

國立交通大學

光電工程研究所

碩士論文

應用於砷化鎵太陽能電池之抗反射設計研究

Study of Antireflection Design for the
Application of GaAs Solar Cell

研究生：洪偉倫

指導教授：陳瓊華 教授

中華民國九十七年七月

應用於砷化鎵太陽能電池之抗反射層設計研究
Study of Antireflection Design for the Application of GaAs
Solar Cell

研究生：洪偉倫

Student : Wei-Lun Hung

指導教授：陳瓊華

Advisor: Chyong-Hua Chen

國立交通大學
光電工程研究所
碩士論文



Submitted to Department of Photonics & Institute of Electro-Optical
Engineering

College of Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Electro-Optical Engineering

July 2008

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十七年


應用於砷化鎵太陽能電池之抗反射層研究

學生：洪偉倫

指導教授：陳瓊華

國立交通大學光電工程研究所 碩士班

摘 要



此研究提出使用均質抗反射層與一維光柵結構組合的抗反射設計，具有垂直入射時平均穿透率可達到 99%，八十度入射之穿透率頻譜可達到 94%左右，以獲得寬頻譜與廣角的抗反射能力。此設計結構為先在砷化鎵太陽能電池上設計兩層均質抗反射層，以達到垂直入射時寬頻譜的效果，但在大角度入射時，均質抗反射層之穿透率頻譜則會大幅降低至 55%左右。因此，我們在均質層上放置一維三角形光柵，藉此降低均質層的高角度靈敏度，使整個結構達到寬頻譜與廣角的抗反射效果。經過比較在不同光柵參數下於垂直入射與 80 度入射的平均穿透率(T_{solar})後，我們獲得最佳化光柵參數分別為光柵高度為 0.6 μm 、光柵週期為 0.6 μm 及光柵填充率為 0.125。此光柵結構於大角度入射時產生高階繞射穿透，彌補零階繞射穿透值隨入射角度上升而下降，進而維持住大角度入射下的高穿透率。除此之外，三角形光柵等效折射係數漸變的特質亦可提高大角度入射的穿透率頻譜。最後，我們比較不同光柵形狀及光柵下方均質層層數對平均穿透率及穿透頻譜的影響，可發現在最佳參數下的兩均質層與一維三角形光柵具有最佳的平均抗反射效果。

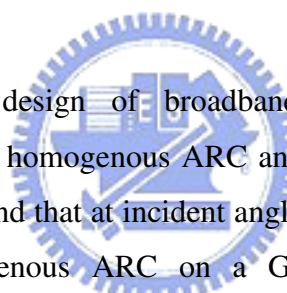
Study of Antireflection Design for the Application of GaAs Solar Cell

student : Wei-Lun Hung

Advisors : Dr. Chyong-Hua Chen

Institute of Electro-Optical Engineering
National Chiao Tung University

ABSTRACT



This thesis presents the design of broadband and widely angular antireflection coatings(ARC) that consists of homogenous ARC and one dimensional(1-D) grating. T_{solar} at incident angle of 0 is 99%, and that at incident angle of 80 reaches 94%. In first part of this thesis, we form two homogenous ARC on a GaAs solar cell. The transmission of two-homogenous ARC can be broadband at normal incidence, but that reduces to 55% when incident angle is 80. We design a 1-D triangular grating on the designed ARC to decrease the angular sensitivity of structure. After comparing calculated T_{solar} values of the whole structures with different grating parameters at incident angles of 0 and 80, we obtain the optimized grating parameters: grating height=0.6 μm , grating period=0.6 μm and grating filling factor=0.125. Here, the subwavelength grating introduces higher order diffraction transmission as incident angle increases, and thus the total transmission is maintained even though the zeroth-order diffraction transmission decreases with the increase of incident angles. In addition, the property of graded index profile embedded in the triangular grating enhances the total transmission at large incident angles. In the second part of this thesis, we discuss the effect of grating profiles and the number of homogenous ARC layers in the transmission spectrum and the values of T_{solar} at different incident angles. After comparing transmissions of these different structures, we find that the structure of two homogenous layers with the optimized triangular grating exhibits the best performance.

誌謝

回首碩士班兩年生活，過的非常的快。首先需要感謝我的指導教授陳瓊華老師，兩年之間親自教導我許多事情，不管是研究方面還是為人處世，都給予很多的建議與訓練，使我說話不再隨便，表達能力獲得提升。面對懵懂無知的我，老師都能拿出無比的耐心來帶領我步上軌道，非常感謝老師兩年來對我的教導。

碩一時，獨自坐在工五 B42，非常感謝曾經陪伴及教導過我的學長們。徐得銘學長陪伴我最長的時間，並且在當我困惑於 Matlab 程式時適時的拉我一把，使我茅塞頓開。親切的林俊榮學長每次到實驗室來都讓我感覺到無比的輕鬆快樂，也給予我很多研究上的建議與關心。也感謝碩一時曾經來過實驗室的朋友們，使我在實驗室不再孤單，在偌大寒冷的冷氣房中感到無限的溫暖，其中特別感謝交大山服團的夥伴們，小花、大哥和性獸在我心煩意亂時給我建議，一起騎車解放心情，小丸上班之餘還能替我分析排解心情，特別特別感謝山服 97 級的學弟妹，碧珠、大便、吳美眉和王媽不時的拿便當來實驗室陪我吃飯，陪伴我走過孤單的碩一生活。

碩二有了學弟妹的加入使 B42 更像個實驗室的樣子，感謝范日華為我們實驗室帶來人氣，以及帶給我們一同奔馳的快感，感謝侯少璿為我們實驗室帶來新氣候和流行語，”太可惡了”、”范范要爆了”、”學長，你該吃藥了”及”快罩我(LED 燈 照)”，每一句話都讓我們帶來無比的歡樂。感謝老廖在實驗室提供罐頭笨版笑聲，並且與我合唱擁抱。勞苦功高的神人郁欣姐姐，表現最優讓減輕老師的負擔，相對的讓老師輕鬆一點，並且麻煩郁欣姐姐花時間替我修改論文。

也感謝與我生活五、六年親愛的室友們，雖然碩士班我們都有各自忙碌的時候，但每每拖著疲累的身體回到寢室，嘴砲幾句，感覺精神就好了一點，嘴角就上揚的一點。感謝 416 的夥伴們，歪歪、小日本、小毛、臭機和邱垂這幾年的相伴與支持。最後要感謝我摯愛的爸媽、大姐姐與二姐姐，雖然我們家個性的關係，你們都關心不那樣的具體，但是我都知道你們是關心我的。碩士班生活重新學習到很多，與大學生活迥然不同的經歷，感謝以上你們的幫助與陪伴，陪我度過這兩年的時光。

目錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
目錄	iv
圖目錄	v
一、序論	1
1-1 前言	1
1-2 抗反射層的設計與種類	3
1-2.1 四分之一波長薄膜結構	3
1-2.2 漸層式抗反射層結構	4
1-2.3 微結構抗反射結構	5
1-3 砷化鎵太陽能電池	6
1-4 論文結構	7
二、理論與分析方法	8
2-1 轉換矩陣法(TMM, Transfer Matrix Method)	8
2-2 嚴格耦合波理論 (RCWA, Rigorous coupled-wave analysis)	11
2-2.1 TE 極化波入射平面平行光柵法線平面	11
2-2.2 TM 極化波入射平面平行光柵法線平面	16
2-3 平均穿透率計算	19
三、一維光柵抗反射層設計	21
3-1 兩均質層抗反射薄膜設計	21
3-2 一維光柵參數最佳化	26
四、討論	36
4-1 光柵結構對穿透率頻譜的影響	36
4-2 光柵形狀對穿透率頻譜的影響	41
4-3 不同抗反射層層數對穿透率頻譜影響	44
4-4 小週期下抗反射設計之平均穿透率表現	48
五、結論	50
參考文獻	52

圖目錄

Fig1-1(a) AM1.5G 太陽能能譜及(b)太陽光入射太陽能電池示意圖。太陽東昇西起與季節變化的特性使太陽光進入太陽能電池的光線不一致。	2
Fig1-2 單層均質抗反射層設計的穿透率頻譜。基板與薄膜材料為砷化鎵與二氧化矽，薄膜厚度為四分之一中心波長，中心波長為 0.6 μ m。	4
Fig1-3 折射係數漸變的抗反射層設計具有廣角的效果。	5
Fig1-4 (a)粗糙化的表面可提供多重反射與光線散射的效果以提高穿透率(b)在太陽能電池上製作半球形結構，球形結構可形成繞射效應及具有等效折射係數漸進的效果，所以此結構能達到寬頻譜與廣角的效果。	6
Fig1-5 (a)砷化鎵太陽能電池與抗反射設計結構圖(b)本篇論文中用來計算之砷化鎵太陽能電池及抗反射結構圖。	7
Fig2-1 (a)光線在多層薄膜內多重反射的示意圖(b)轉換矩陣法將光線分為向前行進光與向後行進光。	8
Fig2-2 鄰近兩層電場的關係可以利用 M 矩陣互換。	9
Fig2-3 各層 M_x 矩陣連乘後可將整個系統視為 M 矩陣計算。	10
Fig2-4 TE 極化波入射平面平行光柵法線平面之光柵示意圖。	12
Fig2-5 將不規則光柵切割成 L 層	15
Fig2-6 TM 極化波入射平面平行光柵法線平面之光柵示意圖。	17
Fig3-1 兩層均質抗反射層加上一維光柵的設計。	21
Fig3-2 (a)二氧化矽之折射係數圖(b)二氧化鈦之折射係數圖。	22
Fig3-3 不同二氧化矽與二氧化鈦的厚度下的平均穿透率圖，其中平均穿透率的計算不	

考慮太陽能譜的加乘效應。其中兩黑線代表分別代表設計波長為 $0.6\mu\text{m}$ 的四分之一波長厚度的位置。·····	22
Fig3-4 最佳化兩均質層厚度下的不同入射角之穿透頻譜。·····	23
Fig3-5 不同層數的均質層抗反射結構。(a)為一層二氧化矽抗反射結構，(b)為三層抗反射結構，使用二氟化鎂、二氧化矽與二氧化鈦為材料。·····	24
Fig3-6 一層、兩層與三層抗反射層設計，平均穿透率(T_{solar})對入射角度的變化圖。·····	25
Fig3-7 不同層數的均質抗反射層穿透率頻譜。(a)垂直入射時(b)八十度入射時。·····	25
Fig3-8 一維光柵抗反射設計圖。·····	26
Fig3-9 最佳化光柵參數流程圖。·····	28
Fig3-10 平均穿透率(T_{solar})隨光柵週期變化圖。固定光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 與光柵填充率 $f=0.125$ ，其中黑線代表垂直入射，紅線代表 80° 入射。·····	29
Fig3-11，不同光柵週期下的穿透率頻譜。固定光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 光柵填充率 $f=0.125$ (a)為垂直入射，(b)為八十度入射。·····	29
Fig3-12 平均穿透率隨光柵高度的變化圖。固定光柵週度 $P=0.6\mu\text{m}$ 與光柵填充率 $f=0.125$ ，其中黑線代表垂直入射，紅線代表八十度入射。·····	30
Fig3-13，不同光柵高度下的穿透率頻譜。固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 光柵填充率 $f=0.125$ ，(a)為垂直入射，(b)為八十度入射。·····	31
Fig3-14 平均穿透率(T_{solar})隨光柵填充率變化圖。固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 與光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ ，其中黑線代表垂直入射，紅線代表 80° 入射。·····	32
Fig3-15 不同光柵填充率下的穿透率頻譜。固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ ，(a)為垂直入射，(b)為八十度入射。·····	32

Fig3-16 一維光柵抗反射設計圖。.....	33
Fig3-17 平均穿透率隨入射角度變化圖。.....	34
Fig3-18 穿透率頻譜隨入射角度變化圖。(a)TE極化波, (b)TM極化波。.....	35
Fig4-1 (a)兩均質抗反射層的穿透率頻譜, (b)兩均質層加三角形光柵的穿透率頻譜。.....	37
Fig4-2 抗反射結構下的穿透率頻譜。(a)入射角等於零度, (b)入射角度等於四十度, (c)入射角度等於六十度, (d) 入射角度等於八十度。.....	38
Fig4-3 抗反射結構的折射係數圖。.....	39
Fig4-4 各角度下利用嚴格耦合波理論計算出的穿透頻譜(黑線)與以等效折射係數計算的穿透頻譜(紅線)。(a)入射角度等於零度(b)入射角度等於四十度(c)入射角度等於六十度(d)入射角度等於八十度。.....	40
Fig4-5 兩均質層加上不同形狀光柵的結構圖。(a)三角形光柵(b)方形光柵(c)弦波狀光柵。.....	42
Fig4-6 薄膜設計上加上不同形狀光柵的抗反射結構時, 平均穿透率隨入射角度的變化圖。黑線為三角形光柵, 紅色線為方形光柵, 綠線為弦波狀光柵。.....	43
Fig4-7 兩均質層加不同光柵抗反射結構的穿透率頻譜。(a)垂直入射時(b)八十度入射時。.....	44
Fig4-8 不同層數均質層加上最佳化的一維光柵之結構圖。(a) 砷化鎳太陽能電池上直接加上一維光柵(二氧化鈦)的結構(b) 使用二氧化矽, 做出一層薄膜與一維光柵的抗反射結構 (C) 使用二氧化矽與二氧化鈦, 做出兩層薄膜與一維光柵的抗反射結構 (d) 使用二氟化鎂、二氧化矽與二氧化鈦, 做出三層薄膜與一維光柵的抗反射層結構。.....	46
Fig4-9 不同層數均質層加一維光柵的平均穿透率(T_{solar})隨入射角度變化圖。.....	47

Fig4-10 不同層數的均質層加一維光柵下的穿透率頻譜。(a)垂直入射時(b)八十度入射時。.....48

Fig4-11 改變光柵週期從 0.05 到 0.8 μm ，固定光柵高度為 0.6 μm 與光柵填充率為 0.125，於垂直入射與八十度入射時的平均穿透率(T_{solar})變化圖。.....49



一、序論

1-1 前言

近年來的石油危機，讓世界各國無不積極尋找替代能源，減少對石油的依賴，太陽能電池則是其中最具希望的一項替代能源，它是利用取之不盡、用之不竭的太陽能，作為發電的來源。此外，利用太陽能來發電的另一優點為其電能產生過程不會造成環境污染，亦不會消耗其他地球資源，太陽能發電過程中也不會導致溫室效應，因此，全球極力發展太陽能電池。

太陽能電池是利用光電效應，吸收太陽光的能量，以轉換成電能。然而，當太陽光射入太陽能電池時，由於空氣與太陽能電池材料之折射係數不匹配，大量的反射光會形成。以砷化鎵太陽能電池為例，砷化鎵的材料折射係數於 $0.6\mu\text{m}$ 時為 4.038，因此大約四分之一太陽光會反射，即太陽光尚未進入太陽能電池吸收層，就有四分之一的太陽光能量因反射而無法吸收，造成發電效率的低落。所以在太陽能電池上設計抗反射層 (Antireflection coating)，增加進入太陽能電池的穿透率，以提升太陽能電池的發電效率。

太陽光具有兩項特性，第一項特性為太陽光頻譜相當的寬廣，99%的太陽光能量分布在入射波長為 $0.3\mu\text{m}$ 到 $2.5\mu\text{m}$ 之間，為一非常寬廣的頻譜，如 Fig1-1(a)所示。第二項特性為太陽光的角度隨時間改變且為一散亂光，太陽東升西落與季節變化使太陽光入

射地球表面的角度不同，太陽光入射到地球經過大氣層或建築物反射，使太陽光進入太陽電池的方向更為散亂，如 Fig1-1(b)所示。因為這兩項特性，太陽電池抗反射層設計必須同時滿足寬頻寬及廣角的效果，使太陽電池充分吸收各個波段及各個入射角的太陽光，達到最高發電效率。

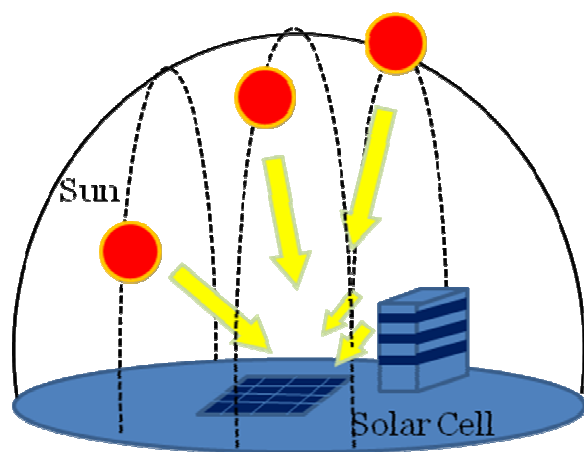
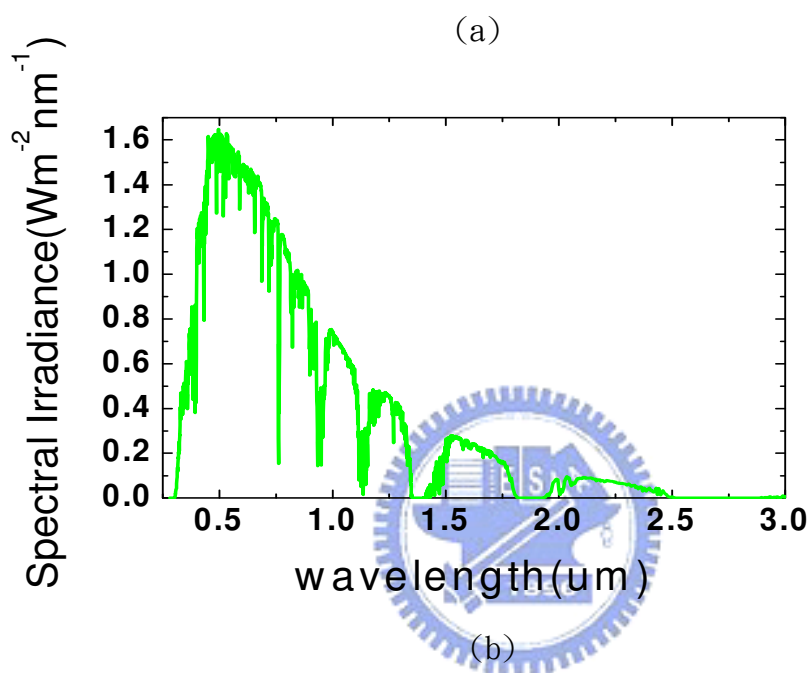


