

國立臺灣大學理學院物理學研究所

碩士論文

Department of Physics

College of Science

National Taiwan University

Master Thesis

以強場雷射脈衝

與固態靶材交互作用產生高強度兆赫茲脈衝

Generation of Intense THz Pulse

by the Interaction of an Intense Laser Pulse with a Solid Target

謝奕賢

Yi-Hsian Hsieh

指導教授：汪治平 博士

Advisor: Jyhpyng Wang, Ph.D.

中華民國 100 年 12 月

December, 2011

## 誌謝

首先要誠摯地感謝我的指導恩師：汪治平教授與陳賜原教授，謝謝老師們提供了最佳的實驗設備，最好的學習環境，並且無私的傾囊相授，讓我有機會進行尖端的科學研究，訓練我的邏輯思辨能力和執行力能更精進。汪老師的學問和風範是我所憧憬的，因此當年考上研究所後毫不遲疑地選擇來強場物理實驗室報到，在老師的帶領下，鑽研前沿、新奇的科學題目。後來發現，能從老師那兒學到的不僅是專業的學術知識，老師克勤克儉，從不浪費一分公帑的原則，更是我欽佩的典範。再來要再次感謝陳老師，我的實驗技巧、實驗方向，是陳老師不厭其煩的指導下漸漸成型的，老師時常陪我們開會開到天黑還沒回家，從不計較。老師的指導帶給我們莫大的幫助，在我心目中陳老師的學問和敏銳度都是第一流的科學家。

其次要感謝實驗室的學長，同學，以及學弟們的扶持提攜。謝謝組長彥穆，沒有你的帶領和與我一起熬夜做實驗，這篇論文不可能完成，感謝你在我氣餒時，給我的分析和鼓勵；再來謝謝我的同期同學：哈立忠和謝宗翰，一路走來有你們真好；接著我要感謝黃筱庭同學、林志明學弟：謝謝筱庭，妳的成果為實驗室的兆赫茲波研究打下了基礎，我更要謝謝志明，在你自己也面臨畢業壓力的情形下，毫不吝惜地付出自己的時間協助我的實驗。最後我要感謝在中大實驗室的何彥政學長、洪德昇學長，不管我在中大做實驗時遇到了怎麼樣的雷射困難，你們總是願意付出很多的時間，憑著高超的雷射知識和嚴謹的做事態度，無私地為我解決一個又一個的難題。當然我也要感謝駐地中大和我同期的同學們，一起付出了歡笑與汗水。

再來，謝謝我的好朋友，張耕維、陳昶互、蔡健男、士凱、妍絜等人，這麼有同理心又為我著想的朋友要去哪裡找呢？沒有你們的鼓勵和建議，我是無法走到最後的。

還有非常重要的，我要謝謝最照顧我，一路看著我從大一成長到今日的林清涼師，謝謝老師在課業、生活各方面對我的關心關懷，殷殷期盼我能早日拿到學位邁入人生的下一個階段。在台大物理系這個大家庭中，我從老師處得到最多的支持和鼓勵。

最後，我要感謝我的家人，我在台東的姑姑跟奶奶，妳們是我至親的家人；最後，謹以本文獻給我的父親和母親，謝謝你們為我做的一切。人生即將往下一個階段邁進，我會更努力，讓你們驕傲而放心！



## 中文摘要

兆赫茲波是頻率介在紅外光與微波之間的電磁波，波長範圍在  $30\text{ }\mu\text{m}$  到  $3\text{ mm}$  之間，許多分子的振動、轉動能階能量皆落在這個波段，使兆赫茲波光源成為研究物質的絕佳利器，在天文、化學、凝態物理、生物醫學皆有重要的應用。但是產生高強度的兆赫茲波不容易，幸好，超短脈衝雷射的誕生帶來了曙光：光導天線、光整流、四波混頻、雷射與固態靶材交互作用等方法，不但產生了具時間解析能力的兆赫茲脈衝，並且將單發脈衝的兆赫茲波能量提升到  $\mu\text{J}$  的等級。

不過就應用的需求來說， $\mu\text{J}$  等級的能量仍是不足的，世界各地的團隊迄今仍致力於改良現有的產生方法，期能將光強度大幅提升。2005 年，中國科學院物理研究所的盛政民教授等人針對以往的雷射與固態靶材交互作用的實驗結果，提出線性模式轉換的物理機制來解釋兆赫茲波產生。根據他們的理論，固態靶材表面預游離電漿的密度梯度大小對兆赫茲波產生有決定性的影響，只要適當控制電漿環境，可能可以產生高強度兆赫茲波。

本實驗便是以該理論為指引，多使用一道雷射預脈衝，有系統的控制主脈衝入射前的電漿環境，期能驗證盛政民等人的模型，並且提升現有的兆赫茲脈衝能量紀錄。實驗結果發現，電漿密度梯度比較平緩的環境，有利於兆赫茲波光源的產生，與盛政民等人的預測並不相違背；此外，我們一舉將單發兆赫茲脈衝能量的紀錄提升到近  $20\text{ }\mu\text{J}$ ，產生高強度的兆赫茲波脈衝光源。

## ABSTRACT

Terahertz wave is electromagnetic wave ranging from  $30\text{ }\mu\text{m}$  to  $3\text{ mm}$ . Because a large portion of molecules have vibrational states and rotational states with energy at same order of Terahertz photon, Terahertz source becomes a powerful tool to investigate micro world. It has wide applications in fields such as astronomy, chemistry, condensed physics, and biomedical sciences. Though Thz wave can play an important role in science field, the lack of intense terahertz light source frustrated the progress of its application. Fortunately, the invention of ultrashort pulse laser provide a series of new methods to generate THz wave. These methods include: photoconductive antenna, optical rectification, four-wave mixing, and laser-plasma interaction on surface of solid target. These methods not only raises the energy record of Thz production, but also produces Thz wave in pulse form, which means it can be the source of a time-resolved spectroscopy.

These methods can produce Thz pulse with energy as high as  $\mu\text{J}$  level per shot, but it still doesn't meet the need for applications. Many research groups are still working on the modification of these methods, wishing to raise the energy record. In 2005, group from Institute of Physics Chinese academy of sciences published their new result: Z.M. Sheng at el proposed a model to explain the Thz production in laser-plasma interaction on solid target. According to their theory, density scale length of preformed plasma plays an important role on THz generation. By controlling the plasma environment properly, intense THz pulse might be enhanced.

Guided by above model, our experiment is the first using a laser prepulse to control the plasma environment in order to verify the model and attempt to raise current energy record. Experimental result shows that longer density scale length profits THz generation. This result is in agreement with the model. Moreover, Intense THz pulse is produced and has energy nearly  $20\text{ }\mu\text{J}$  per shot.

# CONTENTS

口試委員會審定書 .....	#
誌謝 .....	i
中文摘要 .....	iii
ABSTRACT .....	iv
CONTENTS .....	v
LIST OF FIGURES .....	viii
LIST OF TABLES .....	x
<b>Chapter 1 緒論.....</b>	<b>1</b>
1.1    兆赫茲波段光源的用途與重要性 .....	1
1.2    兆赫茲波技術發展現況 .....	3
1.3    數種兆赫茲脈衝產生機制介紹 .....	5
1.3.1    光導天線 .....	5
1.3.2    光整流效應 .....	7
1.3.3    四波混頻 .....	8
1.4    雷射聚焦固態靶材產生兆赫茲波文獻回顧 .....	11
<b>Chapter 2 利用預脈衝雷射控制電漿環境以增強兆赫茲脈衝產生 .....</b>	<b>15</b>
2.1    學理探討－電漿環境對兆赫茲脈衝產生效率的影響 .....	16
2.1.1    相位匹配條件 .....	17
2.1.2    線性模式下的能量轉換效率 .....	19
2.1.3    尾跡場振幅強度與雷射參數的關係 .....	20
2.1.4    小結 .....	21

2.2	預脈衝雷射控制電漿環境 .....	23
2.2.1	預脈衝雷射控制電漿環境 .....	23
2.2.2	預脈衝參數設計 .....	25
<b>Chapter 3</b>	<b>實驗儀器架設與操作方法 .....</b>	<b>28</b>
3.1	一百兆瓦雷射系統 .....	28
3.2	光路系統 .....	31
3.2.1	光路介紹 .....	31
3.2.2	金鏡作為兆赫茲波導光鏡 .....	33
3.2.3	鋇與矽作為濾光材料 .....	34
3.3	錄音帶式靶材系統 .....	37
3.4	兆赫茲波能量量測系統 .....	41
3.4.1	量測系統光路介紹 .....	41
3.4.2	焦電偵測器( pyroelectric detector ) .....	43
3.5	光路校正步驟 .....	45
<b>Chapter 4</b>	<b>實驗結果與討論 .....</b>	<b>47</b>
4.1	中紅外光最佳化 .....	48
4.1.1	預脈衝光領先 1ns 和 9ns .....	48
4.1.2	預脈衝光領先 5.6ns .....	50
4.2	兆赫茲脈衝最佳化 .....	52
4.2.1	預脈衝光領先 5.6ns .....	52
4.2.2	預脈衝光領先 9.5ns .....	56
4.3	中紅外光極化方向以及主脈衝強度對輸出的影響 .....	60

<b>Chapter 5 結論與展望 .....</b>	<b>63</b>
5.1 結論 .....	63
5.2 展望 .....	64
<b>REFERENCE .....</b>	<b>66</b>



## LIST OF FIGURES

Fig. 1.1.1 電磁波頻譜圖(摘自 <a href="http://department.fzu.cz/lts/en/intro.htm">http://department.fzu.cz/lts/en/intro.htm</a> ) .....	1
Fig. 1.3.1 光導天線架設示意圖 .....	5
Fig. 1.4.1 H. Hamster 等人的實驗架設示意圖 .....	11
Fig. 1.4.2 大阪研究群的雷射對比度示意圖 .....	13
Fig. 1.4.3 Yuang Gao 等人所量測到的兆赫茲波時域波形 .....	13
Fig. 2.1.1 電漿固有振盪頻率與電漿波、電磁波之間的色散關係 .....	17
Fig. 2.1.2 線性變化的電漿密度環境 .....	18
Fig. 2.2.1 本實驗採用一可控制的預脈衝來調變主脈衝打入前的電漿環境 .....	23
Fig. 2.2.2 預脈衝的能量大小與電漿的演化時間決定了電漿密度環境 .....	25
Fig. 2.2.3 二維參數空間掃描 .....	27
Fig. 3.1.1 啾頻脈衝放大示意圖 .....	29
Fig. 3.1.2 雷射系統邏輯流程示意圖 .....	30
Fig. 3.2.1 實驗光路架設 .....	32
Fig. 3.2.2 光對矽的穿透率因頻率不同而異 .....	34
Fig. 3.2.3 電磁波對鋒的穿透率 .....	35
Fig. 3.2.4 電磁波對 BK7 玻璃穿透率 .....	35
Fig. 3.3.1 固態靶材固定器 .....	37
Fig. 3.3.2 錄音帶式靶材系統 .....	38
Fig. 3.3.3 使用過後的鋁靶材 .....	38
Fig. 3.3.4 靶材系統 Labview 控制介面 .....	40
Fig. 3.3.5 橡皮筋作為提供張力的解決方案 .....	40

Fig. 3.4.1 量測系統光路示意 .....	41
Fig. 3.4.2 不同波段光源對薄膜分光鏡的穿透率(資料來源： <a href="http://www.radiabeam.com">www.radiabeam.com</a> ) .....	42
Fig. 3.4.3 Spectrum 公司製造的 pyroelectric detector .....	43
Fig. 3.4.4 pyroelectric detector 的控制程式 .....	44
Fig. 3.5.1 (a)主脈衝焦點成像 (b)預脈衝焦點成像 (c)將兩者疊合至同一位置 ....	45
Fig. 3.5.2 使用二極體雷射模擬兆赫茲光路徑來進行光路校正 .....	46
Fig. 4.1.1 預脈衝領先主脈衝 1 ns 時的中紅外光輸出 .....	48
Fig. 4.1.2 預脈衝領先主脈衝 9 ns 時的中紅外光輸出 .....	49
Fig. 4.1.3 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns 時的中紅外光輸出，其中藍線是紅線與黑線的 總合。 .....	50
Fig. 4.1.4 主脈衝時寬拉至 107 fs .....	51
Fig. 4.1.5 主脈衝時寬拉至 193 fs .....	51
Fig. 4.2.1 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns，主脈衝時寬 44 fs 時的兆赫茲波量測 .....	52
Fig. 4.2.2 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns，主脈衝時寬 100 fs 時的兆赫茲波量測 .....	53
Fig. 4.2.3 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns，主脈衝時寬 200 fs 時的兆赫茲波量測 .....	54
Fig. 4.2.4 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns，主脈衝時寬 1000 fs 時的兆赫茲波量測 .....	54
Fig. 4.2.5 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 44 fs 時的兆赫茲波量測 .....	56
Fig. 4.2.6 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 70 fs 時的兆赫茲波量測 .....	57
Fig. 4.2.7 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 100 fs 時的兆赫茲波量測 .....	58
Fig. 4.2.8 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 200 fs 時的兆赫茲波量測 .....	58
Fig. 4.3.1 中紅外光偏極特性 .....	60
Fig. 4.3.2 不同的兩天量測輸出總能量與主脈衝能量的對應關係 .....	61

## LIST OF TABLES

Table 2.2.1 各家實驗參數與實驗結果列表 .....	24
Table 2.2.2 實驗中主要參數值的設定 .....	26



# Chapter 1 緒論

## 1.1 兆赫茲波段光源的用途與重要性

所謂兆赫茲波( terahertz wave, THz wave, or T-ray )，指的是波長介於紅外光 ( infrared )與微波( microwave )之間的電磁波，也常被稱作遠紅外線( Far Infrared, FIR )。一般定義其頻率範圍在 0.1 THz 到 10 THz 之間 (  $T = \text{Tera} = 10^{12}$  )，對應波長為 3 mm 到 30 um，也就是一段波長小於微波通訊應用，但又大於光學主流討論範疇的波段，如 Fig. 1.1.1 所示：

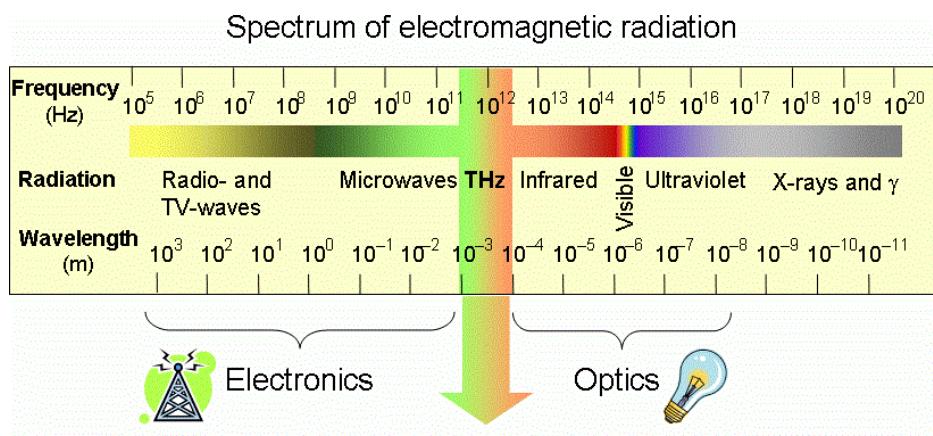


Fig. 1.1.1 電磁波頻譜圖(摘自 <http://department.fzu.cz/lts/en/intro.htm>)

相較於其它波段光源的應用，兆赫茲光源有何特殊之處與應用潛力呢？其中一個特殊的重要性質是，兆赫茲波光子能量落在 meV 到數十個 meV 這個等級，正好許多分子的轉動與振動能階便落在這個區間內。將一束寬頻的兆赫茲波打入未知的分子內，根據該分子特有的吸收譜線，我們便可以辨視出該分子的種類，這就是以兆赫茲波為光源的吸收譜線法( absorption spectrum spectroscopy )。這是傳統的 X 光吸收譜線法做不到的，由於 X 光光子的能量相當大，所以只能辨別原子量較大的無機物(主要指金屬而言)，而兆赫茲波彌補了 X 光的不足，使我們的辨視能

力從無機物延伸到多彩多姿的有機物世界，這在天文、化學、凝態物理、生物醫學等諸多領域皆有相當應用潛力[1]。以天文學為例，分子雲氣與星際塵埃的主要構成成份皆有譜線落在這個波段，使我們可以透過觀測，分析雲氣的成分，不僅如此，這些譜線有一部分在屬較高能的躍遷，唯在較高密度與溫度的環境才會產生，所以透過譜線的分析，我們還能進一步得到星際雲氣溫度與密度的分布資訊，所以此波段的光譜學是研究恆星形成的最佳利器[2]；在凝態物理方面，半導體中受體( acceptor )、施體( donor )、光激子( exciton )之束縛能，光模聲子，超導能隙，磁場作用下的 Landau 能譜，也都落在兆赫茲波段中，此外電子、聲子散射與各種穿隧機制的能量尺度也在此一範圍，由此可見，兆赫茲波也是研究凝態物理不可或缺的工具；在生醫領域上，我們可將兆赫茲波應用於生物體檢測、癌細胞的化學分析，我們也可利用兆赫茲波量測 DNA 的複數折射率，以了解 DNA 正處於何種狀態[3]。

兆赫茲波另一個特點則是它對非金屬物質部分穿透部分吸收的性質，使它在諸如生醫造影、國防安全等領域都有相當的優勢與應用價值。部分穿透有機物的性質在生醫造影上，代表的就是其具有對人體的軟組織顯影的能力，這是 X 光所辨不到的，而且兆赫茲波光子能量極低，幾乎對人體不會造成傷害；而且與同樣可以對軟組織顯影的超音波相比，兆赫茲波則具有波長較短的優勢，波長較短意味著解析度較佳。在國防安全上，傳統的 X 光檢驗機不能檢驗出塑膠製品，而兆赫茲波則可以讓塑膠炸彈無所遁形。此外，若以可調波長的窄頻兆赫茲波作為譜線吸收法的光源，那麼外表相似的白糖、毒品、藥品都可以立即被區分出來，此技術對於機場或港口的安檢效率與便利性有著莫大的幫助[4]。

## 1.2 兆赫茲波技術發展現況

兆赫茲波既然有如此學術上與應用上的價值，為何至今日仍在發展中的階段，距離成熟仍有很長的一段路？原因在於目前想要產生高強度兆赫茲光源在技術上仍面臨相當的困難與挑戰，唯有未來發展出經濟便宜、可調寬頻、高強度的波源，兆赫茲波應用才得以蓬勃的發展。

以下介紹產生兆赫茲光源的困難之處：首先，X光雷射、紫外光雷射、可見光紅外光雷射皆相當的普及，是不是以相同的原理便可以輕易製造出兆赫茲波段的雷射呢？實際上是有困難的，X光是由內層原子能階的電子躍遷而來，紫外光、可見光等則是外層的電子躍遷而來，然而兆赫茲波光子的能量太小，大自然不存在這樣的原子能階。前面雖然提到許多分子的轉動、振動能階落在兆赫茲波的範圍，但這些能階代表的是分子的運動狀態，並沒有電子躍遷的概念在其中，所以無法像原子能階一般，輸入電流來產生居量反轉( population inversion )，並藉由初始光子觸發電子躍遷的行為，來產生大量同調的光子。雖然如此，科學家仍有許多突破，近來利用人造電子能階的量子井技術( quantum well )，成功製造出兆赫茲波雷射，但功率低且需在低溫環境下操作[5]；另外，利用分子震動模態改變製成的氣體分子雷射有不錯的表現[6]，但需要使用有毒氣體，而且受限分子震動的模態，可調性差；還有半導體重電洞輕電洞能帶間實現居量反轉所產生的固態雷射問世，不過它需要高強度的電磁場環境，而且要在極低溫下操作[7]。

光學方法有其侷限，那電學方法呢？用以產生微波的高頻震盪器，是不是可以調高頻率到兆赫茲波段？常見的高頻震盪器有甘氏二極體、共振穿隧二極體、崩渡二極體等等，然而受限於材料內電子漂移速度與散射速率等物性、工作電壓小、載子移出傳輸層需時間等理由[8]，頻率往兆赫茲波段邁進時功率會驟降。以

