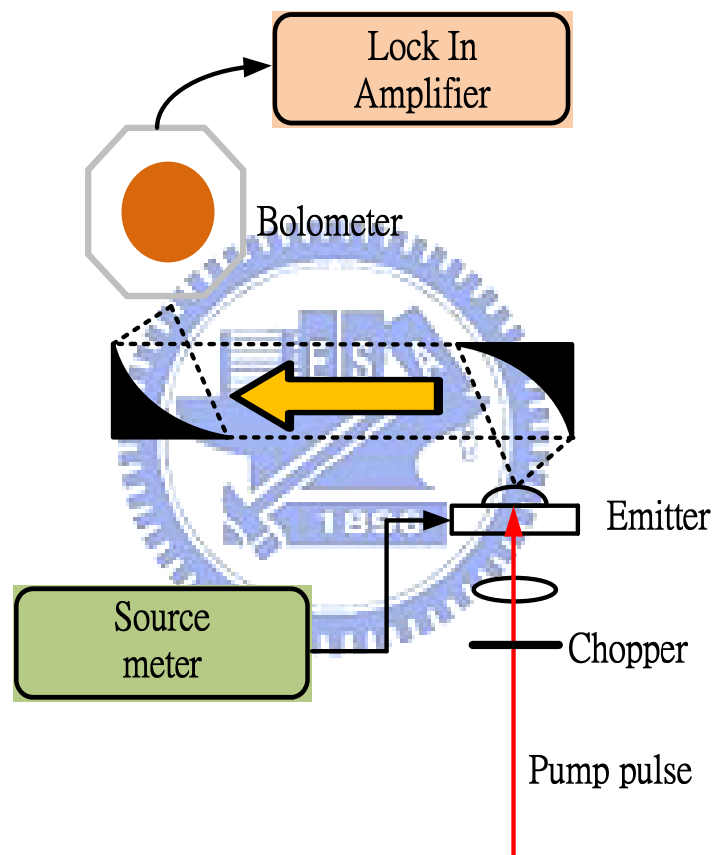


圖 3-2 量測光導天線特性的實驗架構

3.2.2 Si bolometer

由於 bolometer 輸出爲電壓值，不能很直觀的知道 THz 能量的大小。所以我們必須將電壓值定義一個分級的制度，以利我們分辨 THz 的能量大小。根據文獻[]我

們可以得到如下式

$$R_{peak} = \frac{V_{output}}{\frac{A_{BB} A_d}{R^2} F_F \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) \frac{M(\lambda, T)}{\pi} d\lambda} \quad (3.1)$$

其中 λ_1 和 λ_2 為 cut-on 和 cut-off 的波長

R_{peak} 為響應圖的峰值

V_{output} 為 lock-in amplifier 取出的電壓值

A_{BB} 為黑體輻射源的口徑面積

A_d 為 bolometer 的口徑面積

R 為黑體輻射源到 bolometer 的距離

F_F 為 modulation parameter of chopper(0.5)

雖然 Si bolometer 會隨著頻率輕微的減小，但我們可以假設從波長 cut-on 到波長 cut-off 其響應圖不隨頻率而改變，因此我們可以得到 bolometer 的相應圖 $R(\lambda)$ 為長方形。 $M(\lambda, T)$ 為黑體輻射源的絕對能量

$$M(\lambda, T) = \frac{3.73 \times 10^4}{\lambda^5 (e^{\frac{14388}{\lambda T}} - 1)} \quad (3.2)$$

假設我們設定 chopping frequency 為 180，在 lock-in amplifier 獲得值為每 μ

W50mV，因此我們可以裡用此裝置獲得兆赫波的能量。

3.3 兆赫波的時域圖(TDS)

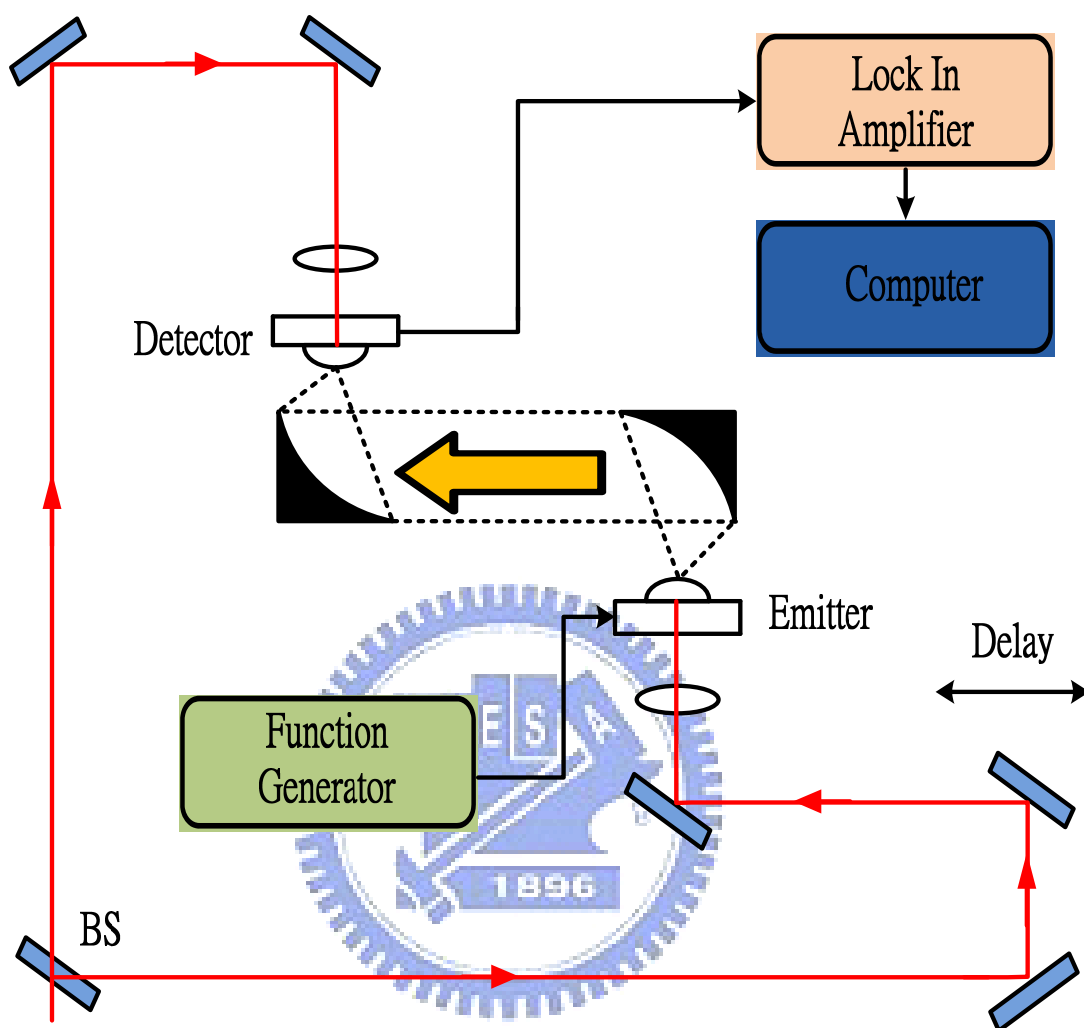


圖 3-3 Terahertz Time-Domain Spectroscopy 系統架構

脈衝雷射光被 beam splitter 分成兩道光束，一道光為 pump beam 另一道光為 probe beam，pump beam 的雷射光經由物鏡聚焦在光導天線發射端的正中心，經由外加偏壓於光導天線內形成電場，此電場加速光導天線內的載子形成光電流並激發出 THz radiation，THz radiation 經由 Si hemispherical lens 減小 THz radiation 的角度，並經由一對 off-axis parabolic mirror 集中與對準 THz radiation 傳送於接收

端。

脈衝雷射光的 probe beam 也經由物鏡的對焦於光導天線的接收端，從發射端接收過來的 THz radiation，會在接收端光導天線內形成電場並使其加速載子形成電流，最後經由 lock-in amplifier 轉換出電壓訊號。其中延遲的裝置是爲了讓我們能取出完整 THz 的訊號，其原因是雷射光的 probe beam 我們可以當一個訊號取樣點，要表現一個完整的訊號須在不同的時間取出很多點，而延遲裝置就在不同的延遲時間取點，最後這些點會經由電腦畫出完整的訊號。當訊號取出來時 x 軸爲時間 y 軸爲兆赫波振幅的大小，且我們可以看出取出兆赫波的週期爲幾 ps，我們可以將訊號經由傅立葉轉換成頻譜圖，經由超寬頻的定義我們可以看出訊號的頻寬。

經由 Time-Domain Spectroscopy 系統取出的完整的 THz，我們可以得到最高值的位置，這時將延遲裝置移動到最高的地方，此時我們必須再經由 lock-in amplifier 取出的值，來微調一次光導天線的上下左右盡可能調到最大，這時完成了我們要傳訊號的前置作業。

3.4 曼徹斯特實驗裝置

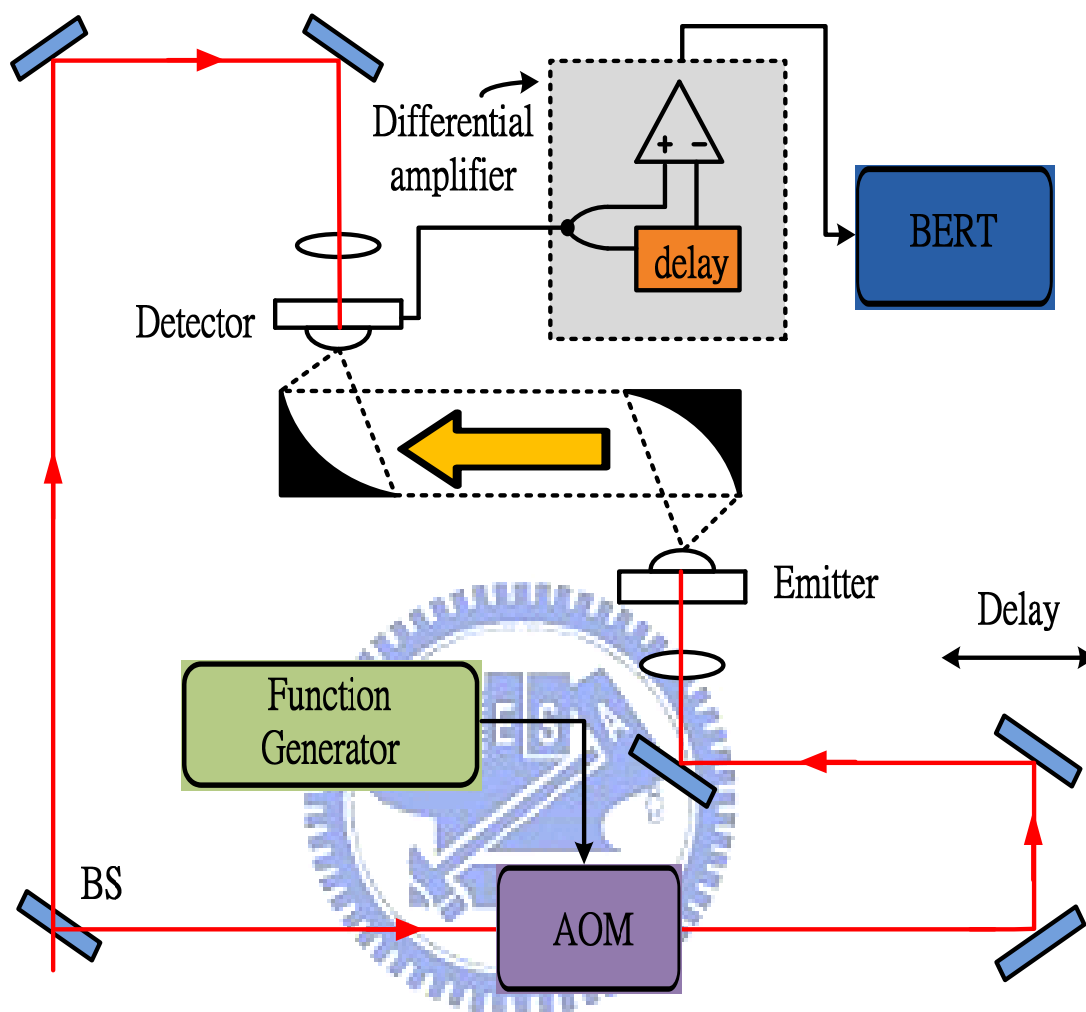


圖 3-4 曼徹斯特實驗裝置

曼徹斯特的訊號經由 Acousto-Optic Modulator(AOM)裝置變成光的訊號，光的訊號經由光導天線的轉換，產生曼徹斯特編碼的 THz 訊號，THz 經由一對 off-axis parabolic mirrors 聚焦和對準到接收端，接收端接收到電流訊號並將訊號分成兩部分，一部分的沒有經過延遲，另一個部分有經過延遲，最後此兩部分的訊號經由相減並放大以解調出訊號，最後訊號經由 bit-error-rate tester(BERT) 量出 bit-error-rate。其中曼徹斯特的 pseudorandom binary sequence(PRBS)為 2^5-1 。