Fig1-1(a) AM1.5G 太陽能能譜及(b)太陽光入射太陽能電池示意圖。太陽東昇西起與季節變化的特性使太陽光進入太陽能電池的光線不一致。

1-2 抗反射層的設計與種類

於此小節，我們介紹目前於文獻上應用於太陽能抗反射層的設計，主要分為三種：

(一)四分之一波長結構、(二)漸層式抗反射層結構及(三)微結構抗反射結構。

1-2.1 四分之一波長薄膜結構

傳統的抗反射層結構為四分之一波長均質膜(homogeneous layer)結構^[1,2]，厚度為四分之一設計中心波長的薄膜，此結構為利用入射光在各個介面產生反射光，反射光在空氣層產生破壞性干涉的原理，減少整體反射率。考慮單層均質抗反射層設計， n_{air} 及 n_{sub} 分別為空氣及基板折射係數，然而，當薄膜折射係數 n 滿足 $n = \sqrt{n_{air}n_{sub}}$ 時，可使反射率於設計中心波長完全降為零。當入射角度漸增時，入射光在薄膜內的光程差不再滿足破壞性干涉，使穿透率下降。例如，Fig1-2 所示之不同入射角下單層薄膜結構的穿透頻譜。基板與薄膜材料分別為砷化鎵及二氧化矽，薄膜厚度為四分之一中心波長，中心波長為 0.6 μm 。我們可以發現當大角度入射時此單層結構的穿透率頻譜表現不太優異，不能提供廣角的抗反射效果。

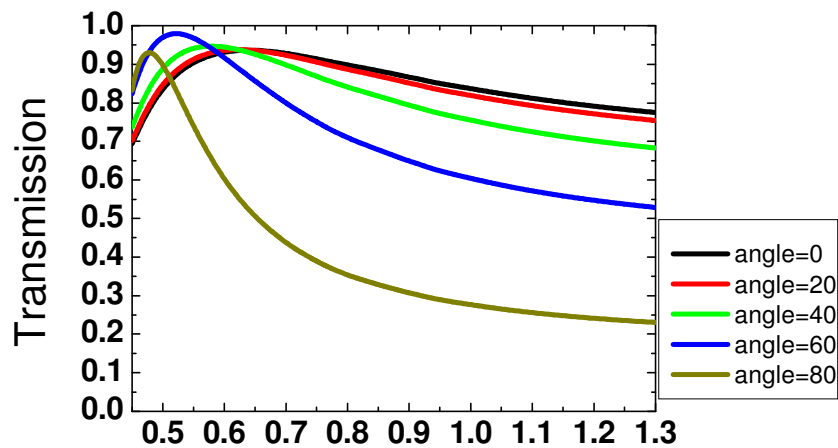


Fig1-2 單層均質抗反射層設計的穿透率頻譜。基板與薄膜材料為砷化鎵與二氧化矽，薄膜厚度為四分之一中心波長，中心波長為 0.6 μm 。

1-2.2 漸層式抗反射層結構



根據芬耐爾公式(Fresnel equations)反射率的表示式，當兩介面折射係數越來越接近時，因介面造成的反射相對會越來越小，故當介質折射係數呈一漸變的形式時，其整體的反射率必能大幅降低。另外，根據司乃耳定律(Snell's law)，當抗反射層折射係數呈漸變時，大角度入射的光線經過不斷偏折，而緩緩進入基板，如 Fig1-3 所示。此外有研究指出^[3,4,5]，漸進折射係數隨位置之變化採用線性、三次方、五次方或是高斯的數學模型時達到高抗反射的效果。然而，很多折射係數並沒有相對應之材料存在，所以有研究以奈米柱等製程方式^[6,7,8]，藉由等效折射係數以獲得折射係數漸變化的效果，可是其製程方式較困難且複雜。

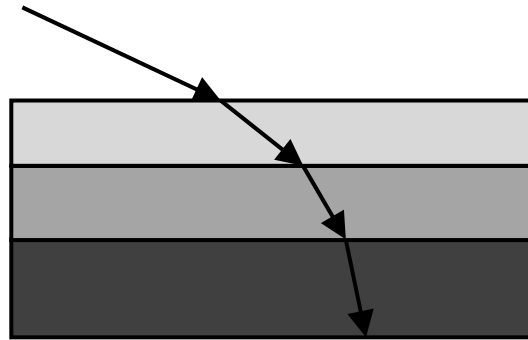


Fig1-3 折射係數漸變的抗反射層設計具有廣角的效果。

1-2.3 微結構抗反射結構

微結構抗反射的設計可分為兩種，第一種為表面隨機粗操化的設計^[9]，利用材料非等向性蝕刻或長晶的製程方式，在材料表面做出金字塔或倒金字塔…等粗操且大小不一的形狀，提供多重反射與散射，以增加光線進入太陽能電池的機會，提高寬頻譜與廣角的抗反射的能力，如 Fig1-4(a)所示。第二種為週期性結構^[10,11]，可形成繞射效應及具有等效折射係數漸進的效果，所以此種結構能達到寬頻譜與廣角的效果。例如 Weidong Zhou 團隊^[12]以奈米小球堆疊在基板上，再加上鍍膜的製程，做出半球形的微結構，如 Fig1-4(b)所示。

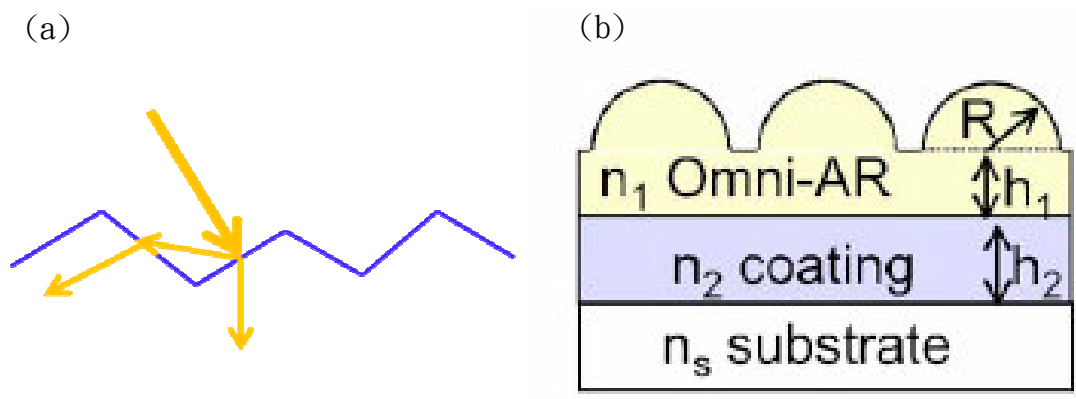


Fig1-4 (a)粗糙化的表面可提供多重反射與光線散射的效果以提高穿透率(b)在太陽能電池上製作半球形結構，球形結構可形成繞射效應及具有等效折射係數漸進的效果，所以此結構能達到寬頻譜與廣角的效果。

1-3 砷化鎵太陽能電池



在這小節我們簡介我們設計模擬之砷化鎵太陽能電池的結構及設計考慮之參數，如 Fig1-5(a)所示。其中 $P-GaAs$ 、 $n-GaAs$ 為太陽能電池基本的 p-n 接面的部份，

$P-Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ 與 $n-Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ 為窗戶層(window layer)。

鋁砷化鎵 ($Al_{0.8}Ga_{0.2}As$) 在入射波長小於 $0.5\mu m$ 時，為一吸光材料，及砷化鎵 ($GaAs$) 的能隙為 $0.9\mu m$ ，所以此太陽能電池的吸收頻譜落在 $0.5\mu m$ 到 $0.9\mu m$ 之間。本論文所關心的主要為太陽光經過我們設計的抗反射結構，實際入射砷化鎵 ($GaAs$) 吸收的穿透率大小，所以我們將太陽能電池結構化成鋁砷化鎵 ($Al_{0.8}Ga_{0.2}As$) 與砷化鎵 ($GaAs$) 層的組合，如 Fig1-5(b)，以計算比較經過不同的抗反射層結構進入砷化鎵的穿透率。

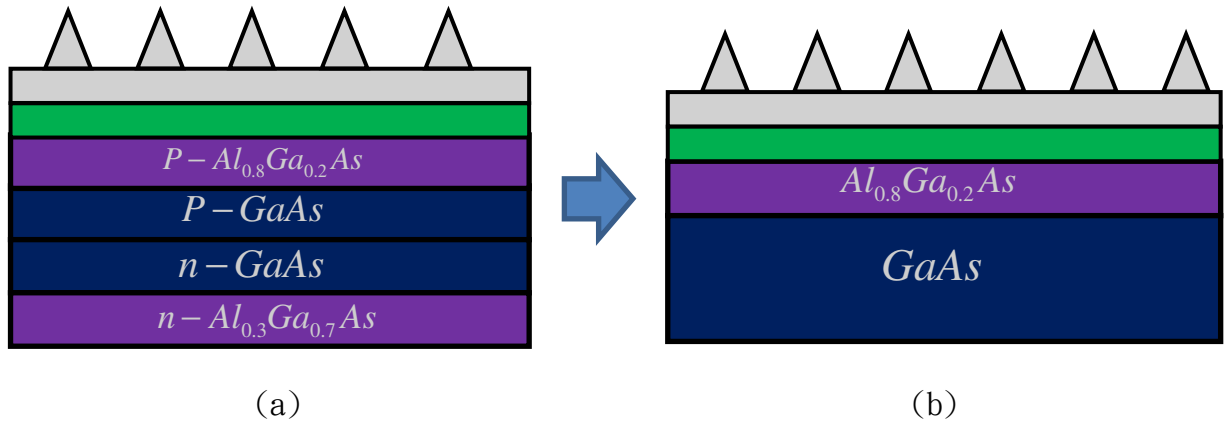


Fig1-5 (a)砷化鎵太陽能電池與抗反射設計結構圖(b)本篇論文中用來計算之砷化鎵太陽能電池及抗反射結構圖。

1-4 論文結構

此篇論文中我們將利用兩層均質層加上一維光柵的抗反射結構設計，達到寬頻寬及低角度靈敏度的太陽能電池抗反射層設計。本論文分為五部分：第一章為序論，簡述太陽能電池為何需要抗反射層的設計及目前文獻上抗反射層設計種類。第二章簡述此論文用來計算一維週期性此波長結構之穿透率及平均穿透率的計算理論。第三章介紹兩層均質層加上一維光柵的抗反射設計結構，及如何設計兩層均質抗反射層及一維光柵之光柵參數的最佳化過程與結果。第四章則針對設計結構探討光柵形狀及光柵下方的均質層對平均穿透率及穿透頻譜的影響。最後，第五章總結整篇論文。

二、理論與分析方法

在本章節，我們簡述此論文中用於一維光柵結構元件之穿透、反射頻譜計算的理論介紹及整體平均穿透成效之分析方法。於 2-1 節，我們介紹轉換矩陣法(Transfer Matrix Method)，計算多層薄膜結構的整體穿透率與反射率。2-2 節介紹二維嚴格耦合波理論(Rigorous coupled-wave analysis)，計算於一維次波長週期性結構的各個繞射級數下的穿透率及反射率頻譜。最後，於 2-3 節我們簡述於太陽能波段下的平均穿透率的計算，用以評估應用於太陽能電池下之穿透率表現。

2-1 轉換矩陣法(TMM, Transfer Matrix Method)

轉換矩陣法為利用矩陣紀錄相鄰兩層光場的關係，將各層光場不斷的轉換疊代出第一層與最後一層光場的關係，計算出整體反射率與穿透率。

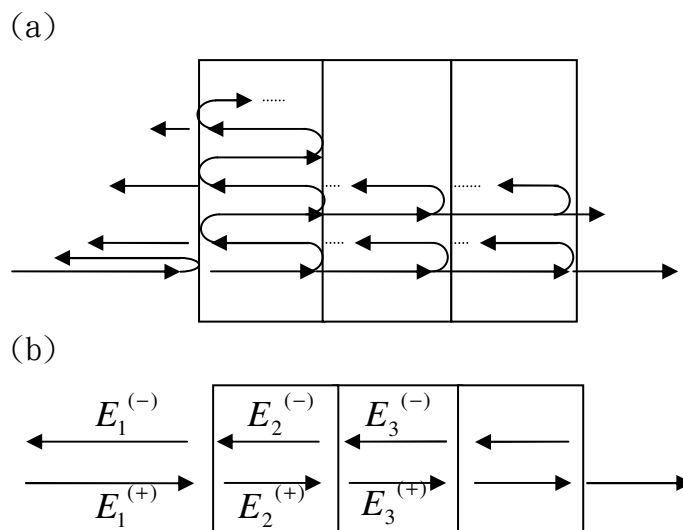


Fig2-1 (a)光線在多層薄膜內多重反射的示意圖(b) 轉換矩陣法將光線分為向前行進光與向後行進光。

光線在多層膜的結構中不斷地在各個介面產生反射光與穿透光，如 Fig2-1(a)所示，轉換矩陣法則將光線分為向前行進光與向後行進光，如 Fig2-1(b)， $E^{(+)}$ 表示向前行進光的電場加總， $E^{(-)}$ 表示向後行進光的電場加總。並可以透過轉換矩陣 M，可得相鄰兩層電場的關係式(Eq. 2.1)。

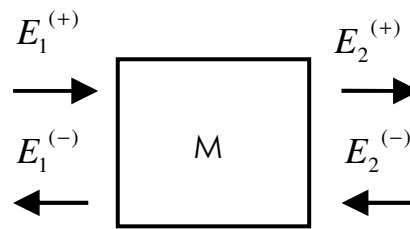


Fig2-2 鄰近兩層電場的關係可以利用 M 矩陣互換。

$$\begin{bmatrix} E_1^{(+)} \\ E_1^{(-)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2^{(+)} \\ E_2^{(-)} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_2^{(+)} \\ E_2^{(-)} \end{bmatrix} \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.1})$$

其中 $E_1^{(+)}$ 、 $E_1^{(-)}$ 代表介質一內向前行進光與向後行進光， $E_2^{(+)}$ 、 $E_2^{(-)}$ 代表介質二內向前行進光電場與向後行進光電場，如 Fig2-2 所示。M 矩陣由 A、B、C、D 組成，利用兩介質的光學性質可計算出 M 矩陣內的元素。多層膜結構可分為介面與薄膜的組合，光線於介面形成反射及穿透的 M 矩陣形式為(Eq. 2.2)，光線於薄膜內行進所造成相位的 M 矩陣形式為(Eq. 2.3)。

$$M = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} + \frac{\alpha_{m+1}}{2\alpha_m} & \frac{1}{2} - \frac{\alpha_{m+1}}{2\alpha_m} \\ \frac{1}{2} - \frac{\alpha_{m+1}}{2\alpha_m} & \frac{1}{2} + \frac{\alpha_{m+1}}{2\alpha_m} \end{bmatrix}, \alpha_m = \begin{cases} n_m \cos \theta_m \dots\dots\dots(\text{TEwave}) \\ \frac{\cos \theta_m}{n_m} \dots\dots\dots(\text{TMwave}) \end{cases} \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.2})$$

$$M = \begin{bmatrix} e^{j\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi} \end{bmatrix}, \varphi = k_0 n_m d_m \cos \theta_m \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.3})$$

其中 n_m 為第 m 層的折射係數， d_m 為第 m 層的薄膜厚度， k_0 為入射光的波數。

利用 M 矩陣的轉換特性，第一層的往前行進光與往後行進光，可用第二層的往前行進光與往後行進光，乘上 M_1 矩陣得知，同樣的，第二層的兩方向行進光可用第三層的兩方向行進光乘上 M_2 矩陣得知，將關係式不斷轉換，即獲得第一層往前行進光 $E_1^{(+)}$ 與往後行進光 $E_1^{(-)}$ 與最後一層兩行進光 $E_N^{(+)}$ 、 $E_N^{(-)}$ 的關係式(Eq. 2.4)，將各個 M_x 矩陣連乘得 M 矩陣，整個系統則可視為一層轉換矩陣為 M 的結構，如 Fig2-3 所示。

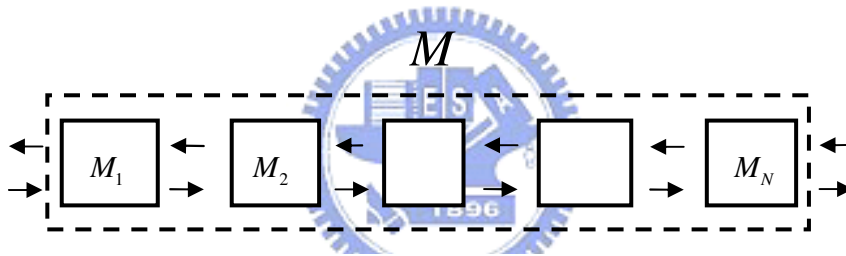


Fig2-3 各層 M_x 矩陣連乘後可將整個系統視為 M 矩陣計算。

$$\begin{bmatrix} E_1^{(+)} \\ E_1^{(-)} \end{bmatrix} = M_1 M_2 \dots M_N \begin{bmatrix} E_N^{(+)} \\ E_N^{(-)} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_N^{(+)} \\ E_N^{(-)} \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(Eq. 2.4)}$$

其中 N 代表薄膜層數。代入邊界條件：最後一層無向後行進光，也就是 $E_N^{(-)} = 0$ 。

$$\begin{bmatrix} E_1^{(+)} \\ E_1^{(-)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_N^{(+)} \\ 0 \end{bmatrix} \dots \dots \dots \text{(Eq. 2.5)}$$

即可算出多層膜下的整體穿透率 t 及反射率 r 。

$$t = \frac{E_N^{(+)}}{E_1^{(+)}} = \frac{1}{M_{11}} \dots \dots \dots \text{(Eq. 2.6)}$$

$$r = \frac{E_1^{(-)}}{E_1^{(+)}} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.7})$$

2-2 嚴格耦合波理論 (RCWA, Rigorous coupled-wave analysis)