上震盪器可等效視作負電阻與電容並聯的電路，由於電容的影響，輸出功率與頻率呈二次方遞減，所以，電學方法也有其瓶頸。

1970 年代誕生的超短脈衝雷射為兆赫茲波產生技術另闢了新途徑，時寬小於 1 皮秒的脈衝雷射打在具天線結構的光電半導體上，使半導體暫時成為導體，可產生皮秒等級的瞬時電流，換算成交流電頻率正是兆赫茲頻率附近，此種方法稱為光導天線[9]；除此方法外，還有超短脈衝雷射所提供的強場經過非線性物質時所產生的非線性效應，如光整流效應[10]，四波混頻產生兆赫茲光[11]；最後還有脈衝雷射聚焦於固態金屬表面所產生的兆赫茲光源[12][13]，當前以此方式產生兆赫茲波的研究文獻並不多，似乎仍有很大的發展空間，本篇論文的實驗正是從這一方式切入，期望能在產生功率上有所突破。

超短脈衝雷射所產生的兆赫茲波自然也是脈衝光，因此以之研究各式生物材料或凝態材料時便具有時間的解析度，成為非常有價值的研究工具。

接下來 1.3 節我們將對以上提到的幾種兆赫茲脈衝產生的原理和輸出功率做概略的介紹。接著，由於本論文所要研究與改良的是雷射脈衝在固態靶材表面與電漿交互作用來產生兆赫茲波的實驗，所以在 1.4 節中將會先對現有的幾篇固態靶材實驗文獻為讀者作一回顧。

## 1.3 數種兆赫茲脈衝產生機制介紹

### 1.3.1 光導天線

1974 年，美國貝爾實驗室研究員 D. H. Auston 發明了光導開關(Photoconductive Switching)的技術[14]：將一束飛秒等級時寬的脈衝雷射照射在半導體的表面，如果此脈衝雷射光子的能量大過半導體價帶(Valence Band)與導帶( Conduction Band )的能量差，便能使原本位於價帶的束縛電子激發至導帶，產生許多可視為自由載子的電子電洞對，讓半導體瞬時(皮秒等級)成為導體狀態，以之為開關的元件，便成為具有皮秒等級時間解析的研究利器。

電學方法之所以無法產生兆赫茲頻率的光源，是因為高頻震盪器沒法達到如此高的交流頻率，不過光導開關的發明，讓皮秒等級的瞬時電流成為可能，而這便是相當於兆赫茲波段的交流頻率。1981 年，G. Mourou 等人將光電半導體製成天線結構，再以脈衝雷射照在其上作為觸發的開關，成功產生微波訊號，這種設計被稱為光導天線( photoconductive antenna )。[9]

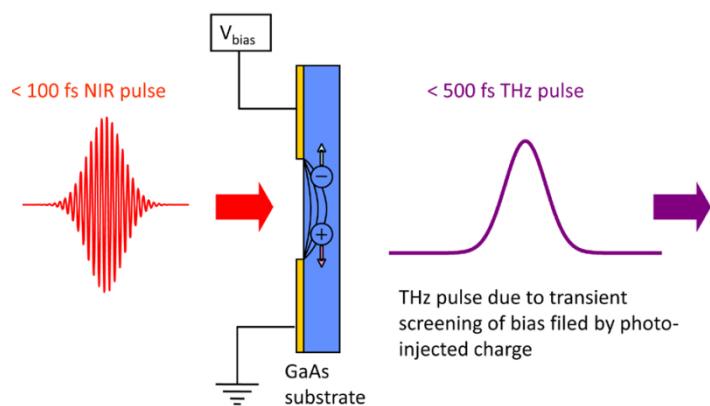
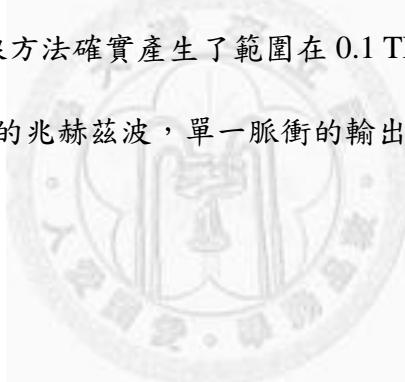


Fig. 1.3.1 光導天線架設示意圖(來源網址 [http://spie.org/documents/Newsroom/Imported/1406/1406\\_5287\\_0\\_2008-12-09.pdf](http://spie.org/documents/Newsroom/Imported/1406/1406_5287_0_2008-12-09.pdf))

根據電磁學原理，產生的兆赫茲輻射應與此瞬時光電流的一次時間微分成正比： $E_{\text{THz}}(t) \sim \frac{\partial J}{\partial t}$ 。所以入射光強、載子漂移率，外加電場強度都會影響輸出。

兆赫茲波光源產生不易，同樣的，要量測其頻譜也相當困難，我們不能使用示波器直接觀察其時域上的波形，這是因為量測電路的反應時間 (response time constant)，便大過我們待量的脈衝時寬。1988 年，Smith、Auston、Nuss 等人發明了一套量測兆赫茲脈衝波形的方法，其實用的也是光導開關技術，他們的偵測器仍是一個光電半導體，但是不加偏壓，而是由待量的兆赫茲波電場取代偏壓來驅動電流，分段量測此電流訊號的大小，便可回推兆赫茲波的時域波形。Auston 等人以此量測證明，光導天線方法確實產生了範圍在  $0.1 \text{ THz} \sim 2 \text{ THz}$  的兆赫茲波[15]。目前光導天線方法可產生的兆赫茲波，單一脈衝的輸出能量為  $\mu\text{J}$  等級。



### 1.3.2 光整流效應

在線性光學中，物質與外加光場交互作用後的極化震盪必然也與此光場同頻，因此，極化震盪所產生的輻射頻率也只能和外加光場一樣。不過當外加光場夠大時，物質的非線性效應會明顯產生，此時極化向量作非線性震盪。光整流是非線性震盪數學表示式的其中一項，它的物理意義可看作光的載波頻率被消去，所以這一項貢獻了一個幾乎不隨時變的極化向量。

以光整流方法產生兆赫茲波時使用的仍是短脈衝雷射，時域上極短，代表短脈衝雷射頻寬很寬，打入晶體發生光整流效應時，由於載波頻率被消去，如同各個頻率成分任意互相形成拍頻波，此拍頻頻率為兩頻率間的差值，約就是兆赫茲波段，於是這個兆赫茲頻率震盪的光整流項極化，便可輻射出相當寬頻的兆赫茲脈衝。1998 年，P. Y. Han 和 X.-C. Zhang 使用不同晶體的光整流效應來產生兆赫茲波，歸結出 ZnTe 晶體是當前產生兆赫茲波最合適的非線性材料[16]。

光整流效應產生的兆赫茲波強度目前沒有光導天線法來的大，不過因為它產生的兆赫茲波頻寬相當寬，在需要寬頻光源的應用領域上，它有無可取代的地位。光導天線和光整流效應為當前最主流的產生兆赫茲光源的方式。

### 1.3.3 四波混頻

1993 年, 加州柏克萊大學的 H. Hamster 等人以超短脈衝雷射聚焦轟擊氣態靶, 發現有兆赫茲波光產生, 經傅立葉轉換頻譜儀量測, 兆赫茲波頻譜的峰值在 1.5 THz 左右[12], 這是首次以氣態靶為媒介產生兆赫茲波的實驗。2000 年, D. J. Cook 與 R. M. Hochstrasser 發表一篇論文[17], 他們在超短脈衝雷射光路上放置一個 BBO 二倍頻晶體( type-1 ), 於是除了頻率為  $\omega$  的原始脈衝光, 還因而產生了頻率為  $2\omega$  的二倍頻光, 兩者同時聚焦到空氣上, 竟產生了較先前單一道光實驗強許多的兆赫茲脈衝。他們移開 BBO 二倍頻晶體, 則兆赫茲波的強度便衰弱為原本的四千分之一, 由此可證二倍頻光參與了兆赫茲波的產生。對於此新發現的現象, 他們以非線性光學的四波混頻機制加以解釋, 根據四波混頻, 被游離的空氣的三階非線性極化向量震盪, 有一項的頻率為  $\omega_4 = 2\omega - \omega - \omega = 0$ , 這個近似以直流的極化實為落在兆赫茲波段, 所以這個四波混頻便是兆赫茲波光源的產生機制。

以下以數學推導說明四波混頻機制。氣體的偶極密度  $P$ , 與外來電場  $E$  的關係可寫成以下式(1.1)：

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (1.1)$$

其中  $\epsilon_0$  為介電常數,  $\chi$  為極化率。然而對於非線性物質來說,  $\chi$  可以拆成好幾項：

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 E + \chi_3 E^2 + \dots \quad (1.2)$$

於是式(1.1)的偶極密度也可以拆成好幾項, 分為一階、二階、三階以至於更高階的偶極密度：

$$\begin{aligned} P &= \epsilon_0 (\chi_1 + \chi_2 E + \chi_3 E^2 + \dots) E \\ &= P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (1.3)$$

接著考慮頻率分別為  $\omega$  和  $2\omega$  的入射光場，由於稍後我們要考慮的是三階的非線性效應，所以故意把頻率為  $\omega$  的光場寫成兩項：

$$E(t) = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t) \quad (1.4)$$

把(1.4)式代入(1.3)式後，我們再針對其中三階非線性項作整理：

$$\begin{aligned} P^{(3)}(t) &= \varepsilon_0 \chi_3 [2E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t)]^3 \\ &= \varepsilon_0 \chi_3 \{ [4|E_1|^3 + 3E_1|E_2|^2] \sin(\omega_1 t) + [|E_2|^3 + 3E_2|E_1|^2] \sin(\omega_2 t) \} \\ &\quad - \varepsilon_0 \chi_3 \left\{ 2|E_1|^3 \sin(3\omega_1 t) + \frac{1}{2}|E_2|^3 \sin(3\omega_2 t) \right\} \\ &\quad - \varepsilon_0 \chi_3 \left\{ 2|E_1|^3 \sin(\omega_1 - 2\omega_1) t + \frac{1}{2}|E_2|^3 \sin(\omega_2 - 2\omega_2) t \right\} \\ &\quad - \frac{3}{2} \varepsilon_0 \chi_3 \{ E_1|E_2|^2 \sin(\omega_1 + 2\omega_2) t + |E_1|^2 E_2 \sin(2\omega_1 + \omega_2) t \} \\ &\quad - \frac{3}{2} \varepsilon_0 \chi_3 \{ E_1|E_2|^2 \sin(\omega_1 - 2\omega_2) t + |E_1|^2 E_2 \sin(2\omega_1 - \omega_2) t \} \end{aligned} \quad (1.5)$$

(1.5)式最後一項的頻率為  $2\omega_1 - \omega_2$  近乎為零，便是四波混頻能產生兆赫茲波的來由。根據此式，產生的兆赫茲波電場會與二倍頻光電場強成正比，與原入射光電場的平方成正比：

$$E_{THz} \sim \chi_3 E_{2\omega} E_\omega E_\omega \quad (1.6)$$

2006 年，Xu Xie 等人改變實驗架設，使  $\omega$  和  $2\omega$  的入射光可以分別獨立操控，發現兆赫茲波電場與入射光的強度的確滿足式(1.6)的關係[18]，這是驗證四波混頻確為兆赫茲波產生機制的重要證據。目前以此氣態靶方法產生兆赫茲波的紀錄大約是單發產生脈衝的能量可達  $0.15 \mu\text{J}$  [19]。

雷射與電漿交互作用產生兆赫茲波，除了氣態靶實驗架設，也有固態靶實驗架設。從 1993 年開始迄今，相關的實驗發表並不多，還有很大的發展空間，在下一小節，我們先回顧這一產生方式現有的歷史文獻。



## 1.4 雷射聚焦固態靶材產生兆赫茲波文獻回顧

1993 年，H. Hamster 等人將超短脈雷射衝擊聚焦於固態靶材上，在反射方向量得單發兆赫茲脈衝能量可達  $0.5 \mu\text{J}$ ，這是首篇以此一方式產生兆赫茲波的文獻[12]。當時，使用 GaAs 的光導天線法所產生的兆赫茲波光強度，大約也就是單發脈衝能量  $0.8 \mu\text{J}$  左右而已。

H. Hamster 等人使用的雷射系統其脈衝能量達  $200 \text{ mJ}$ ，脈衝時寬則約為  $120 \text{ fs}$ ，聚焦於靶材表面的最高光強度  $I_{\text{peak}}$  達到了  $1.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。他們將雷射脈衝以相對於法向量 60 度的角度，入射聚焦到鍍鋁的基板上來產生兆赫茲波，然後在反射方向上，以偏軸拋物面鏡收光再導入焦電偵測器 (pyroelectric detector)，量測光強度。實驗架設示意請參考下圖：

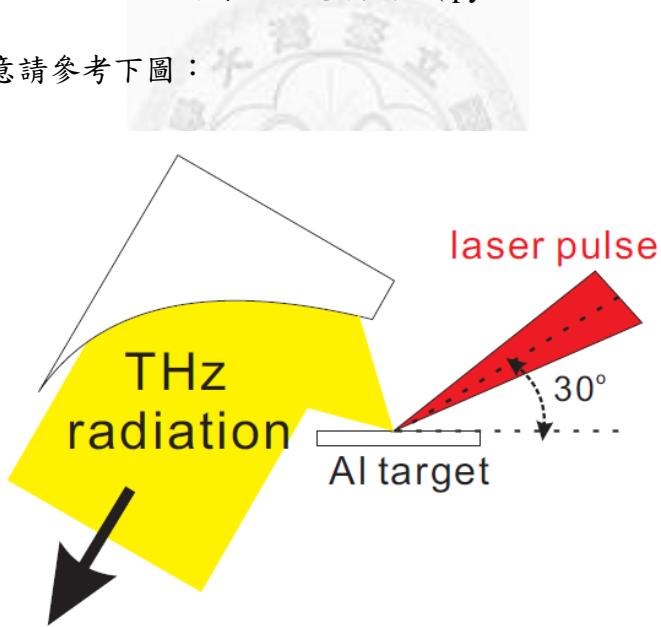


Fig. 1.4.1 H. Hamster 等人的實驗架設示意圖

該實驗的的兆赫茲波光收集立體角高達  $1.5 \text{ sr}$ ，可見收光用的偏軸拋物面鏡擺放位置離靶材相當的近，後來的幾篇實驗文獻都未有如此大的收集角。

實驗中有一現象值得留心，H. Hamster 等人在文章裡表示，在他們的架設中，

雷射脈衝的自發輻射放大( amplified spontaneous emission, ASE )的存在對於兆赫茲波的產生是必需的，當他們使用 glass saturable absorber filters 來把 ASE 相對於主脈衝的能量對比( contrast )提高兩個數量級，從  $4 \times 10^3$  提升到  $4 \times 10^5$  時，兆赫茲波產生的強度則只為原本的十分之一。由於 ASE 會讓固態靶材表面預游離出電漿 (preformed plasma)，此實驗結果暗示預游離所造成的電漿環境的特性，應是影響兆赫茲波產出的重要變因。

在 2004 年與 2008 年，大阪大學的研究群分別以鉭和鈦為靶材，進行了類似的實驗[20][21]。他們的雷射能量為 120 mJ，時寬 100 fs，聚焦後的雷射最高強度達  $5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ，可能因為聚光面積較大，所以最高強度不如 H. Hamster 等人的實驗。雷射以 45 度角入射聚焦於靶材之上，然後在鏡射方向收集與量測兆赫茲波的產生。在 2008 年的實驗裡，他們的收集角只有 0.12sr，量到了單發脈衝  $0.05 \mu\text{J}$  的能量，若把他們收集角較小的事實考慮進去，此產出其實和 H. Hamster 等人的實驗差不多。

必須提到的是大阪研究群的脈衝雷射，在主脈衝到達前有兩個 prepulse，還有一個時寬在奈秒等級的 ASE，預游離電漿的演化都會受到這些因素的影響。該研究群雷射性質圖示如下：

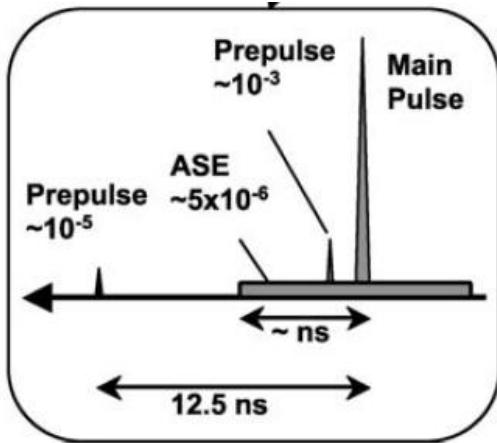


Fig. 1.4.2 大阪研究群的雷射對比度示意圖

2008 年 University of Delaware 的 Yuan Gao 等人，以銅為靶材進行了兆赫茲波光產生實驗[22]。他們所使用的雷射脈衝僅 2 mJ 而已，但在量測上使用的是靈敏度極高的 E-O Sampling 架設，量得產生的兆赫茲波時域波形是半週期的形式如圖：

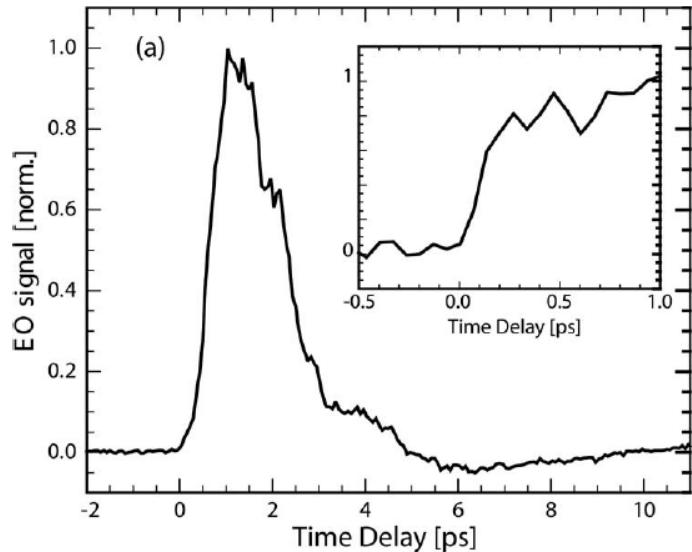


Fig. 1.4.3 Yuang Gao 等人所量測到的兆赫茲波時域波形

現有的實驗尚未對兆赫茲波產生的機制作進一步的細緻研究，但可理解的，兆赫茲波的產生必是預游離的電漿與脈衝雷射的交互作用而來的，不過上述前人實驗也都還沒對電漿環境進行控制。如果能猜測到電漿與脈衝雷射是如何作用的，以之為指引，調變電漿環境和雷射參數，雷射與固態靶材交互作用來產生兆赫茲波的實驗應該還有很大的進步空間，這便是本論文所以要進行嘗試的實驗工作。在下一章，我們先介紹一篇理論模擬的研究，該研究群對上述實驗的機制提出了想法和模擬；然後接下來第二節將介紹本篇論文將如何依據該理論的猜想來控制電漿環境。



## Chapter 2 利用預脈衝雷射控制電漿環境以增強兆赫

### 茲脈衝產生

雷射聚焦於固態靶材來產生兆赫茲波的實驗目前為數不多，而且僅對產生的兆赫茲波進行量測，並沒有針對過程中的雷射電漿交互作用進行更進一步的監測診斷，來釐清當中的原理機制。2004 年，Z. M. Sheng 等人發表他們的 2 維 PIC 電漿模擬結果[23]，在他們的模擬中，雷射電漿交互作用的確如過往實驗般產生兆赫茲波，而此兆赫茲波的週期，則大約和入射雷射脈衝的時寬差不多；此外，他們觀察到平緩的電漿密度梯度變化有助於兆赫茲波的產生。2005 年，Z. M. Sheng 等人提出線性模式轉換(Linear Mode Conversion)的物理機制，來解釋先前的模擬結果與以往的實驗[24]。在下一節裡，將對他們的理論作一個概要介紹。根據他們的理論，適當的電漿密度梯度環境，以及特定的入射雷射脈衝時寬，可以最佳化兆赫茲波光的產出。這正是本論文所要進行的實驗：相較於前人的實驗，我們將多引入一道預脈衝來調變雷射主脈衝入射前的電漿環境，期望能產生高強度的兆赫茲波脈衝，並且也是對雷射聚焦固態靶材產生兆赫茲波實驗，背後的原理作一個初探。在第二節裡將會介紹我們的實驗參數設計，如何控制電漿環境。