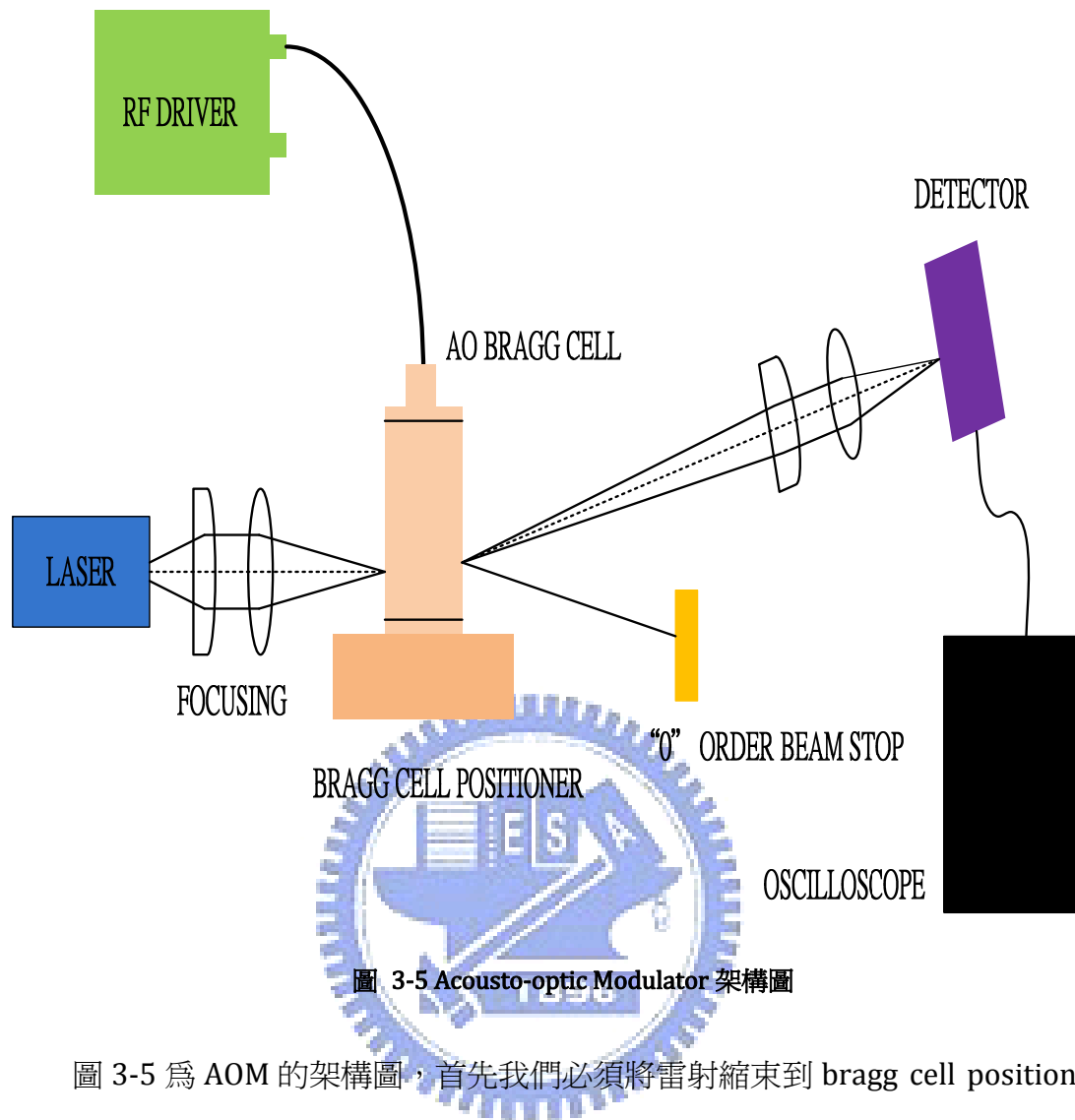


圖 3-5 為 AOM 的架構圖，首先我們必須將雷射縮束到 bragg cell positioner，接下來將雷射束加載到 ao bragg cell，最後我們可以在 AOM 後面看到許多衍射光，其中 0 階衍射光是沒有調變的雷射光我們必須將其擋住以避免入射到光導天線內，而 1 階衍射為有調變的雷射光，其調變的方式為有光代表 '1' 無光代表 '0' 我們將訊號經由示波器的 trigger，我們可以看到一個 1 中是有許多的雷射脈衝波所構成。

4結果與分析

在第 4 章中我們將先比較 spiral antenna 發射兆赫波的能力，並分析這種天線發射出來兆赫波的頻寬，最後我們將比較在 spiral antenna 下 OOK 與 Manchester 兩種不同調變的好壞。

4.1 光導天線特性的結果

4.1.1 電流-電壓曲線圖

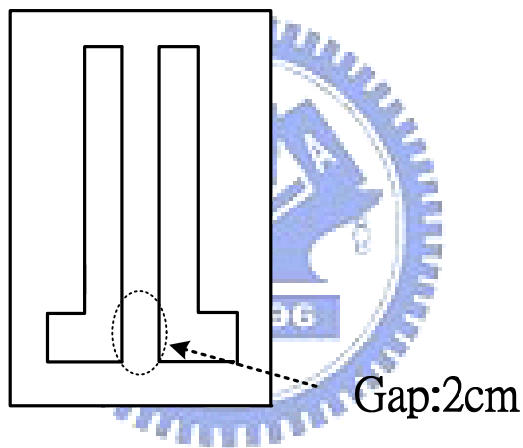


圖 4-1 dipole antenna 的天線結構

我們一開始將先量測相同的天線結構但不同的 gap 寬度其電流-電壓曲線圖。圖 4-1 為我們將量測的 dipole antenna 的天線結構圖，我們將量測 gap 寬度為 2cm 與 gap 寬度為 1cm 的天線。

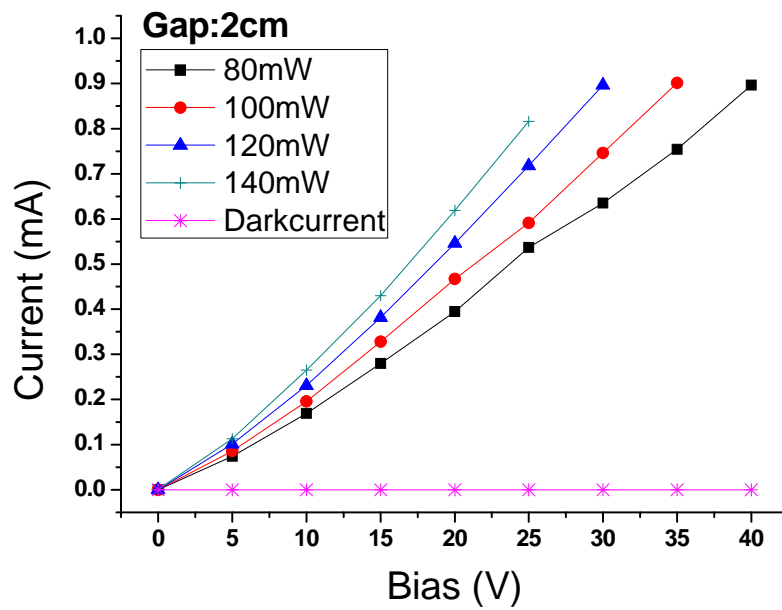


圖 4-2 gap 寬度為 2cm 的 dipole antenna 的電流-電壓曲線圖

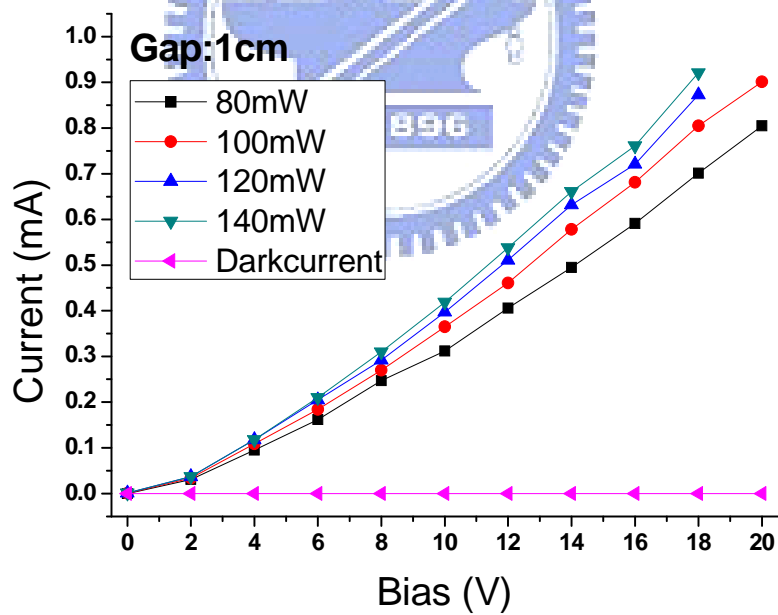


圖 4-3 gap 寬度為 1cm 的 dipole antenna 的電壓-電流曲線圖

從圖 4-2 與 4-3 我們首先要訂出一個輸出電流的的最大界限為 1mA，若當電流大於此介線時會有天線燒壞的危險，因此我們要避免輸出電流大於 1mA。接下我們可以看到

假設我們打在天線上的雷射能量固定在 80mW 時，能夠得到 gap 寬度為 1cm 時只需要較少的偏壓就能夠達到將近 1mA 的輸出電流。我們也可以看到電壓-電流曲線圖成線性關係，當偏壓越大時輸出的電流也越大，若我們固定偏壓在不同的入射雷射能量下，當入射能量越大時所產生的電流也越大。

4.1.2 兆赫波能量-電壓曲線圖

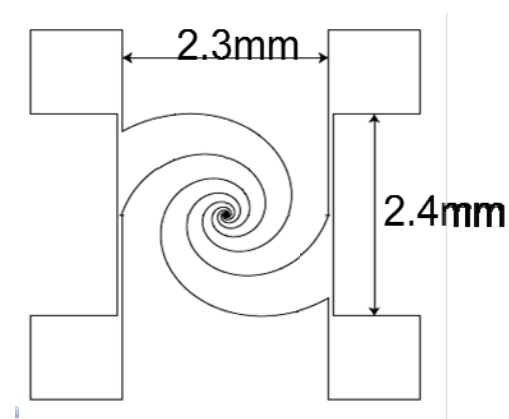


圖 4-4 spiral antenna 的天線結構

首先我們將測試兩不同的天線結構，我們將利用能夠激發出 THz 能量較大的天線，當我們的接收端與激發端。由於 THz 能量夠大的時候將有利於我們傳輸資訊，並且能夠傳到比較遠的距離。圖 4-4 為我們首先要測試的 spiral antenna 的天線結構。