嚴格耦合波理論(RCWA)^[13, 14, 15, 16, 17]廣泛運用在週期性繞射結構的分析與設計，此理論為利用馬克士威方程式(Maxwell's equations)寫出光柵區域內的嚴格耦合波方程式，並滿足邊界條件解出各個繞射級數下的反射及穿透率值。以下小節討論為入射平面平行於光柵法線之入射光於一維週期性結構傳播，分為 TE 與 TM 極化波兩種入射光來探討。

2-2.1 TE 極化波入射平面平行光柵法線平面

此節討論 TE 極化波入射平面平行光柵法線平面狀況，其 TE 極化波定義為入射光之電場方向垂直於入射平面。考慮一方形光柵如 Fig2-4 所示，光柵方向定義為折射係數變化的方向，光柵法線平面則為光柵方向(x 軸)與光柵平面之法線(z 軸)所構成的平面，如 Fig2-4 中 x-z 平面。

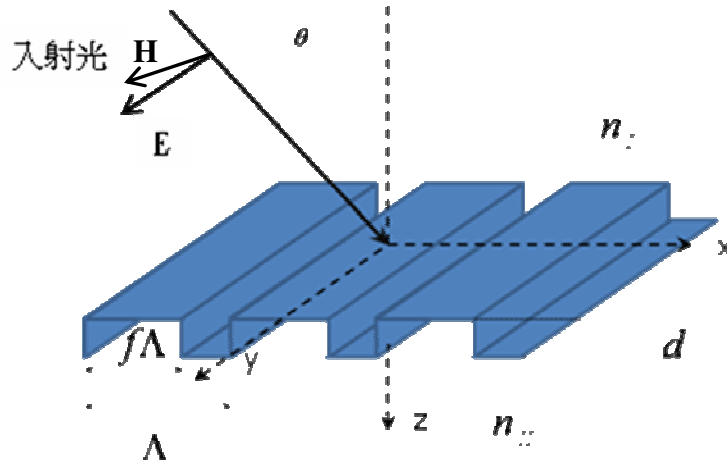


Fig2-4 TE 極化波入射平面平行光柵法線平面之光柵示意圖。

假設光線由折射係數 n_1 的介質，以 θ 角入射折射係數 n_2 的介質，光柵高度為 d ，光柵週期為 Λ ，光柵填充率為 f 。由於光柵折射係數隨光柵方向 \hat{x} 呈週期性的變化，可以將光柵折射係數 n 做傅利葉展開：

$$n^2(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} \tilde{n}_t \exp[itK_x x] \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.8})$$

其中 $K_x = \frac{2\pi}{\Lambda}$ 為 x 方向之光柵向量分量。 \tilde{n}_t 則為第 t 個傅利葉展開係數。該層電磁場可經由耦合波展開：

$$E_y(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} E_y^{(t)}(z) \exp(ik_x^{(t)} x) \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.9})$$

$$h_x(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} h_x^{(t)}(z) \exp(ik_x^{(t)} x), \quad h = \mu_0 c H \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.10})$$

其中 E 與 H 分別代表電場與磁場， c 為光速， μ_0 為真空中的磁導係數， $k_x^{(t)}$ 為第 t 個繞射級數 x 方向的波向量。並且 $k_x^{(t)}$ 滿足弗洛凱定理(Floquet

Theory) $k_x^{(t)} = k_x^{(0)} + tK_x, t \in Z$ 。

考慮馬克士威(Maxwell)方程式及亨姆霍茲(Helmholtz)方程式

$$h_x(x, z) = \frac{i}{k_0} \frac{\partial E_y(x, z)}{\partial z} \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.11})$$

$$\nabla^2 E_y(x, z) + k_0^2 n^2 E_y(x, z) = 0 \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.12})$$

將(Eq. 2.9) (Eq. 2.10)帶入(Eq. 2.11) (Eq. 2.12)並消除(Eq. 2.12)中的二次微分項

$$\frac{dE_y^{(t)}(z)}{dz} = -ik_0 h_x^{(t)}(z) \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.13})$$

$$\frac{dh_z^{(t)}(z)}{dz} = -i \left\{ \frac{[k_z^{(t)}]^2}{k_0} E_y^{(t)}(z) + k_0 \sum_{l \neq t} \tilde{n}_{t-l} \times \exp[i(t-l)K_z z] E_y^{(l)}(z) \right\} \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.14})$$

其中 $[k_z^{(t)}]^2 = k_0^2 \tilde{n}_0 - [k_x^{(t)}]^2$ 。上述兩式為一組無限序列一階微分方程組，聯立解出 $E_y^{(t)}(z)$

及 $h_z^{(t)}(z)$ ，將上微分方程組(Eq. 2.13) (Eq. 2.14)改寫成矩陣的方式：

$$\frac{dU(z)}{dz} = [M]U(z) \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.15})$$

其中 $M = -i \begin{bmatrix} 0 & k_0 I \\ k_0 W & 0 \end{bmatrix}$



$$U(z) = \begin{bmatrix} E_y^{(\frac{1-N}{2})}(z) \\ \vdots \\ E_y^{(1-v)}(z) \\ \vdots \\ E_y^{(\frac{N-1}{2})}(z) \\ h_x^{(\frac{1-N}{2})}(z) \\ \vdots \\ h_x^{(1-v)}(z) \\ \vdots \\ h_x^{(\frac{N-1}{2})}(z) \end{bmatrix}, N \text{ 為奇數, } 1=1, 2, 3 \dots N, v=(N+1)/2$$

$0: N \times N$ 的零矩陣, $I: N \times N$ 的單位矩陣, $W: W_{t,l} = \frac{[k_z^{(t-v)}]^2}{k_0^2}$,

$W_{t,l} = \tilde{n}_{t-l}, t \neq l, (t,l) \in \{0, \dots, N-1\}$

(Eq. 2.15)中，其解具有平移不變(shift-invariant)性質，任意兩位置 z_1 、 z_2 之解呈一

指數矩陣函數的關係特性，如(Eq. 2.16)所示。(Eq. 2.16)代表由 z_2 位置的電磁場 $U(z_2)$ 可經由矩陣運算出 z_1 位置的電磁場 $U(z_1)$ ，進一步將 M 矩陣對角化，以由特徵值組成之對角矩陣 D 與特徵矩陣 P 來表示，使(Eq. 2.16)化簡成(Eq. 2.17)。

$$U(z_1) = \exp[-(z_2 - z_1)M]U(z_2) \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.16})$$

$$U(z_1) = P \cdot \exp[-(z_2 - z_1) \cdot D] \cdot P^{-1} \cdot U(z_2) \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.17})$$

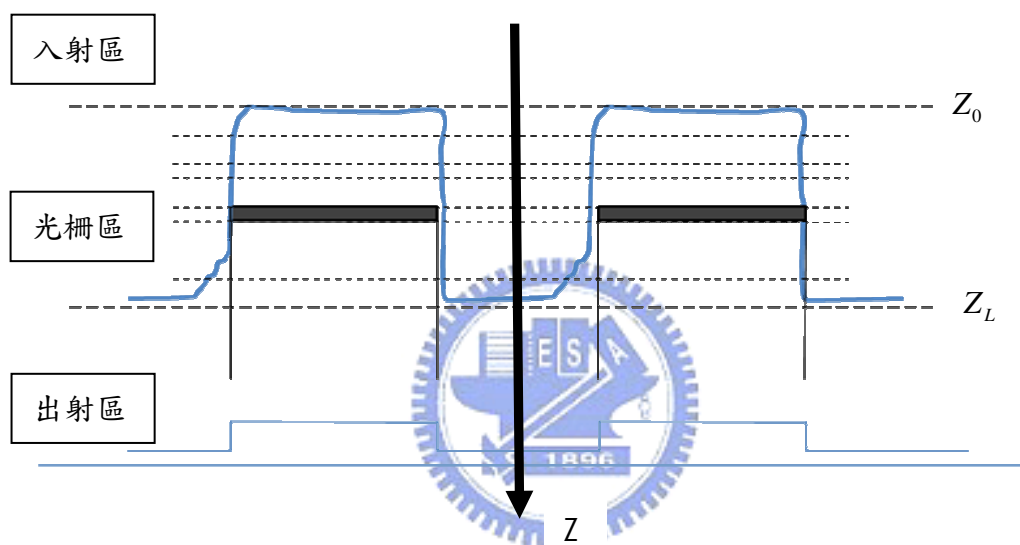


Fig2-5 將不規則光柵切割成 L 層。

若我們計算的結構為週期性不規則形狀光柵，則將所需的不規則形狀光柵切成 L 層方形光柵，如 Fig2-5 所示，利用(Eq. 2.17)的關係獲得不規則形狀光柵區域內所有電磁場 $U(z)$ 的分布。

$$\prod_{l=1}^L P_l(z_{l-1}) \cdot \exp[-(z_l - z_{l-1})D_l] \cdot P_l(z_{l-1})^{-1} \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.18})$$

而接下來考慮入射區及出射區的邊界條件。將入射區域電磁場分布以 Rayleigh 表示法表示。

$$E_y(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} f_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x + k_{Fz}^{(t)}z]\} + \sum_{t=-\infty}^{\infty} b_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x - k_{Fz}^{(t)}z]\} \cdots \cdots \cdots (\text{Eq. 2.19})$$

$$h_x(x, z) = -\frac{1}{k_0} \sum_{t=-\infty}^{\infty} k_{Fz}^{(t)} f_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x + k_{Fz}^{(t)}z]\} + \frac{1}{k_0} \sum_{t=-\infty}^{\infty} k_{Fz}^{(t)} b_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x - k_{Fz}^{(t)}z]\} \cdots \cdots (\text{Eq. 2.20})$$

其中 f_F , b_F 代表入射區往+z 方向及往-z 方向的電場係數，下標 F 代表入射區的係數。

出射區也可以用 Rayleigh 表示法表示，而出射區往+z 方向及往-z 方向的電場係數則用

下標 L 來表示此層之係數。光柵區第 0 層與入射區水平方向的電磁場應為連續的，故可

得：

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ E_y^{(t-v)}(z_0) \\ \vdots \\ h_x^{(t-v)}(z_0) \\ \vdots \end{bmatrix} = [C(z_0)] \begin{bmatrix} \vdots \\ f_F^{(t-v)} \\ \vdots \\ b_F^{(t-v)} \\ \vdots \end{bmatrix} \cdots \cdots \cdots (\text{Eq. 2.21})$$

其中 $[C(z_0)] = \begin{bmatrix} \ddots & \begin{bmatrix} 0 \\ \exp[ik_{Fz}^{(t-v)}z_0] \\ \vdots \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 \\ \exp[-ik_{Fz}^{(t-v)}z_0] \\ \vdots \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{k_{Fz}^{(t-v)}}{k_0} \exp[ik_{Fz}^{(t-v)}z_0] \\ \vdots \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{k_{Fz}^{(t-v)}}{k_0} \exp[-ik_{Fz}^{(t-v)}z_0] \\ \vdots \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \end{bmatrix} \end{bmatrix}$

同理可列出出射區與光柵第 L 層水平方向電磁場守衡的條件式。將出射區與光柵 L 層電

磁場關係式與(Eq. 2.21)帶回(Eq. 2.18)即可得：

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ f_F^{(t-v)} \\ \vdots \\ b_F^{(t-v)} \\ \vdots \end{bmatrix} = [C(z_0)]^{-1} \left\{ \prod_{l=1}^L P_l(z_{l-1}) \cdot \exp[-(z_l - z_{l-1}) \cdot D] \cdot P(z_l)^{-1} \right\} \cdot [C(z_L)] \begin{bmatrix} \vdots \\ f_L^{(t-v)} \\ \vdots \\ b_L^{(t-v)} \\ \vdots \end{bmatrix} \cdots \cdots (\text{Eq. 2.22})$$

(Eq. 2.22)代表入射區域電場複數振幅與出射區域電場複數振幅的關係式。代入實際入

射、出射區域的電場複數振幅條件：入射區往+z 方向只有零階入射，出射區無往-z 方向的各階反射，如(Eq. 2.23)所示。

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ f_F^{(t-v)} \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vdots \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \vdots \\ b_L^{(t-v)} \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vdots \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix} \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.23})$$

則可解出其繞射效率(繞射效率定義為繞射光強度除以入射光強度之值)

反射光的繞射係數

$$\eta_B^{(t-v)} = \text{Re}\left[\frac{k_{Fz}^{(t-v)}}{k_{Fz}^{(0)}}\right] |b_F^{(t-v)}|^2 \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.24})$$

穿透光的穿透係數

$$\eta_F^{(t-v)} = \text{Re}\left[\frac{k_{Lz}^{(t-v)}}{k_{Lz}^{(0)}}\right] |f_L^{(t-v)}|^2 \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.25})$$



2-2.2 TM 極化波入射平面平行光柵法線平面

此章節討論 TM 極化波之入射平面平行光柵法線平面狀況。同樣的，考慮一方形光柵如 Fig2-6 所示，光柵方向定義為折射係數變化的方向(x 軸)，光柵法線平面則為光柵方向(x 軸)與光柵平面之法線(z 軸)所構成的平面，如 Fig2-6 中 x-z 平面。假設光線由折射係數 n_t 的介質，以 θ 角入射折射係數 n_n 的介質，光柵高度為 d ，光柵週期為 Λ ，光柵填充率為 f 。將光柵折射係數 n 做傅利葉展開：

$$n^2(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} \tilde{n}_t \exp[itK_x x] \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.26})$$

其中 K_x 為光柵向量之 x 方向分量。 \tilde{n}_t 則為第 t 個傅利葉展開係數。

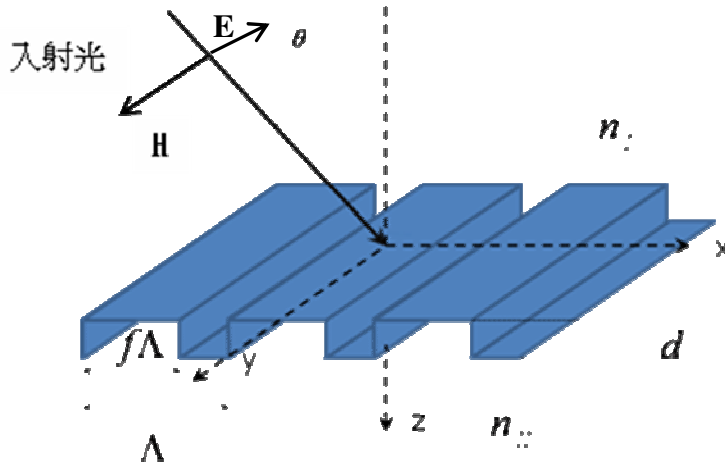


Fig2-6 TM 極化波入射平面平行光柵法線平面之光柵示意圖。



類似於 TE 極化波入射，光柵層電磁場可經由耦合波展開：

$$H_y(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} H_y^{(t)}(z) \exp(ik_x^{(t)} x) \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.27})$$

$$e_x(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} e_x^{(t)}(z) \exp(ik_x^{(t)} x), e = \epsilon_0 c E \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.28})$$

其中 H 及 E 代表磁場與電場， ϵ_0 為真空中的介電係數， $k_x^{(t)}$ 為第 t 個繞射級數 x 方向的波向量。並且 $k_x^{(t)}$ 滿足弗洛凱定理(Floquet Theory) $k_x^{(t)} = k_x^{(0)} + tK_x$, $t \in Z$ 。

考慮馬克士威(Maxwell)方程式，並將(Eq. 2.27) (Eq. 2.28)帶入，即可獲得：

$$\frac{dH_y^{(t)}(z)}{dz} = ik_0 \epsilon(x) e_x^{(t)}(z) \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.29})$$

$$\frac{de_x^{(t)}(z)}{dz} = -i \left\{ \frac{[k_z^{(t)}]^2}{k_0 \epsilon(x)} \cdot H_y^{(t)}(z) - k_0 H_y^{(t)}(z) \right\} \dots \dots \dots (\text{Eq. 2.30})$$

上述兩式為一組無限序列一階微分方程組，聯立解出 $E_y^{(t)}(z)$ 及 $h_z^{(t)}(z)$ ，將上微分方程

組(Eq. 2.29) (Eq. 2.30)改寫成矩陣的方式：

$$\frac{dU(z)}{dz} = [M]U(z) \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.31})$$

其中 $M = -i \begin{bmatrix} 0 & -k_0 G \\ k_0 V & 0 \end{bmatrix}$

$$U(z) = \begin{bmatrix} H_y^{(\frac{1-N}{2})}(z) \\ \vdots \\ H_y^{(1-v)}(z) \\ \vdots \\ H_y^{(\frac{N-1}{2})}(z) \\ e_x^{(\frac{1-N}{2})}(z) \\ \vdots \\ e_x^{(1-v)}(z) \\ \vdots \\ e_x^{(\frac{N-1}{2})}(z) \end{bmatrix}, N \text{ 為奇數, } 1=1, 2, 3 \dots N, v=(N+1)/2$$



$0:N \times N$ 的零矩陣 $G: G_{t,t} = \epsilon_0, G_{t,l} = \epsilon_{t-l}, t \neq l, (t,l) \in \{0, \dots, N-1\}^2$

$V = T_x \cdot G^{-1} \cdot T_x - I$, T_x 是由對角元素 $k_x^{(l)}/k_0$ 所組成的對角矩陣。

接下來的推導與 TE 極化波入射時的推導類似。先利用(Eq. 2.31)中，任意兩位置 z_1, z_2 之解呈一指數矩陣函數的關係特性，再將切成 L 層之不規則形狀光柵層的電磁場不斷連乘，獲得不規則形狀光柵區域內電磁場 $U(z)$ 的關係式，如(Eq. 2.32)所示。

$$\prod_{l=1}^L P_1(z_{l-1}) \cdot \exp[-(z_l - z_{l-1})D_l] \cdot P_1(z_{l-1})^{-1} \dots\dots\dots (\text{Eq. 2.32})$$