## 2.1 學理探討—電漿環境對兆赫茲脈衝產生效率的影響

靶材預先游離出來的電漿，其密度所對應電漿頻率的確可以落在兆赫茲波頻帶的範圍內，舉例來說， $10^{18}/\text{cm}^3$ 的電漿密度，對應到的電漿頻率為 9 THz，可見雷射電漿交互作用應是很有潛力的高強度兆赫茲波光源產生方式。2005 年，Z. M. Sheng 等人提出了一個可能的模型來解釋過往的實驗與模擬[24]：入射雷射脈衝藉由雷射尾跡場的方式，將能量轉換成電漿波；接著，在滿足一定的條件時，電漿波的能量可由線性模式轉換，轉換成電磁波，輻射出兆赫茲波。眾所周知電磁輻射入射到一具有密度梯度的電漿環境中，會在與電磁輻射頻率相同的位置產生共振吸收，而 Z. M. Sheng 等人提出在此類實驗中，電漿波能量轉變成兆赫茲輻射能量，便是其逆過程。然而，電漿波能量要轉換成為電磁波，需滿足一相位匹配條件( phase-matching condition )。



### 2.1.1 相位匹配條件

電漿固有頻率 $\omega_p$ 與電漿波和可輻射的電磁波間分別有一個色散關係式：

對電磁波而言，

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2 \quad (1.7)$$

對電漿波而言，

$$\omega^2 = 3k^2 v_e^2 + \omega_p^2 \quad (1.8)$$

將這兩個式子同時對 $k$ 作圖如下：

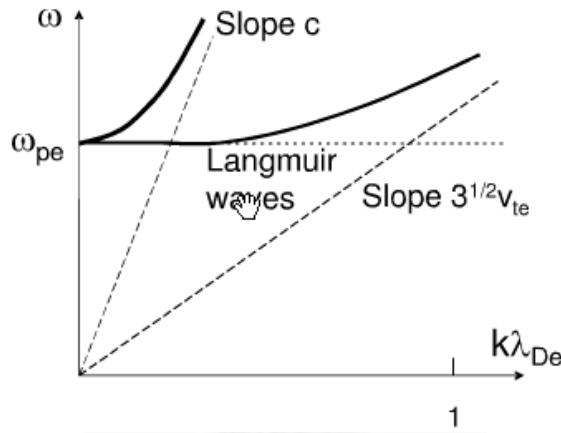


Fig. 2.1.1 電漿固有振盪頻率與電漿波、電磁波之間的色散關係

從圖中可發現，當 $k=0$ 時電漿波的能量才能有效轉換為電磁波，此即為相位匹配的條件，而尾流場在電漿中的相位 $\psi$ 與 $k$ 的定義為：

$$\psi(x, t) = \frac{\omega_p(x)}{c} \times (t' - x') \cos \theta \quad (1.9)$$

$$k = -\frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} \quad (1.10)$$

$$\omega_p = \left( \frac{n_p e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

其中， $t'$  與  $x'$  是無單位的變數，分別為  $x' = x/\lambda_0$ ，即  $x$  對入射雷射脈衝的波長作歸一化； $t' = t/\tau_0$ ，即  $t$  對入射雷射脈衝電場的一個週期 (laser cycle) 作歸一化。而  $m_e$  與  $e$  分別為電子質量與電量， $\theta$  則是雷射入射方向與法向量的夾角。

假設電漿的密度是固定不隨位置改變的，也就是  $\omega_p = \text{constant}$ ，代入(1.10)式，我們會得到對於所有的  $x$  與  $t$ ，波向量  $k$  恒正，永遠不滿足相位匹配條件，無法將電漿波的能量轉化為電磁波。所以接下來我們嘗試以一線性變化的電漿密度梯度環境如 Fig. 2.1.2，代入求得波向量  $k$ ：

$$k = \frac{\left[ \omega_p(x)/c \right] \times (3x' - t') \cos \theta}{2x'} \quad (1.12)$$

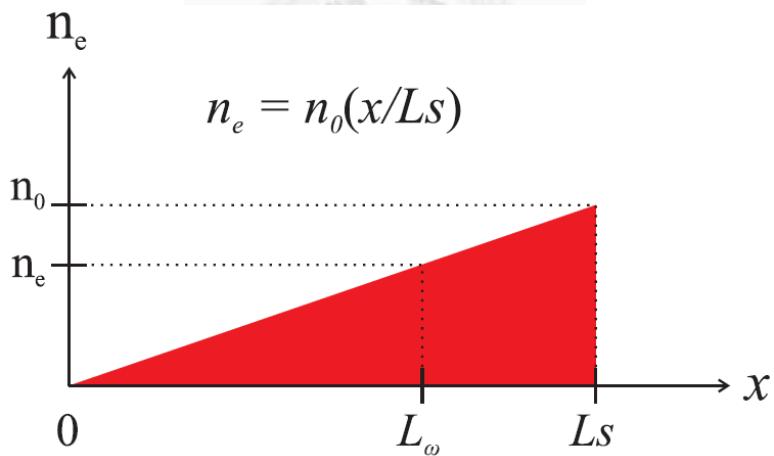


Fig. 2.1.2 線性變化的電漿密度環境

從式中發現，當  $x' = t'/3$  時才會有  $k = 0$ ，這個結果用原本的  $x$  變數來表示，就是  $x = ct/3$  的位置可輻射出電磁波。也就是說，在任一時刻，滿足相位匹配條件的位置就只是整個電漿斜波上的一個點而已，這個可以輻射電磁波的位置，以三分之一光速的速度，向高密度的電漿方向前進。所以會先產生較低頻的輻射，接著才是較高頻的輻射產生，電漿密度需要有一個梯度是產生電磁波的必要條件。

### 2.1.2 線性模式下的能量轉換效率

假設電漿環境如 Fig. 2.1.2, 電漿的總長度設為  $L_s$ , 電漿密度從 0 線性增加到  $n_0$ , 接下來討論線性模式轉換的能量轉換效率。根據參考文獻[25]，轉換效率為：

$$\eta(\omega_p, L_s, \theta) = 2\alpha q (2 + \alpha q)^{-1} \exp\left(\frac{-4q^{2/3}}{3}\right) \quad (1.13)$$

其中

$$\alpha = 4\pi^2 \left[ \frac{dA_i(0)}{d(\zeta)} \right]^2 = 2.644 \quad (1.14)$$

$$q(\omega_p, L_s, \theta) = \left[ \frac{\omega_p L_\omega(\omega_p, L_s)}{c} \right] \times \sin^2 \theta \quad (1.15)$$

$L_\omega$  是電漿頻率為  $\omega_p$  的位置的座標，所以自然是  $\omega_p, L_s$  的函數。當  $q = 0.46$  時，轉換效率有極大值  $\eta = 0.5$ 。從式 (1.15) 我們可以看出，如果希望較高頻的  $\omega_p$  有較高的轉換效率，則必須使對應的  $L_\omega$  較小，也就是要創造一個比較陡峭的電漿密度梯度環境；反之，若欲使高轉換效率落在低頻的位置，則  $L_\omega$  必須較長，也就是較平緩的梯度環境。

以上討論的是電漿波能量轉換成電磁輻射的效率問題，接下來我們要討論的是入射雷射產生的尾跡場振幅強度問題。

### 2.1.3 尾跡場振幅強度與雷射參數的關係

查閱文獻資料[27]，若入射雷射脈衝時寬為  $d_L$ ，被入射的電漿之固有頻率為  $\omega_p$ ，則輻射頻率為  $\omega_p$  的尾跡場振幅  $E_m$  為：

$$E_m(\omega_p, d_L) = \left( \frac{m_e \omega_p c}{e} \right) \left( \frac{a_0^2}{4} \right) \sin \left( \frac{\pi d_L}{\lambda_p} \right) \times \left\{ \left[ 1 - \left( \frac{d_L}{\lambda_p} \right)^2 \right]^{-1} - 0.25 \left[ 1 - 0.25 \left( \frac{d_L}{\lambda_p} \right)^2 \right]^{-1} \right\} \quad (1.16)$$

其中  $a_0 = v_{os}/c = eE_L/m_c c \omega$  ( normalized vector potential of linear polarized light )， $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$  則為電漿波的波長。如果我們暫時視  $a_0$  為常數，那麼便發現脈衝時寬  $d_L$  對  $E_m$  的影響是以  $d_L/\lambda_p$  的形式存在的，所以  $d_L$  與  $\lambda_p$  存在一個最佳的比例關係使  $E_m$  有極大值。經計算此一比例約為  $d_L/\lambda_p = 1.27$ ，也就是說欲產生愈高頻的輻射，便應把入射脈衝雷射的時寬調得愈短。

### 2.1.4 小結

將上述兩式整合起來我們便得到線性模式轉換模型下所產生的輻射頻譜  $S$ ：

$$S(\omega_p, L_s, \theta, d_L) = \eta(\omega_p, L_s) \times E_m^2(\omega_p, d_L) \quad (1.17)$$

從上式可明白的看出，電漿密度梯度陡峭平緩的程度會影響轉換效率  $\eta$ ，另一方面入射雷射脈衝的時寬長短則影響尾跡場的振幅，所以此兩者便是我們實驗時所要操控的重要參數。

舉例來說，若我們雷射  $a_0 = 0.5$ ，入射角  $\theta = 30^\circ$ ，當我們希望產生的中心頻譜落在 8 THz 時，根據上面的公式，最佳的實驗參數應為：

$$n_0 = 1.12 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (1.18)$$

$$L_s = 365 \text{ } \mu\text{m} \quad (1.19)$$

$$d_{opt} = 49 \text{ } \mu\text{m} = 163 \text{ fs} \quad (1.20)$$

若我們希望中心頻譜落在 1 THz 左右，對應的最佳實驗參數則應為：

$$n_0 = 1.12 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (1.21)$$

$$L_s = 18.7 \text{ cm} \quad (1.22)$$

$$d_{opt} = 393 \text{ } \mu\text{m} = 1.31 \text{ ps} \quad (1.23)$$

在上述兩個例子裡我們都假定電漿環境的最高電子密度為  $n_0 = 1.12 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ，以方便我們作比較，而該位置的  $x$  座標  $L_s$  便是電漿環境的總長度，如圖 2-2。為何當我們希望的中心頻譜從 8 THz 降為 1 THz 時，最佳  $L_s$  却大幅地成長為 8 的三次方也就是 512 倍？這是因為電漿固有頻率  $\omega_p$  與  $\sqrt{n_e}$  呈正比，頻率雖然只是原來的 8 分之一，但對應的電漿密度卻是原來的 64 分之一，另一方面我們又

希望該位置的  $x$  座標比原本產生 8 THz 的電漿的  $x$  座標還要大上 8 倍，以上兩者合起來考慮，電漿密度的梯度應為原來的  $1/8^3$  也就是  $1/512$ 。

要注意一點的是，在 2.1.3 小節中的式(1.16)，我們假設了  $a_0$  為常數不受脈衝時寬  $d_L$  的影響，但實際操作時，愈小的時寬會使雷射的  $a_0$  值愈大，進而使雷射轉換成電漿波的總能量變大，雖然峰值是往高頻的方向移動，不過我們本來預期要增強增益的電漿頻率，其實所獲得的能量也增加了！

也就是說，若是入射雷射脈衝的能量為定值，那麼脈衝的時寬愈短愈好，能使任一頻率的電漿波振幅皆往上提升。在電漿密度的控制這方面，若希望產生的兆赫茲波光頻率愈低，那電漿密度梯度就應愈平緩，或是說  $L_s$  應該要愈長。



## 2.2 預脈衝雷射控制電漿環境

### 2.2.1 預脈衝雷射控制電漿環境

從前述的實驗文獻和理論模型可知，脈衝雷射所作用的電漿環境如何，對於產生的兆赫茲波強度與頻譜分布可能有很大的影響，但前人的實驗並未針對電漿環境進行控制。本實驗室在中央大學所建造的 100 兆瓦雷射系統，擁有極佳的雷射對比度，前沿 ASE 的場強與主脈衝的場強差了八個數量級，不致對電漿生成有太大影響，而且我們具有同時使用兩道脈衝能力，可進行各種預脈衝—主脈衝架構的實驗。在本實驗中，我們將引入預脈衝以控制主脈衝雷射入射前的電漿環境，期許此方式可以產生高強度的兆赫茲波脈衝光源，這是前人實驗所沒有嘗試過的，正是本篇論文的創新所在。我們的實驗與前人的差異請見以下示意圖：



Fig. 2.2.1 本實驗採用一可控制的預脈衝來調變主脈衝打入前的電漿環境

我們希望藉由預脈衝的引入，可以發展出高強度、可調波長的脈衝式兆赫茲光源，並對其中物理機制作一個初步的探索。

以下是以列表方式將本實驗的參數與前人實驗作一個比較：

	year	$E_{laser}$	$\tau_{laser}$	$I_{peak}(Wcm^{-2})$	collecting angle	control of plasma profile	THz energy
Berkeley <sup>1</sup>	1993	200 mJ	120 fs	$\sim 1.5 \times 10^{19}$	1.5 sr	No	0.5 $\mu$ J
Osaka <sup>2</sup>	2004, 2008	120 mJ	100 fs	$\sim 2 \times 10^{17}$	0.12 sr	No	0.05 $\mu$ J
Delaware <sup>3</sup>	2008	2 mJ	40 fs	$\sim 2 \times 10^{15}$	—	No	—
Ours		200 mJ	44 fs to ps	$\sim 1 \times 10^{19}$	0.02 sr	Yes	

Table 2.2.1 各家實驗參數與實驗結果列表

本實驗中主脈衝的最大能量約為 200 mJ，不遜於 1993 年柏克萊研究群的雷射能量，並且我們雷射的可調最短時寬相較於他們還要來得更小，然而可能因為他們的聚焦截面更小的關係，所以最終我們的單位時間單位面積雷射強度的極值，和他們落在同一個數量級。

由於架設光學元件需考慮空間擺放的問題，使得本實驗用來收集兆赫茲波光的偏軸拋物面鏡距離聚焦點較遠，達 23 公分，收集角以立體角來算僅有 0.02 sr，僅是柏克萊團隊的 1/70，這是我們比較弱勢的地方，但若在這樣的條件下仍能收集到很高的能量代表我們確實產生了很高強度的兆赫茲光源。

在下一小節，將介紹實驗中我們的預脈衝參數設計。

## 2.2.2 預脈衝參數設計

預脈衝聚焦轟擊固態靶材表面，可將金屬原子游離成我們實驗所需的電漿。電漿除了從預脈衝上獲得了游離所需的能量外，也獲得了動能，往遠離靶材表面的方向擴散。由此可知經過的演化時間愈久，電漿環境的密度梯度愈趨於平緩，所以實驗上我們藉由調變預脈衝與主脈衝到達靶材表面的時間差來控制電漿密度梯度。

除了這個控制方法外，預脈衝雷射本身單發的能量大小也會影響電漿擴散的速度：能量愈大，預期電漿所獲得的動能也愈大，所以電漿往外擴散的速度更快，電漿密度梯度更快趨於平緩。調變預脈衝的能量是我們控制電漿密度梯度的第二個手段，這個方法不需要動到實驗光路，因此沒有重新校準光路的問題，可很快的取得大量數據。

在實驗上我們選取幾個不同的預脈衝—主脈衝時間差作為實驗條件，再分別對每一種時間差的情況下，改變預脈衝的能量。改變時間差就像是粗調電漿密度梯度，而改變預脈衝的能量則是扮演微調的角色。以上的說明可簡單地以下圖表示：

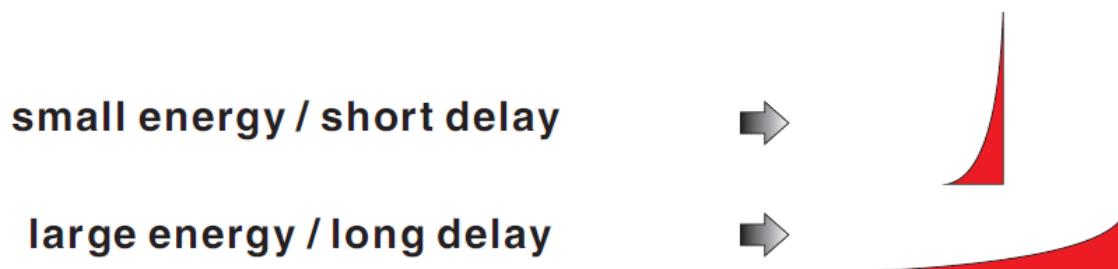


Fig. 2.2.2 預脈衝的能量大小與電漿的演化時間決定了電漿密度環境

以下介紹在實驗中固定不調變的參數：首先是主脈衝能量，我們將以雷射設施現有的最大能量約 200 mJ 來轟擊靶材，依照 2.1.1 節的介紹，主脈衝能量愈大對產生兆赫茲波光愈有利，沒有調變的必要；再來要決定的是預脈衝與主脈衝的抵達時間差。依過往的實驗經驗，電漿密度梯度演化到我們所須的範圍內，所花的時間為奈秒等級，所以本實驗選擇了 1 ns, 5.6 ns, 9.5 ns 三種條件下進行實驗；最後要決定的是預脈衝本身的參數，我們將預脈衝的時寬鎖定在最短的時寬 44 fs 之下進行實驗，而預脈衝的聚焦直徑則固定在 50  $\mu\text{m}$  左右，僅以調變預脈衝的能量來影響電漿環境，簡化實驗過程。主脈衝聚焦點的直徑僅 8  $\mu\text{m}$  的大小，遠小於預脈衝直徑 50  $\mu\text{m}$ 。上述說明可以以下表簡明的呈現：

main beam	Full power, about 200 mJ
prepulse delay	-1 ns, -5.6 ns, -9.5 ns
prepulse duration	44 fs
prepulse spot size	50 $\mu\text{m}$ x 50 $\mu\text{m}$

Table 2.2.2 實驗中主要參數值的設定

我們的實驗簡單來說是一個二維參數空間掃描，其中一個維度是主脈衝的時寬，從最短的 44 fs 掃到最長的 1 ps 左右；另一維度則是預脈衝能量來控制電漿環境，能量掃描從 1 mJ 到 20 mJ 不等。我們將量測在各個參數條件下，所產出的兆赫茲波脈衝的能量。以下是掃描參數空間示意圖：

		pump pulse duration				
		44 fs (13.2 um) (22 THz)	70 fs (21 um) (48 THz)	100 fs (30 um) (10 THz)	200 fs (60 um) (5 THz)	1000 fs (300 um) (1 THz)
		1 mJ	2 mJ	3 mJ	4 mJ	5 mJ
prepulse energy		10 mJ				
		15 mJ				
		20 mJ				

Fig. 2.2.3 二維參數空間掃描

# Chapter 3 實驗儀器架設與操作方法

## 3.1 一百兆瓦雷射系統

本實驗使用的雷射設備為座落於中央大學物理系的一百兆瓦雷射系統，前後歷時三年完成，其主光束為能量可達 3 焦耳，時寬僅 30 fs 的超短脈衝，尖峰功率高達一百兆瓦。類似等級的雷射系統全世界應不超過十套，且大部份設置於各國的國家級實驗室，設置於大學院校者，本實驗室算是首例。除了 100TW，中心波長 800 nm 的主光束外，本設施同時另外擁有兩道 20 TW 的光束，中心波長分別為 800 nm 與 900 nm，多樣組合與選擇，以應付各式實驗上的需求。本實驗將以波長 800 nm、20 TW 的光束作為主脈衝光源，如果實驗取得初步成功，日後將會進一步提高使用能量，以 100TW 主光源進行下一輪實驗。接下來，我們概略地介紹此雷射系統。