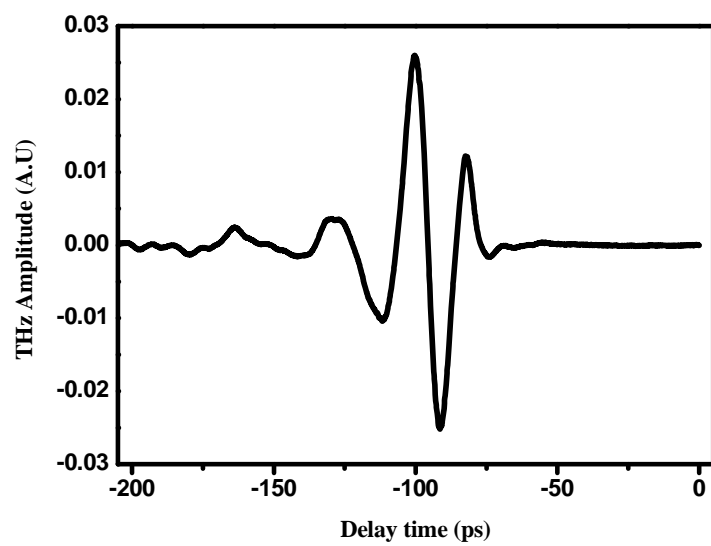


圖 4-5 spiral antenna 經由 TDS 系統取出的 THz

圖 4-5 為經由 TDS 系統取出 spiral antenna 的兆赫波，經由 lock-in amplifier 取出的最高值約為 20mV

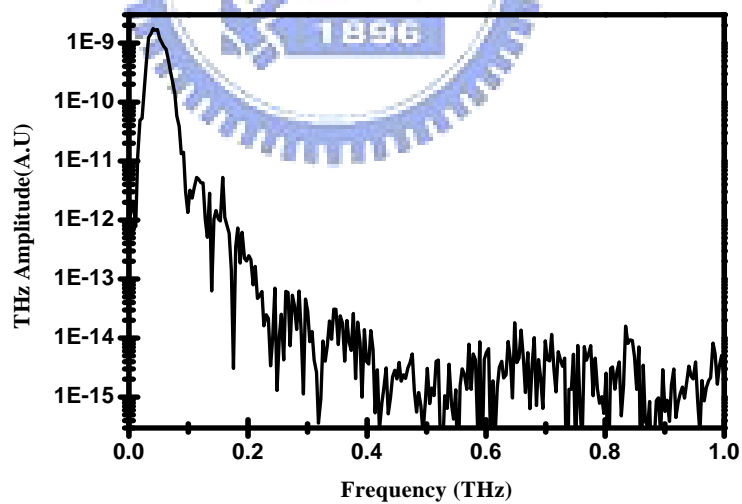


圖 4-6 spiral antenna THz 的頻譜圖

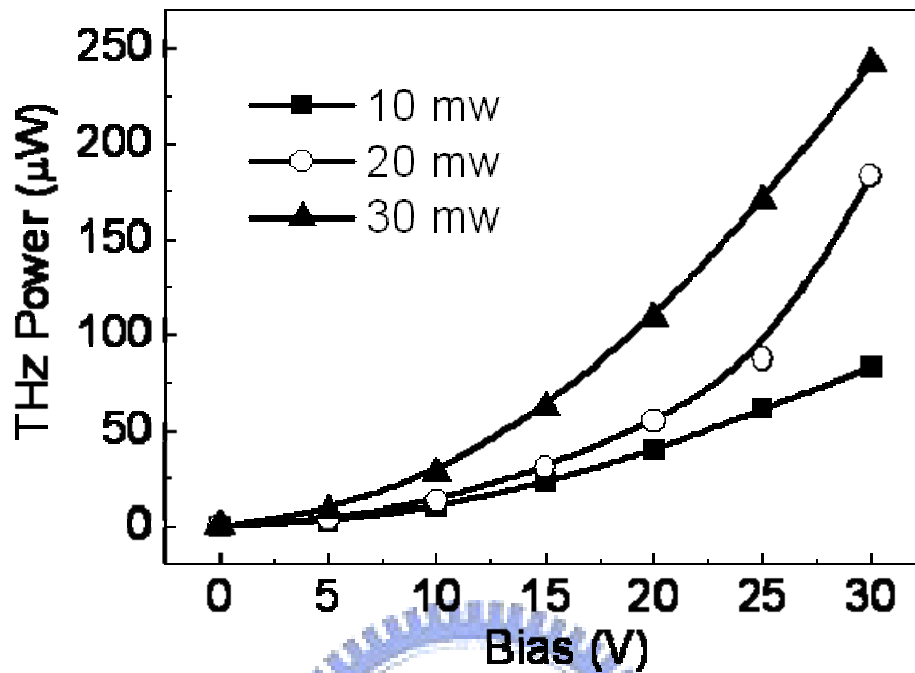


圖 4-7 spiral antenna 在不同雷射能量下兆赫波能量與偏壓的曲線圖

從圖 4-7 我們可以先固定偏壓在 20V 時，當雷射能量從 10mW 每 10mW 慢慢加到 30mW 時，兆赫波的能量也與雷射能量成正相關的變大，我們可以看出 spiral antenna 在雷射能量越高時所激發的兆赫波能量也相對的高。接下來我們固定雷射的能量為 30mW，我們慢慢的將 spiral antenna 的偏壓慢慢的從 0V 每 5V 慢慢的將電壓加到 30V，天線所激發兆赫波的能量與偏壓成正相關的變大，我們可以看出在固定雷射能量下，所加的偏壓越大其光導天線所激發出的兆赫波能量也越大。且我們可以注意到 spiral antenna 能夠產生的最大 THz 能量為 $250 \mu W$ 。

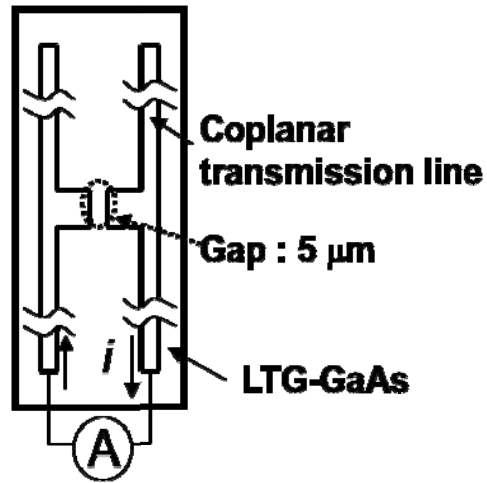


圖 4-8 dipole antenna 的天線結構

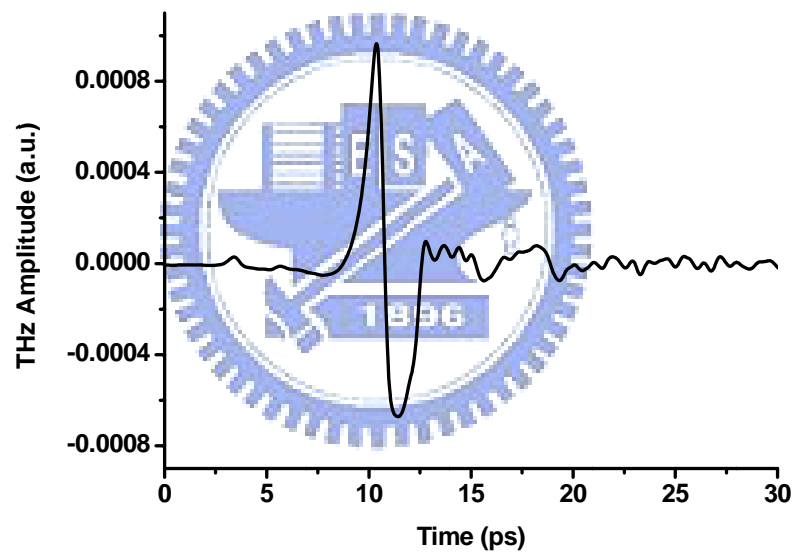


圖 4-9 dipole antenna 經由 TDS 系統取出的 THz

圖 4-9 為經由 TDS 系統取出 dipole antenna 的兆赫波，經由 lock-in amplifier 取出的最高值約為 2mV

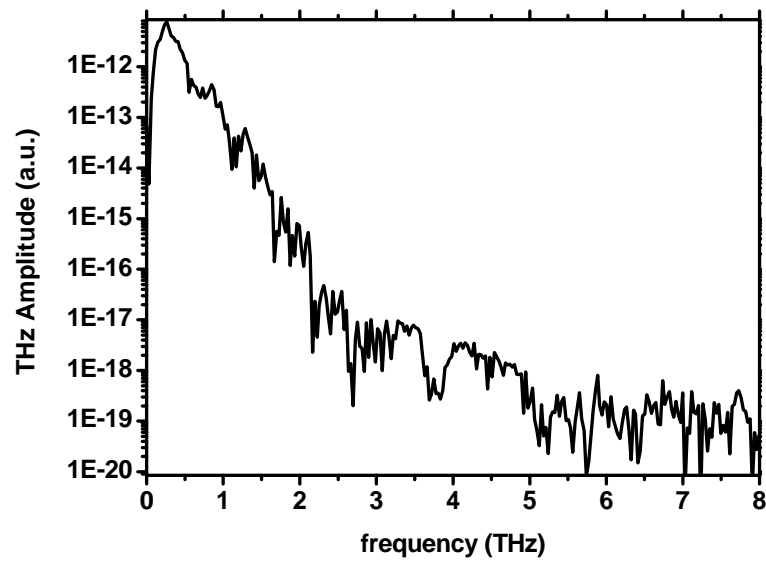


圖 4-10 dipole antenna THz 的頻譜圖

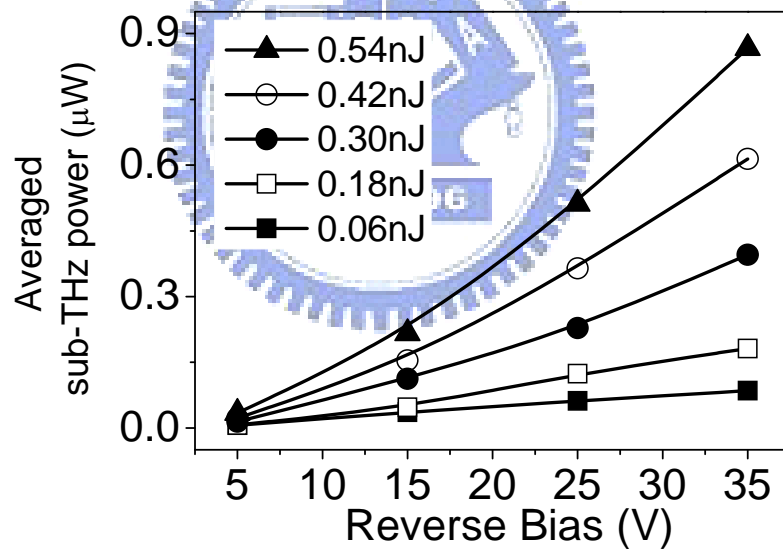


圖 4-11 dipole antenna 在不同雷射能量下兆赫波能量與偏壓的曲線圖

從圖 4-11 我們可以先固定偏壓在 25V 時，當雷射能量從 0.06nJ 每 0.12nJ 慢慢加到 0.54nJ 時，兆赫波的能量也與雷射能量成正相關的變大，我們可以看出 dipole antenna 在雷射能量越高時所激發的兆赫波能量也相對的高。接下來我們固定雷射的能量為 42nJ，

我們慢慢的將 dipole antenna 的偏壓慢慢的從 5V 每 10V 慢慢的將電壓加到 35V，天線所激發兆赫波的能量與偏壓成正相關的變大，我們可以看出在固定雷射能量下，所加的偏壓越大其光導天線所激發出的兆赫波能量也越大。且我們可以注意到 dipole antenna 能夠產生的最大 THz 能量為 $0.9 \mu W$ 。因此我們將選取 spiral antenna 當我的激發端與接收端。

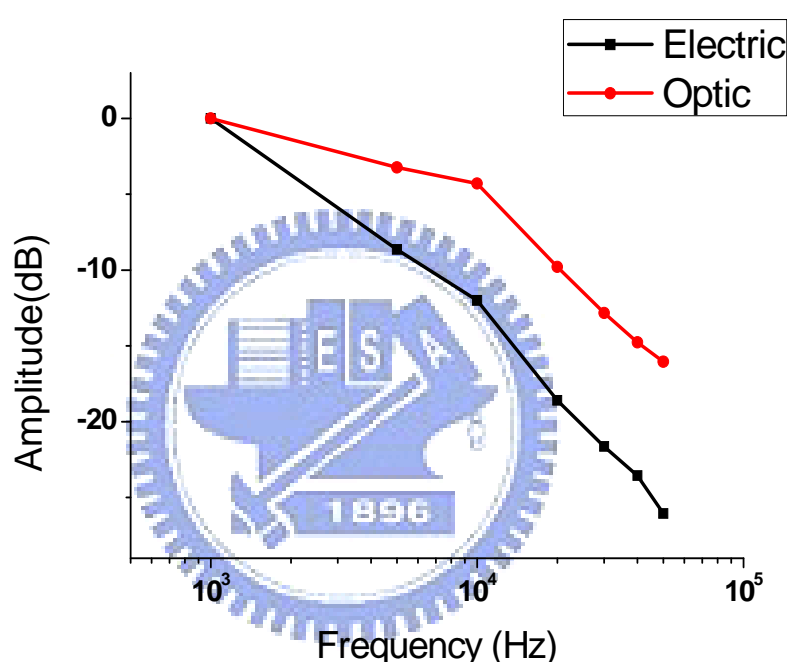


圖 4-12 在 spiral antenna 中光調變與電調變的頻率響應比較

當我們決定利用產生 THz 能量比較大的 spiral antenna 時，接下我們將比較兩種不同的調變方式，其中一種方式是 Manchester coding 經由編碼成電訊號再經由光導天線傳送出去我們稱為電調變，另一種方式是 Manchester coding 經由編碼成光訊號再經由光導天線傳送出去我們稱為光調變。圖 4-12 為光調變與電調變在 spiral antenna 頻率響應圖，我們可以看出來光調變訊號的頻率響應有比電調變得來得好。另外我們也可以從接

