超常材料光波吸收體之簡介

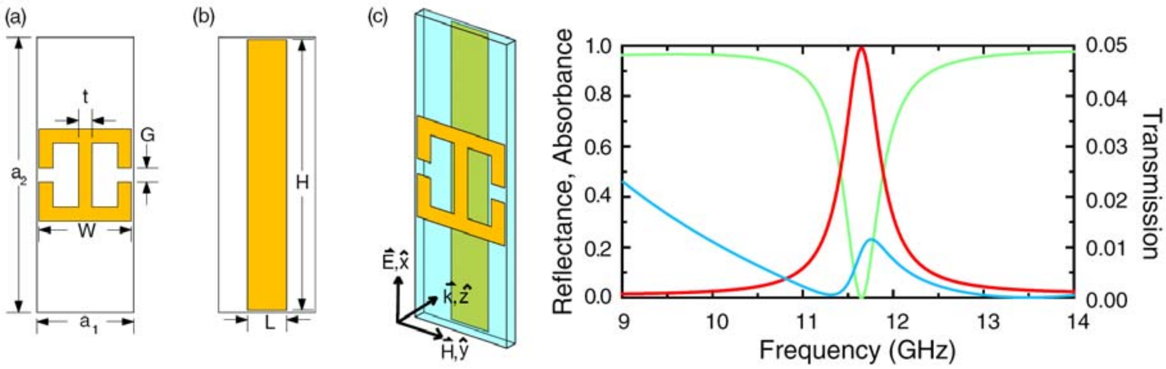
陳瑞琳[1] 陳于堂[2] 林家鴻[2]

[1]國立台灣大學 應用力學研究所 台北市 106 台灣

[2]國立台灣大學 光電工程研究所 台北市 106 台灣

一、前言

近年來，由於溫室效應及石油危機，開發綠色能源逐漸成為世界關注之焦點。其中根據光伏(photovoltaic)原理所發展的太陽能電池(solar cells)，更是綠色能源中極重要的一員。然而，光對電的能量轉換效率一直是太陽能電池相當大的瓶頸。而在影響能源轉換效率的各個因素中，如何使光波有效地被材料所吸收，更是最關鍵的一環[1]。由於平板型超常材料(planar metamaterials)[2]利用其特殊電磁場共振原理，如圖一所示，可作為光吸收器(absorber)[3-6]，使光子吸收率提高；或是藉由設計組成超常材料之次波長結構，達到光捕捉(light trapping)之目的，使光侷限在材料中，增加光路長度(optical path length)，使光子吸收機率提升[7]。因此可利用平板型超材料製作太陽能電池，提昇能量轉換效率。



圖一 超常材料完美吸收體。左圖：單位晶格之幾何結構。右圖：反射、穿透與吸收頻譜[3]

超常材料(metamaterials)[8]是由人工製造之次波長結構，在某些特別的排列下，在巨觀尺度具有自然界不常見之物理性質，例如負磁導係數[9]及負折射率[10]等。利用這些特殊的物理特性，可以超越電磁波或光波的繞射極限(diffraction limit），達到光學超解析(super resolution)的目的，製作所謂的完美透鏡(perfect lens)[11]、超透鏡(superlens)及雙曲透鏡(hyperlens)等。超常材料甚至可能製作出自然界不存在之非均勻(inhomogeneous)、非等向性(anisotropic)介質而達到隱形(cloaking)[12, 13]之功能。另一方面，超常材料具有異常光穿透(extraordinary optical transmission, EOT)[14]、異常光吸收(extraordinary optical absorption, EOA)[15]等特殊濾波性質。此外，除了電磁波之超常材料外亦有聲波、水波、彈性波及量子波等領域之超常材料。這些多樣化的成果使得超常材料的研究維持在重要的地位，並且在奈米製程與顯微量測技術[16, 17]的不斷進步之下，繼續開發其可能與潛在的應用。

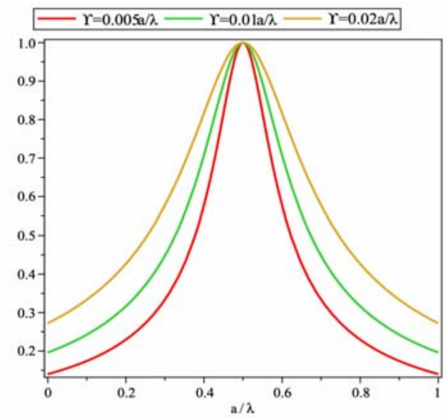
超常材料通常是由次波長的週期結構(subwavelength periodic structure)所組成[18]；因此，超常材料之特性與準靜態(quasistatic)之共振機制有密切關聯[19, 20]。由於次波長週期結構之共振波長與幾何形狀有關，因此可藉由設計單位晶格(unit cell)的次波長結構形狀與排列，使平板超常材料具有特殊之反射、穿透與吸收頻譜。一般常見的次波長週期結構，其基本幾何形狀有帶狀

(stripes)[21]、環狀(loops)[22]、孔洞(slits)[23]，以及分裂共振環(split-ring resonator)[24-26]等。

通常在單位晶格中若只包含單一次波長結構，其共振頻譜可由 Lorentzian 共振(Lorentizian resonance)的標準線型來描述[27]