本系統的核心概念技術為啾頻脈衝放大(chirped pulse amplification, CPA)。隨著高功率雷射不斷地發展演進，功率的進步卻面臨了一個瓶頸，雷射的場強過強一則會打壞系統中的光學元件與晶體，二則是在強場下非預期的非線性效應開始產生，影響光束品質。1985 年 D. Strickland 及 G. Mourou 提出脈衝放大的可行解決方法[26]，先讓脈衝產生正啾頻將時寬拉開至  $10^4$  甚至  $10^5$  倍的等級，之後才讓脈衝通過各級放大器放大能量，最後使用光柵導入負啾頻將脈衝壓縮回最短的時寬，成為超高功率雷射。壓縮時寬是製成超短超高功率雷射的最後一個步驟，接著此脈衝便會被導引至實驗區。啾頻脈衝放大技術的示意如下圖：

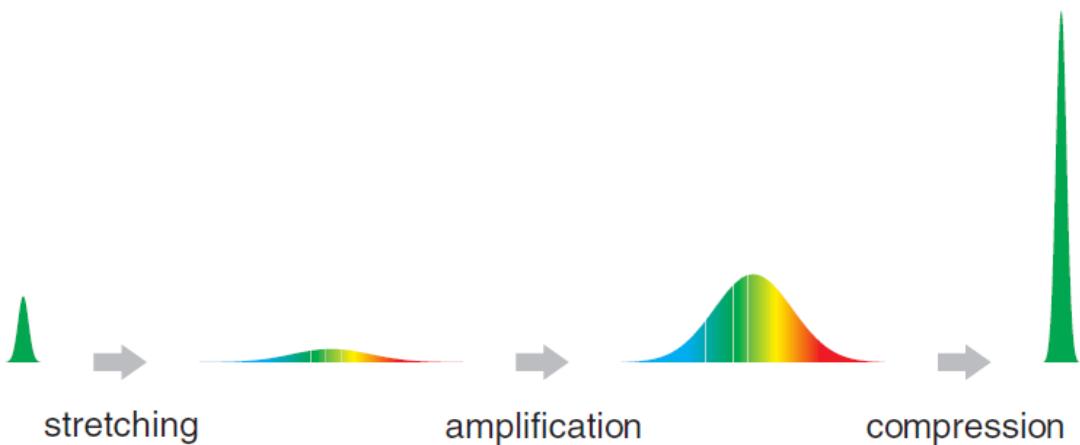


Fig. 3.1.1 啟頻脈衝放大示意圖

雷射系統的最前端，是一臺由 FEMTOSOURCE 公司所製造的鈦藍寶石被動鎖模雷射振盪器(mode-locked Ti:sapphire oscillator)，其所產生的光源經 Nd-YAG 連續波雷射 5W 功率激發，輸出之光源脈衝能量為 7 nJ，發射率 75 MHz，中心波長 795 nm，頻寬則為 56 nm；接著，脈衝經過一脈衝選擇器(pulse selector)，將發射率降為 10 Hz，與後續的各級放大器之激發雷射頻率同步；下一步，脈衝經過脈衝清潔器(pulse cleaner)來提高時間上的強度對比，然後才是通過脈衝延展器(pulse stretcher)將脈衝時寬放大到 190 ps，以利後續的放大過程。

第一級放大器為八通道放大器(8-pass amplifier)，二級放大器為五通道放大器(5-pass amplifier)，種子脈衝光源經此兩道放大器後被放大為能量 260 mJ，中心波長在 805 nm 的脈衝光源。此第二級放大器輸出的脈衝在空間上的形狀並不勻稱，所以在進入三級放大器前會先進入一真空空間濾波器( vacuum spatial filter )，改善空間模態品質。

接著，此脈衝將被分為三道光源，一道輸入 100TW 第三級放大器，另兩道分別輸入 20 TW( 900 nm )第三級放大器與 20TW( 800nm )第三級放大器來產生這三

種光源。不論是哪一道雷射脈衝，接下來都會通過一能量調節器，以便使用者調控最終脈衝所帶有的能量，最後才是通過光柵來壓縮脈衝的時寬。脈衝時寬也是本實驗欲調變的參數之一，我們藉由微調光柵的角度來實現時寬改變。本實驗僅使用 20TW(800nm)光束，而且受限於實驗時的設備狀況，也沒有全功率輸出，我們僅使用主脈衝能量約 250 mJ，最短時寬 44 fs，對應的功率實際為 5.7 TW。本設施的最高輸出規格與設備的詳細介紹，請參考我們的實驗室網頁 (ltl.iams.sinica.edu.tw)。下圖為本雷射系統邏輯流程示意圖：

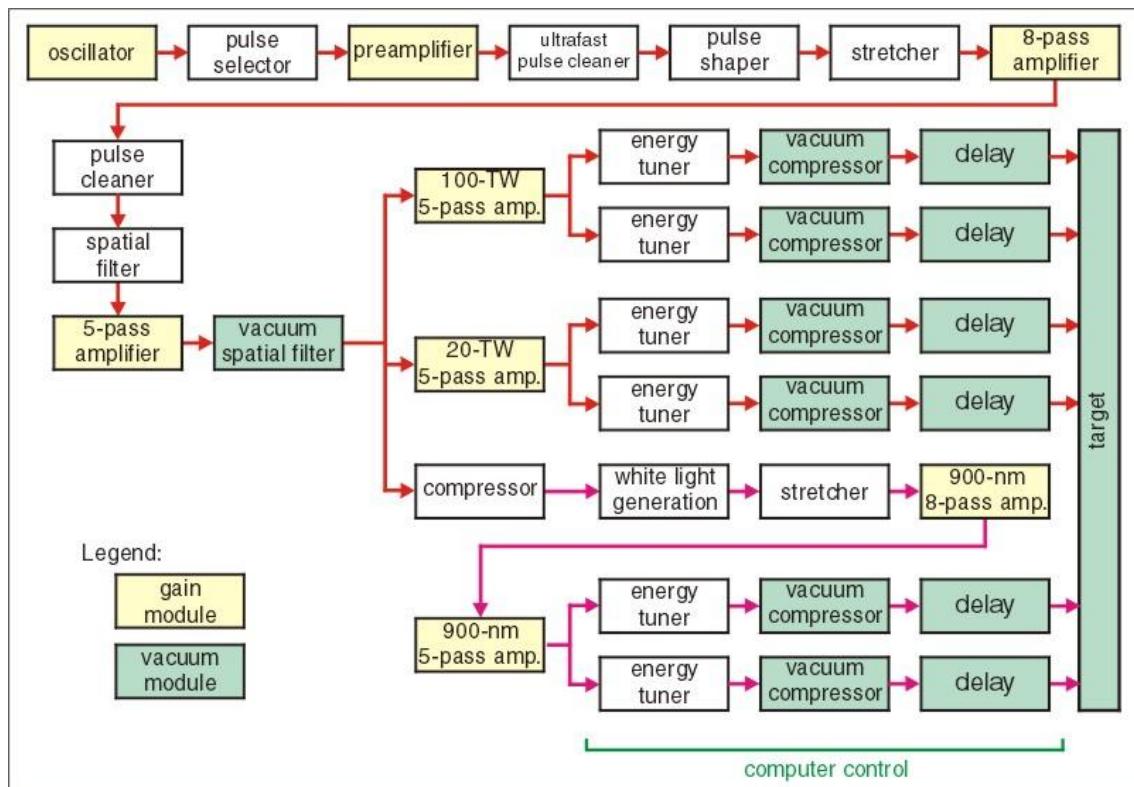


Fig. 3.1.2 雷射系統邏輯流程示意圖

## 3.2 光路系統

### 3.2.1 光路介紹

下圖為實驗真空腔體內的光路圖與光學診斷系統架設圖。光束直徑為 6.8 cm 的主脈衝從雷射區經可耐高強度光場的 dielectric mirror 導引，進入實驗腔體，打到一偏軸拋物面鏡上，與靶材法向量夾 30 度角聚焦於鋁靶表面。下圖紅色光束即為主脈衝。預脈衝光其實是從主脈衝分光而來：我們在雷射區末端放置一 9 比 1 分光鏡，將脈衝光一分為二，得 10% 能量者作為預脈衝光。因為預脈衝光要早於主脈衝光到達靶材，所以行走的光路距離必須比較短，以預脈衝提前主脈衝 9 ns 抵達為例，則光路需較主脈衝光路短  $3 \times 10^{10} \text{ cm/s} \times 9 \times 10^{-9} \text{ s} = 270 \text{ cm}$ 。我們的預脈衝光直徑為 4.5 cm，一樣經 dielectric mirror 導引進入真空腔體，最後經一偏軸拋物面鏡聚焦，以 45 度的入射角打到鋁靶之上。下圖中之粉紅色光束即為預脈衝。兩道綠色光路上的元件與收光的 CCD 是我們的成像系統 (relay image system)，分別用以監控主脈衝與預脈衝的聚焦位置與聚焦品質，並非有新的光源產生。

最後要介紹的黃色光路是產出的兆赫茲波收光路徑，光路上第一面元件是距靶材位置 23 公分的偏軸拋物面鏡，直徑 3 英寸，導光鏡我們使用的是 JANOS 公司的“無保護膜金鏡” (unprotected gold coating mirror)，因為直徑為 2 英寸，所以我們要計算收光立體角時，應以 2 英寸來做計算。兆赫茲波光在出真空腔體之前的最後一段光路由兩面 ITO 玻璃負責反射導光，ITO 玻璃允許大部分的可見光穿透，少部分反射，對紅外光與兆赫茲波光則是大部分反射，因此我們才用它初步地過濾掉不要觀測的可見光波段。兆赫茲光最後經過真空腔體的窗戶離開真空區進入量測系統，我們所使用的窗戶有兩種材質，一種是鎔 (germanium)，另一種是

矽 (silicon)，前者容許中紅外光穿透，後者允許兆赫茲波穿透。在實驗中，由當下我們想觀測的波長範圍為何，來決定選用哪一種材料的窗戶，但不管是哪一種材質，都可以擋下所有的可見光波段。

最後介紹的藍色光路是靶材表面的成像系統，藉由它我們可以在 CCD 影像上看到主脈衝光與預脈衝光的疊合情形，是我們校正光路時最依賴的監控系統。

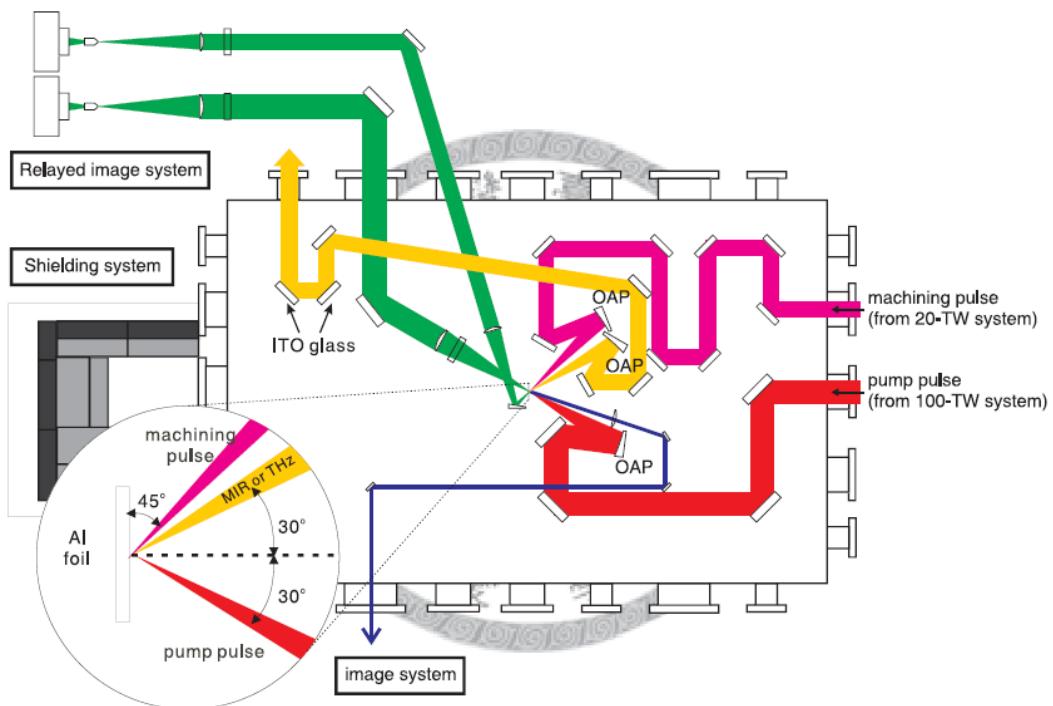


Fig. 3.2.1 實驗光路架設

### 3.2.2 金鏡作為兆赫茲波導光鏡

金屬鏡面反射電磁波所需的厚度，與該電磁波的波長有關，波長愈長，所需的金屬厚度也要愈厚才行，所需厚度可用 skin depth 大略估計。Skin depth 可用 Hagen-Rubens relation 計算[28]：

$$\text{skin depth} = \delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega \times \mu \times \sigma_{dc}}} \quad (1.24)$$

其中  $\omega$  為入射電磁波的角頻率， $\mu$  為磁導率( permeability)， $\sigma_{dc}$  為該金屬的直流電導電率。考慮待反射的是 1 THz 的光源，鏡面使用的材質為金，代入上述公式得 skin depth  $\delta_s = 88 \text{ nm}$ 。我們所使用的 JANOS 公司的“無保護膜金鏡”( unprotected gold coating mirror )鍍金厚度為 200 nm，是恰當且實惠的選擇。



### 3.2.3 銻與矽作為濾光材料

伴隨兆赫茲光產生的還有白光產生( white light generation )，而且主脈衝、預脈衝光也有部分與兆赫茲光走相同的光路，所以在路途中我們要選擇適當的濾光片擋掉這些波段的光。

1 THz 至 6 THz 的兆赫茲光所對應的波長範圍為  $50 \mu\text{m}$  至  $300 \mu\text{m}$ ，矽作為濾光片正好可以讓這一段波長的光穿透，矽對不同頻段光波的穿透率請見下圖：

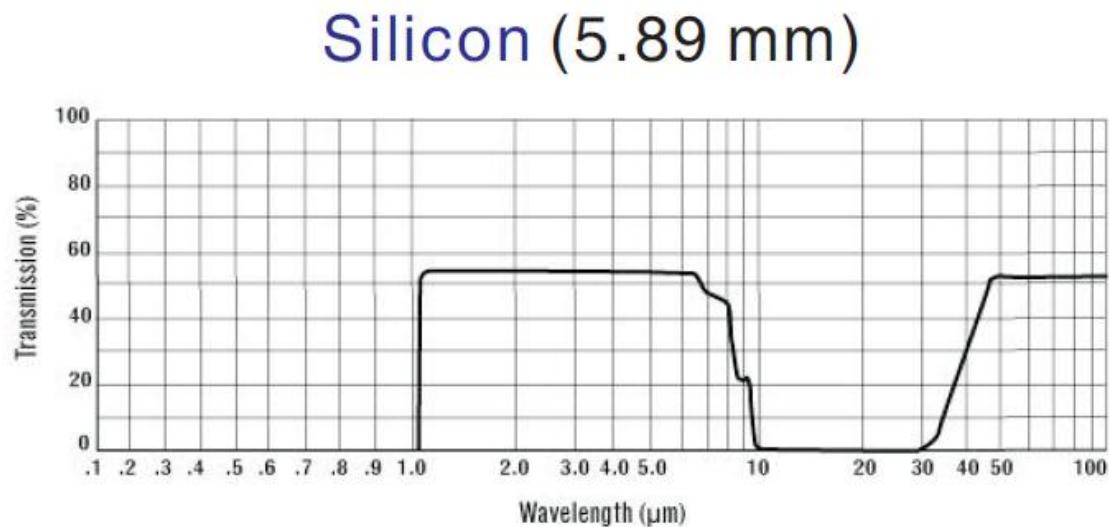


Fig. 3.2.2 光對矽的穿透率因頻率不同而異

請注意到矽在  $1 \mu\text{m}$  到  $10 \mu\text{m}$  之間有另一個穿透波段，但由於沒有其它適合的材料可以只讓兆赫茲光通過，將所有其它的光擋下，所以矽是我們現階段最好的選擇。

經過矽濾光片後的光源可能是落在  $1 \mu\text{m}$  到  $10 \mu\text{m}$  的中紅外光，也可能是真正的兆赫茲光源，為了區別我們還可以再使用銻濾光片。銻對不同頻段光波的穿透率請見下圖：

## Germanium

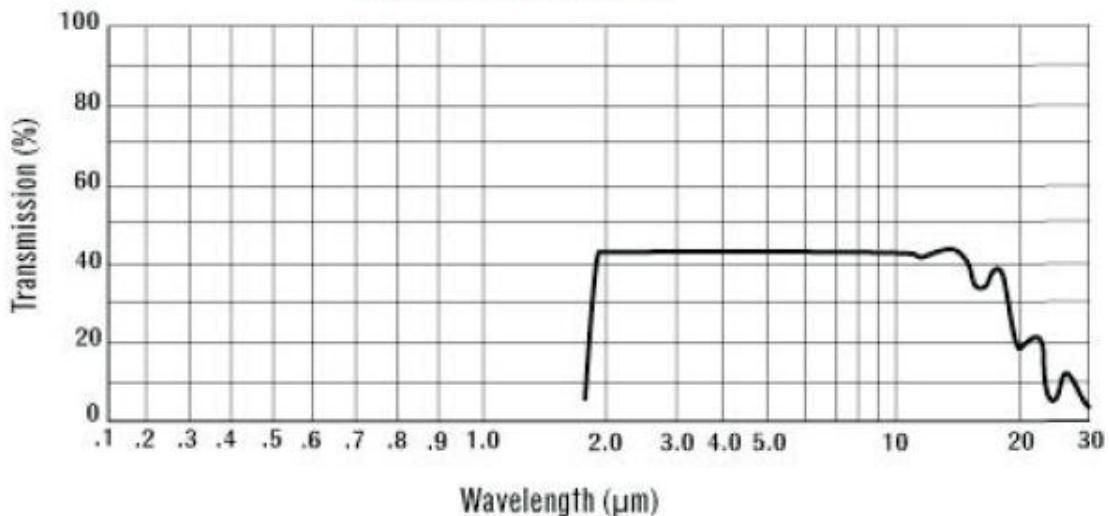


Fig. 3.2.3 電磁波對鎵的穿透率

從圖中可發現鎵在波長從  $2 \mu\text{m}$  到  $10 \mu\text{m}$  之間的穿透率幾乎是常數，讓我們可以輕易反推落在此波段的光有多少能量。不過鎵的穿透波段沒有包含到  $1 \mu\text{m}$  到  $2 \mu\text{m}$  這個區間，為了鑑定有多少脈衝能量落在這個波段，我們使用 BK7 玻璃作為濾光片，BK7 的穿透率性質請見下圖：