收到的振幅大小來看，我們也發現到經由光調變的訊號所接收到的訊號有比電調變來的大。經由所接收到的振幅大小以及頻率響應，光調變對於我們傳輸訊號能提供更好的傳輸品質因此我們利用光調變來傳輸我們的訊號。

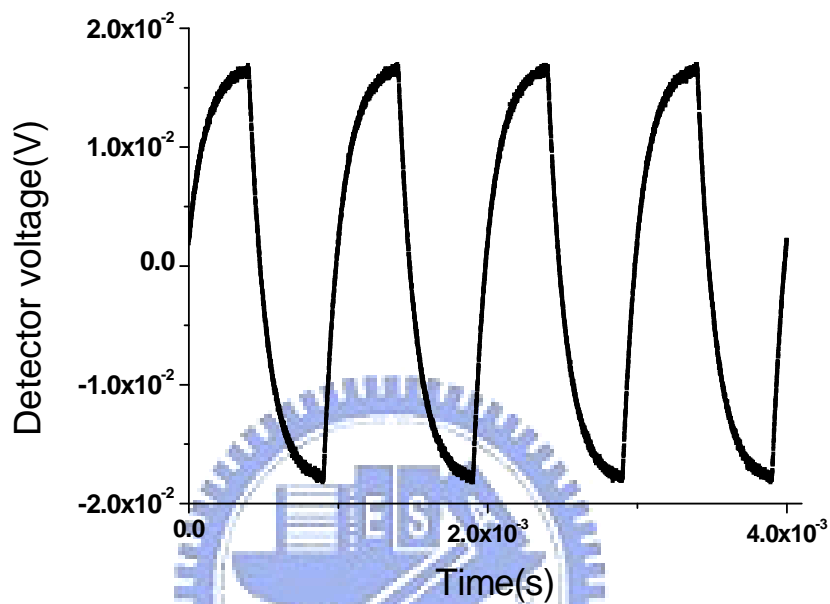


圖 4-13 方波在 1KHz 經由光調變接收端所接收到的訊號

圖 4-13 為我們利用 spiral antenna 當發射與接收端的天線，傳輸一個 1KHz 的方波其振幅為 5V 經由光調變發射出訊號，經由接收端所接收到的訊號其振幅為 31.1mV。

4.2 OOK 與 Manchester 比較

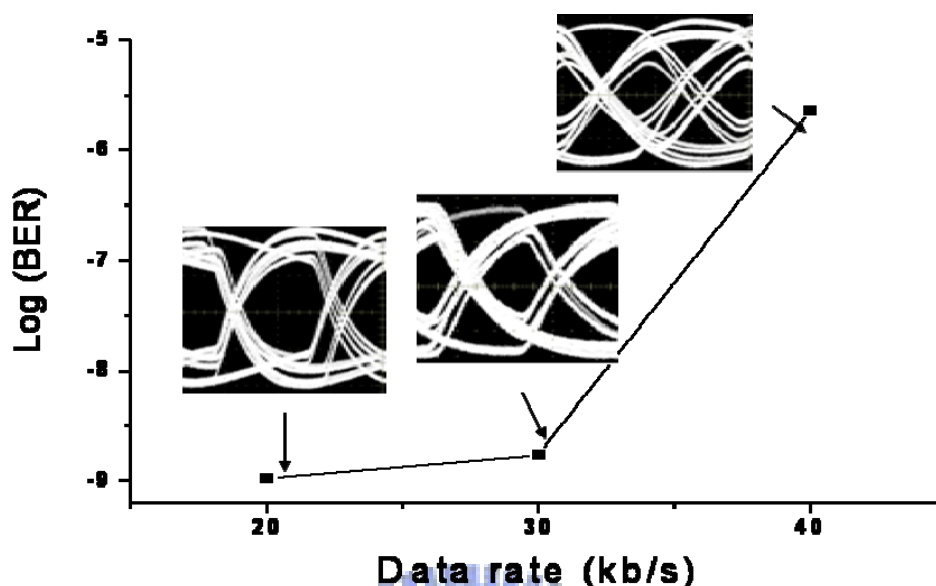


圖 4-14 spiral antenna 在不同的 data rate 下的 bit-error rate 值與其眼圖

圖 4-14 為 on-off-keying(OOK)訊號經由 AOM 將電訊號轉變為光訊號，並將調變過後的光訊號照射在固定偏壓下的 spiral antenna。我們將 OOK 的訊號從 20kb/s 每 10kb/s 慢慢加到 40kb/s，可以看出接收端的 BER 從 10^{-9} 降到 10^{-6} ，BER 全名 bit error rate 若 BER 為 10^{-9} 代表在每 10^9 位元中才有一個傳輸錯誤，因此我們可以知道錯誤率越小所接收到訊號越好。另外還有一個判斷接收訊號的好壞方式為眼圖，當眼圖開的越開其接收越能分辨出哪一個是 0 哪個是 1，從圖 4-13 可以看出 data rate 在 20kb/s 比在 40kb/s 來得開很多，從而能知道 data rate 越高接受端的訊號越差。

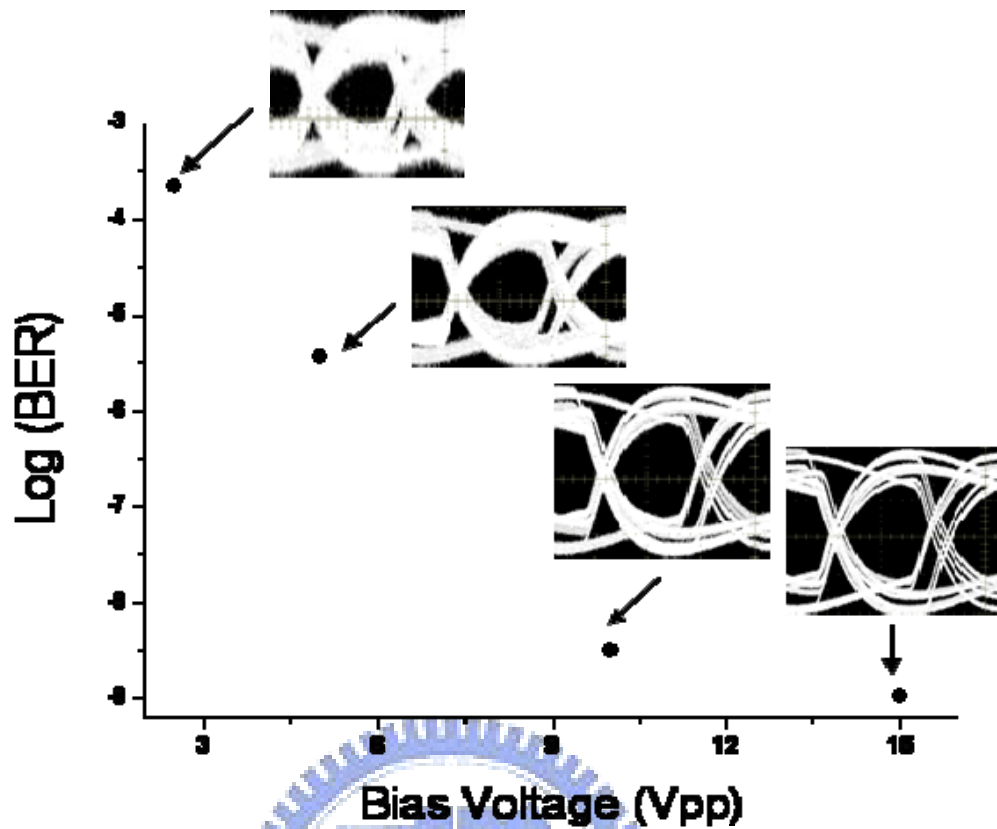


圖 4-15 on-off-keying 訊號在 data rate 為 20kb/s 不同偏壓下 bit-error rate 的值

圖 4-15 為 OOK 訊號在 data rate 為 20kb/s，在 spiral antenna 加不同偏壓下接收端所接收到 BER 值與眼圖。我們首先將偏壓從 2.5Vpp 慢慢加到 15Vpp，可以觀察到隨著電壓值的上升接收到的訊號 BER 值也越來越好，另外從眼圖也可以看出眼圖有越來越開的趨勢，也代表接收訊號越來越好。

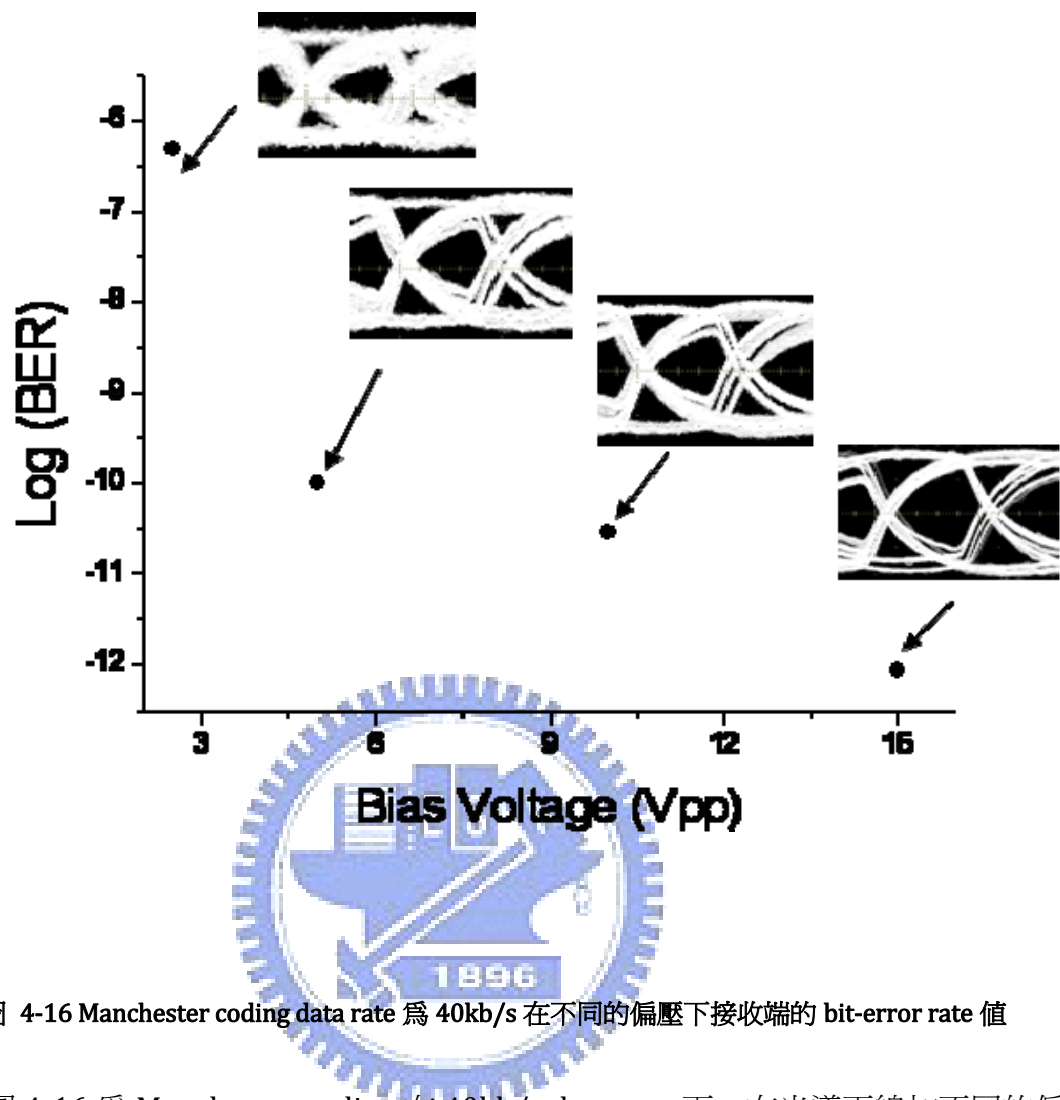


圖 4-16 Manchester coding data rate 為 40kb/s 在不同的偏壓下接收端的 bit-error rate 值

圖 4-16 為 Manchester coding 在 40kb/s data rate 下，在光導天線加不同的偏壓，接收端所接收到的 BER 值與眼圖。由於 OOK 轉化成 Manchester 中 OOK 一個位元裡會被拆成兩部分因此在 OOK 傳輸的 data rate 為 20kb/s 將在 Manchester 的 data rate 裡變成 40kb/s 其中而接收端的 BER 值與眼圖是經由 different amplifier 解調出的結果。我們可以看出接收端的 BER 值隨著偏壓越大其值也越來越小，並且也可以從眼圖看出隨著偏壓越加越大眼圖也越來越開，代表著接收端可以清楚的分辨哪些是 0 哪些是 1。