而接下來考慮入射區及出射區的邊界條件，水平方向的電磁場守衡，將入射區、光柵區與出射區的電磁場迭代，可獲得入射區與出射區之各個繞射級數下的電磁場關係式。

其中入射區域電磁場分布以 Rayleigh 表示法表示。

$$H_y(x, z) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} f_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x + k_{Fz}^{(t)}z]\} + \sum_{t=-\infty}^{\infty} b_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x - k_{Fz}^{(t)}z]\} \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.33})$$

$$e_x(x, z) = -\frac{1}{k_0 n_I} \sum_{t=-\infty}^{\infty} k_{Fz}^{(t)} f_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x + k_{Fz}^{(t)}z]\} + \frac{1}{k_0 n_I} \sum_{t=-\infty}^{\infty} k_{Fz}^{(t)} b_F^{(t)} \exp\{i[k_x^{(t)}x - k_{Fz}^{(t)}z]\} \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.34})$$

f_F , b_F 代表入射區往+z 方向及往-z 方向的電場係數，下標 F 代表入射區的係數。而出射區用下標 L 來表示此區內往+z 方向及往-z 方向的電場係數。最後代入實際入射、出射區域的電場複數振幅條件：入射區往+z 方向只有零階入射，出射區無往-z 方向各階反射，則可解出其繞射效率(繞射效率定義為繞射光強度除以入射光強度之值)，反射光的繞射係數：

$$\eta_B^{(t-v)} = \text{Re}\left[\frac{k_{Fz}^{(t-v)}}{k_{Fz}^{(0)}}\right] |b_F^{(t-v)}|^2 \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.35})$$

穿透光的穿透係數：

$$\eta_F^{(t-v)} = \text{Re}\left[\frac{k_{Lz}^{(t-v)} / n_{II}^2}{k_{Fz}^{(0)} / n_I^2}\right] |f_L^{(t-v)}|^2 \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.36})$$



2-3 平均穿透率計算

平均穿透率(Tsolar)為波長介於太陽能波段下之入射砷化鎵的平均穿透率，其定義如(Eq. 2.37)所示。

$$T_{solar} = \frac{\int_{0.5}^{0.9} T(\lambda) Am(\lambda) d\lambda}{\int_{0.5}^{0.9} Am(\lambda) d\lambda} \dots\dots\dots(\text{Eq. 2.37})$$

其中 $T(\lambda)$ 為進入太陽能電池的穿透率， $Am(\lambda)$ 為 Am1.5G 的太陽能能譜^[18]，如 Fig1-1(a)

所示。由於我們使用的砷化鎵太陽能電池只吸收 0.5 到 0.9 μm 之間太陽能譜，因此分母與分子的積分從波長為 0.5 到 0.9 μm 。

我們使用此計算，計算出抗反射設計在太陽能波段下的平均穿透率，以評估我們所設計的抗反射層應用在太陽能電池上之抗反射能力。



三、一維光柵抗反射層設計

我們設計的抗反射層則如 Fig3-1 所示，此設計分為兩部分，第一部份為在砷化鎵太陽能電池上面設計均質抗反射層、第二部份則是使用於第一部份獲得的均質反射層，尋找上加的三角形光柵結構最佳化參數。本篇論文中的穿透率計算及探討若無特別說明入射波皆為 TE 極化波。



Fig3-1 兩層均質抗反射層加上一維光柵的設計。

3-1 兩均質層抗反射薄膜設計

在砷化鎵太陽能電池上兩層均質抗反射層，我們選用二氧化矽及二氧化鈦這兩種材料，為薄膜製程中相當常見的兩種材料，其中二氧化矽及二氧化鈦的折射係數波長為 0.6 μm 時分別為 1.54^[19]、2.49^[19]，兩材料折射係數隨波長變化關係如 Fig3-2(a)(b) 所示。首先我們調變二氧化矽與二氧化鈦的厚度，計算出不同厚度下從波長 0.5 至 0.9 μm

對應穿透率頻譜，並且最後計算出平均穿透率。此平均穿透率計算不考慮太陽能能譜的加乘效應。二氧化矽與二氧化鈦的厚度改變範圍分別為 0~0.5 μm 與 0~0.4 μm ，其模擬結果如 Fig3-3 所示。

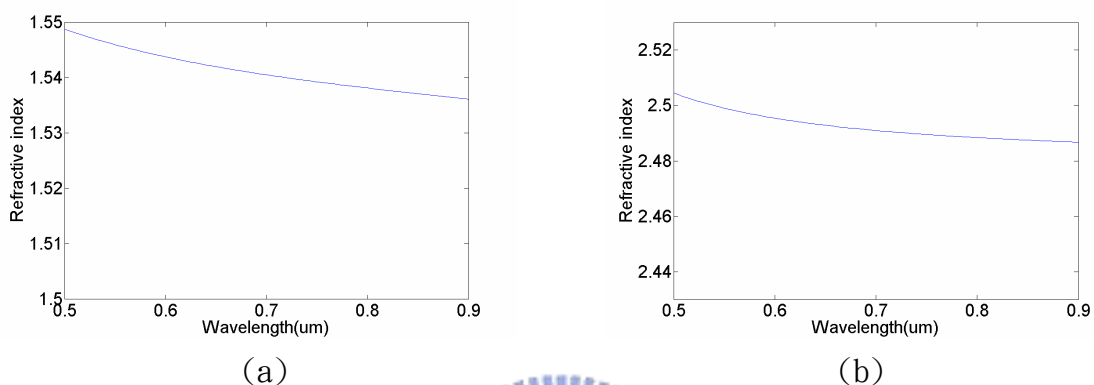


Fig3-2 (a)二氧化矽之折射係數圖(b)二氧化鈦之折射係數圖。

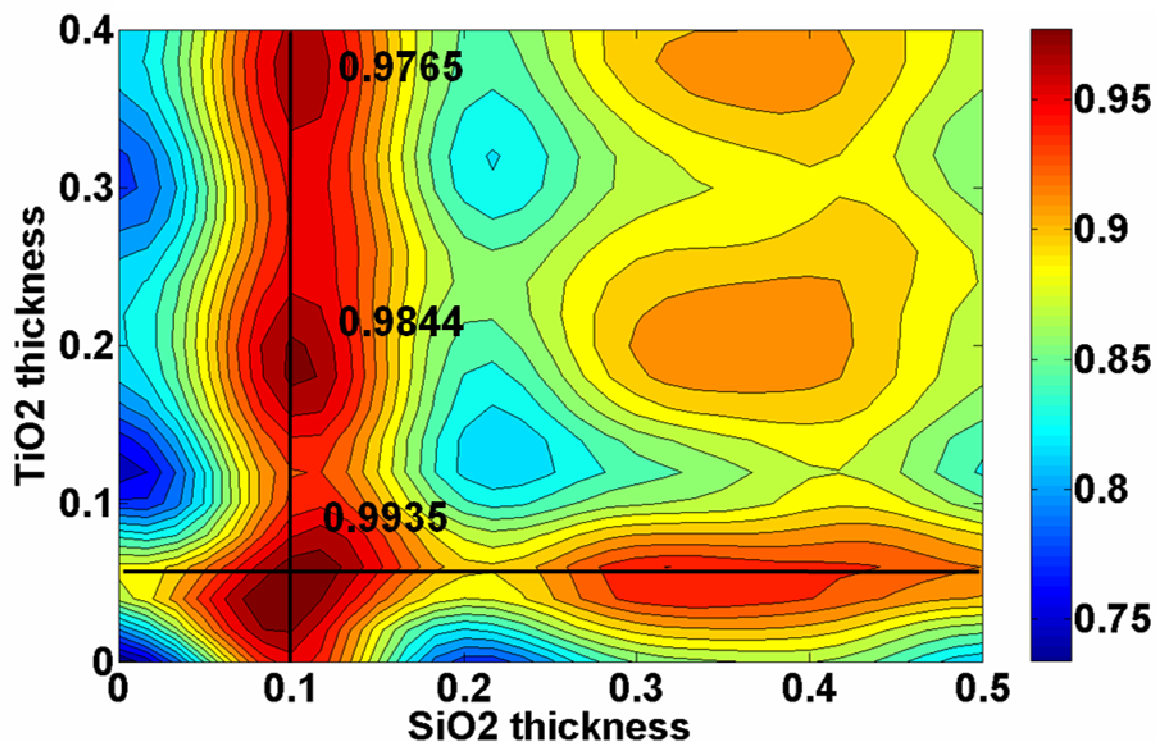


Fig3-3 不同二氧化矽與二氧化鈦的厚度下的平均穿透率圖，其中平均穿透率的計算不考慮太陽能譜的加乘效應。其中兩黑線代表分別代表設計波長為 0.6 μm 的四分之一波長厚度的位置。

由模擬結果可發現三個具有較高平均穿透率的紅色區塊，其中每一區塊最高的平均穿透率分別為 0.9935、0.9844 及 0.9765，如 fig3-3 所顯示。其中最高平均穿透率為 0.9935，此時二氧化矽與二氧化鈦的薄膜厚度分別為 0.0945um 與 0.0408um。其中，Fig3-3 中兩條黑線分別代表設計波長為 0.6um 的四分之一波長厚度的位置，為四分之一波長薄膜設計。我們發現最高平均穿透率的薄膜厚度與二層四分之一波長薄膜厚度不同。Fig3-4 顯示於不同入射角度下的最佳化薄膜厚度穿透率頻譜。於垂直入射情況下，此雙層均質層具有非常高且寬廣的穿透率頻譜。然而，隨著入射角度的上升，入射碲化鎘的穿透率頻譜就漸漸的減弱，在八十度入射時穿透率降到只剩 55%左右，顯示兩層均質抗反射的設計雖能達到寬頻譜的效果卻不能提供廣角的抗反射效果。

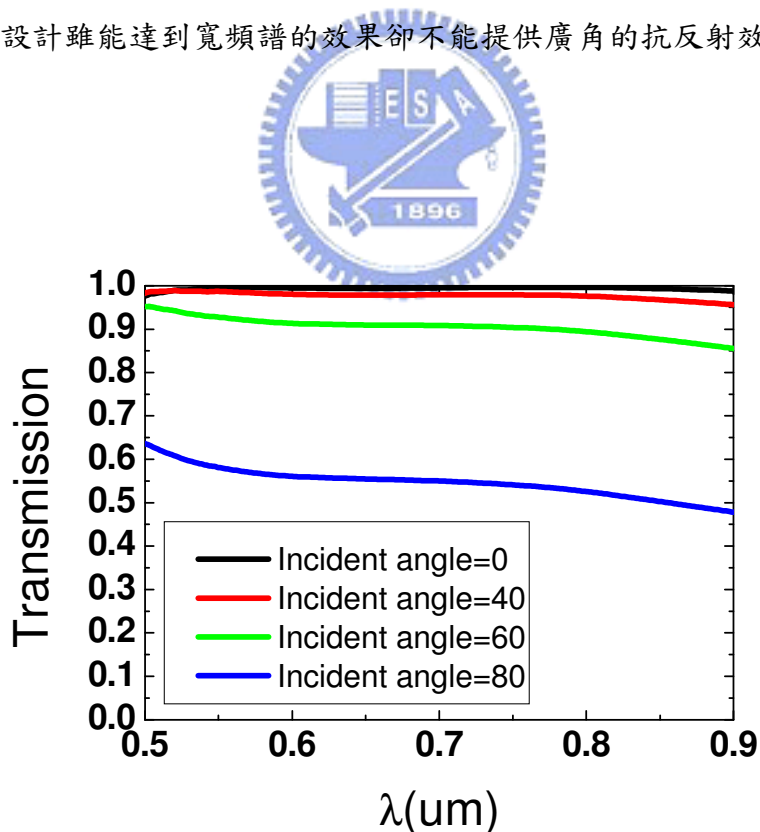


Fig3-4 最佳化兩均質層厚度下的不同入射角之穿透頻譜。

另外一方面，我們選擇不同層數的均質抗反射層結構對穿透率的影響，其中不同層數的均質層抗反射薄膜的厚度決定與前述，尋找出最高的平均穿透率的方法相同，各結構及所獲得各層厚度如 Fig3-5 所示。三個層數的抗反射薄膜之平均穿射率對入射角度的變化圖，如 Fig3-6 所示。在垂直入射時，均質層薄膜設計皆可提供相當高的穿透率，而單層的抗反射層設計因為不能提供較為寬廣的頻譜，所以具有最低的平均穿透率，如 Fig3-7(a)所示。隨入射角度的上升，平均穿透率隨之下降，八十度入射時，三個層數的薄膜設計的平均穿透率都下降至 55%左右，從 Fig3-7(b)八十度入射的穿透率頻譜也可看出三個層數的薄膜設計，較垂直入射穿透率值下降許多。

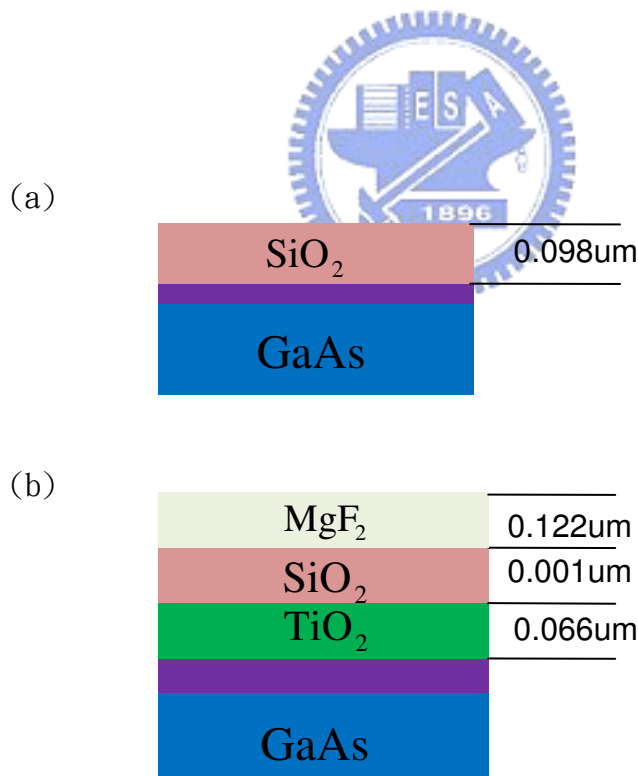


Fig3-5 不同層數的均質層抗反射結構。(a)為一層二氧化矽抗反射結構，(b)為三層抗反射結構，使用二氟化鎂、二氧化矽與二氧化鈦為材料。

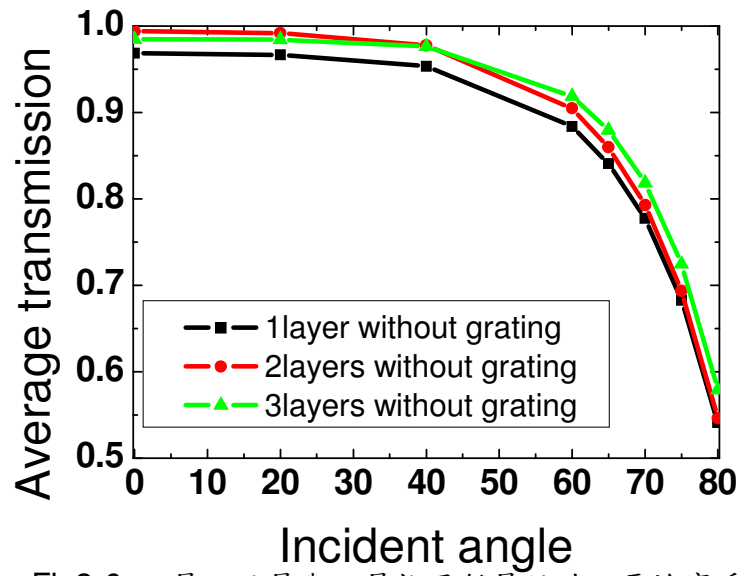


Fig3-6 一層、兩層與三層抗反射層設計，平均穿透率 (T_{solar})對入射角度的變化圖。

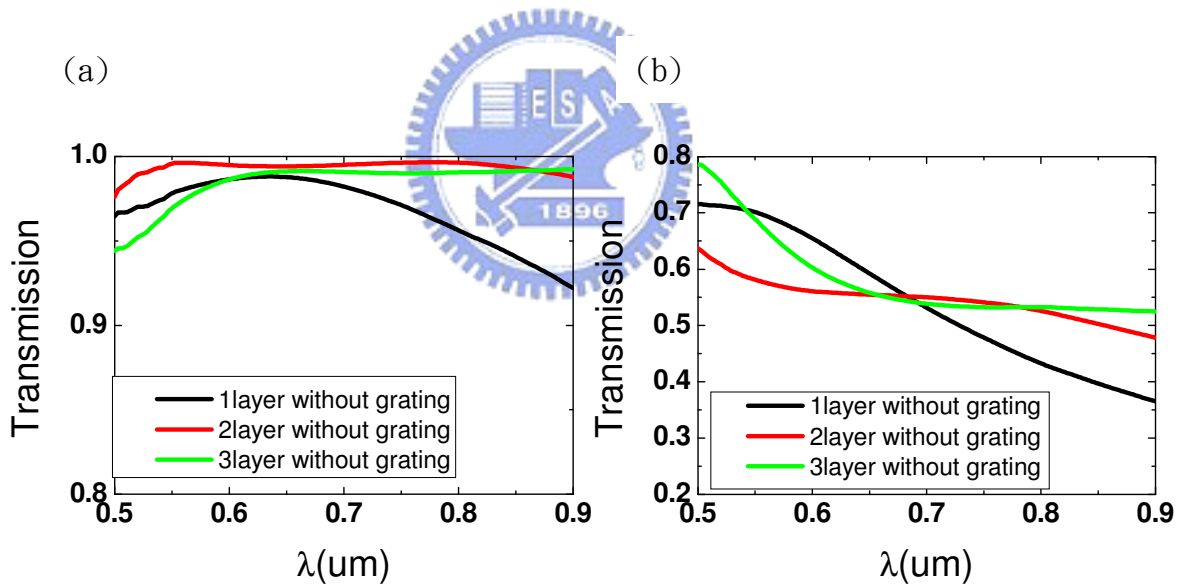


Fig3-7 不同層數的均質抗反射層穿透率頻譜。(a)垂直入射時(b)八十度入射時。

3-2 一維光柵參數最佳化

上一節我們利用二氧化鈦與二氧化矽設計出兩層均質抗反射層，其具有高穿透率且寬廣頻譜的抗反射效果。但是在在大角度入射下的穿透率頻譜表現較差，所以我們在均質層上面設計三角形光柵來提升大角度入射下的穿透率頻譜。其光柵結構如 Fig3-8 所示。其中光柵高度為 H 、光柵週期為 P ，三角形光柵寬度為 w 與光柵填充率 f 的定義為 w/P 。