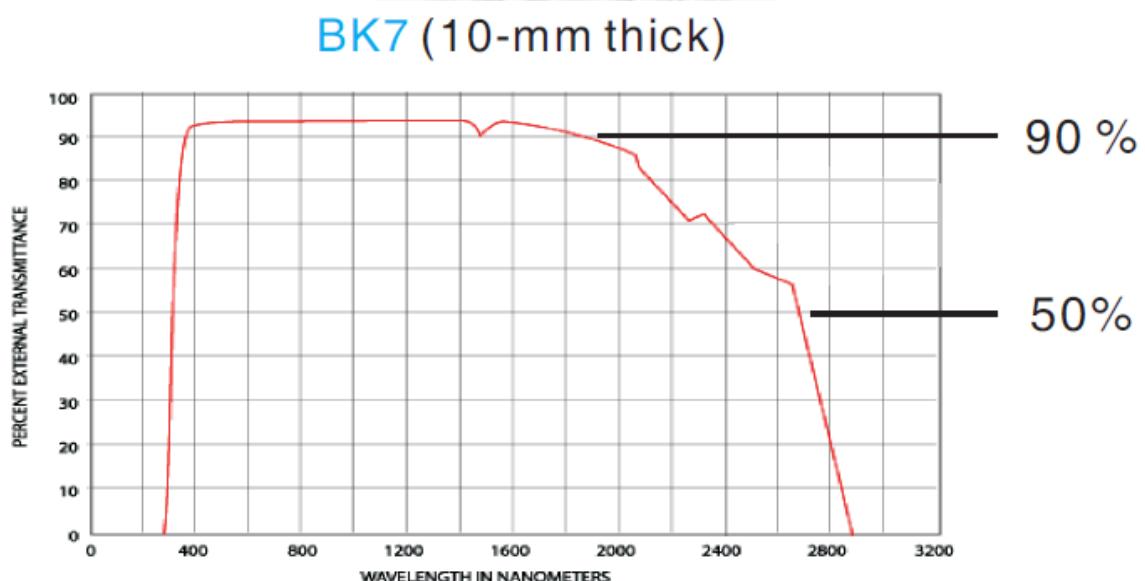


Fig. 3.2.4 電磁波對 BK7 玻璃穿透率

從表中可見 BK7 玻璃在  $1 \mu\text{m}$  到  $2.5 \mu\text{m}$  之間都有不錯的穿透率，而在小於  $2 \mu\text{m}$  的範圍內穿透率大約固定在 90%，所以在數據處理時我們是以 90% 的穿透率來回推波長在  $1 \mu\text{m}$  到  $2 \mu\text{m}$  間的光源強度。

由於鋒與 BK7 玻璃可以把  $1 \mu\text{m}$  到  $10 \mu\text{m}$  的光源給獨立出來量測，所以最後利用總能量減去落在中紅外光能量( $1 \mu\text{m}$  到  $10 \mu\text{m}$ )的計算方法，我們可以間接求得兆赫茲光產出。濾光片具體的使用步驟方法，將在 3.4 節說明。



### 3.3 錄音帶式靶材系統

Fig. 3.3.1 是本實驗室以往使用的固態靶材固定器，雷射每轟擊一個位置後，我們必需使用平移台移動靶材換到一個新的位置。雖然雷射設施的脈衝發射率高達 10 Hz，但受限於平移台的移動速度，我們平均耗費一分鐘才能取得一筆數據；更有甚者，一片固態靶材僅只有 200 個位置可供轟擊，一下便要換新靶材，更換靶材時需破除真空，安置完畢蓋上腔蓋後還要費時等待恢復真空的時間，此一過程便會費去約一小時。

本實驗針對多個雷射條件進行參數掃描，而且每個參數組合預計要取 20 筆的數據以求平均值，估計一共會取得數千甚至上萬筆的資料，如果仍使用原本的靶材固定器將緩不濟急，為此我們自製了一個錄音帶式靶材機械系統，請見 Fig. 3.3.2。使用錄音帶式靶材系統實驗時，配合雷射系統的發射率，鋁帶以 1.5 cm/sec 的速度往下移動，真正實現了 10 Hz 的數據擷取速率，相較於以往大幅提升了實驗效率。

Fig. 3.3.3 是靶材被轟擊過後的照片，兩點間距約 1.5 mm。



Fig. 3.3.1 固態靶材固定器

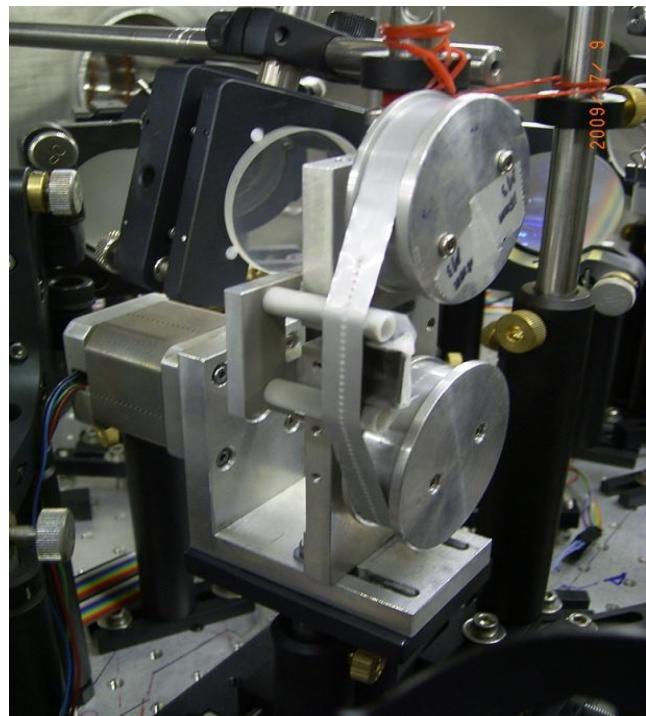


Fig. 3.3.2 錄音帶式靶材系統



Fig. 3.3.3 使用過後的鋁靶材

靶材系統的機構主要由兩個轉盤構成，未使用的鋁帶一開始全部纏繞在上方的轉盤上，實驗時，下方的轉盤由一個步進馬達帶動，將鋁帶往下拖曳。我們使用 Labview 程式來控制步進馬達的轉速與轉動圈數，Fig. 3.3.4 為該 Labview 程式的介面。在介面中我們設定預定的雷射轟擊連發發數、兩轟擊點的間距，程式便會自動換算決定馬達的轉速與轉動圈數。該程式與主脈衝雷射的發射皆由同一開關驅動，當操作者按下發射鈕時，馬達便同步運作移動鋁帶。

鋁帶應隨時保有張力，以維持靶材表面的平整度，也不致離開雷射脈衝的聚焦位置。然而我們在進行機構設計時沒仔細考慮到張力的問題。當下方轉盤旋轉  $\theta$  角時，被帶動的上方轉盤基於慣性，施轉角會比  $\theta$  還要大一些，也就是說上方轉盤缺乏某種彈簧設計來讓它傾向恢復原本的狀態，提供反方向的張力。我們在實驗過程中才發現這個問題，當下決定外加一條橡皮筋來暫時提供上方轉盤慣性的恢復力，也的確奏效。不過根本改良這個問題將留待下一輪實驗時進行。

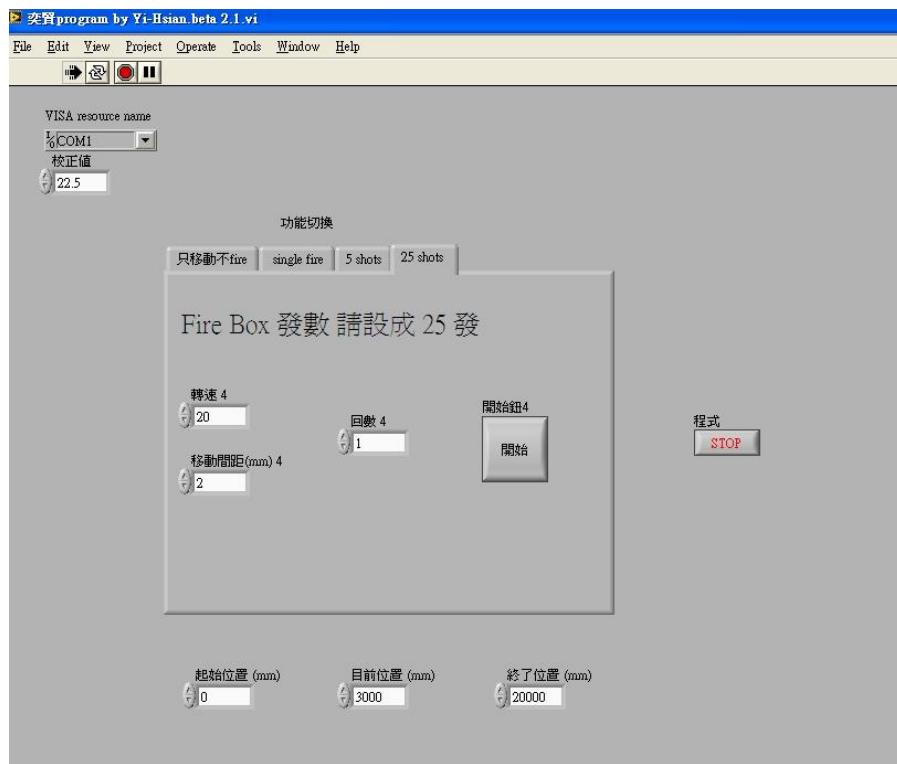


Fig. 3.3.4 靶材系統 Labview 控制介面

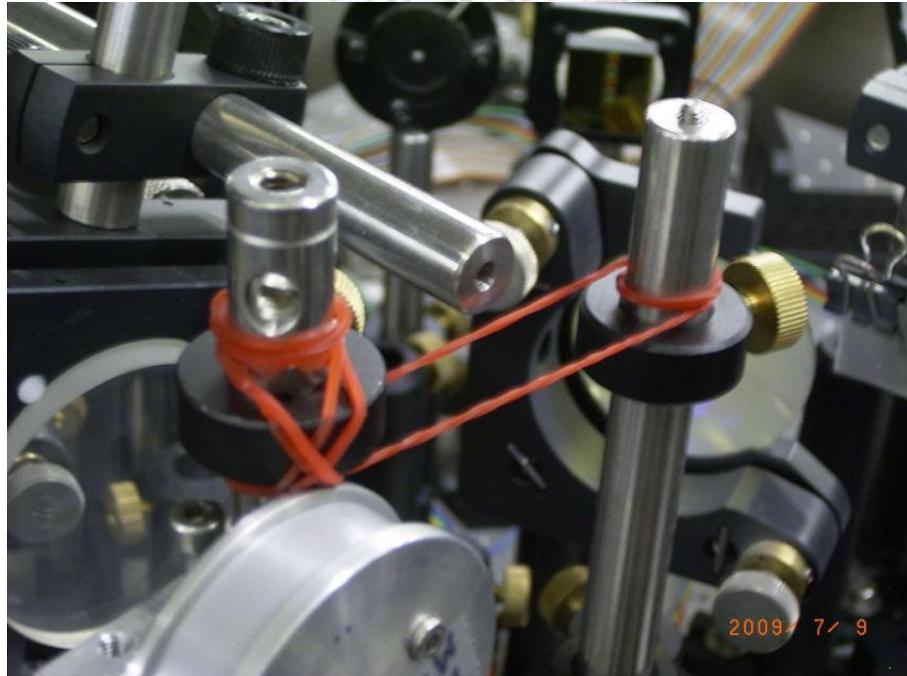


Fig. 3.3.5 橡皮筋作為提供張力的解決方案

## 3.4 兆赫茲能量量測系統

### 3.4.1 量測系統光路介紹

兆赫茲能量量測系統是由一面薄膜分光鏡(pellicle)、兩個聚光用的偏軸拋物面鏡以及兩臺獨立的焦電偵測器(pyroelectric detector)所組成，Fig. 3.4.1 為架設示意圖。產出的脈衝光源在離開真空腔體時，矽窗戶進行了第一次的濾光，只允許波長  $1\text{ }\mu\text{m}$  至  $10\text{ }\mu\text{m}$  的紅外光與大於  $50\text{ }\mu\text{m}$  的兆赫茲光通過；接著，此光源將被薄膜分光鏡一分為二，分別經由兩個偏軸拋物面鏡聚焦，送進焦電偵測器量測脈衝能量。

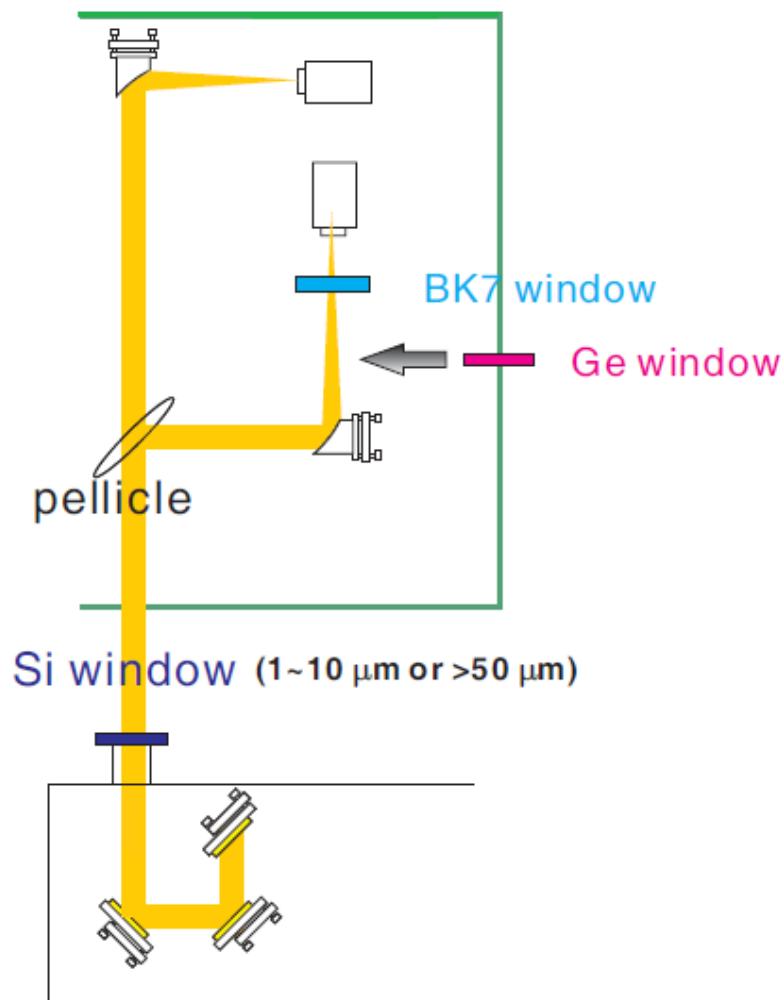


Fig. 3.4.1 量測系統光路示意

在穿透薄膜分光鏡的那道光路上我們不另加任何濾光片，所以我們接收到的光便是紅外光( $1\text{~}10\mu\text{m}$ )與兆赫茲光( $>50\mu\text{m}$ )的集合，考慮一路上薄膜分光鏡與矽窗戶造成的衰減，即可回推原脈衝所含有的紅外光加兆赫茲光的能量大小；在被分光鏡反射的那條光路上我們依次分別插入鋒濾光片與BK7濾光片，便可分別量得中紅外光( $2\mu\text{m}$ 至 $10\mu\text{m}$ )與近紅外光( $1\mu\text{m}$ 至 $2\mu\text{m}$ )的能量，兩者回推與加總便是紅外光占原脈衝的能量大小。將先前推得的總能量，與此能量相減，便可間接得到所產生的兆赫茲光能量。以上，是本實驗兆赫茲光能量的量測方法。

薄膜分光鏡的穿透率與反射率是能量估算時必須要知道的參數，在此附上原廠提供的穿透率資料表見Fig. 3.4.2。在紅外光的波段查表可知穿透率約在30%到40%之間，而我們在實驗正式開始前先以紅外光進行過校準，穿透與反射的比大約是38:62，我們便是以這個比例進行估算。根據該資料表，兆赫茲光的穿透率約為28%，不過我們仍設定38%的穿透率來估算，這麼做我們只會低估兆赫茲光實際的產量，不會高估，可說是比較保守的作法。

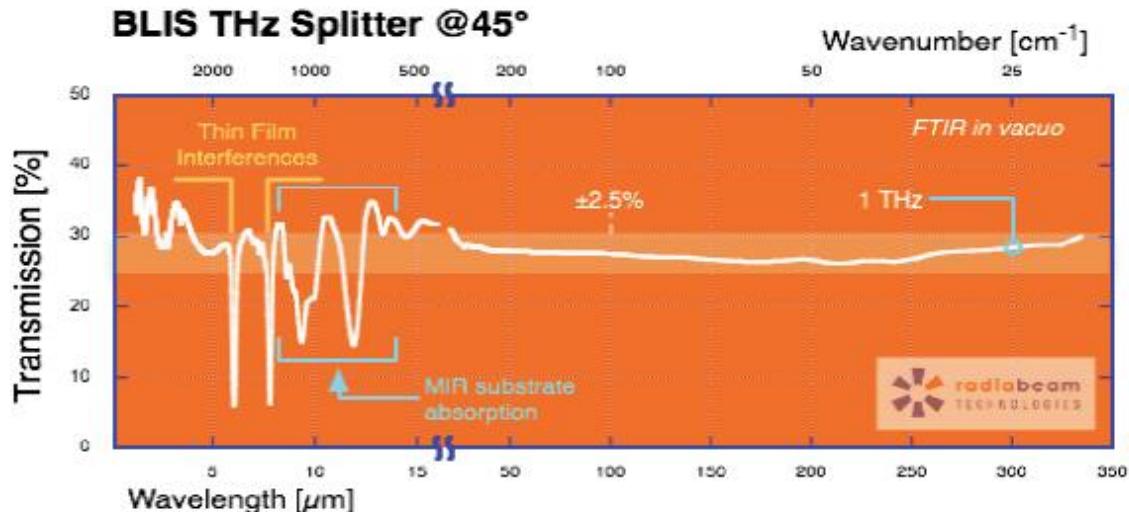


Fig. 3.4.2 不同波段光源對薄膜分光鏡的穿透率(資料來源：[www.radiabeam.com](http://www.radiabeam.com))

### 3.4.2 焦電偵測器( pyroelectric detector )

一般量測光能量的功率量測器(power meter)可量得的頻寬範圍有限，只能涵蓋可見光到近紅外光的範圍，某一些儀器則可以延伸到  $8\text{ }\mu\text{m}$  波長左右，但離兆赫茲波段還有很大一段的距離；再者，這類量測器可偵測的功率下限大約只到  $\text{mW}$  等級，頂多也只能下探到  $100\text{ }\mu\text{W}$ ，不敷我們的使用。我們的兆赫茲波輸出單一脈衝能量可能只有  $0.5\text{ }\mu\text{J}$  左右，換算功率也不過  $5\text{ }\mu\text{W}$  而已。

所以本實驗使用的是由 Spectrum 公司製造的焦電偵測器( pyroelectric detector )，型號為 SPI-D-62 THz，可量測頻率介於  $0.1\text{ THz}\sim 30\text{ THz}$  的光源，而且可量功率範圍為  $2\mu\text{W}\sim 200\text{mW}$  之間，皆符合本實驗的需求。此焦電偵測器的外觀形貌請見 Fig. 3.4.3：



Fig. 3.4.3 Spectrum 公司製造的 pyroelectric detector

該偵測器的光接收器為一方型晶片，只有  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  的大小，因此我們使用偏軸拋物面鏡將原本光束直徑達 2 英寸的兆赫茲再聚焦，才得以收光量測。偵測器經 USB 接線連結到電腦，由 Labview 程式設定檔位與顯示量測結果，Fig. 3.4.4 為程式介面。此偵測器要求被量測的脈衝光發射率落在 9~11 Hz 之間，如果不在這個範圍，介面左下角便會顯示”Frequency Out of Range”，這一臺偵測器是不能用來量測一般 CW 雷射的。第二件要注意的事情在使用之前要設定量測的檔位，檔位共有六個選項：2  $\mu\text{W}$ ，20  $\mu\text{W}$ ，200  $\mu\text{W}$ ，2 mW，20 mW，200 mW。如果我們的產出光功率僅有 1  $\mu\text{W}$  等級，便應設定在最低的檔位 2  $\mu\text{W}$ ；在真正實驗中，光產量有時達到 100  $\mu\text{W}$  等級，此時便應將檔位設定在 200  $\mu\text{W}$ 。