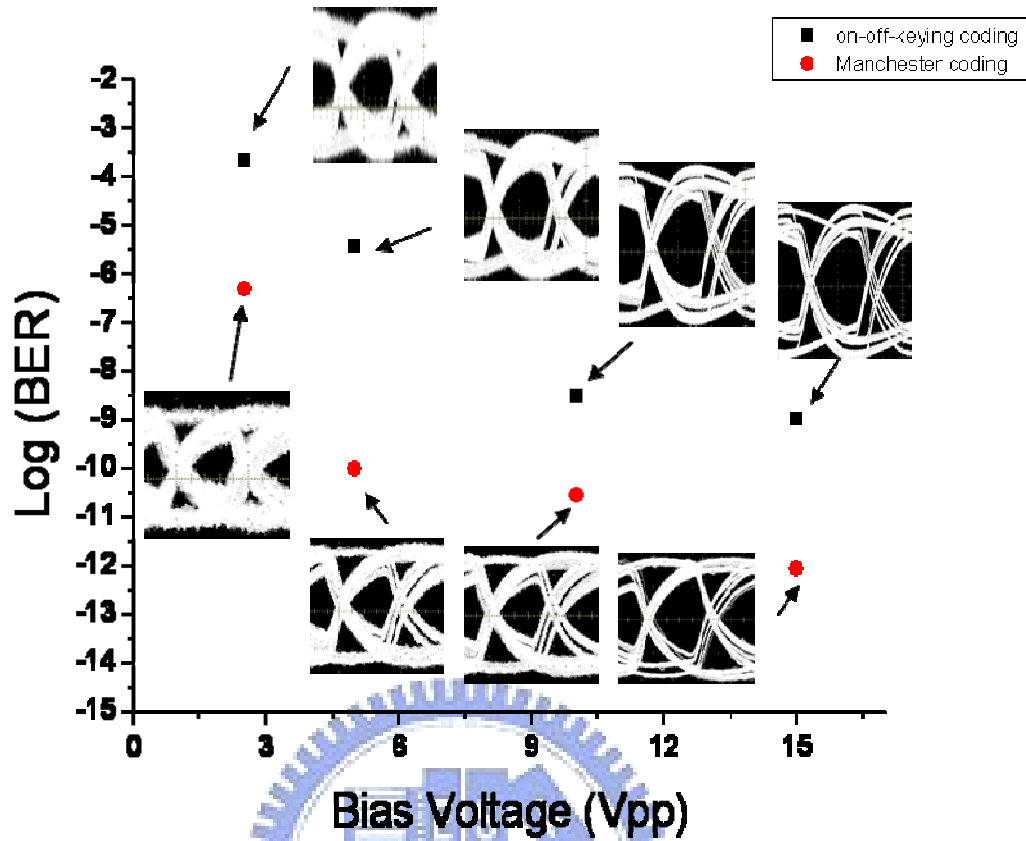


圖 4-17 為 on-off-keying 與 Manchester coding 的比較

圖 4-17 為 OOK 與 Manchester coding 的比較我們可以看出在固定相同偏壓下，Manchester coding 接收端的 BER 值都比 OOK 來的低，而且眼圖也都可以看出較 OOK 開。我們也可以看到 OOK 從偏壓 2.5Vpp-15Vpp 其 BER 值都小 10^{-9} ，但是 Manchester coding 除了 2.5Vpp 外其餘 BER 值都小於 10^{-9} 。若從整體的兩條去線來看可以知道 BER 值 Manchester coding 都較 OOK 往下改善，代表 Manchester coding 在 THz communication 改善傳輸的品質。

4.3 影像訊號傳輸

接下來我們將利用 spiral antenna 來傳輸影像訊號，圖 4-18 為實驗架構圖我們將影像訊號經由放大器再將訊號經由 spiral antenna 傳輸出去，再經由 spiral antenna 接收訊號並經由個人電腦將訊號還原成原來的影像訊號。

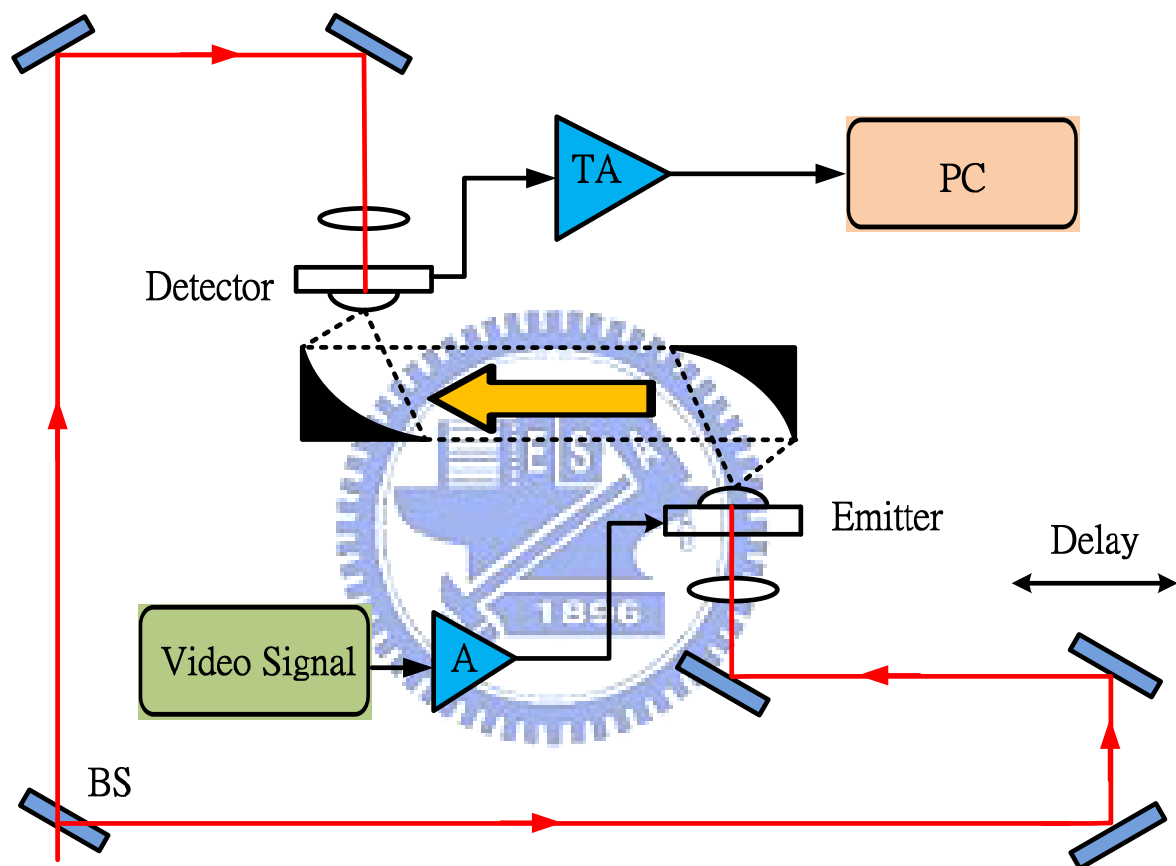


圖 4-18 為利用 spiral antenna 傳輸影像訊號

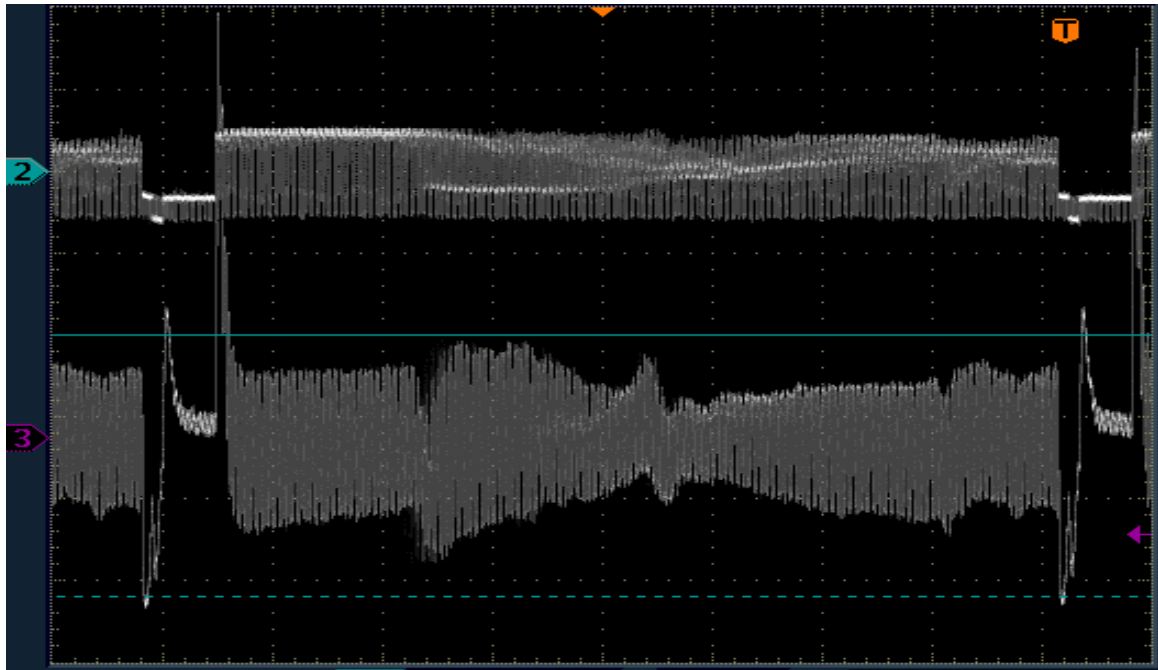


圖 4-19 上圖為原始的影像訊號；下圖為經由天線接收並經由解調後的影像訊號

圖 4-19 上圖為原始的影像訊號其振幅為 4.8V，下圖為經由天線接收並經由解調後的影像訊號，我們可以看到接收到的訊號從原本的彩色變成黑白，其受限於 spiral antenna 的頻率響應使得較高頻的色彩資訊都失真。未來改善天線的頻率響應將能完美的接受影像訊號。

5 結論與未來展望

這一章我們將對前面章節所提的理論與實驗結果作一總結，並對未來展望也做一個簡單得討論。

5.1 結論

我們實驗結果證明 Manchester coding 在 THz communication 可以有效的改善傳輸的品質，這可能是次世代短距離與高速率傳輸的候選人。OOK 訊號在偏壓為 15Vpp 下 data rate 為 20kb/s 為可接受的 BER 值小 10^{-9} ，隨著 data rate 往上提升 BER 值會趨於傳輸品質低。

Manchester 訊號與 OOK 訊號在相同的 data rate 與偏壓為 15Vpp 時，Manchester 訊號有比較好的傳輸品質 $BER < 10^{-10}$ 。若我們將偏壓往下降代表傳輸的訊號能量也越小，我們還是可以得到 Manchester 訊號有比 OOK 訊號好的傳輸品質。代表 Manchester 訊號能改善 THz communication 的傳輸品質。