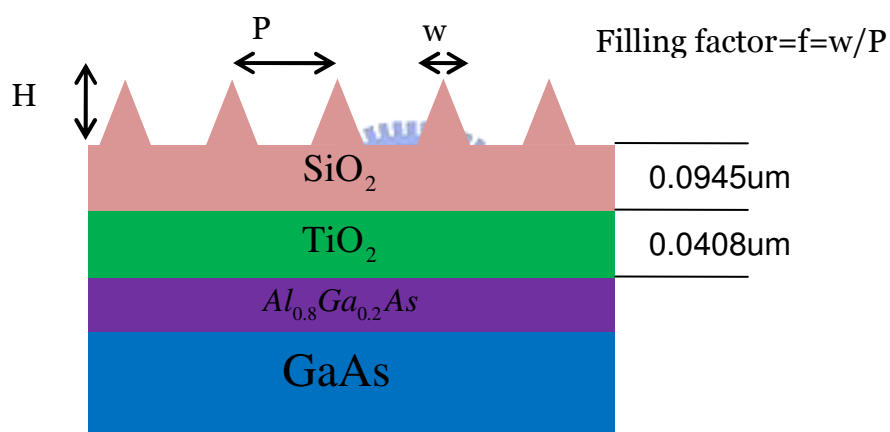


Fig3-8 一維光柵抗反射設計圖。

光柵高度 H 、光柵週期 P 、光柵填充率 f 三參數由 Fig3-9 所示之最佳化流程來獲得。首先，假設光柵參數分別為光柵週期 $P=0.5\mu m$ 、光柵高度 $H=0.5\mu m$ 及光柵填充率 $f=0.2$ 作為輸入，接下來分別調變其中一個光柵參數，固定其餘兩個參數，來尋找最佳化光柵參數。我們先固定光柵高度 $H=H_1$ 與光柵填充率 $f=f_1$ ，最佳化光柵週期 P 從 $0.4\sim 0.8\mu m$ ，比較位於入射角為 0 及 80 度 T_{solar} 值，找出最大值之 T_{solar} 時的 P 值為此步驟最佳光柵週期參數為 P_2 。下一步則將上一步最佳化光柵週期的結果帶入，固定光柵週期 $P=P_2$

光柵填充率 $f=f_1$ ，最佳化光柵高度 H 從 $0.3\sim 0.7\mu\text{m}$ ，比較位於入射角為 0 及 80 度 T_{solar} 值，找出最大值之 T_{solar} 時的 H 值，此為最佳光柵高度參數 H_2 。將最佳化獲得的光柵週期 P_2 與光柵高度 H_2 代入，最佳化第三個參數光柵填充率 f 從 $0.1\sim 1$ ，找出入射角度為 0 及 80 度之最高 T_{solar} 值，此時的 f 值為此步驟之最佳光柵填充率參數 f_2 ，到此步驟我們獲得新的光柵參數 P_2 、 H_2 及 f_2 。若最佳化步驟下所獲得的光柵參數 (P_2, H_2, f_2) 與輸入的光柵參數 (P_1, H_1, f_1) 不相同時，代表此組光柵參數還不是該範圍中的最佳值，則重回最佳化光柵參數步驟。並且將新的光柵參數 (P_2, H_2, f_2) 指定為初始光柵參數。重覆最佳化光柵參數步驟，直到輸出的光柵參數與輸入的光柵參數相同，則代表此組光柵參數為此模擬範圍中的最佳值。



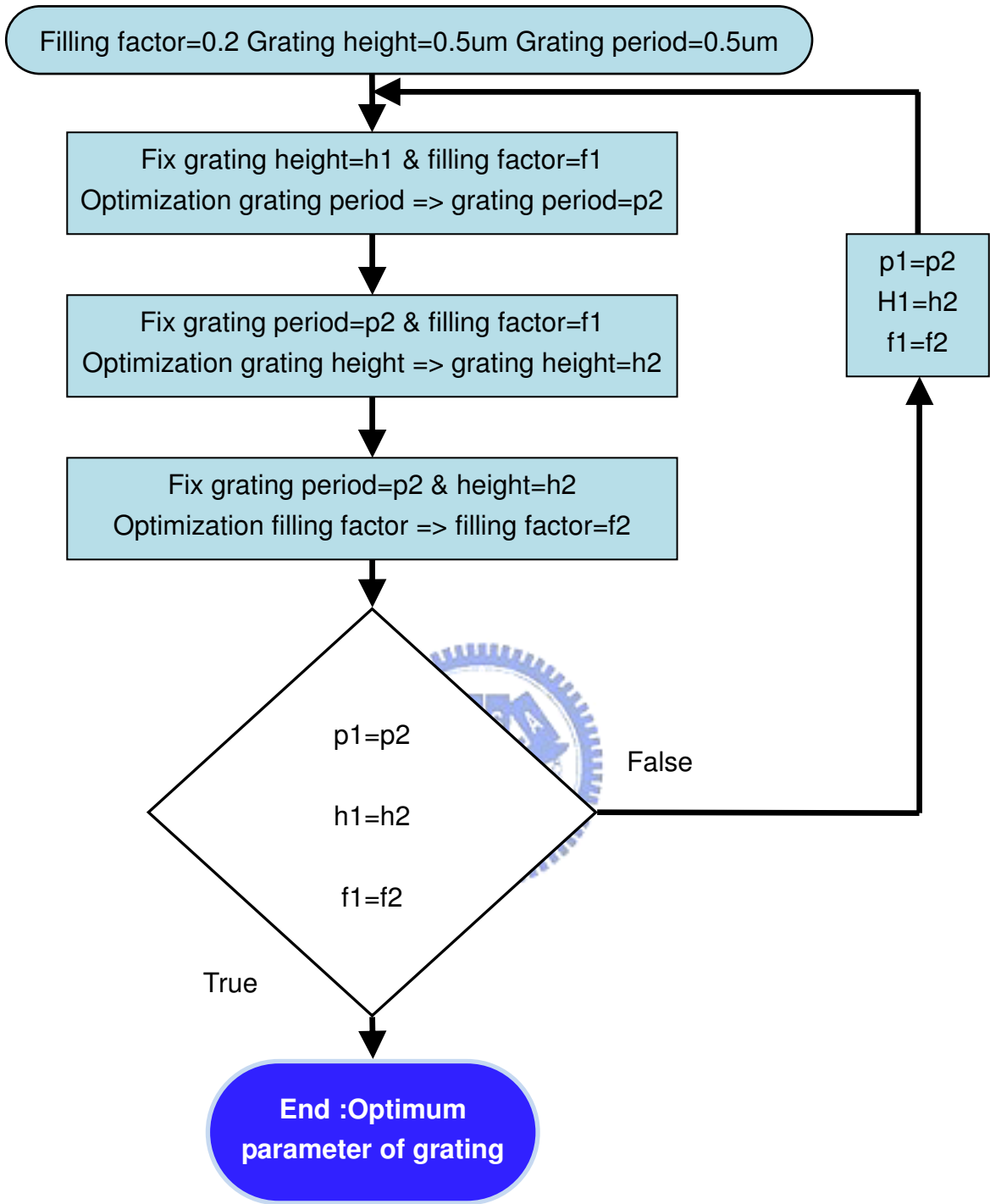


Fig3-9 最佳化光柵參數流程圖。

以下為最佳化光柵參數步驟的計算結果，Fig3-10 為固定光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.125$ 時，平均穿透率(T_{solar})隨光柵週期的變化圖，光柵週期從 0.4 變化至 $0.8\mu\text{m}$ ，其中黑線為垂直入射之平均穿透率，紅線則為八十度入射角時的平均穿透率值。

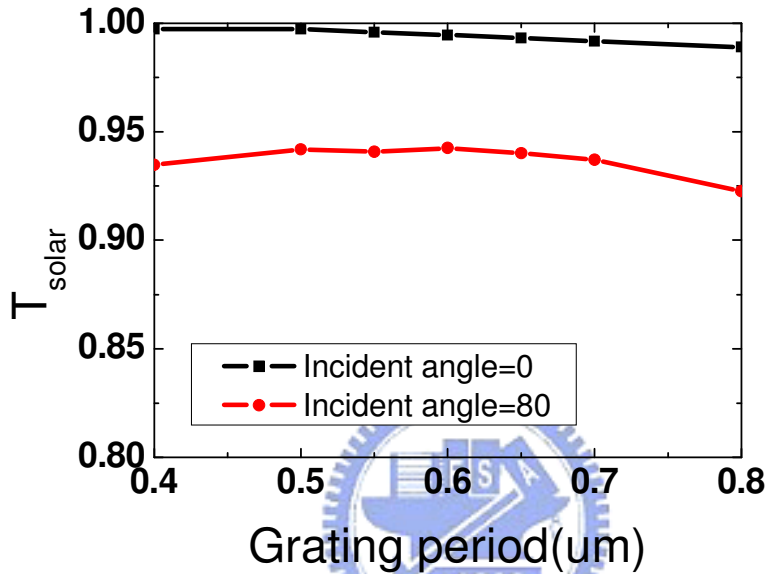


Fig3-10 平均穿透率(T_{solar})隨光柵週期變化圖。固定光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 與光柵填充率 $f=0.125$ ，其中黑線代表垂直入射，紅線代表 80 度入射。

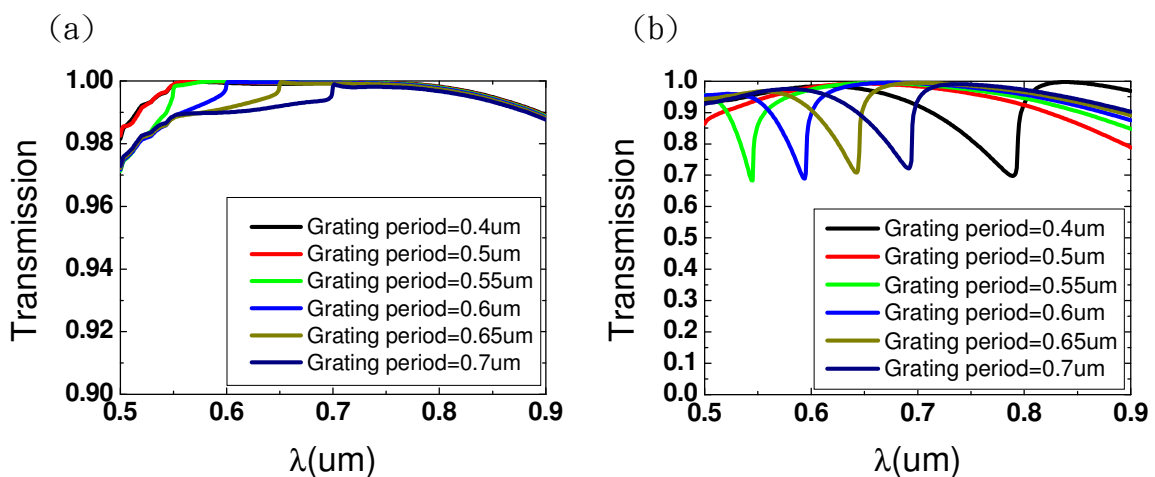


Fig3-11，不同光柵週期下的穿透率頻譜。固定光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 光柵填充率 $f=0.125$ (a)為垂直入射，(b)為八十度入射。

根據 Fig3-10，光柵週期從 0.4 μm 變化至 0.8 μm ，垂直入射與八十度入射的平均穿透率(T_{solar})變化都不大。垂直入射時，平均穿透率(T_{solar})隨光柵週期變小而增高，另外當八十度入射時，平均穿透率則在光柵高度 $P=0.6\mu\text{m}$ 時具有一最佳值，所以光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 為此步驟之最佳設計參數。Fig3-11(a)(b)分別為垂直入射時與八十度入射時，不同光柵週期下的穿透率頻譜，圖中的不連續點主要是因為反射繞射產生而降低了穿透率。如八十度入射情況下，形成 30% 左右的反射部分之高階反射繞射，造成穿透率頻譜在部份波段有驟降的現象。接下來，我們固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.125$ ，調變光柵高度從 0.3 調變至 0.7 μm ，如 Fig3-12 所示。

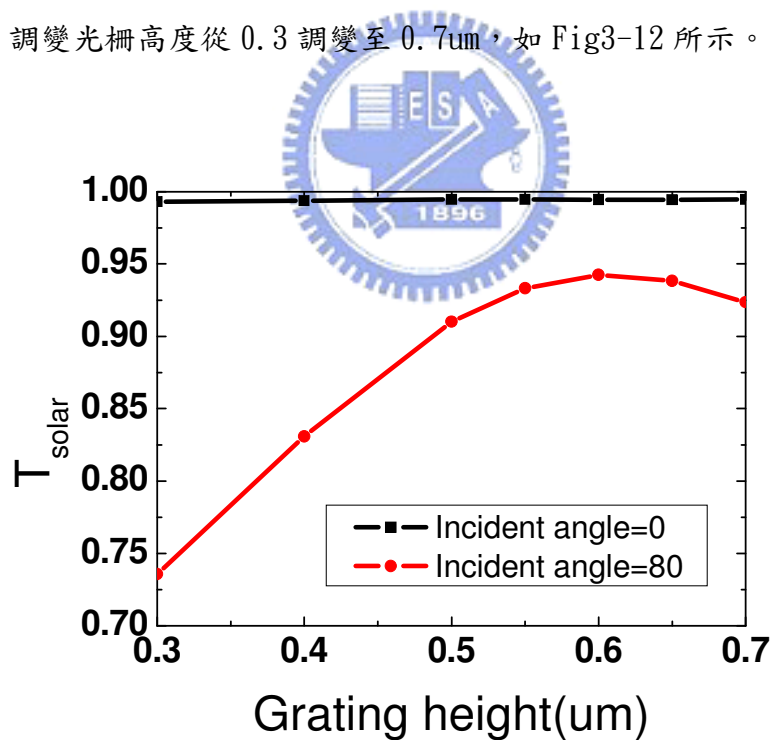


Fig3-12 平均穿透率隨光柵高度的變化圖。固定光柵週度 $P=0.6\mu\text{m}$ 與光柵填充率 $f=0.125$ ，其中黑線代表垂直入射，紅線代表八十度入射。

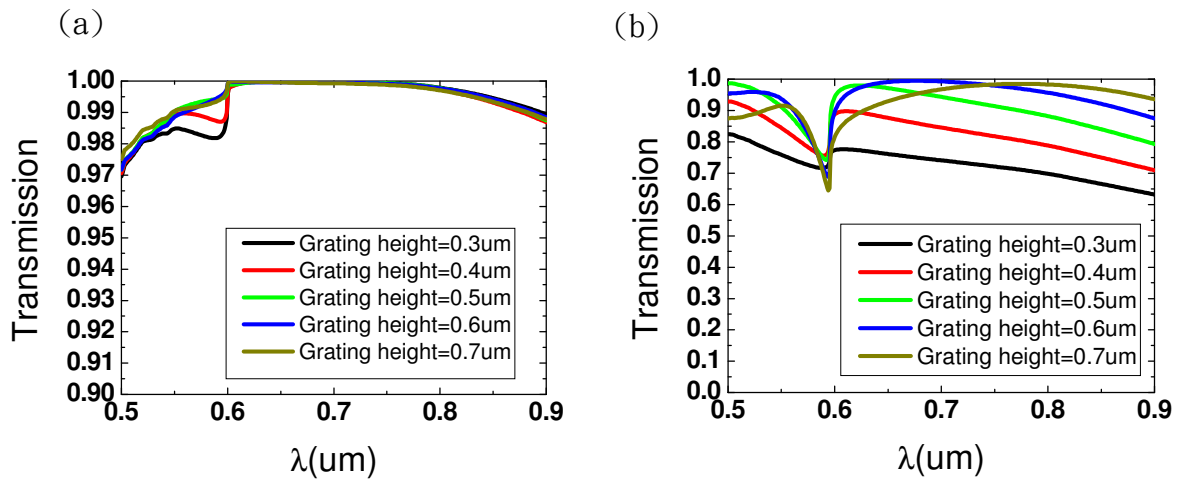


Fig3-13，不同光柵高度下的穿透率頻譜。固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 光柵填充率 $f=0.125$ ，(a)為垂直入射，(b)為八十度入射。

光柵高度的改變對垂直入射的穿透率影響並不大，平均穿透率都維持在 99% 左右。相較之下，光柵高度的改變對於八十度入射的穿透率頻譜，影響較為明顯，如 Fig3-12 所示，在八十度入射時，光柵高度為 $0.6\mu\text{m}$ 具有最高的平均穿透率，故我們選擇光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 此最佳化步驟設計參數。Fig3-13(a)(b) 為不同光柵高度下的穿透率頻譜，分別為垂直入射與八十度入射，從穿透率頻譜我們也可以觀察出相同的結果。垂直入射時穿透率頻譜並無太大的改變，八十度入射時，隨著光柵高度從 $0.3\mu\text{m}$ 逐漸上升，穿透率頻譜也隨之上升，在光柵高度為 $0.6\mu\text{m}$ 的藍線具有最高的穿透率頻譜，光柵高度高於 $0.6\mu\text{m}$ 時，穿透率頻譜則隨之下降。

從我們找到的最佳化的光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 與光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ ，接下來只調變光柵

填充率從 0.1 至 1，如 Fig3-14 所示。

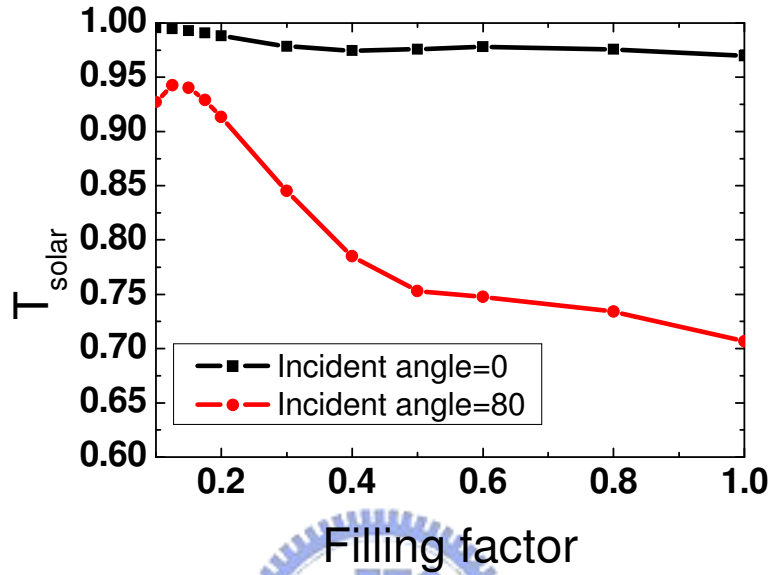


Fig3-14 平均穿透率(T_{solar})隨光柵填充率變化圖。固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 與光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ ，其中黑線代表垂直入射，紅線代表 80 度入射。