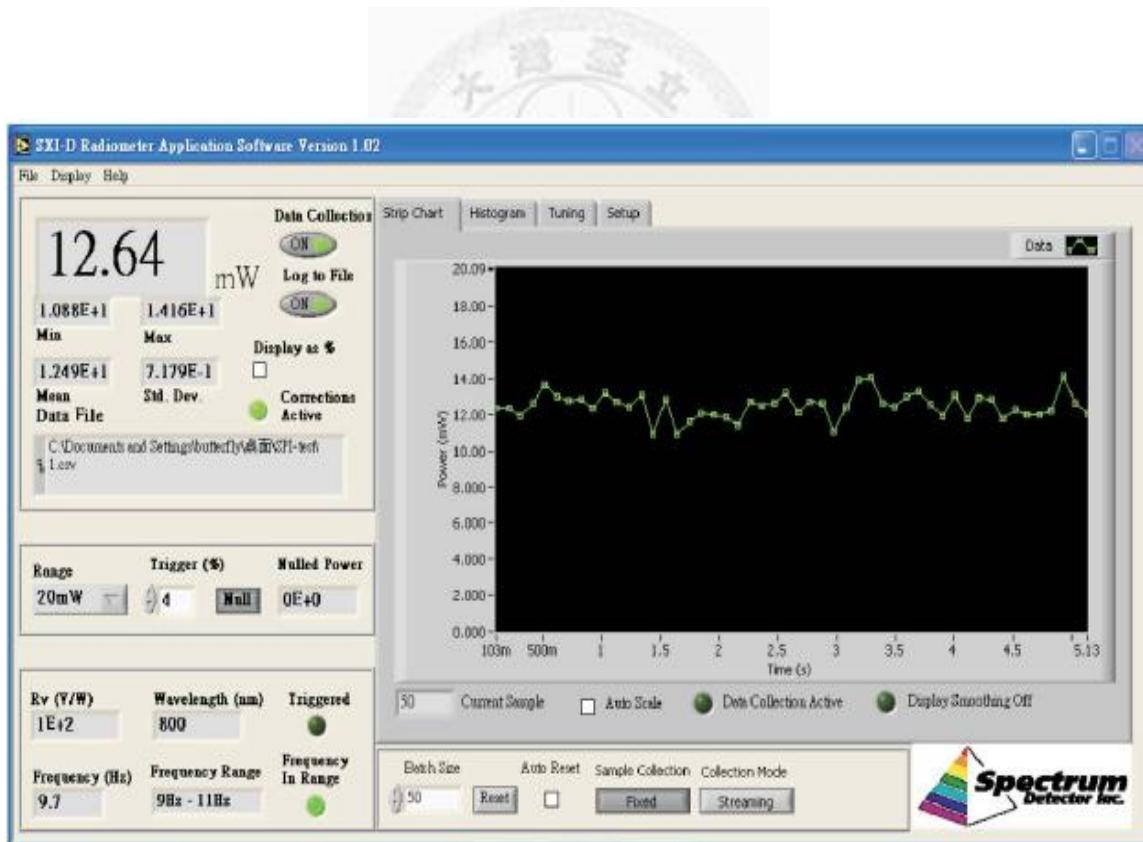


Fig. 3.4.4 pyroelectric detector 的控制程式

### 3.5 光路校正步驟

實驗前要執行的光路校正分為兩個部分：一是主脈衝聚焦點與預脈衝聚焦點在靶材表面的空間疊和，二是 THz 導光光路的校正，須確保眼睛看不見的產出光的確被導入了能量偵測器的晶片。

預脈衝的聚焦點直徑約  $50 \mu\text{m}$  左右，而主脈衝的聚焦點直徑則約為  $8 \mu\text{m}$ ，微調光路上導光鏡的旋鈕，可以讓主脈衝聚焦點落在預脈衝的聚焦點的中心位置。然而數個  $\mu\text{m}$  的精細程度不可能以肉眼分辨出來，接著我們依靠 Fig. 3.2.1 中的靶材表面成像系統來監控疊合的情形，也就是圖中藍色的光路。Fig. 3.5.1 是成像系統所看到的主脈衝與預脈衝焦點，成像系統所收集的是固態靶材表面的散射光。(a) 是主脈衝的焦點成像，(b) 是預脈衝的焦點成像，最後經過導光鏡的微調，疊合成(c)的情形。

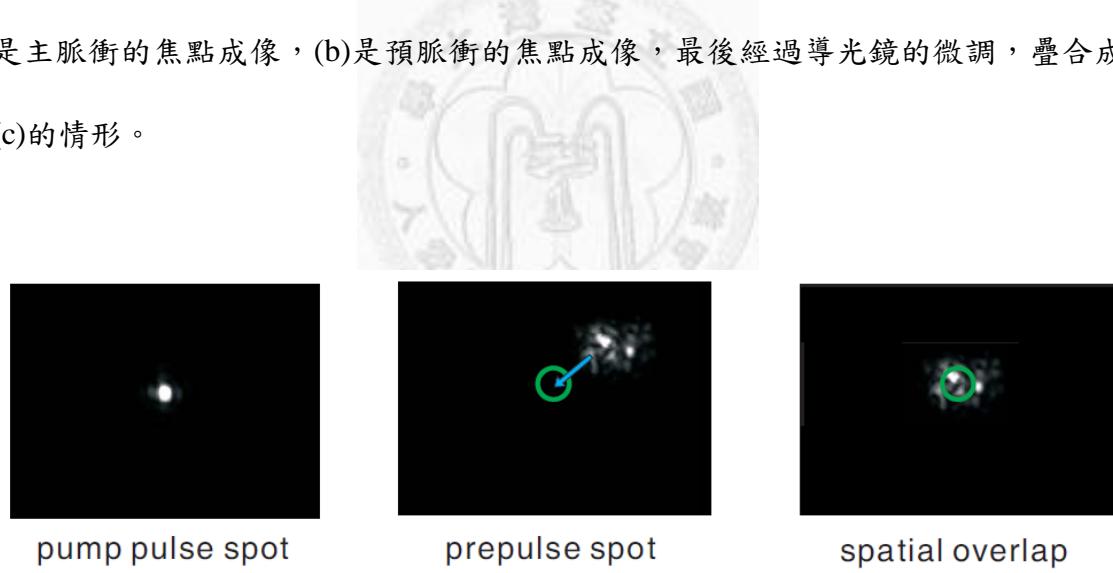


Fig. 3.5.1 (a)主脈衝焦點成像 (b)預脈衝焦點成像 (c)將兩者疊合至同一位置

接著介紹 THz 導光光路的校正，導光光路校正的困難在於靶材所處空間狹小，我們不容易在該處架設一對光用雷射，模擬產出光光路，方便我們校正對光。我們的解決辦法是採取逆向校正，也就是將模擬光路用的二極體雷射光架在整套光路的中央，分兩次分別往正向的方向與逆方向打去，在兩個方向我們分別調整沿

路的導光鏡，使往前方的模擬光被導入光測偵器的晶片中，使逆方向的光被導引到固態靶材的主脈衝聚焦位置上。實際的架設情形請參考下圖：

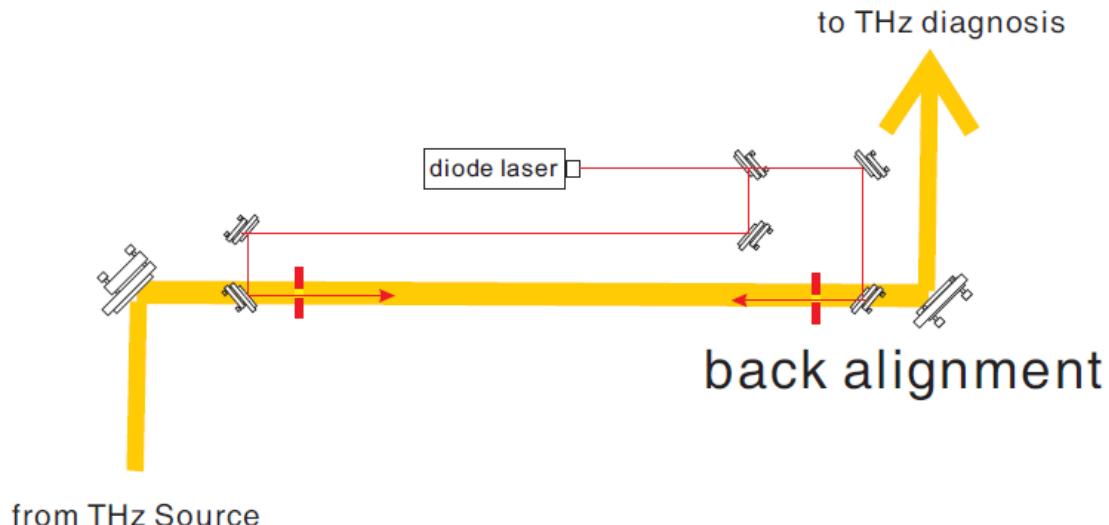


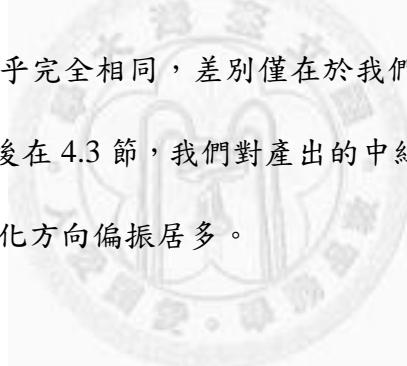
Fig. 3.5.2 使用二極體雷射模擬兆赫茲光路徑來進行光路校正

架設裡的兩個紅色元件為定位光圈，我們以此兩個元件來”定義”產出光的必經光路，二極體雷射光不論往正方向還是逆方向前進都必須先過這兩個光圈。逆方向模擬光的聚焦位置與主脈衝焦點的位置疊合的情形用肉眼觀察即可，不需使用到成像系統，原因是因為我們對疊合的精準程度要求不高，只要最後產出光能被送進 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 的光偵測器晶片便足夠了。此疊合的偏移誤差與導致的偵測端光路的偏移量比約為 1 比 1，所以即使疊合的誤差達到 0.5 mm，產出光仍然可以完全被收進晶片當中。

## Chapter 4 實驗結果與討論

雷射聚焦固態靶表面產生兆赫茲波的最高紀錄也只有 1993 年 H. Hamster 等人的單發兆赫茲脈衝能量  $0.5 \mu\text{J}$ ，而且那還是在相當大的收集角的狀況下所得。本實驗的收光角則只有  $0.02 \text{ sr}$ ，不到該研究群的 50 分之 1，因此，我們決定先針對比較容易產生的中紅外光波段來做觀測和最佳化，因為產生中紅外光與產生兆赫茲光的原理機制可能是相同的，所以參考最佳化紅外光時的雷射參數值，也許可以指引我們快速地找到兆赫茲光波最佳化的雷射參數條件。

4.1 節我們先報告對中紅外光產生作最佳化的實驗結果；接著，參考 4.1 節的實驗參數設計，我們改而針對兆赫茲波進行最佳化，結果將呈現於 4.2 節中。兩組實驗的架設與實驗步驟幾乎完全相同，差別僅在於我們使用不同的濾光片組合來觀測不同波段的光源。最後在 4.3 節，我們對產出的中紅外光進行了偏極方向的量測，發現此紅外光是 P 極化方向偏振居多。



## 4.1 中紅外光最佳化

前文提及以鋒作為濾光片時，光的可穿透波長範圍為 2 至  $20 \mu\text{m}$ ，所以在此我們便以這個範圍作為中紅外光的定義，方便說明。實驗架設上，我們取下矽材質的窗戶，改以鋒窗戶取代，所以離開真空腔體的產出光源被限定在中紅外光範圍內。一開始我們讓預脈衝領先主脈衝 1 ns 與 9 ns 到達固態靶材，實驗結果請見 4.1.1 小節。

### 4.1.1 預脈衝光領先 1ns 和 9ns

一開始設定預脈衝光領先主脈衝光 1 ns，換算成實際的光路，也就是比主脈衝的光路少了 30 公分。主脈衝雷射能量為 250 mJ，時寬設定在雷射設施當時可達的最短值 44 fs。調整預脈衝的能量，從沒有預脈衝到預脈衝能量達 19 mJ，結果發現預脈衝對中紅外光的輸出沒有什麼影響，中紅外光的產值一直落在  $2 \mu\text{J}$  附近。此實驗數據請見下圖：

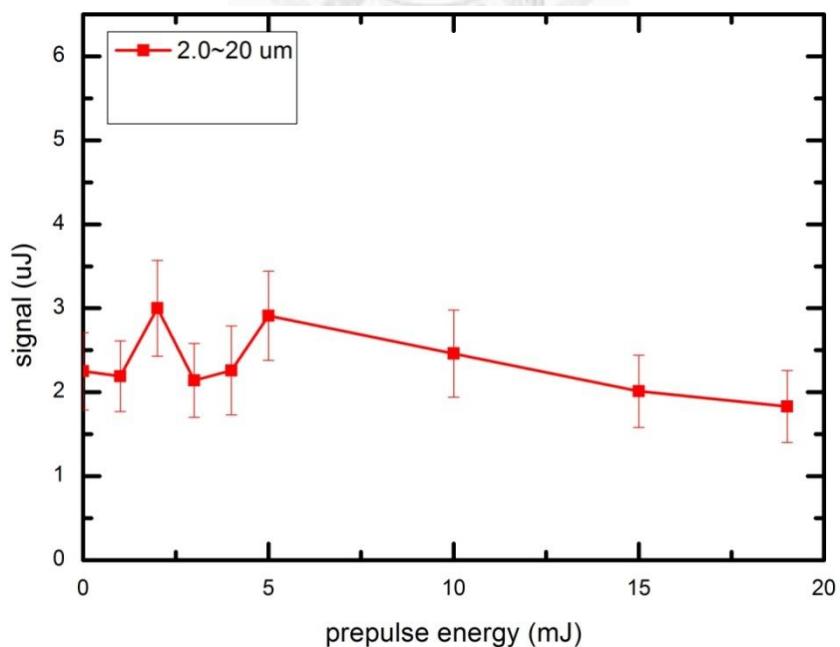


Fig. 4.1.1 預脈衝領先主脈衝 1 ns 時的中紅外光輸出

我們猜測可能是 1 ns 的時間不足讓電漿演化到足以產生中紅外光所需的密度梯度，可能 1 ns 時的電漿仍然密度梯度太陡峭了。所以，接下來我們將兩道脈衝的時寬大幅拉開到 9 ns，換算成光路上的長度差距也就是 270 公分，此條件下的實驗結果請見下圖：

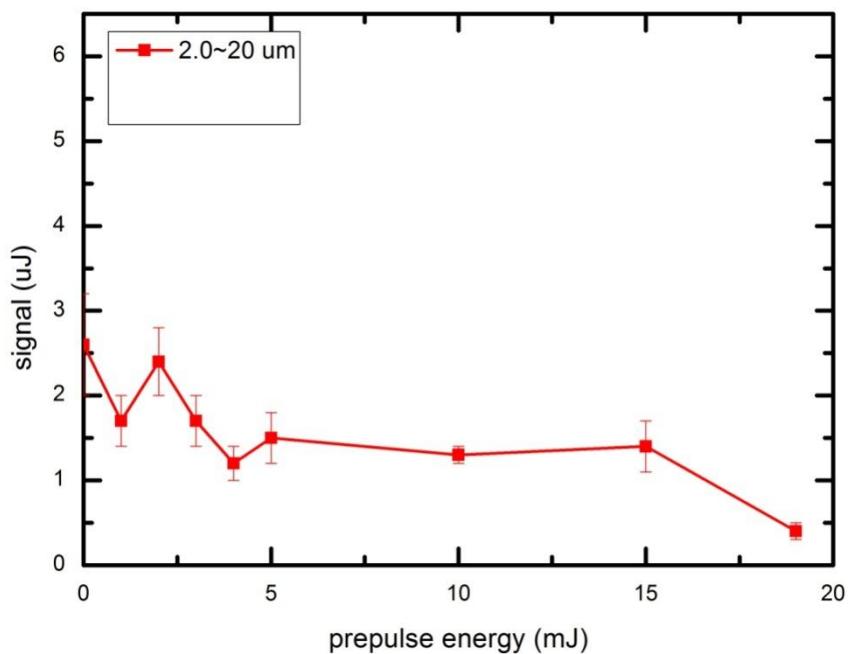


Fig. 4.1.2 預脈衝領先主脈衝 9 ns 時的中紅外光輸出

實驗結果和 1 ns 的結果很相似，預脈衝的存在對中紅外光的生成沒有什麼幫助，甚至當預脈衝能量為 19 mJ 時，產出訊號反而下降。對於這樣的結果，我們猜測有可能是因為 9 ns 的電漿演化時間又太久了，讓電漿擴散太遠，密度梯度過於平緩，同樣不利中紅外光的生成。所以接下來嘗試將預脈衝的領先時間設定在中間—5.6 ns。

#### 4.1.2 預脈衝光領先 5.6ns

將預脈衝的領先時間設定在 5.6 ns，期許可以找到特定的電漿環境，適合中紅外光的產生。此時主脈衝能量固定在 223 mJ，時寬一開始則設在最短的 44 fs。實驗結果請見下圖：

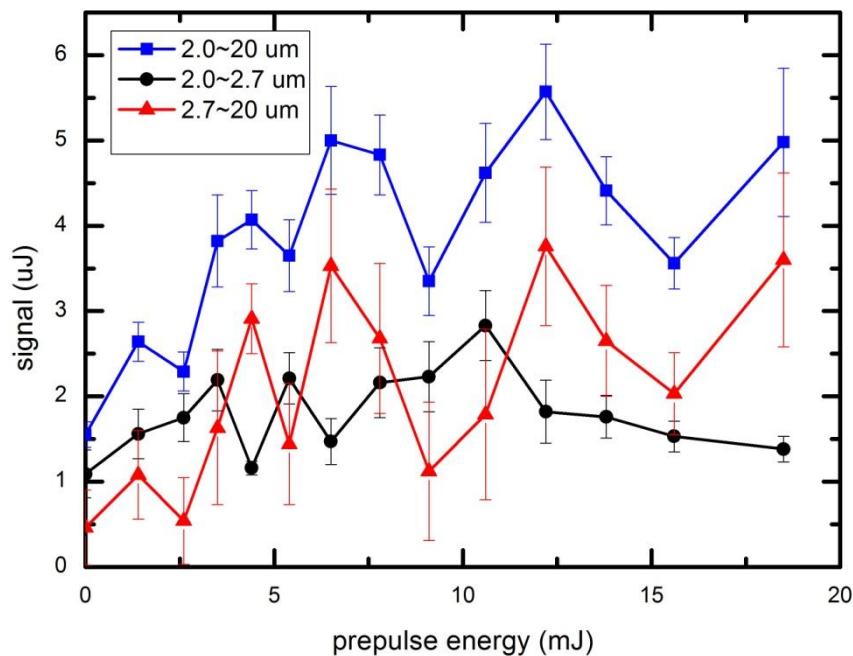


Fig. 4.1.3 預脈衝領先生主脈衝 5.6 ns 時的中紅外光輸出，其中藍線是紅線與黑線的總合。

實驗過程中利用 BK7 玻璃濾光片，可以再將此總能量區分為  $2.0 \mu\text{m} \sim 2.7 \mu\text{m}$  與  $2.7 \mu\text{m} \sim 20 \mu\text{m}$  來看待，圖中藍線代表總能量，黑線為波段在  $2.0 \mu\text{m} \sim 2.7 \mu\text{m}$  之間的能量，而紅線則是波段為  $2.7 \mu\text{m} \sim 20 \mu\text{m}$  之間的紅外光產生。圖中可發現預脈衝發揮了作用，當預脈衝能量為 12.5 mJ 時，產出的中紅外光總能量是沒有預脈衝時的兩倍左右。如果我們單看  $2.7 \mu\text{m} \sim 20 \mu\text{m}$  之間的紅外光產生效益就更是明顯了，其產出能量隨著圖中代表總能量的藍線起伏，可見增加的產出能量大多落在大於  $2.7 \mu\text{m}$  的範圍。無預脈衝時，此範圍的紅外光能量幾乎為零，在增加了預脈衝後

該範圍的產出可達到  $3 \mu\text{J}$ 。這樣的結果也增強了我們對之後的兆赫茲光最佳化實驗的信心。

有一點無法理解的是，紅外光的產量隨著預脈衝能量的增加起落振盪。在幾個能量下落的參數條件，我們皆特別去檢查實驗的架設，脈衝疊合的情形，都沒有發現問題，所以應該是真實發生的現象，但我們目前還沒有理論來解釋。

在開始針對兆赫茲光進行最佳化前，我們決定先拉長主脈衝時寬，看看此時中紅外光受預脈衝影響是不是有相同的趨勢。我們將主脈衝分別拉寬到 107 fs 與 193 fs，實驗結果請見下圖：