Manchester 訊號由於在每個位元中有上升與下降代表不同的值，這可以改善 OOK 訊號在同步的問題，也可以改善接收訊號的品質。Manchester 可防止時脈同步的遺失，也能防止來自低位元位移錯誤，且也應用在小功率傳輸的無線通訊系統中。在乙太網路(Ethernet)中是一個同步時脈編碼技術，被物理層使用來編碼一個同步位元的時脈和資料

5.2 未來展望

Manchester coding 在光纖通訊的運用或是在無線通訊的運用，都有實際上被運用並有很明顯的好處，這次實驗也證明出 Manchester coding 在 THz communication 也有很好的改善效果。未來隨著 data rate 速度的往上升 Manchester coding 將會有更好的發揮。



6 參考文獻

- [1] G. Aiello, G. Rogerson, D. Commun, and C. San Diego, "Ultra-wideband wireless systems," *IEEE microwave magazine*, vol. 4, pp. 36-47, 2003.
- [2] M. Beard, G. Turner, and C. Schmuttenmaer, "Terahertz spectroscopy," *Journal of Physical Chemistry B*, vol. 106, pp. 7146-7159, 2002.
- [3] E. Mueller and A. DeMaria, "Broad bandwidth communication/data links using terahertz sources and Schottky diode modulators/detectors," 2005, p. 151.
- [4] N. Bloembergen, *Nonlinear optics*: World Scientific, 1996.
- [5] B. Salem, D. Morris, V. Aimez, J. Beerens, J. Beauvais, and D. Houde, "Pulsed photoconductive antenna terahertz sources made on ion-implanted GaAs substrates," *JOURNAL OF PHYSICS CONDENSED MATTER*, vol. 17, p. 7327, 2005.
- [6] R. Boyd and B. Masters, "Nonlinear optics," *Journal of Biomedical Optics*, vol. 14, p. 029902, 2009.
- [7] D. Cheng, *Field and wave electromagnetics*: Addison-Wesley Reading, Mass, 1989.
- [8] S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas," *Applied Physics Letters*, vol. 70, p. 559, 1997.
- [9] T. Liu, G. Lin, Y. Chang, and C. Pan, "Wireless audio and burst communication link with directly modulated THz photoconductive antenna," *Optics Express*, vol. 13,

pp. 10416-10423, 2005.

- [10] R. Cramer, M. Win, and R. Scholtz, "Impulse radio multipath characteristics and diversity reception," 1998.
- [11] J. Darrow, X. Zhang, D. Auston, and J. Morse, "Saturation properties of large-aperture photoconducting antennas," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 1607-1616, 1992.
- [12] E. Funk, S. Ramsey, and C. Lee, "A photoconductive correlation receiver for time-hopped wireless spread-spectrum radio," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 8, pp. 229-231, 1998.
- [13] B. Saltzberg, "Manchester code receiver," Google Patents, 1989.
- [14] D. Porcino and W. Hirt, "Ultra-wideband radio technology: potential and challenges ahead," *IEEE Communications Magazine*, vol. 41, pp. 66-74, 2003.
- [15] M. Mikulics, E. Michael, R. Schieder, J. Stutzki, R. Gusten, M. Marso, A. Van der Hart, H. Bochem, H. Luth, and P. Kordo?, "Traveling-wave photomixer with recessed interdigitated contacts on low-temperature-grown GaAs," *Applied Physics Letters*, vol. 88, p. 041118, 2006.
- [16] J. Roberson and C. Crowe, *Engineering fluid mechanics*. Houghton Mifflin Company, 1975.
- [17] S. Park, M. Melloch, and A. Weiner, "Comparison of terahertz waveforms

- measured by electro-optic and photoconductive sampling," *Applied Physics Letters*, vol. 73, p. 3184, 1998.
- [18] E. Funk and C. Lee, "Free-space power combining and beam steering of ultra-wideband radiation using an array of laser-triggered antennas," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, pp. 2039-2044, 1996.
- [19] M. Ghavami, L. Michael, and R. Kohno, *Ultra wideband signals and systems in communication engineering*. Wiley, 2004.
- [20] S. Kono, M. Tani, and K. Sakai, "Ultrabroadband photoconductive detection: Comparison with free-space electro-optic sampling," *Applied Physics Letters*, vol. 79, p. 898, 2001.
- [21] T. Kleine-Ostmann, K. Pierz, G. Hein, P. Dawson, and M. Koch, "Audio signal transmission over THz communication channel using semiconductor modulator," *Electronics Letters*, vol. 40, p. 124, 2004.

7 附錄

7.1 Passive Optical Network

Passive Optical Network (PON)是一種點到多點的光纖存取技術，是由一個局端設備(Optical Line Terminal；OLT)行經一條光纖網路，並透過光分歧器，傳送到多個遠端設備 (Optical Network Unit；ONU)。由於局端設備(OLT)的光纖是由 2~32 個住家用戶分享，光纖的頻寬及傳輸速率也是由 2~32 個住家用戶分享，因為 PON 的架構特性在分割的階段也會造成高度的傳訊損失。PON 傳輸距離可達到 20 公里，除了局端設備(OLT)外，於區域及用戶端無須任何主動電子設備，也因此他擁有低成本的好處。

典型的 PON 系統，採用分波多工技術進行上下行訊號的傳輸。下行訊號採廣播方式發送到各個 ONUs，在上行方向，則利用 TDMA(Time-Division Multiple-Access) 或 WDMA (Wave-Division Multiple-Access) 做為用戶端 ONU 之多重接取機制。

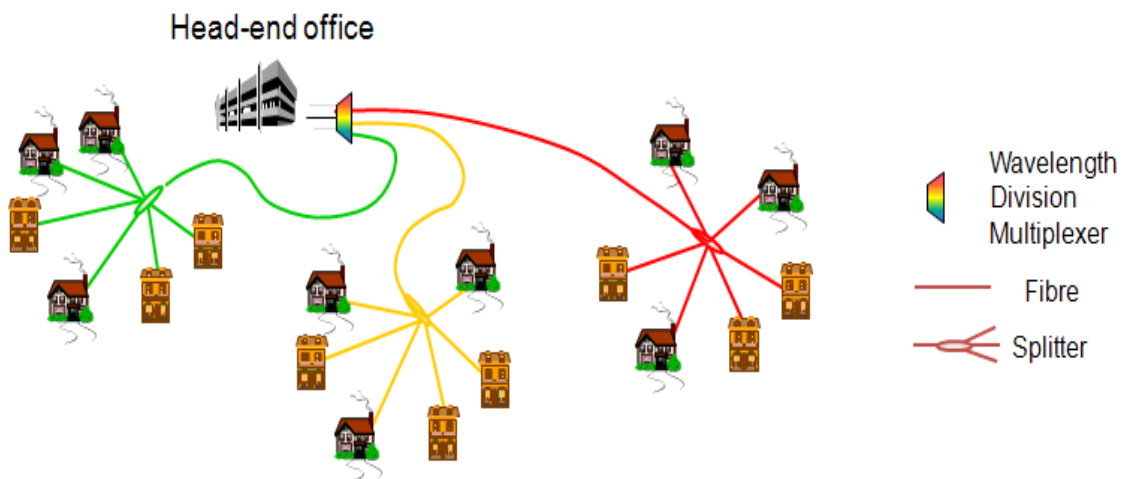


圖 7-1 Passive Optical Network 架構圖

在各種型態的 PON 中未來以 WDM-PON 最具有發展潛力，WDM-PON 中每一個上傳的用戶將被分配一個獨立的通道，因此不會有頻寬分享的問題且能隨時上傳的優點，且由於波長分工器不會有能量減少的而造成 Signal-to-noise ratio(SNR)降低的問題，然而每個用戶都必須要裝一個可調式的雷射，因此產生成本太高的問題。

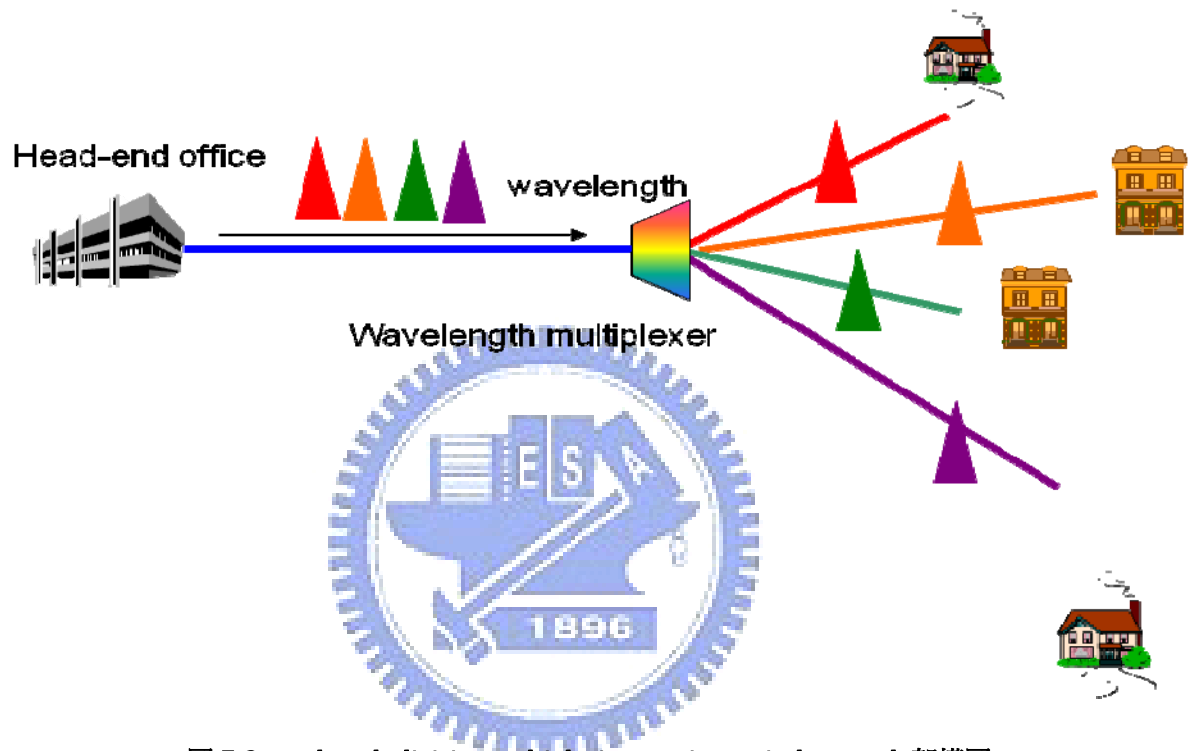


圖 7-2 wavelength-division multiplexing passive optical network 架構圖

在 WDM-PON 中每個用戶擁有獨立的通道，但是每個用戶其實不太需要那麼大的頻寬，所以發展出複合型的 DWDM-TDM PON，他結合 DWDM 與 TDM 的優點，首先在 ONU 端利用 TDM 的型式將每個上傳的訊號集結起來再利用 WDM 型式把訊號傳給 OLT 端，這樣將可以有效的利用頻寬。而且複合型的 DWDM-TDM PON 是將雷射放置到 OLT，每個用戶裝置 reflective modulator，由於這些費用將有每個 ONU 平均分擔可以使得成本大大的降低。