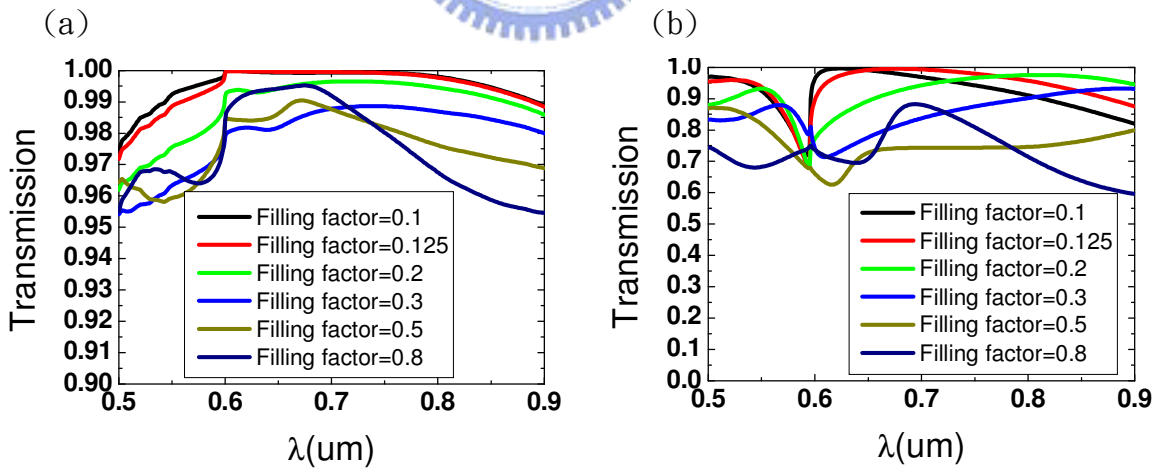


Fig3-15 不同光柵填充率下的穿透率頻譜。固定光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ ，(a)為垂直入射，(b)為八十度入射。

垂直入射的平均穿透率隨光柵填充率減小而增高，八十度入射時，平均穿透率則在

光柵填充率 $f=0.125$ 具有一最佳值，光柵填充率對八十度入射時的穿透率影響較為顯

著，所以選擇光柵填充率 $f=0.125$ 為最佳化設計參數。Fig3-15(a)(b)為不同光柵填充率下的穿透率頻譜，分別為垂直入射與八十度入射，可看出垂直入射時光柵填充率 $f=0.1$ (黑線)具有最高且寬廣的穿透率頻譜，在八十度入射的部份則是光柵填充率 $f=0.125$ 具有最高且寬廣的穿透率頻譜。

根據以上過程，我們抗反射的結構設計參數，為先在砷化鎵太陽能電池上做上兩層均質層抗反射設計，分別為 $0.0945\mu\text{m}$ 厚的二氧化矽與 $0.0408\mu\text{m}$ 厚的二氧化鈦，且在兩均質層上再做上一維三角形光柵，其中光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 、光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.125$ ，如 Fig3-16 所示。

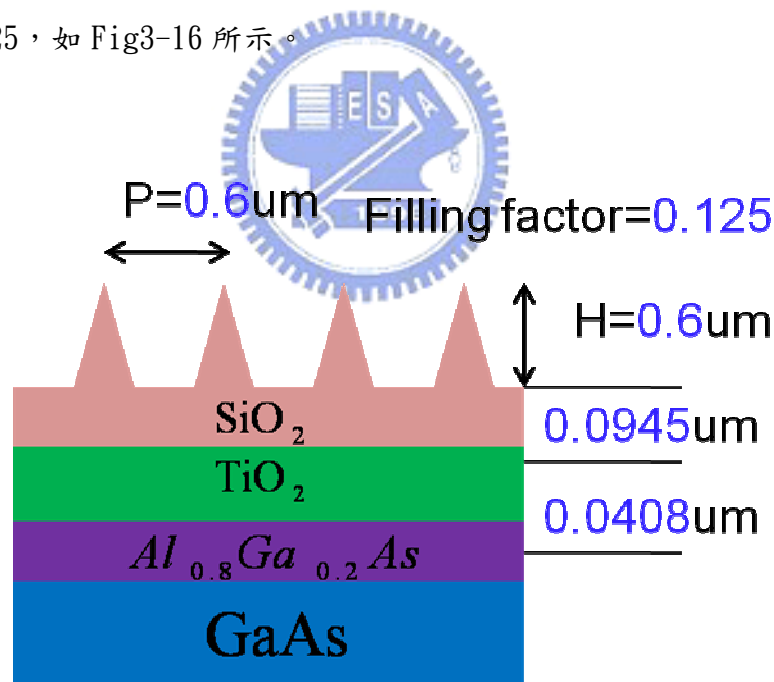


Fig3-16 一維光柵抗反射設計圖。

此設計結構下的平均穿透率(T_{solar})與入射角度變化圖如 Fig3-17 所示。在垂直入射時平均穿透率可達到 99%，且八十度入射時平均穿透率還可維持在 94%左右。此設計結構下的穿透率頻譜與入射角度的變化關係，如 Fig3-18(a)所示。穿透率頻譜在零度到八十度入射的變化，大部份的範圍穿透率都維持在 90%以上，只有在接近八十度的某些波段穿透率下降至 70%。因為太陽光為無偏極光，所以我們計算此設計結構下的 TM 極化光穿透率頻譜與入射角度的變化關係，如 Fig3-17(b)所示，同樣地，大部份的範圍穿透率都維持在 90%以上。由 Fig3-17、18(a)(b)可以明確地看出我們設計出的抗反射設計具有非常良好的寬頻譜與廣角的抗反射能力。

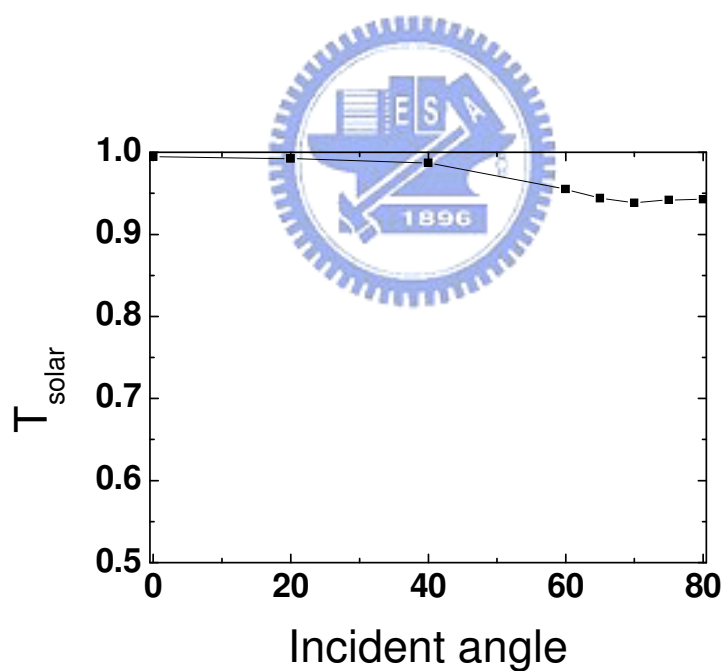
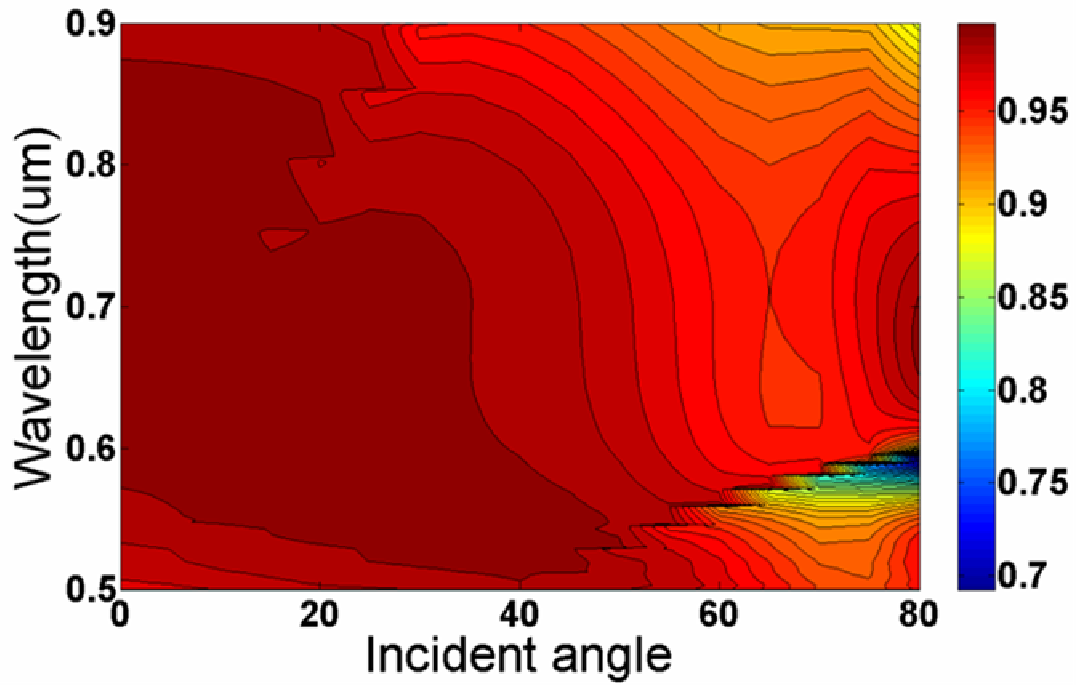


Fig3-17 平均穿透率隨入射角度變化圖。

(a)



(b)

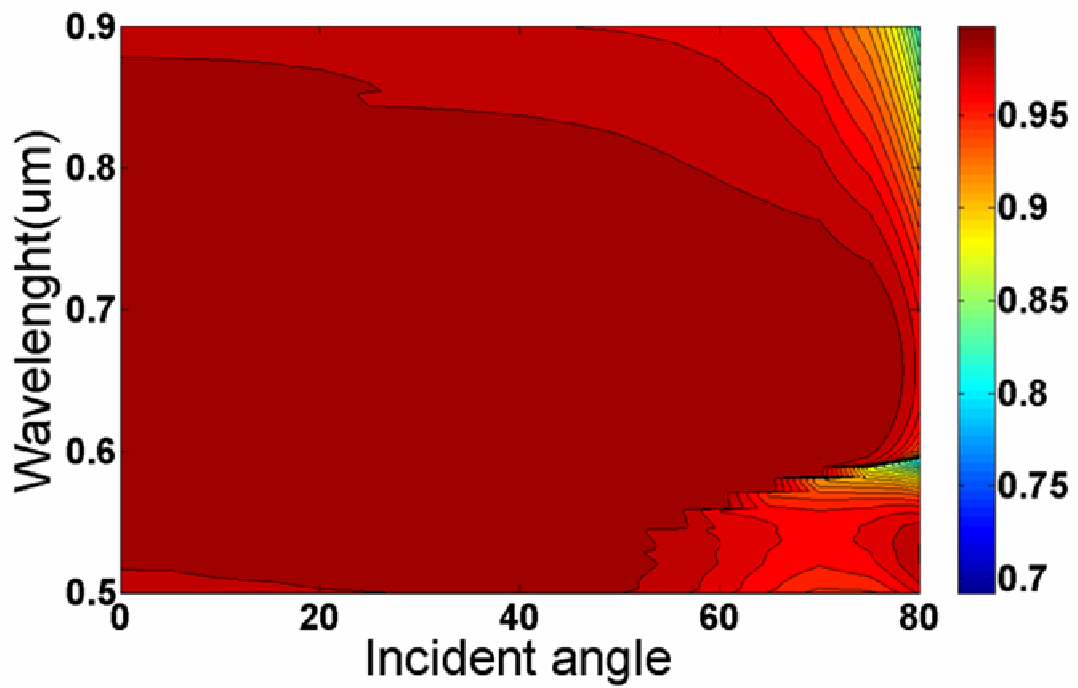


Fig3-18 穿透率頻譜隨入射角度變化圖。(a)TE 極化波,(b)TM 極化波。

四、討論

第三章中介紹了我們的設計結構，兩層均質抗反射層加上一維三角光柵的設計，可達到寬頻譜及廣角的抗反射效果。本章節則針對設計結構探討光柵結構、光柵形狀及光柵下方的均質層對平均穿透率及穿透頻譜的影響。

4-1 光柵結構對穿透率頻譜的影響

於砷化鎵太陽能電池上，外加兩層均質抗反射層之穿透率頻譜，如 Fig4-1(a)所示，在垂直入射時，均質抗反射層設計可提供寬頻且高穿透率的效果。但是在在大角度入射時，如八十度入射，穿透率則降到 55% 左右，故兩層的薄膜設計無法提供廣角的抗反射效果。接下來，觀察於兩均質層抗反射層上外加一維最佳化三角光柵的穿透率頻譜，如 Fig4-1(b)所示，小角度入射時，其穿透率頻譜與不加三角光柵的穿透率頻譜之間無太大的差異，且穿透率頻譜都還是維持在 95% 左右的位置。然而，在大角度入射時，其穿透率頻譜較不加上三角光柵的設計提升 30% 左右。因此藉由加上最佳化三角光柵的設計，可以大幅提高均質抗反射層於大角度入射下的穿透率頻譜。接著，我們將探討其原因為何。

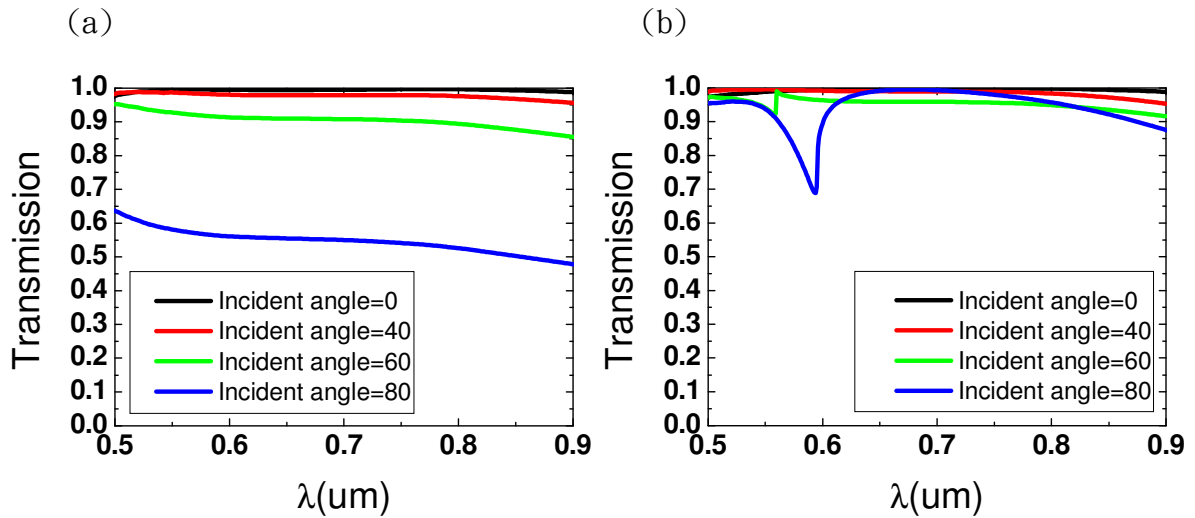


Fig4-1 (a)兩均質抗反射層的穿透率頻譜，(b)兩均質層加三角形光柵的穿透率頻譜。

觀察兩均質抗反射層上外加最佳化一維三角形光柵於各角度入射時的穿透率頻譜，並且觀察零、四十、六十及八十度入射時，各階繞射級數的穿透率頻譜，如 Fig4-2(a)(b)(c)(d)所示。垂直入射時，正負一階的繞射於波長 0.5~0.7 μm 的波段，各提供了 10%左右的穿透率。隨著入射角度的上升，在四十度入射時，負一階繞射在整個頻譜內提供了 10%的穿透率。當入射角度上升至 60 度及 80 度時，負二階繞射會出現並於波長為 0.5~0.7 μm 之間提供 20%左右的穿透率。我們也可以發現零階穿透繞射隨入射角度上升而減弱，而隨著入射角度上升逐漸出現的高階穿透繞射，彌補零階穿透繞射減弱的部份，維持大角度入射下的穿透率頻譜。所以根據此現象，薄膜上的光柵提供了繞射現象，在大角度入射時，能夠藉由高階穿透繞射來彌補零階穿透繞射的減弱，以維持大角度入射下的穿透率值。