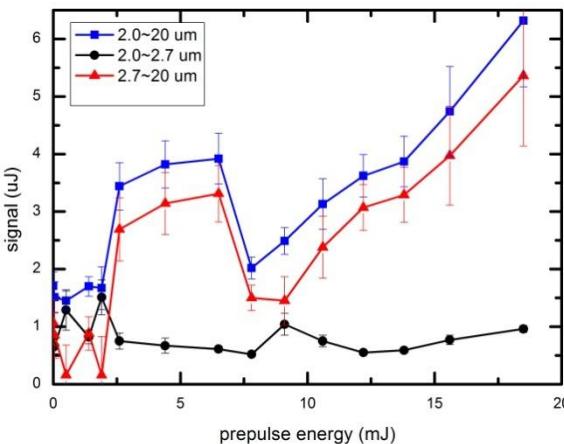


Fig. 4.1.4 主脈衝時寬拉至 107 fs

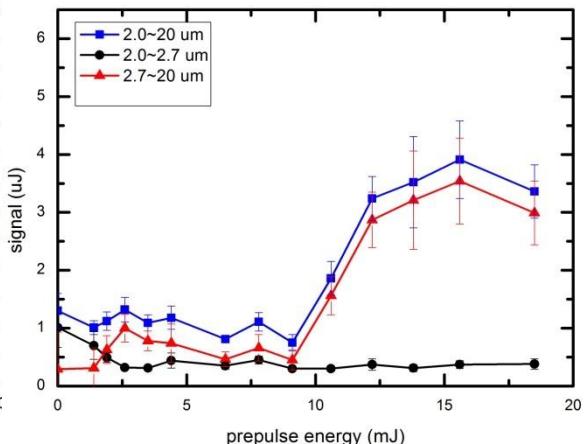


Fig. 4.1.5 主脈衝時寬拉至 193 fs

兩個條件下皆因預脈衝的作用得到了很大的增益，正如我們所希望的。而且從圖中紅線的成長趨勢可知增加能量的的確也是波長大於  $2.7 \mu\text{m}$  的中紅外光。兩個數據圖中，看起來曲線皆有振盪的傾向，不過受限於我們預脈衝的能量上限就在 19 mJ，沒有辦法進一步取更多數據，振盪的問題我們先暫時擱置。

我們的實驗重點是放在兆赫茲光的產生，下一節將報告兆赫茲波能量最佳化實驗的結果。

## 4.2 兆赫茲脈衝最佳化

取下真空腔體表面的鍺材質窗戶，換成矽材質窗戶，便可開始進行兆赫茲脈衝最佳化實驗。矽的透光範圍為波長  $1\text{ }\mu\text{m}$  到  $10\text{ }\mu\text{m}$  的紅外光與波長大於  $50\text{ }\mu\text{m}$  的兆赫茲波，所以接下來實驗數據所指的兆赫茲波，皆指波長大於  $50\text{ }\mu\text{m}$  者而言。

上一節實驗，當預脈衝光領先主脈衝光  $5.6\text{ ns}$  時，中紅外光有很明顯的增益。受此鼓舞，在兆赫茲脈衝光最佳化實驗中，一開始我們也是將領先時間設定為  $5.6\text{ ns}$ ，期待此條件下兆赫茲脈衝光也能有所增益。

### 4.2.1 預脈衝光領先 $5.6\text{ ns}$

我們將預脈衝光的領先時間仍是定在  $5.6\text{ ns}$ ，主脈衝的能量則定在  $243\text{ mJ}$ ，主脈衝時寬  $44\text{ fs}$ ，開始進行兆赫茲光最佳化實驗，實驗調控變數為預脈衝的能量。實驗結果請見下圖，圖中的藍線代表波長在  $1\text{ }\mu\text{m}$  到  $10\text{ }\mu\text{m}$  與大於  $50\text{ }\mu\text{m}$  的光的總能量產出，黑線為總產出當中的近紅外光成份，波長為  $1\text{ }\mu\text{m}$  到  $2.7\text{ }\mu\text{m}$ ，而紅線則為總能量扣除近紅外光的剩餘，有可能是中紅外光也有可能是真正的兆赫茲波。

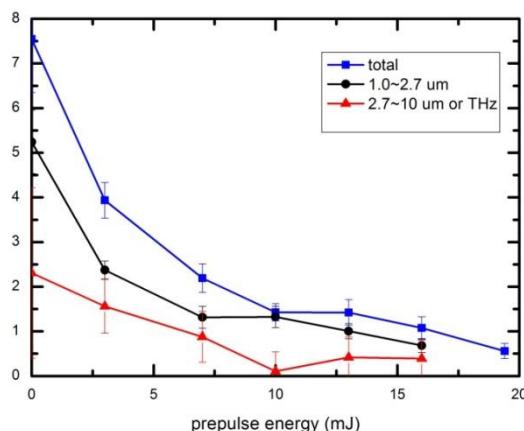


Fig. 4.2.1 預脈衝領先主脈衝  $5.6\text{ ns}$ ，主脈衝時寬  $44\text{ fs}$  時的兆赫茲波量測

從實驗結果發現，預脈衝在此條件下對產出只有負面的影響。黑線(近紅外光)與紅線分別從  $5.2 \mu\text{J}$  與  $2.3 \mu\text{J}$  掉落到幾乎為零，所以我們也不打算使用鋒濾光片進一步區分紅線實際的產出是中紅外光抑或是兆赫茲光。

根據第二章的假設與推論，不論想產出的是什麼樣波段的光源，都應將主脈衝設在最短的時寬，因為此時主脈衝的  $a_0$  (normalized vector potential of linear polarized light) 最大。雖然如此，我們仍然將主脈衝調寬，分別調到  $100 \text{ fs}$ ， $200 \text{ fs}$ ， $1000 \text{ fs}$ ，再進行相同的實驗，實驗結果如下：

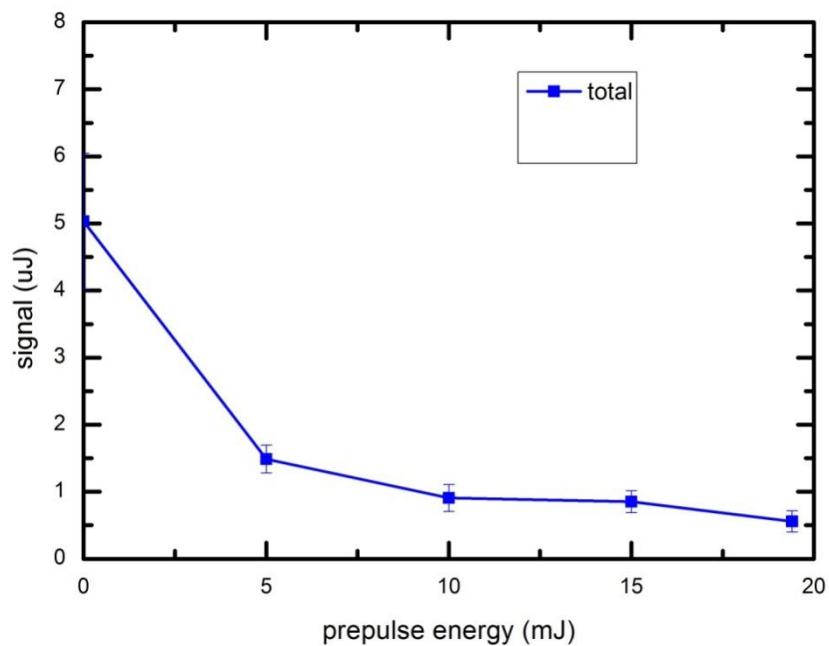


Fig. 4.2.2 預脈衝領先主脈衝  $5.6 \text{ ns}$ ，主脈衝時寬  $100 \text{ fs}$  時的兆赫茲波量測

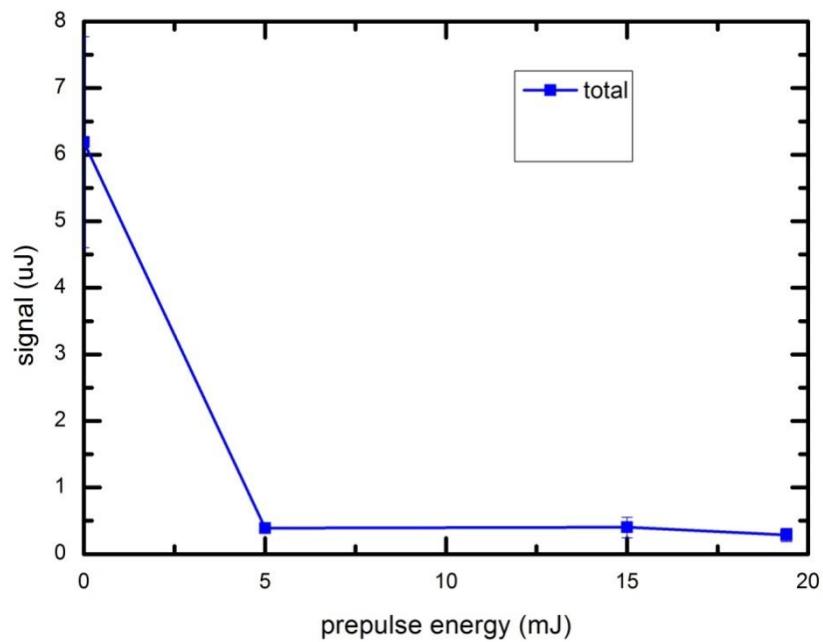


Fig. 4.2.3 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns，主脈衝時寬 200 fs 時的兆赫茲波量測

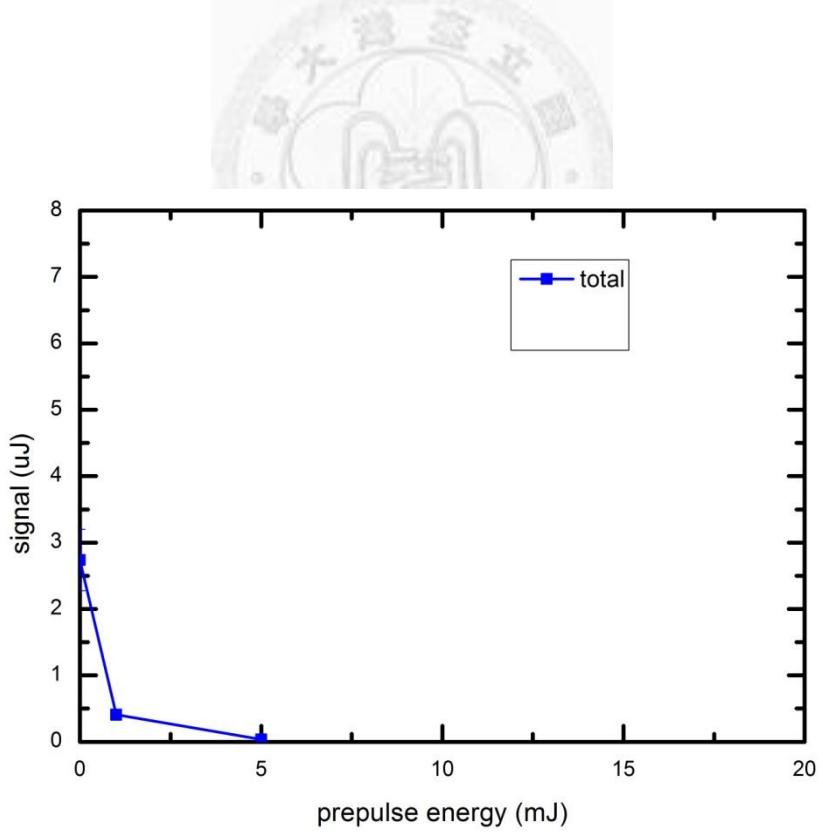


Fig. 4.2.4 預脈衝領先主脈衝 5.6 ns，主脈衝時寬 1000 fs 時的兆赫茲波量測

我們發現輸出能量只有更小，能量隨著預脈衝的影響，只有掉得更徹底而已。

雖然同 4.1 節中紅外光的產生結果比較，實驗結果不佳，但本實驗與 4.1 節的實驗兩者的雷射參數其實是完全相同的，差別只是使用的濾光片不同而已。本節的實驗架設中，觀測範圍雖多了兆赫茲光，卻少了波長  $10 \mu\text{m}$  到  $20 \mu\text{m}$  的中紅外光，所以兩個實驗一比較，表示前一節的增益波段可進一步確定為  $10 \mu\text{m}$  到  $20 \mu\text{m}$  這個範圍的中紅外光，而且在頻譜上，並不是從近紅外光一路延伸而來，這與第二章的理論模型並沒有違背之處。

預脈衝領先主脈衝  $5.6 \text{ ns}$ ，使得中紅外光增強，但是對兆赫茲光的產生沒有幫助。我們若順著第二章的模型思考這個結果，就會猜測可能此時的電漿密度梯度不夠平緩—平緩到利於兆赫茲波產生。所以在接下來的實驗，我們調整預脈衝的光路長度，讓它再一次領先主脈衝  $9.5 \text{ ns}$ ；前一節表示，在領先  $9 \text{ ns}$  時，雖然對中紅外光的增強沒有幫助，但這反而表示，電漿可能已演化成為利於兆赫茲波產生的密度分布了。

#### 4.2.2 預脈衝光領先 9.5ns

實驗中，主脈衝的能量為 205 mJ，時寬設定在 44 fs，預脈衝光領先主脈衝 9.5 ns，進行預脈衝能量掃描，掃描範圍從能量為零到能量為 19 mJ。實驗結果請見下圖：

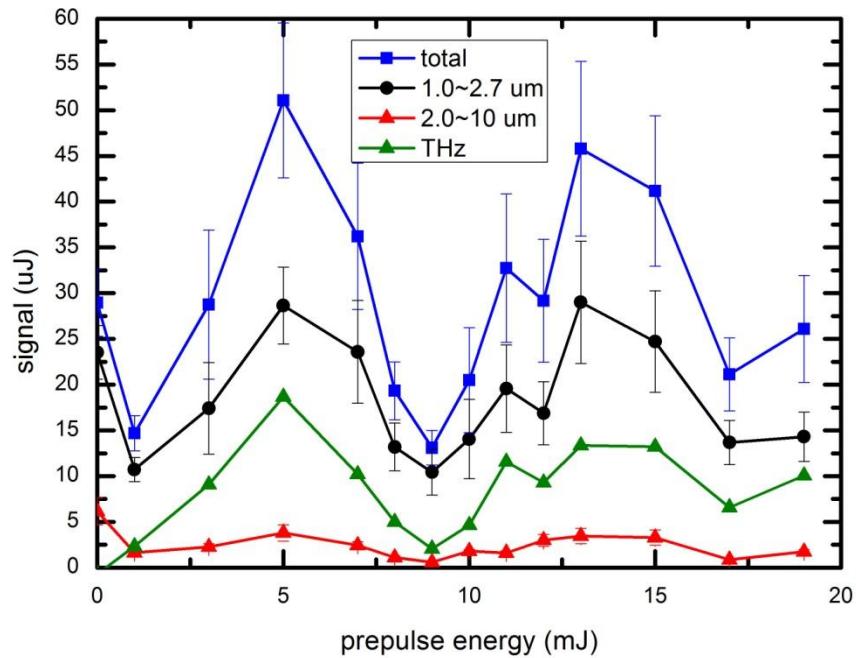


Fig. 4.2.5 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 44 fs 時的兆赫茲波量測

圖中藍線代表的是波長 1 μm 到 10 μm 的紅外光與波長大於 50 μm 的兆赫茲光的總能量，黑線為 1 μm 到 2.7 μm 的近紅外光產出，紅線為 2.7 μm 到 10 μm 的中紅外光產出，而綠線便是我們所關注的兆赫茲光產出了。

實驗結果發現，當預脈衝能量為 5 mJ 時，綠線有一個波峰，也就是說我們在預脈衝領先 9.5 ns 的條件下，成功地產生高強度的兆赫茲波！此時的兆赫茲波輸出將近 20 μJ，比對沒有預脈衝作用的情形，沒有預脈衝光時根本毫無兆赫茲波的產生。我們的兆赫茲波收光的收集角很小，只有 0.02 sr，是 1993 年 H. Hamster 等人

的實驗的 1.3% 左右，但產出卻因為預脈衝的作用，是該實驗的 40 倍。以往雷射轟擊固態靶材產生兆赫茲光的最高能量紀錄，便是該實驗的  $0.5 \mu\text{J}$  per pulse。

不過當預脈衝能量為  $9 \text{ mJ}$  時，總能量輸出、近紅外光輸出、兆赫茲光輸出又下落至谷底，和預脈衝能量為  $2 \text{ mJ}$  時的情形相似。接著我們把預脈衝的能量繼續往上調，當能量調到  $13 \text{ mJ}$  時，總能量與兆赫茲光能量又來到了另一個峰值，此時的兆赫茲光比先前的紀錄  $20 \mu\text{J}$  來得小，但也有  $10 \mu\text{J}$  以上的水準。當能量上調到  $17 \text{ mJ}$  時，產出能量又下跌，到了  $19 \text{ mJ}$  時又略為上升，也就是說如果我們在中紅外光所觀察到的情形一樣，兆赫茲光產出曲線隨著預脈衝能量變化，一樣有振盪的情形，這有待未來進一步的假設與實驗以釐清。

緊接著我們改變預脈衝的時寬，分別調為  $70 \text{ fs}$ ， $100 \text{ fs}$ ， $200 \text{ fs}$ ，其它參數保持不變來進行實驗，實驗結果如下：