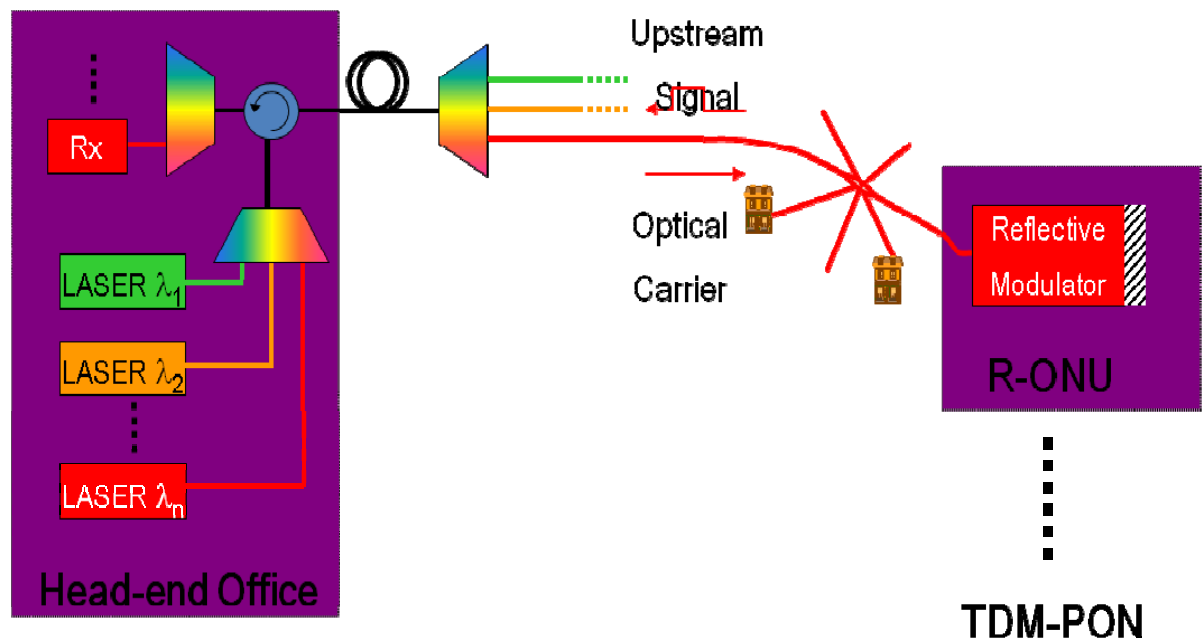


圖 7-3 複合型 DWDM-TDM PON

7.2 Rayleigh backscattering

在光纖傳輸中會有 Rayleigh backscattering 的產生，在複合型 DWDM-TDM PON 的系統架構中將會明顯的干擾 ONU 所上傳的訊號，以下將說明 Rayleigh backscattering 對複合型 DWDM-TDM PON 的影響。

圖 7-4 為載波產生 Rayleigh backscattering 示意圖。當 OLT 端傳送一個載波給 ONU 端途中，載波會在光纖中產生 Rayleigh backscattering，此時產生的 Rayleigh backscattering 將會造成 ONU 端要上傳給 OLT 端的訊號互相干擾，讓上傳的訊號品質受到影響。由於是載波產生的 Rayleigh backscattering 因此以下將簡稱 CB。

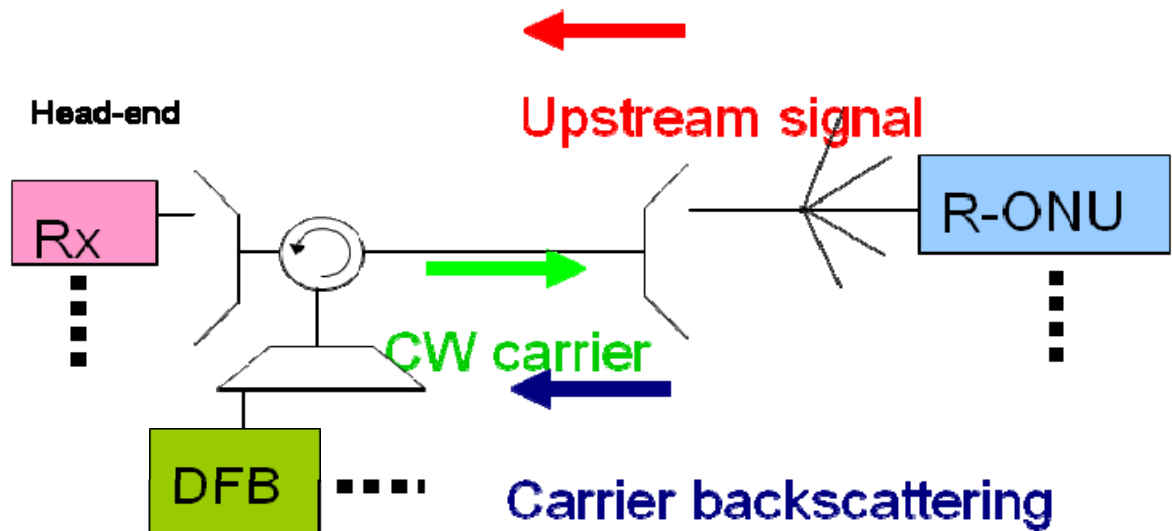


圖 7-4 載波產生的 Rayleigh backscattering

另一種 Rayleigh backscattering 如圖 7-5 所示，當 ONU 端要上傳訊號給 OLT 端中途會產生 Rayleigh backscattering，此 Rayleigh backscattering 會再經過一次調變造成上傳訊號的失真。由於是由上傳訊號所產生的 Rayleigh backscattering 以下將簡稱 SB。

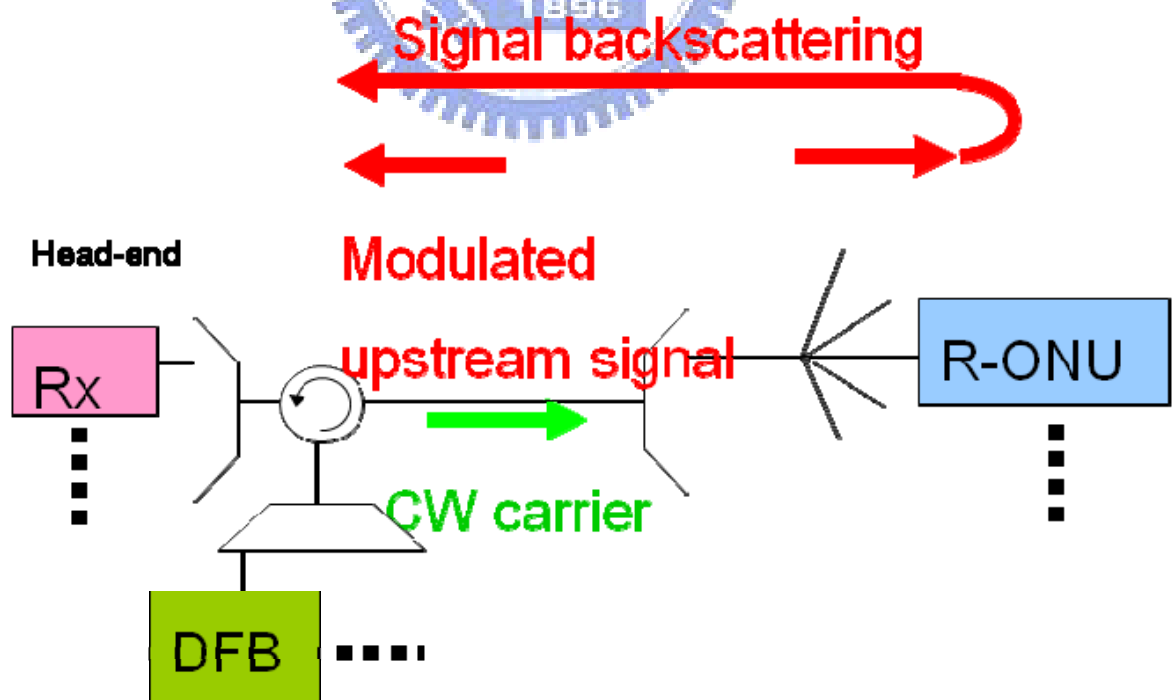


圖 7-5 上傳訊號產生的 Rayleigh backscattering

7.3 模擬結果

圖 7-6 為 carrier generated Rayleigh backscattering 模擬架構圖，在圖的左上方主要是用來模擬 ONU 端上傳給 OLT 端的上傳訊號，而圖的左下方是用來模擬 OLT 端傳載波給 ONU 端中途所產生的 Rayleigh backscattering。在其兩個後端都將放上可調變式光衰減器與 power meter，這樣我們才能調整 Rayleigh backscattering 對上傳訊號影響的大小。在模擬 Rayleigh backscattering 的後面我們又多加上一個固定式的光衰減，主要的原因 Rayleigh backscattering 不是百分之百的影響，因此需要加上一個固定式的光衰減器減少對上傳訊號的影響。

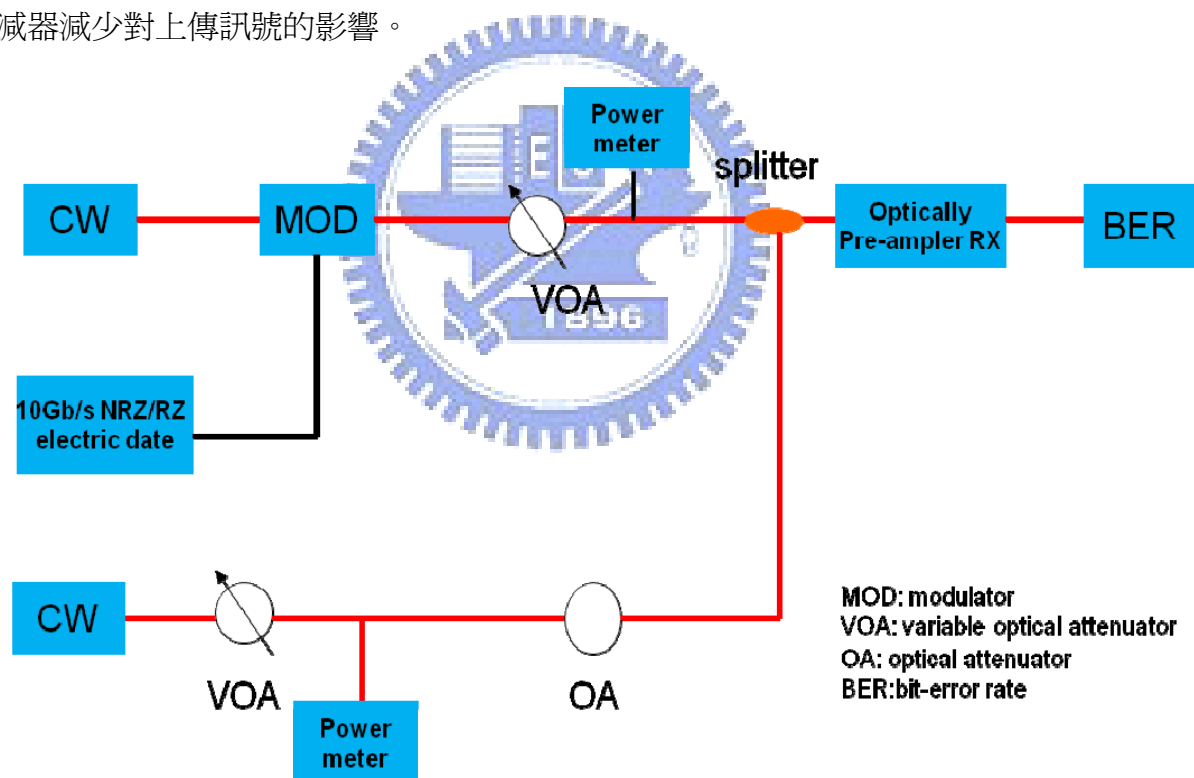


圖 7-6 Carrier generated Rayleigh backscattering 架構圖

圖 7-7 為 signal generated Rayleigh backscattering 模擬架構圖，在圖的左上方主要是用來模擬 ONU 端上傳給 OLT 端的上傳訊號，而圖的左下方是用來模擬 ONU 端上傳訊

號給 OLT 端中途所產生的 Rayleigh backscattering，特別需要注意的事由於上傳訊號所產生的 Rayleigh backscattering，是經過兩次的調變後才影響到上傳訊號。在其兩個後端都將放上可調變式光衰减器與 power meter，這樣我們才能調整 Rayleigh backscattering 對上傳訊號影響的大小。在模擬 Rayleigh backscattering 的後面我們又多加上一個固定式的光衰减，主要的原因 Rayleigh backscattering 不是百分之百的影響，因此需要加上一個固定式的光衰减器減少對上傳訊號的影響。