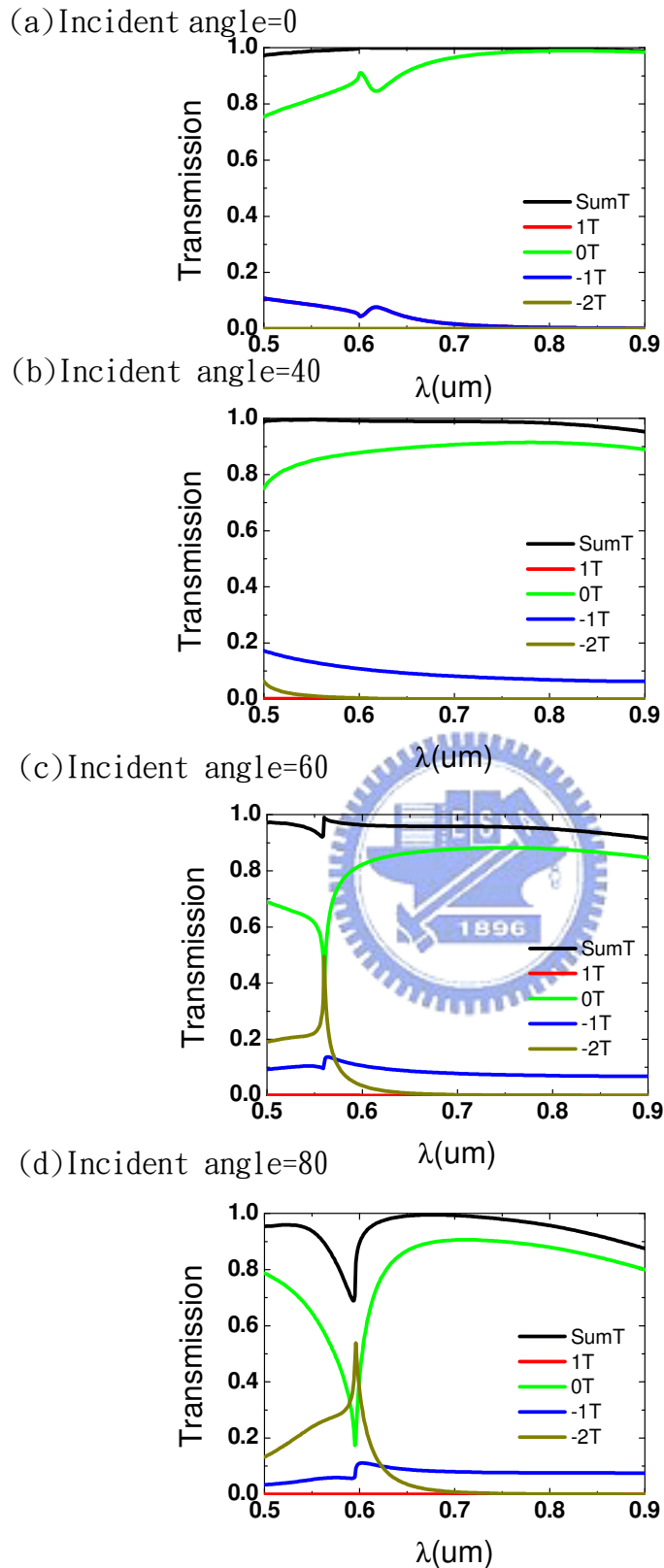


Fig4-2 抗反射結構下的穿透率頻譜。(a)入射角等於零度，(b)入射角度等於四十度，(c)入射角度等於六十度，(d)入射角度等於八十度。

Fig4-2(a)(b)(c)(d)中的穿透率頻譜，除了高階穿透繞射之外，主要還是由零階穿透繞射提供了大部分的穿透率，所以接下來，我們換個觀點來看三角光柵結構，視三角光柵為一等效折射係數漸進的材料，三角光柵區切割為20層折射係數漸變的薄膜，故其抗反射層結構的折射係數變化可表示成Fig4-3所示，將整個結構視為一多層膜的系統，利用轉換矩陣法，計算此結構下於入射角度為零、四十、六十及八十度下的穿透率頻譜，其計算結果如Fig4-4(a)(b)(c)(d)所示。黑線為實際利用嚴格耦合波理論計算出來的穿透率頻譜，紅線則為將三角光柵結構視為等效折射係數漸變的模擬結果。

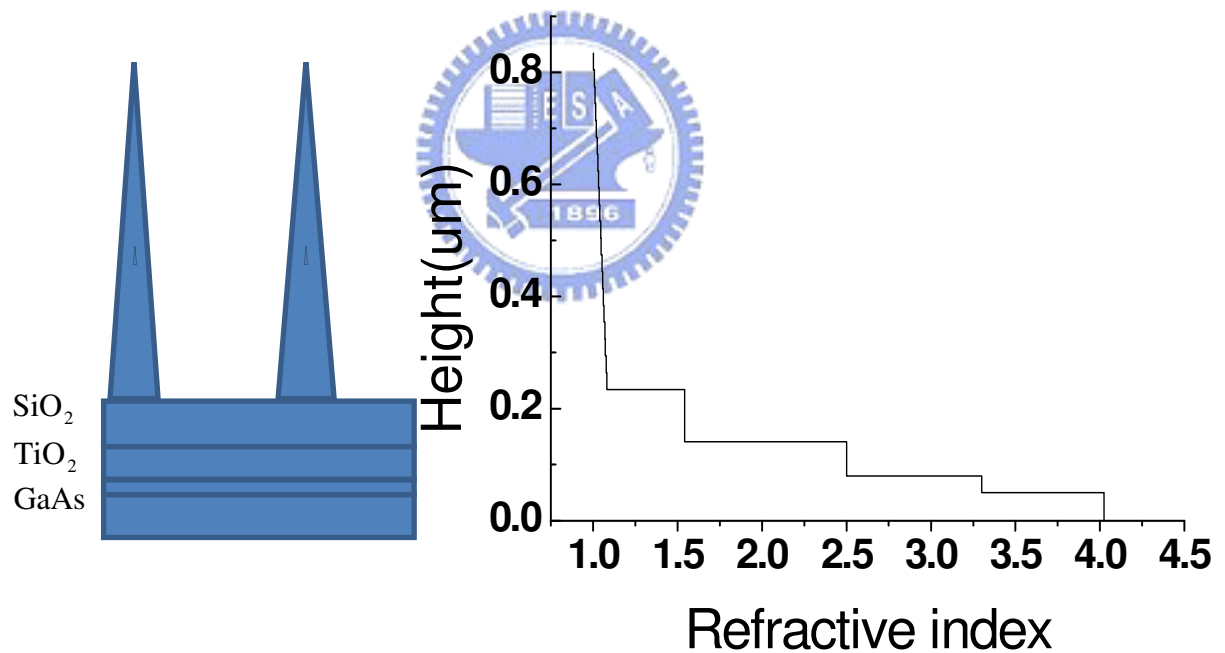
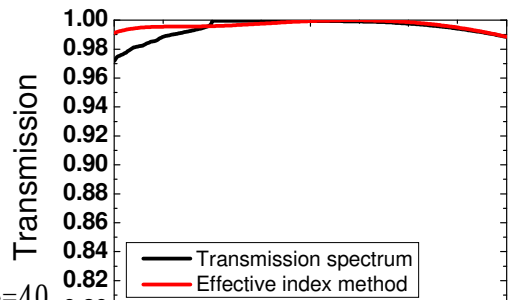
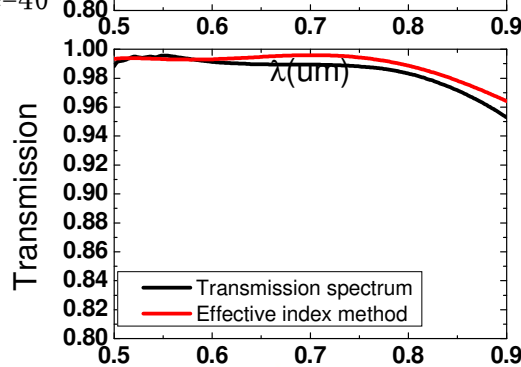


Fig4-3 抗反射結構的折射係數圖。

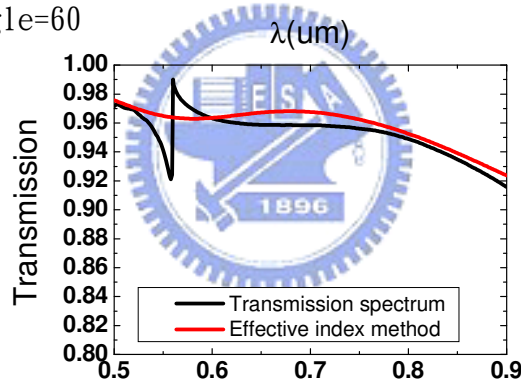
(a) Incident angle=0



(b) Incident angle=40



(c) Incident angle=60



(d) Incident angle=80

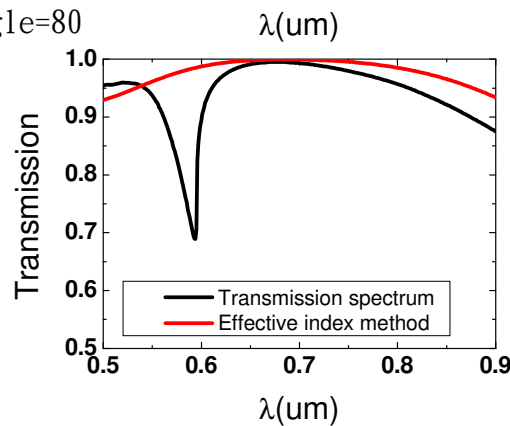


Fig4-4 各角度下利用嚴格耦合波理論計算出的穿透頻譜(黑線)與以等效折射係數計算的穿透頻譜(紅線)。(a)入射角度等於零度(b)入射角度等於四十度(c)入射角度等於六十度(d)入射角度等於八十度。

模擬的結果與實際穿透率頻譜大致相符，除了等效折射係數之計算結果於反射繞射產生之不連續點附近，與利用嚴格耦合波理論計算的結果不符。原因為從等效折射係數的觀點，三角形光柵視為一等效折射係數漸變的多層膜，無法考慮到繞射的產生，使在反射繞射不連續點處附近，兩計算結果較不相同。由模擬結果與實際穿透頻譜大致相同的現象，我們仍然可以說三角形光柵的等效折射係數漸變的效果，提高大角度入射的穿透率頻譜。

根據以上的模擬結果，三角形光柵部分的設計一方面提供了繞射效應，彌補零階穿透繞射隨入射角度上升而減弱的部份，維持大角度入射下的穿透率頻譜。另一方面，三角形光柵能提供一等效折射係數漸變的材料，提升大角度入射的穿透率頻譜。



4-2 光柵形狀對穿透率頻譜的影響

在上一節提到，在砷化鎵太陽能電池上鍍兩層均質層抗反射層，再加上光柵的設計，藉由三角形光柵提供等效折射漸進效果與繞射現象，提高大角度入射時的穿透率頻譜。在此章節中，將比較於兩均質層上之不同光柵形狀的抗反射能力，以找出較好的抗反射能力的光柵形狀。

分別設計三種加於兩均質層上之不同形狀的一維光柵結構，分別為一維三角形光柵設計、一維方形光柵設計及一維弦波狀光柵，其中三個光柵形狀的光柵參數都分別經過

最佳化，過程所獲得三角形光柵最佳化參數為光柵高度 0.6 μm 、光柵週期為 0.6 μm 及光柵填充率為 0.125。方形光柵最佳參數為光柵高度 0.5 μm 、光柵週期為 0.6 μm 及光柵填充率為 0.05。弦波狀光柵最佳參數為光柵高度 0.55 μm 光柵週期為 0.5 μm 及光柵填充率為 0.75，如 Fig4-5 所示。

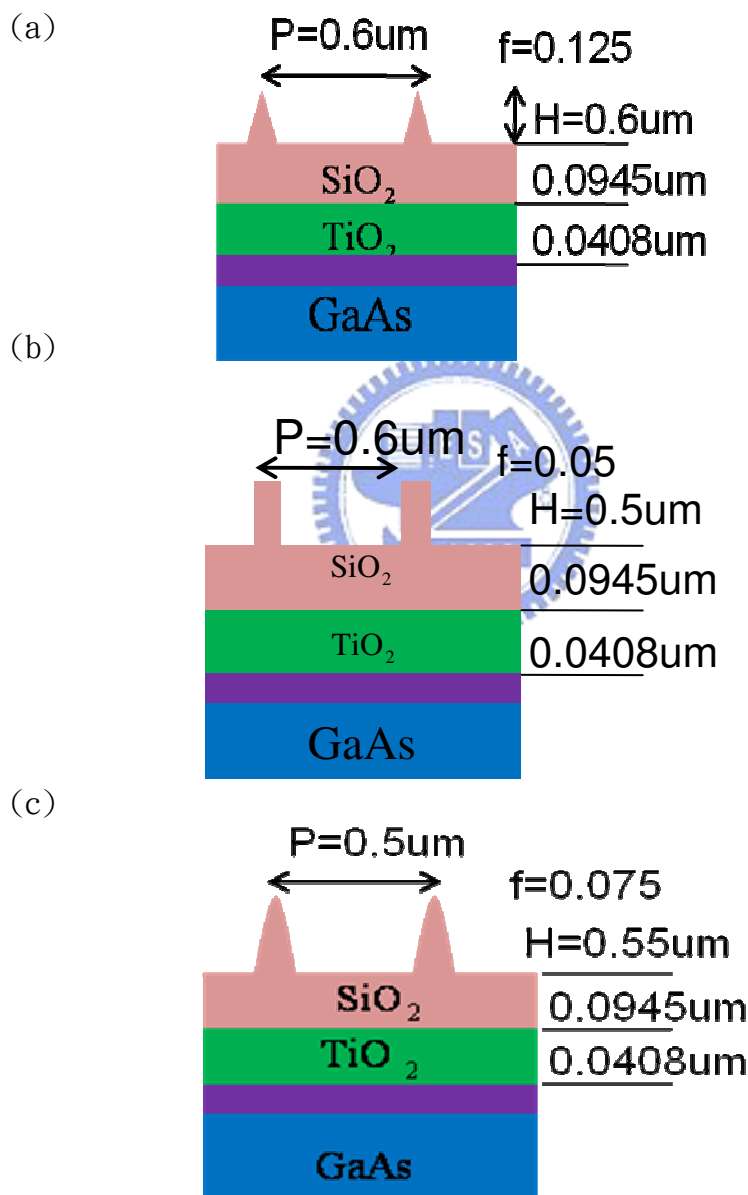


Fig4-5 兩均質層加上不同形狀光柵的結構圖。(a)三角形光柵(b)方形光柵(c)弦波狀光柵。

三個光柵結構下的平均穿透率(T_{solar})，隨入射角度上升的表現如 Fig4-6 所示。

三種結構在垂直入射時都具有相當高的平均穿透率，在八十度入射時，三個結構下的穿透率表現則產生差異，其中三角形光柵的結構獲得 94%左右的穿透率，弦波狀光柵則具有 92%左右的穿透率，方型光柵平均穿透率表現最差，平均穿透率降到了 89%左右。根據此模擬結果，在砷化鎵太陽能電池上加上兩層薄膜設計與三角形光柵為三種結構中最佳的抗反射設計，可提供在入射波長 0.5 μm 至 0.9 μm 之間非常高的穿透率，且具有非常廣角的效果。Fig4-7(a)(b)為三個光柵結構下，垂直入射與八十度入射時的穿透率頻譜，可觀察出垂直入射時，三種結構都具有寬頻且高穿透率的效果，其中弦波狀光柵提供三結構中最高且最寬的穿透率頻譜。於八十度入射時，弦波狀光柵的穿透率頻譜雖然沒有因為反射繞射而形成的穿透率驟降，可是其平均穿透率(T_{solar})值明顯地低於三角

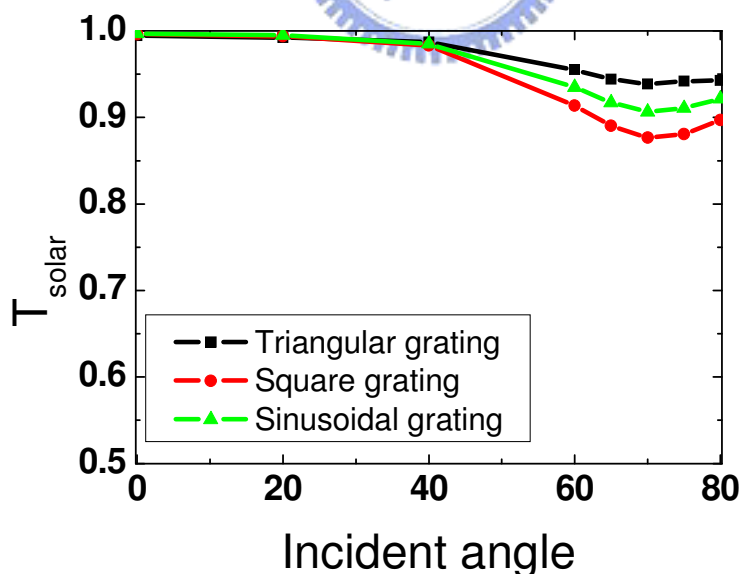


Fig4-6 薄膜設計上加上不同形狀光柵的抗反射結構時，平均穿透率隨入射角度的變化圖。黑線為三角形光柵，紅色線為方形光柵，綠線為弦波狀光柵。

形光柵之平均穿透率值。所以三角形光柵的結構具有最好的抗反射表現，即代表三角形光柵的結構擁有此三種結構中最好的寬頻與廣角的抗反射效果。

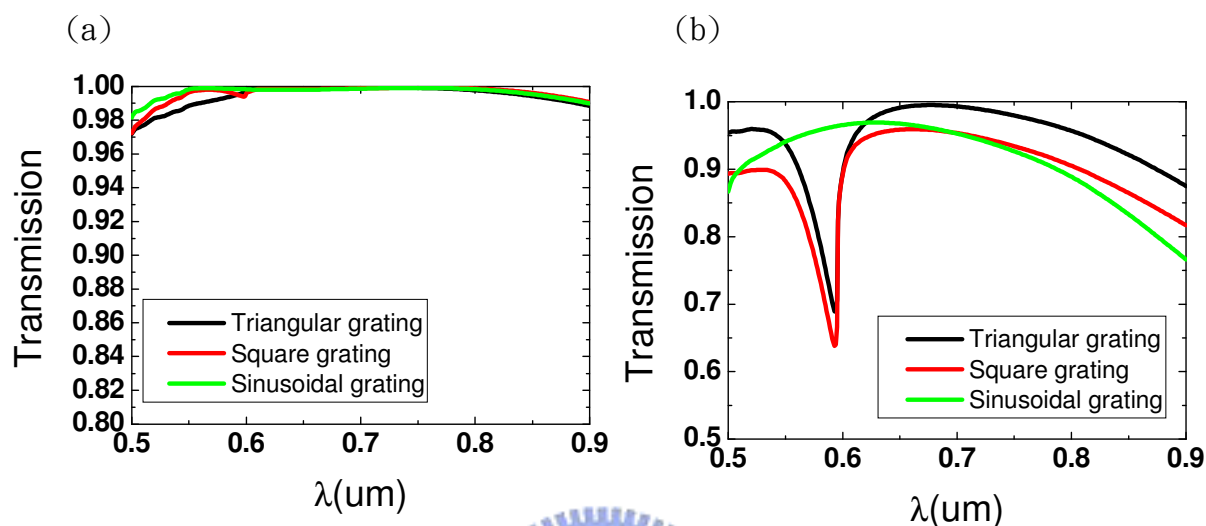


Fig4-7 兩均質層加不同光柵抗反射結構的穿透率頻譜。(a)垂直入射時(b)八十度入射時。

4-3 不同抗反射層層數對穿透率頻譜影響

我們所設計的抗反射設計，為先在砷化鎵太陽能電池上鍍上兩層均質層，在均質層上再做一維光柵的結構。此節我們將會討論在這樣的結構下，不同的均質層層數對抗穿透率的影響。如 Fig4-8 所示，比較不同均質層層數加上一維光柵結構的設計，其中均質層厚度都是利用改變薄膜厚度計算出穿透率頻譜，再加以平均比較後，求出最佳厚度。如之前 3-1 所提到的一樣的結果。均質層上的一維三角形光柵參數的設定，同樣地是經過比較垂直入射與八十度入射之平均穿透率(T_{solar})值，取最高平均穿透率之光柵參數為我們的設計參數。Fig4-8(a)為只有三角形光柵的抗反射結構，使用二氧化鈦為