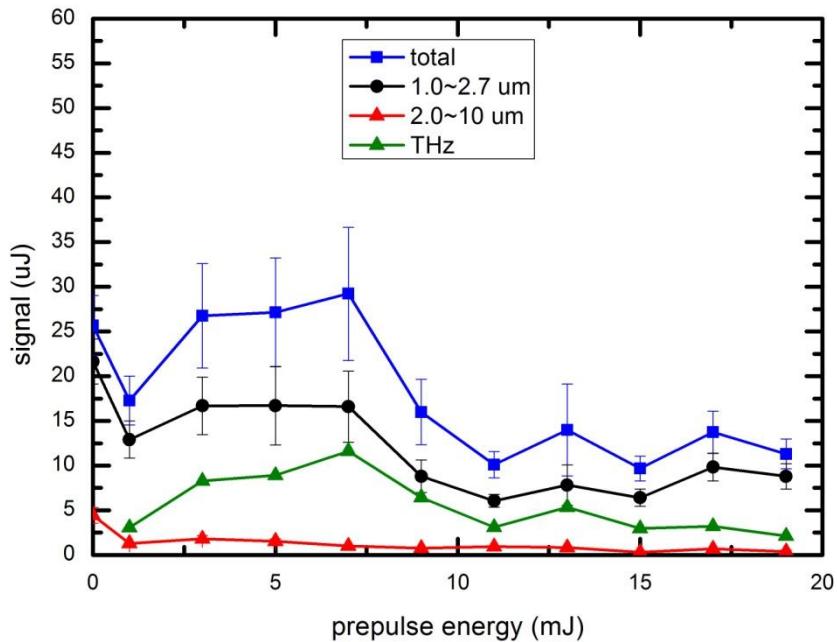


Fig. 4.2.6 預脈衝領先主脈衝  $9.5 \text{ ns}$ ，主脈衝時寬  $70 \text{ fs}$  時的兆赫茲波量測

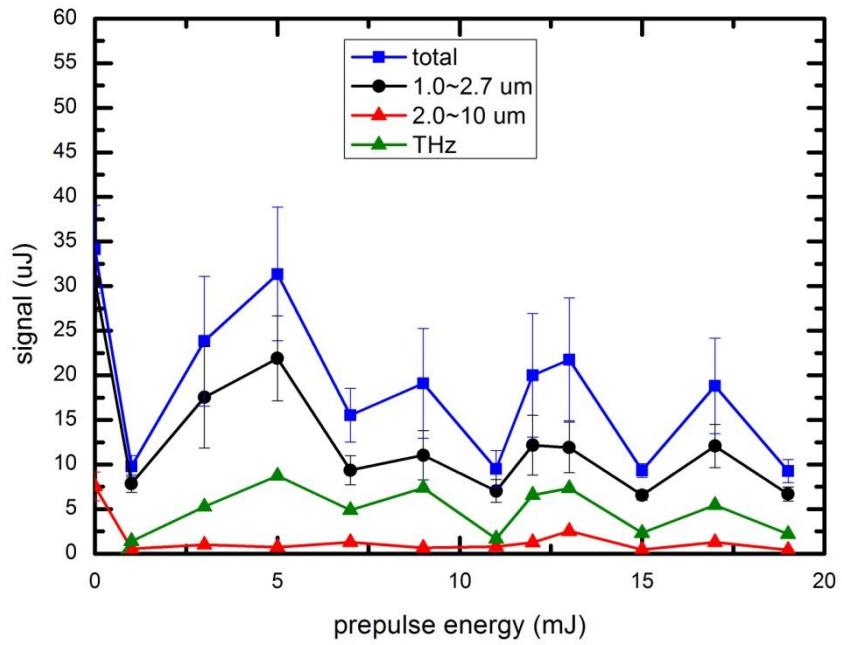


Fig. 4.2.7 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 100 fs 時的兆赫茲波量測

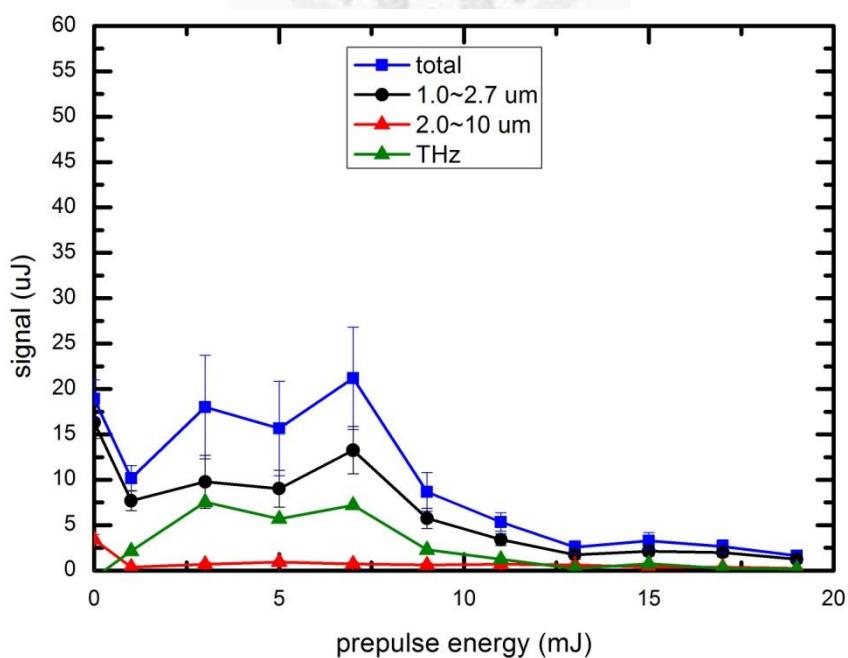


Fig. 4.2.8 預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，主脈衝時寬 200 fs 時的兆赫茲波量測

實驗結果發現，在這三個主脈衝時寬下，兆赫茲光依然因為預脈衝的作用下而產生了相當的訊號。產生的強度小於最短時寬 44 fs 時的強度。不過有趣的是，最佳的預脈衝能量仍然為 5 mJ 左右，可見預脈衝 5 mJ 所造成的電漿環境，對於兆赫茲波的產生最有利，這與第二章模型所預期的吻合：電漿密度梯度與主脈衝時寬，獨立地去影響兆赫茲光的產出效率，彼此互不影響。

在此三時寬下，實驗曲線仍然有振盪的情形，一樣有待未來進一步的釐清。本小節便是本論文最重要的結果報告：當預脈衝領先主脈衝 9.5 ns，能量為 5 mJ 時，所營造出的電漿環境使高強度的兆赫茲脈衝產生，輸出能量約 20  $\mu$ J，是文獻紀錄的 40 倍，但我們的收集角只有 0.02 sr，遠小於原紀錄實驗的架設，他們的收集角高達 1.5 sr。



### 4.3 中紅外光極化方向以及主脈衝強度對輸出的影響

雷射與與電漿共振吸收時，雷射與電漿密度梯度方向須夾一不為零的角度，而且此雷射光須為 P 極化光，共振吸收才得以發生。第二章中的模型是此過程的逆轉換，此模型正確，那麼依該原理產出的光源，便應有 P 極化的特性。由於暫時不具有量測兆赫茲波偏極方向的設備，所以我們將只針對最佳化後的中紅外光產生，量測其偏極特性。實驗時的雷射條件為主脈衝能量 200 mJ，時寬為 44 fs，而預脈衝領先 5.6 ns，預脈衝能量設定在先前的最佳參數 5 mJ，然後我們旋轉偏振片從 0 度到 180 度，量測能通過偏振片的中紅外光能量大小，實驗結果如圖：

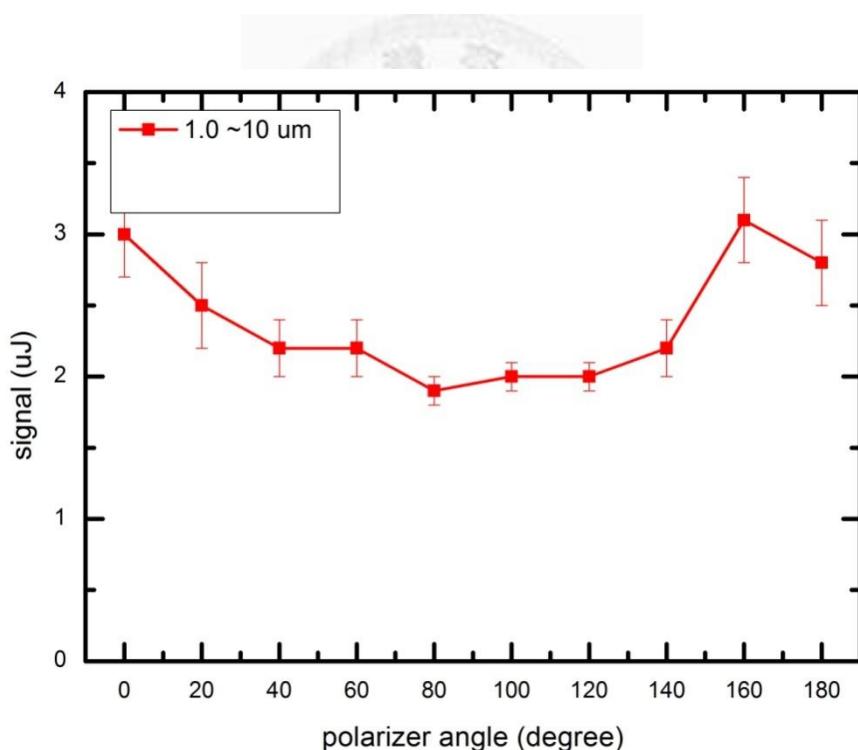


Fig. 4.3.1 中紅外光偏極特性

偏振片旋轉角至 0 度與 180 度代表的是讓 P 極化方向的光通過，而 90 度則是 S 極化光可以通過。從實驗結果知，產出光有各個極化方向的成份，但是 P 極化方向的分量多於平均，這個 P 極化方向光的存在，相容於第二章的理論模型猜測。

最後一個量測，我們要量測主脈衝能量大小與輸出光總能量的關係，此時我們使用的是矽材質的窗戶，所以輸出光指的是波段  $1 \mu\text{m}$  到  $10 \mu\text{m}$  的紅外光與波長大於  $50 \mu\text{m}$  的兆赫茲光。主脈衝能量時寬 44 fs，不過這個量測沒有使用預脈衝光，所以光輸出應該是沒有兆赫茲光的成份在內。實驗結果如圖：

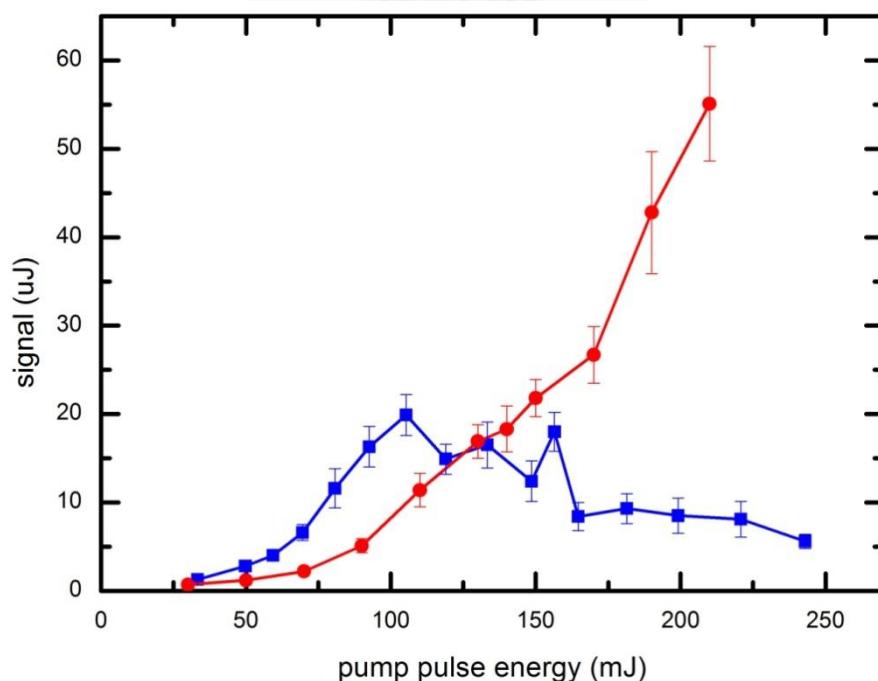


Fig. 4.3.2 不同的兩天量測輸出總能量與主脈衝能量的對應關係

此實驗我們一共進行了兩次，圖中藍色曲線是第一次的實驗結果，紅色曲線則是一星期後重複此一實驗所得的結果。紅色曲線的結果符合我們的預期：主脈衝的能量愈高，在相同的轉換效率下，輸出自然也愈高。但為何藍色曲線卻在主脈衝能量大於 150 mJ 後，輸出能量不增反跌呢？我們認為不同兩天相同的實驗卻有不同的結果，應該是雷射條件不穩定造成所造成的，可能第一次實驗時，雷射 ASE 較大，對比度較差，當主脈衝能量很強時，ASE 也會強到造成預先游離靶材的效果，影響了電漿環境，使輸出變小。這樣的結果再次地顯示，控制預游離電漿環境對於固態靶產生兆赫茲波實驗的重要性。



# Chapter 5 結論與展望

## 5.1 結論

就我們所知，本實驗是所有類似的固態靶材產生兆赫茲波實驗當中，首次使用預脈衝來控制電漿環境以最佳化兆赫茲脈衝產生。在主脈衝能量 205 mJ，時寬 44 fs 的條件下，我們引入一領先主脈衝 9.5 ns 的預脈衝，成功地產生能量將近 20  $\mu$ J 的兆赫茲脈衝輸出，是過往類似實驗的最高紀錄(0.5  $\mu$ J)的 40 倍。而且本實驗的收光角 0.02 sr 僅是過往紀錄實驗收光角 1.5 sr 的百分之二不到，只要稍微更改收光架設，便很有機會將此兆赫茲脈衝單發能量再提升許多倍。

我們比較兆赫茲波最佳化與中紅外光最佳化的實驗發現，最佳化兆赫茲光產出所需的電漿演化時間要比中紅外光所需的來得長，而電漿演化愈久，對應的電漿密度梯度就愈平緩，所以我們的實驗結果與第二章中的理論模型至少是不違背的；另外我們也量測了中紅外光產生的極化方向，發現 P 方向的分量大過 S 方向的分量，這也相容於猜想的理論模型。不過本實驗並未架設光學儀器來診斷實際產生的電漿環境情形，也還未對產生的兆赫茲波的頻譜與波形進行量測，只能算是一個初探的實驗，若要進一步釐清或驗證當中的物理機制，有賴更多更細緻的診斷資訊和數據來分析。

本實驗室 100 TW 雷射設施最高可提供 3 J 能量，時寬僅 30 fs 的雷射主脈衝，是本次實驗使用的主脈衝能量的 15 倍，另一方面本次實驗只嘗試了 5.6 ns 和 9 ns 兩個電漿演化時間，也還可以再做更細緻的掃描，下一輪實驗只要針對這兩者進行最佳化，便有可能得到更高強度的兆赫茲脈衝光源。

本實驗顯示了以雷射與固態靶材交互作用的方式，已經可以產生高強度的兆

赫茲脈衝光源，而且未來還有很大的發展進步空間，並且具備高強度、短脈衝、頻率可調、高發射率等優良特性，有機會成為主流的兆赫茲脈衝光源產生技術。

## 5.2 展望

由於並不存在兆赫茲波專用的濾光片，本實驗是以數種濾光片組合的量測值相減，間接求得兆赫茲脈衝的能量，而非直接量測。所以在下一輪實驗，我們將使用適合兆赫茲波段的光譜儀，對產出的光源進行直接的量測。本實驗室自行發展了兩套兆赫茲光的頻譜量測設備：一為傅立葉光譜儀，另一為四波混頻原理所製成的量測系統，可以直接觀測兆赫茲波波形，未來實驗便會上線使用。

再來則是參數的最佳化，在前一節提到，許多參數還有再調整的空間，以產生更高品質高強度的兆赫茲光源。另外配合即將上線的兆赫茲光譜量測系統，我們可以找到頻譜峰值與雷射參數對應的關係，建立一可隨使用者不同需求，可調波長的兆赫茲脈衝產生儀器。

在學理探討方面，未來需要利用頻譜與雷射參數變動的關係，還有對電漿產物的直接觀測診斷，才能進一步的釐清當中的物理機制，這也是有待完成的工作。

最後，要就實驗中工程技術上待改進的細節分項說明：

### 1. 錄音帶靶材系統上方轉盤無法提供鋁帶向上張力

這個問題目前是以橡皮筋提供的恢復力暫時解決，但是這樣子提供的恢復力並不穩定，有時甚至造成鋁帶斷裂，所以還是應從機構設計上根本解決。

### 2. 靶材被轟擊出來的鋁離子汙染了真空腔內的光學元件

我們已盡可能的利用手邊的材料，大致將靶材附近非光路通過的位置屏蔽

起來，但某些死角沒有辦法擋到。下一次實驗應製作一專用的屏蔽器，達到更好的屏蔽效果，甚至在光路旁加裝強力磁鐵來吸附無法屏蔽的鋁離子。

### 3. 雷射主脈衝與其 ASE 的對比強度

4.3 節中指出，我們曾在不同的兩天進行兆赫茲光輸出與主脈衝能量關係的實驗，卻得到了不同的結果，初步判斷應是雷射對比不穩定造成的。過強的雷射前緣 ASE 會干擾預脈衝控制的電漿環境，尤其當未來我們把主脈衝雷射能量調高一個數量級，便更要擔心這個問題，我們必須做到更好的雷射對比度來排除 ASE 對實驗結果的影響。



## REFERENCE

- [1] 李青翰，林凡異，兆赫茲漫談，物理雙月刊卅一卷 97-107(2009)
- [2] T. G. Phillips and J. Keene, “Submillimeter astronomy,” Proc. IEEE **80**, 1662(1992).
- [3] M. Nagel, P. H. Bolivar, M Brucherseifer, H. Kurz, A Bosserhoff, and R. Buttner, “Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics,” Appl. Phys. Lett. **80**, 154-156 (2002).
- [4] W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman, “Image with terahertz radiation,” Rep. Prog. Phy **70**, 1352-1379 (2007).
- [5] F. Capasso, R. Colombelli, R. Paiella, C. Gmachl, A. Tredicucci, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, “Far-infrared and ultra-high-speed quantum-cascade lasers,” Opt. Photon. News, vol.**12**, no.5, 40-46 (2001).
- [6] U. Werling, K. F. Renk, and Wan Chong-Ti, “Tuning characteristics of a high pressure CO<sub>2</sub> laser pumped CH<sub>3</sub>F Raman laser,” Int. J. Infrared and Millimeter Waves **7**, 881 (1986).
- [7] A. A. Andronov, I. V. Zverev, V. A. Kozlov, Yu. N. Nozdrin, S. A. Pavlov, and V. N. Shastin, “Stimulated emission in the long-wavelength IR region from hot holes in Ge in crossed electric and magnetic fields,” JETP Lett. **40**, 804 (1984).
- [8] J. M. Chamberlain, “Where optics meets electronics: recent progress in decreasing the terahertz gap,” Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **362**, 199 (2004).
- [9] G. Mourou, C. Stancampiano, A. Austonetti, and A. Orszag, “Picosecond microwave pulses generated with a subpicosecond laser-driven semiconductor switch,” Appl. Phy. Lett. **39**, 295 (1981).
- [10] S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi,

“Optical rectification at semiconductor surfaces,” Phys. Rev. Lett. **68**, 102-105 (1992).

- [11] Jianming Dai, Xu Xie, and X.-C. Zhang, “Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases,” Phys. Rev. Lett. **97**, 103903 (2006).
- [12] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, “Subpicosecond, Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction,” Phys. Rev. Lett. **71**, 2725-2728 (1993).
- [13] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R. W. Falcone, “Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas,” Phys. Rev. E **49**, 671-678 (1994).
- [14] D.H. Auston, “Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon,” Appl. Phys. Lett. **26**, 101-103 (1975)
- [15] P. Smith, D. Auston, M. Nuss, “Subpicosecond photoconducting dipole antennas,” IEEE J. Quantum Electron **24**, 255-260 (1988).
- [16] P. Y. Han and X.-C. Zang, “Coherent, broadband midinfrared terahertz beam sensors,” Appl. Phys. Lett. **73**, 3049-3051 (1998).
- [17] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, “Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air,” Opt. Lett. **25**, 1210-1212 (2000).
- [18] Xu Xie, Jianming Dai, and X.-C. Zhang, “Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air,” Phys. Rev. Lett. **96**, 075005 (2006).
- [19] F. Blanchard, G. Sharma, X. Ropagnol, L. Razzari, R. Morandotti, and T. Ozaki, “Improved terahertz two-color plasma sources pumped by high intensity laser beam,” Opt. Exp. **17**, 6044-6052 (2009).

- [20] S. Nashima, M. Hosoda, H. Murakami, M. Mori, and H. Daido, “Generation of intense terahertz radiation from relativistic laser plasma,” IEEE Proc. 2004 Conf. on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices (COMMAD 2004), Brisbane, Australia, 303-306 (2004).
- [21] A. Sagisaka, et al, “Simultaneous generation of a proton beam and terahertz radiation in high-intensity laser and thin-foil interaction,” *Appl. Phys. B* **90**, 373-377 (2008).
- [22] Yuan Gao, Tara Drake, Zhiyuan Chen, and Matthew F. DeCamp, “Half-cycle pulse terahertz emission from an ultrafast laser plasma in a solid target,” *Opt. Lett.* **33**, 2776-2778 (2008).
- [23] Zheng-Ming Sheng, Hui-Chun Wu, Kun Li, and Jie Zhang, “Terahertz radiation from the vacuum-plasma interface driven by ultrashort intense laser pulses,” *Phy. Rev. E* **69**, 025401 (2004).
- [24] Zheng-Ming Sheng, Kunioki Mima, Jie Zhang, and Heiji Sanuki, “Emission of Electromagnetic Pulses fro Laser Wakefields through Linear Mode Conversion,” *Phy. Rev. Lett.* **94**, 095003 (2005).
- [25] E. Ahedo and J. R. Sanmartin, “Resonant absorption in a plasma step profile,” *Plasma Phys. Contr. F.* **29**, 419 (1987).
- [26] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
- [27] E. Esarey and P. Sprangle, “Overview of plasma-based accelerator concepts,” *IEEE T. Plasma Sci.* **24**, 252 (1996).
- [28] A. J. Gatesman, R. H. Giles, and J. Waldman, “High-precision reflectometer for submillimeter wavelengths,” *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 020212-08 (1995).