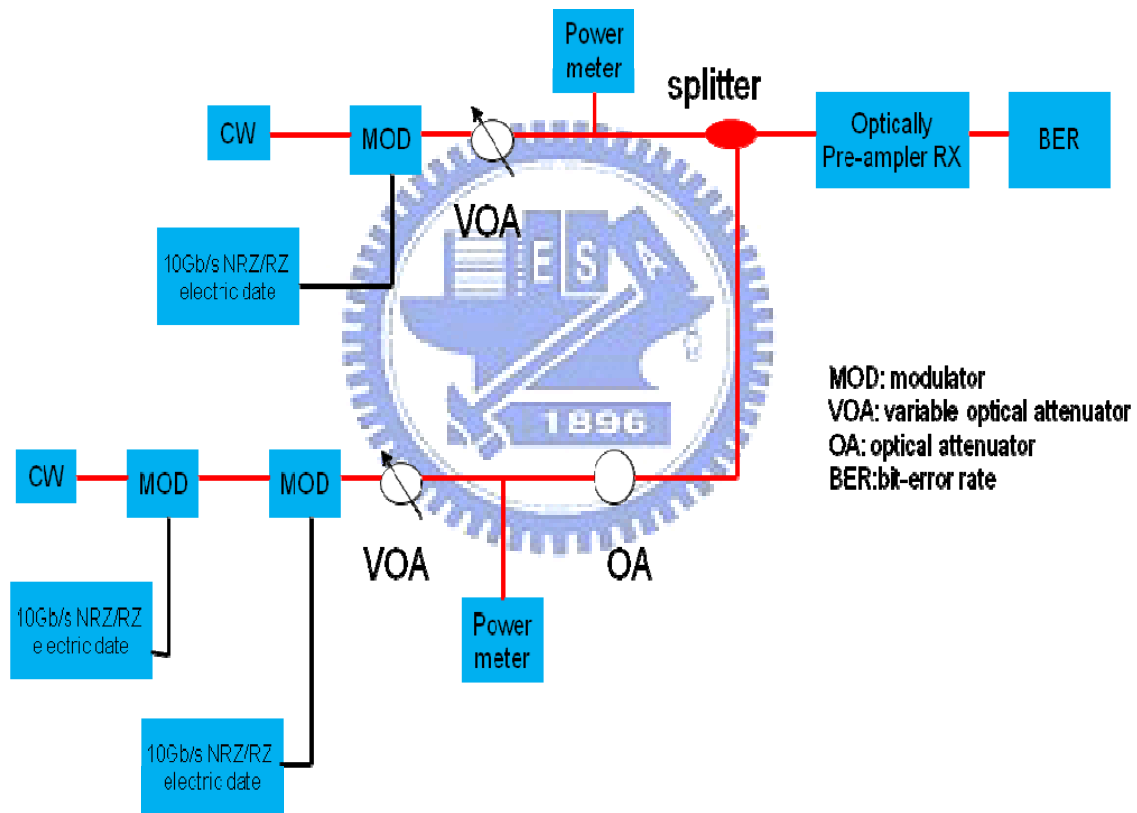


圖 7-7 Signal generated Rayleigh backscattering 架構圖

圖 7-8 為 NRZ 與 RZ 分別在 SB 與 CB 的模擬結果圖，首先看到 x 軸為 optical-single-to-Rayleigh-noise ratio(OSRNR)，其主要就是上傳訊號對 Rayleigh-noise 的影響值，例如假設上傳訊號為-3dBm 而 Rayleigh-noise 為-43dBm，將上傳訊號減掉

Rayleigh-noise 爲 $-3 - (-43) = 40$ 可以得到 OSRNR 爲 40dB，也可以注意到由於上傳訊號遠大於 Rayleigh noise 將視為沒有雜訊的情形。接下來從 OSRNR 爲 23dB 延著此線往上看，能夠看出來在 penalty at BER of 10^{-9} RZ 的 CB 與 SB 都比 NRZ 來得好。

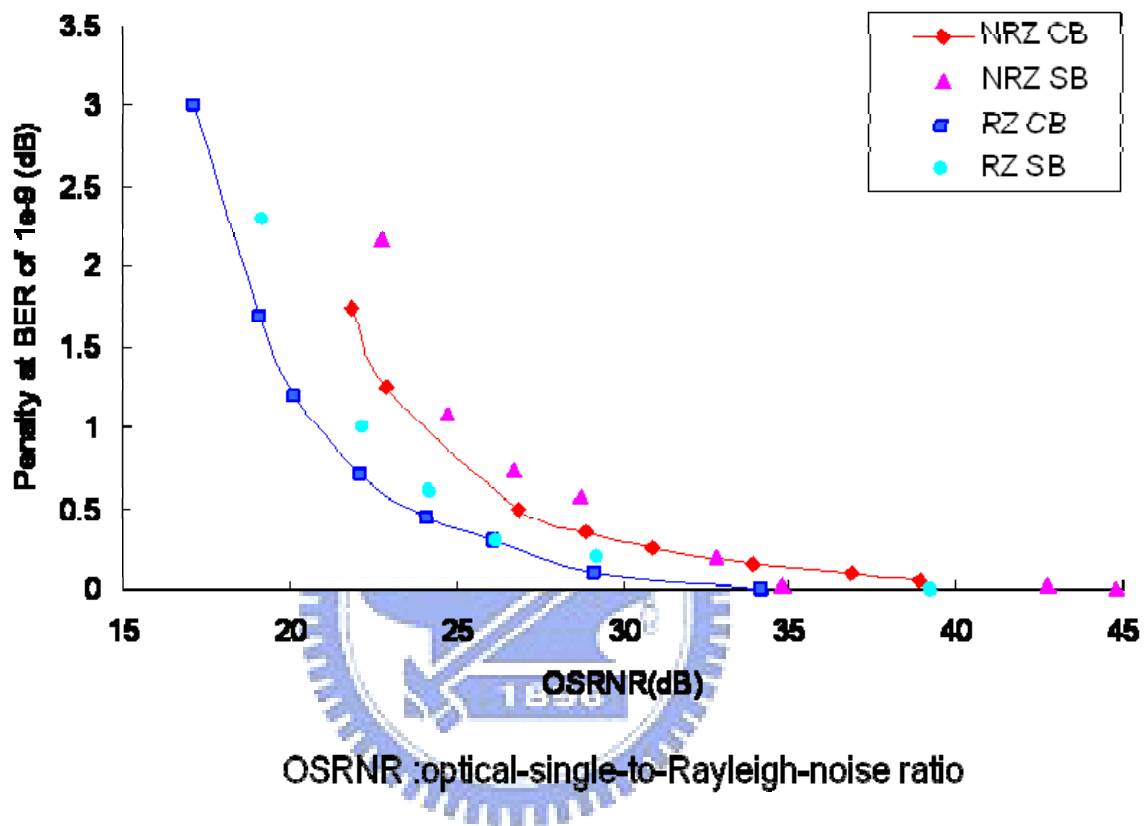
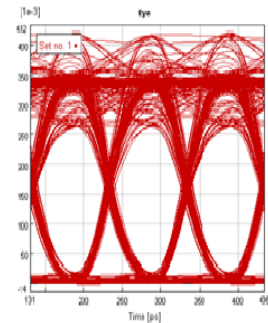
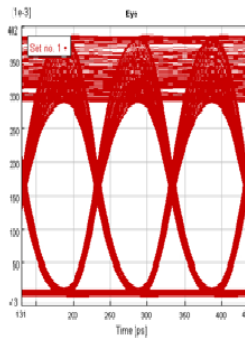
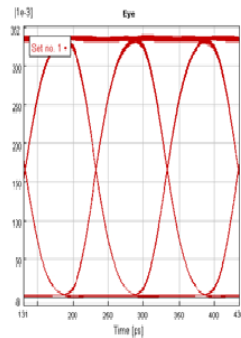


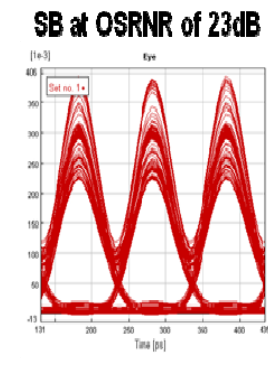
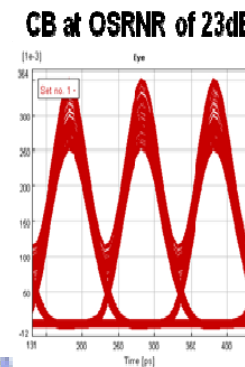
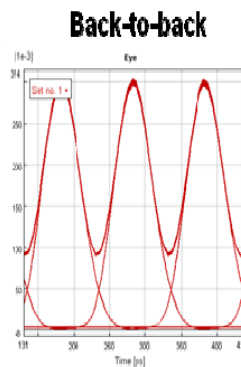
圖 7-8 NRZ 與 RZ 模擬結果圖

圖 7-9 爲 RZ 與 NRZ 分別在 back-to-back、CB at OSRNR of 23B 與 SB at OSRNR of 23dB 的眼圖，可以看得出來 RZ 的眼圖不管是在 CB at OSRNR of 23dB 或是在 SB at OSRNR of 23dB 都比 NRZ 開。代表 RZ 訊號可以改善 Rayleigh-noise，那為什麼 RZ 訊號可以改善 Rayleigh-noise 因在相同的平均輸出功率，RZ 訊號有比 NRZ 訊號較大的 peak 值，且由於 Rayleigh-noise 是平均分布的，因此 RZ 訊號最後眼圖會比 NRZ 開，進而改善 Rayleigh-noise。

NRZ



RZ



Back-to-back

CB at OSNR of 23dB

SB at OSNR of 23 dB

圖 7-9 RZ 與 NRZ 分別在 back-to-back、CB at OSNR of 23B 與 SB at OSNR of 23dB 的眼圖

圖 7-10 為 NRZ 與 RZ 訊號在沒有 Rayleigh-noise 下所需要的 receiver power。可以從 y 軸等-9 值延此線往右看，對應到 RZ 訊號的 received power 為-39dBm 而 NRZ 訊號的 received power 為-36.5dBm。這表示若要在接收端接收 BER 值為 10^{-9} 的訊號。RZ 所需的 received power 將比 NRZ 來的小。

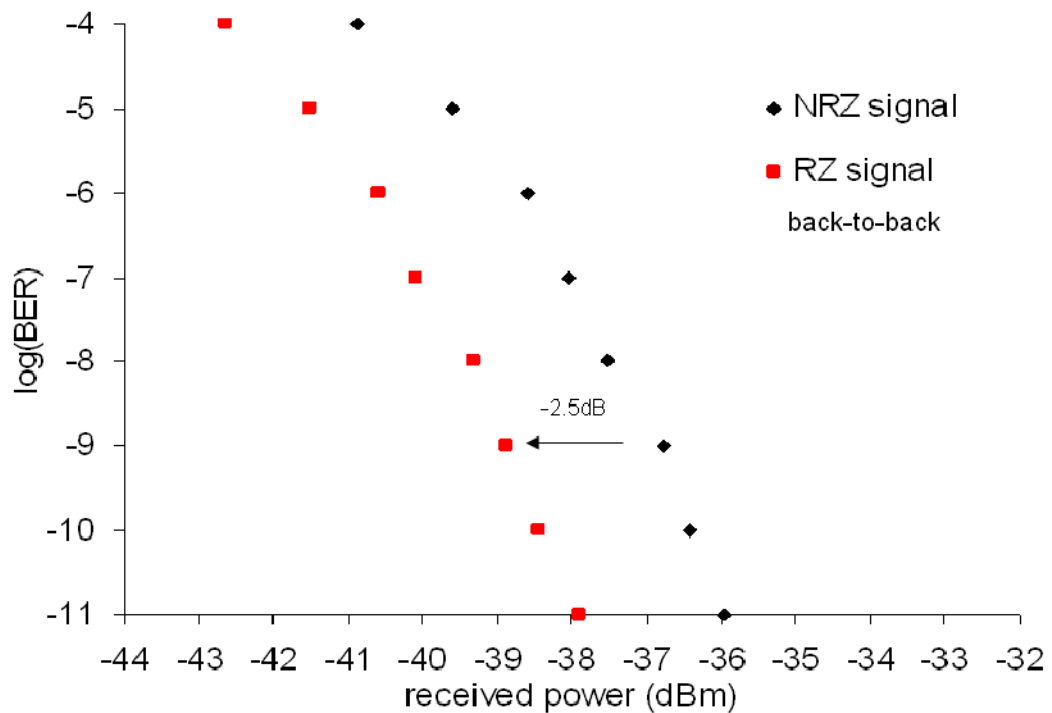


圖 7-10 NRZ 與 RZ 訊號在沒有 Rayleigh-noise 下所需要的 received power

7.4 結論

我們 identified 在 carrier distributed DWDM-PON Rayleigh backscattering(RB)是造成主要損害，也研究了兩種型態的 RB：Carrier-RB 和 Signal-RB。我們也顯示出 RZ 訊號能夠 improvement 3-4dB 的 Rayleigh-noise 比 NRZ 訊號。RZ 訊號將是次世代光纖通訊傳輸的候選人。