光柵材料，其最佳化光柵參數為光柵高度 $H=2.5\mu\text{m}$ 、光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.6$ 。Fig4-8(b)為一層均質層加上三角形光柵，其最佳化光柵參數為光柵高度 $H=0.55\mu\text{m}$ 、光柵週期 $P=0.7\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.125$ 。Fig4-8(c)為兩層均質層加上三角形光柵，其最佳化光柵參數為光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 、光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.125$ 。Fig4-8(d)為三層均質層加上三角形光柵，其最佳化光柵參數為光柵高度 $H=0.6\mu\text{m}$ 、光柵週期 $P=0.6\mu\text{m}$ 及光柵填充率 $f=0.175$ 。

Fig4-9 為四個結構下的平均穿透率隨入射角度的變化圖，可發現少了均質層設計的平均穿透率明顯的較其他三個結構來的差，垂直入射的平均穿透率 93%，八十度入射則只有 79%。均質層加光柵的設計則充份的提高穿透率，其中以兩層均質層加上光柵的設計表現最佳。垂直入射時，平均穿透率可達到 99%，八十度入射時，平均穿透率可達到 94%。Fig4-10(a)(b)為不同層數均質抗反射層加上三角形光柵結構的穿透率頻譜，由穿透率頻譜觀察出相同的結果，只有一維三角形光柵設計之穿透率表現較其它三者來的低。一維三角形光柵抗反射設計之穿透頻譜出現穿透率隨入射波長震盪的現象，為高光柵高度所形成的法布里—派洛現象(Fabry-Perot effect)。兩層均質層外加一維三角形光柵的設計在這樣的光柵參數下，具有最好的穿透率表現。

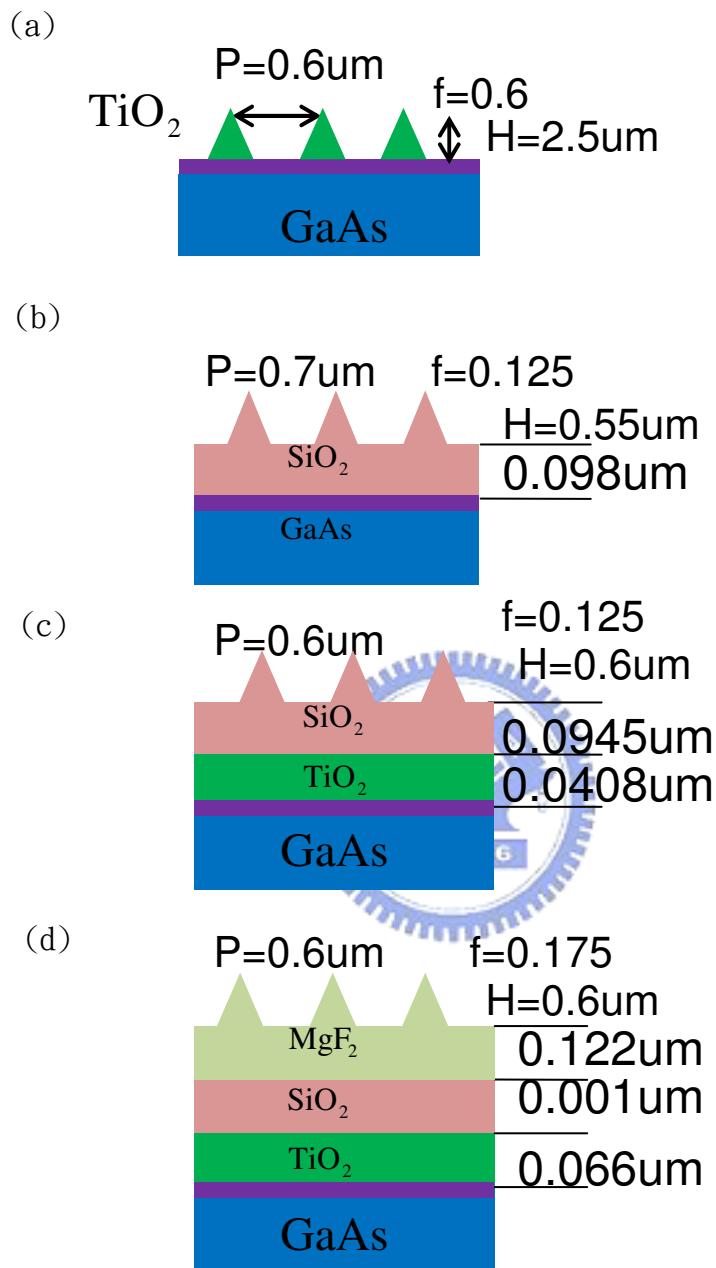


Fig4-8 不同層數均質層加上最佳化的一維光柵之結構圖。(a) 砷化鎵太陽能電池上直接加上一維光柵(二氧化鈦)的結構(b) 使用二氧化矽，做出一層薄膜與一維光柵的抗反射結構 (c) 使用二氧化矽與二氧化鈦，做出兩層薄膜與一維光柵的抗反射結構 (d) 使用二氟化鎂、二氧化矽與二氧化鈦，做出三層薄膜與一維光柵的抗反射層結構。

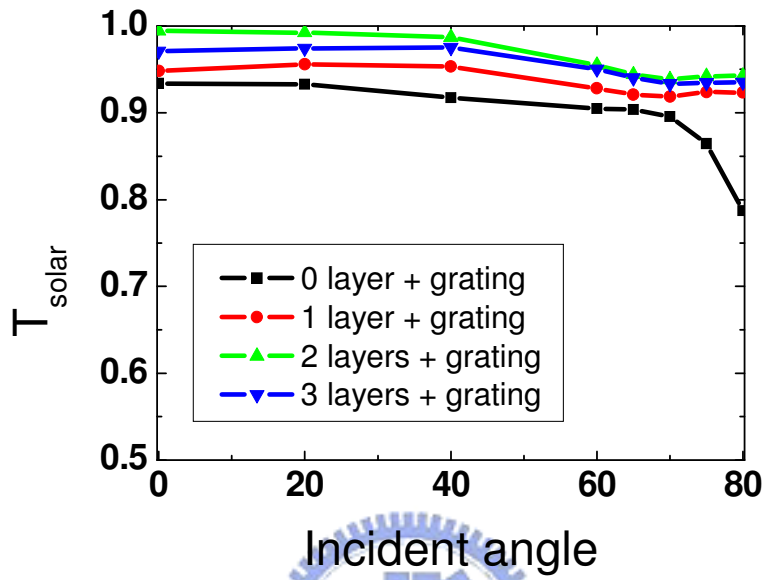


Fig4-9 不同層數均質層加一維光柵的平均穿透率(T_{solar})隨入射角度變化圖。

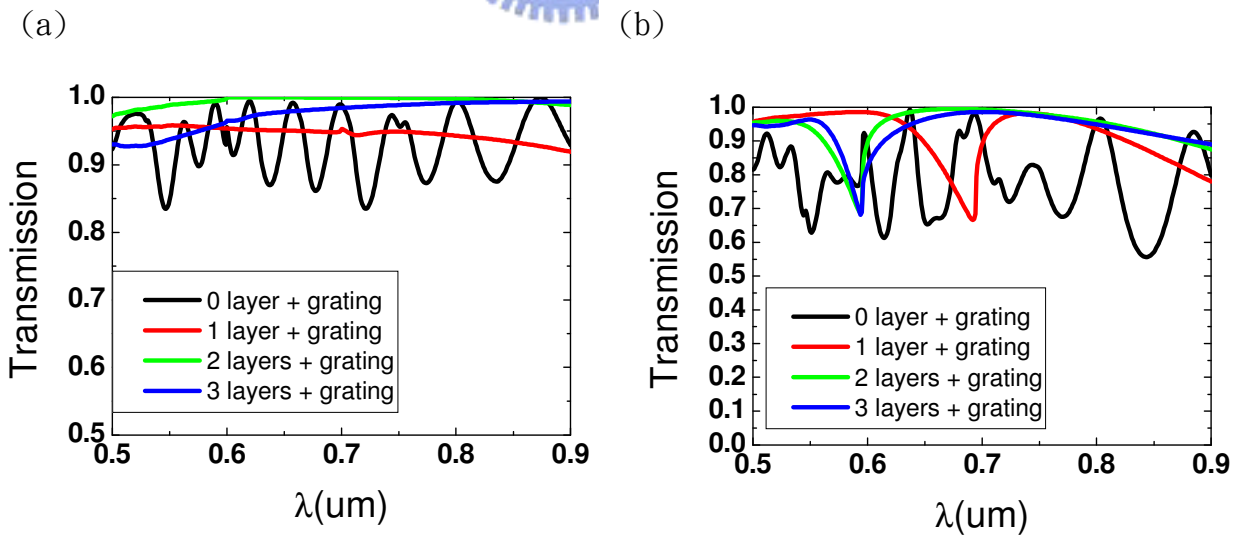


Fig4-10 不同層數的均質層加一維光柵下的穿透率頻譜。(a)垂直入射時(b)八十度入射時。

4-4 小週期下抗反射設計之平均穿透率表現

於 3-2 節中，我們探討光柵週期從 0.4 到 0.8 μm 時，垂直入射及八十度入射之平均穿透率變化。此小節我們將探討當光柵週期小於 0.4 μm 時，平均穿透率(T_{solar})隨光柵週期之變化。Fig4-11 為改變光柵週期從 0.05 到 0.8 μm ，固定光柵高度為 0.6 μm 與光柵填充率為 0.125，於垂直入射與八十度入射時的平均穿透率(T_{solar})變化圖。

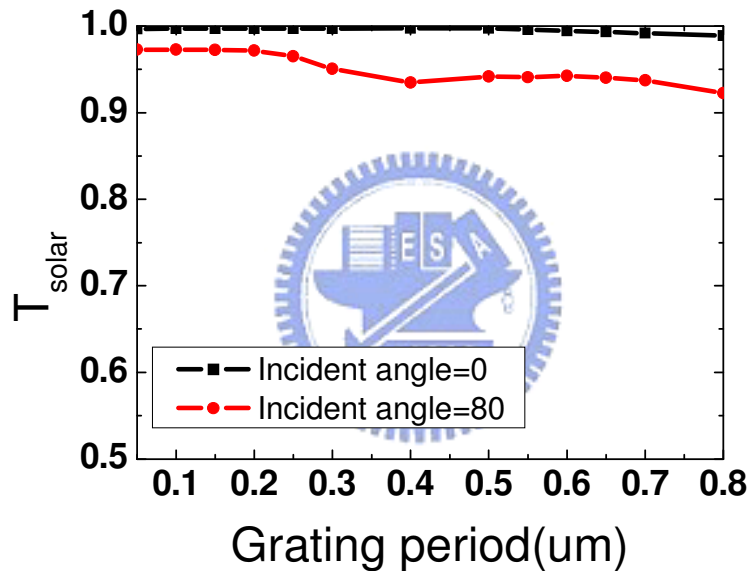


Fig4-11 改變光柵週期從 0.05 到 0.8 μm ，固定光柵高度為 0.6 μm 與光柵填充率為 0.125，於垂直入射與八十度入射時的平均穿透率(T_{solar})變化

根據 Fig4-11 我們可發現，在光柵週期介於 0.4~0.8 μm 時，在 0.6 μm 八十度入射具有一最大值。當週期越變越小，八十度入射之平均穿透率值則越變越高，最佳值不斷的往小光柵週期方向移動，且無收斂的現象。另外，我們主要探討的光柵結構為次波長結

構，週期小於 $0.4\mu\text{m}$ 的條件已逐漸遠離次波長的範圍，所以此論文中週期的探討落在 0.4 至 $0.8\mu\text{m}$ 之間。



五、結論

我們利用兩層材料分別為二氧化矽與二氧化鈦的均質抗反射層加上一維三角形光柵的結構，設計出一具有寬頻譜及廣角效果之抗反射層。垂直入射時，平均穿透率 (Tsolar) 可達到 99%，八十度入射時，平均穿透率能維持在 94% 左右。

設計原理為由於均質抗反射層無法提供廣角的抗反射效果，因此我們在均質層上外加一維三角形光柵的抗反射設計，欲使整個結構達到寬頻譜及廣角的抗反射效果。利用比較垂直入射與八十度入射之平均穿透率 (Tsolar) 值，我們獲得三角形光柵結構的最佳光柵參數，光柵高度為 0.6 μm 、光柵週期為 0.6 μm 與光柵填充率為 0.125。其中三角形光柵提供了繞射現象與等效折射係數漸進的效果，成功的降低了均質抗反射層的高角度靈敏度。經過探討光柵形狀與光柵下方的均質層層數對穿透率的影響，發現三角形光柵相較於方形光柵與弦波狀光柵，具有在大角度入射下之較高的穿透率頻譜，及此光柵結構必須與均質層組合才能達到高穿透率的效果，其中兩層均質層與一維三角形光柵在此最佳化參數下達到最佳的抗反射能力。

從本論文中可知道均質層加上最佳化的一維三角形光柵的結構即達到相當好的寬頻譜與廣角的效果，其中均質層的結構可利用鍍膜的方式來製作，一維光柵的結構可利用雷射干涉術^[20]或非等向性蝕刻^[21]來製作出一維三角形光柵。然而這兩種方法都具有其缺點存在。雷射干涉術較難製作出完整三角形的光柵形狀，只能製作出近似三角形光柵

的形狀來替代。非等向性蝕刻製程不能做出任意角度的三角形光柵。所以雖然從模擬的數據上可看到非常好的抗反射能力，但以製程的眼光來看，此一維三角形光柵的製程具有一定的難度。



參考文獻

- [1] D. N. Wright, E. S. Marstein and A. Holt, "Double layer anti-refractive coatings for silicon solar cell," *IEEE Photovoltaic specialists conference* **3**, 1237-1240,(2005).
- [2] T. Fujibayashi, T Matsui and M Kondo, "Improvement in quantum efficiency of thin film Si solar cells due to the suppression of optical reflectance at transparent conducting oxide/Si interface by TiO₂/ZnO antireflection coating," *Appl. Phys. Lett.* **88**, 183508,(2006).
- [3] M. Chen, H. C. Chang, A.S. P. Chang, S. Y. Lin, J.J-Q. Xi and E. F. Svhubert, "Design of optical path path for wide-angle gradient-index antireflection coating," *Appl. Opt* **46**, 6533-6537,(2007).
- [4] M. J. Minot, "Single-layer, gradient refractive index antireflection films effective from 0.35 to 2.5um," *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 515-519,(1976).
- [5] M. J. Minot, "The angular reflectance of single-layer gradient refractive-index films," *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 1046-1050,(1977).
- [6] A. Gombert, W. Glaubitt, K. Rose, J. Dreiholz, B. Bläsi, A. Heinzl, D. Sporn, W. Döll and V. Wittwer, "Antireflective transparent covers for solar devices," *Solar Energy* **68**, 357-360,(2000).
- [7] S. J. Wilson and M. C Hutley, "The Optical properties of 'Moth eye' antireflection surfaces," *Journal of Modern Optics* **29**, 993-1009,(1982).

- [8] C. H. Sun, P. Jiang and B. Jiang, "Broadband moth-eye antireflection coatings on silicon," *Appl. Phys. Lett.* **92**, 061112,(2008).
- [9] V. T. Daudrix, J. Guillet, F. Freitas, A. Shah, C. Ballif, P. Winkler, M. Ferrelloc, S. Benagli, X. Niquille, D. Fischer and R. Morf, "Characteristion of rough reflecting substrates incorporated into thin-film silicon solar cells," *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **14**, 485-498,(2006).
- [10] S. S. Lo, C. C. Chen, F. Garwe and T. Pertch, "Broad-band anti-reflection coupler for a:Si thin film solar cell," *J. Phys. D: Appl. Phys* **40**, 754-758,(2007).
- [11] M. Auslender, D. Levy and S. Hava, "One-dimensional antireflection gratings in (100) silicon: a numerical study," *Appl. Opt* **37**, 369-373,(1988).
- [12] W. Zhou, M., L. C. Tao and H. Yang, "Microrstuctured surface design for omnidirectional antireflection coatings on solar cell," *J. Appl. Phys.* **102**, 103105,(2007).
- [13] M. G. Moharam, E. B. Grann and D. A. Pommet, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1068-1076,(1995).
- [14] D. M. Pai and K. A. Awade, "Analysis of dielectric gratings of arbitrary profiles and thicknesses," *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 755-762,(1991).
- [15] A. K. Cousins and S. C. Gottschalk, "Application of the impedance formalism to

diffraction grating with multiple coating layers," *App. Opt* **29**, 4269-4271,(1990).

[16] P. Cornet, J. Chandezon and C. Faure, "Conical diffraction of a plane wave by an inclined parallel-plate grating," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 437-449,(1997).

[17] S. Peng and G. M. Morris, "Efficient implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A.* **12**, 1087-1096,(1995).

[18] <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/ASTMG173/>.

[19] M. J. Weber, Handbook of optical materials, CRC Press, 1 edition, (2003).

[20] T. T. CHEN and D. M. HAWANG, "Grating Fabrication by Interference of Laser Beams." *C. J. PHYS.* **15**, 6-9.(1977).

[21] Z. Yu and S. Y. Chou, "Triangular profile imprint molds in nanograting fabrication." *Nano Lett.* **4**.(2004).