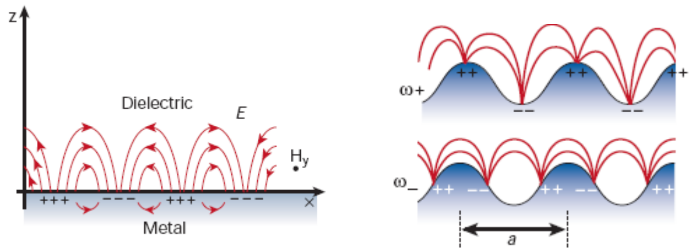
$$|r| = \sqrt{\frac{\gamma}{\left(\epsilon^2 + \gamma\right)}}$$

其中$|r|$為反射係數之大小，γ為頻寬，$\epsilon = \omega - \omega_L$，$\omega_L$為 Lorentzian 共振頻率位置。圖二為$\omega_L = 0.5$時不同$\gamma$值之 Lorentzian 共振之反射係數圖。



圖二 Lorentzian 共振之頻譜線型

此種由個別單一結構所產生的共振，又稱為 Mie 共振(Mie resonance)或部位共振(site resonance)；另一方面，由於結構具有週期性，因此隨著入射頻率增加，當高階繞射由消散波(evanescent wave)開始沿著表面傳播時，會產生所謂的晶格共振(lattice resonance)或稱為 Bragg 共振(Bragg resonance)，例如 Wood 異常現象(Wood's anomaly)[28-30]。通常晶格共振只與晶格常數及晶格型態相關，與個別次波長結構之幾何形狀無關。



圖三 表面電漿示意圖[31]

金屬為次波長週期結構所經常使用之材料，而金屬與介電體的表面可以存在表面電漿共振(surface plasmon resonance)的特性[31]。表面電漿是在導體(通常是金屬)表面傳遞的一種電磁波(或光波)[32, 33]，它來導體內自由電子的集體振動與外界電磁波的偶合。由於其具有雙重性質，波動型式的表面電漿既是橫波(電磁波的本質)，又是縱波(電子波的本質)[見圖三]；量子化的表面電漿子又稱為偏極子(polariton)[34]，也就是光子與電子所結合形成的粒子。因為表面電漿結合了電子的振動，其動量比相同頻率的光波大，所以在一般情形下表面電漿是無法被激發的。必須有其他裝置或結構的輔助，才能藉由共振(即能量與動量的相配，或頻率與波數的相配)來產生表面電漿。這個激發機制稱為耦合(coupling)。常用的耦合方法有稜鏡偶合(prism coupling)、格柵偶合(grating coupling)、孔洞偶合(aperture coupling)及晶格偶合(lattice coupling)等[35]。利用光速的減低(頻率不變，因此波長減小，波數增大），或額外動量的提供(來自結構的多重散射)，可以補足動量差額來激發表面電漿。因此，表面電漿的特性不單與金屬的性質有關，還和結構的型態有密

切關係。

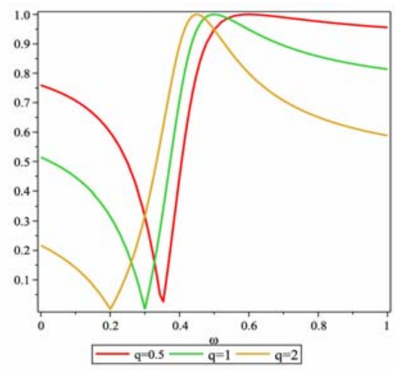
表面電漿的重要基本性質之一為其波動特性，這可由其色散關係(dispersion relation)，即頻率與波數(wave number)的關係來表明。頻率是時間變化的參數，波數是空間變化的參數；時間與空間的變化描述了波動的基本特性。由於表面電漿的光學或電磁特性與金屬的材質及結構的型態(如維度或形狀)有關，因此表面電漿的色散關係同時取決於材料色散(material dispersion)與結構色散(structure dispersion)。前者來自金屬內自由電子的運動，後者則來自電磁波在結構中的散射(scattering)行為。這兩種色散性質的結合，構成了表面電漿的基本波動性質[36-38]。另外，表面電漿也是光穿遂(optical tunneling)的主要機制[39-41]。

此外表面電漿的波動特性，可進一步由其特徵模態(eigenmode)來闡明。例如使用表面電漿來進行光吸收或光收穫(light harvest)機制，可以在高密度態(density of state)之區域設計操作。如此可充分利用表面電漿在頻率與空間的極不均勻特性，有效率的吸收與使用光波能量，進行光轉換及發送功能[42]。另外，利用介電-介電材料之耦合，產生類似波導之波導模態共振(guided mode resonance) [43, 44]，或是共振腔模態(cavity resonance)[45]，使光被捕捉(light trapping)在材料中。

當多種(兩種或以上)共振模態耦合時，反射係數之大小之頻譜可利用 Fano 共振(Fano resonance)線型來描述[46, 47]

$$|r| = \sqrt{\frac{1}{1+q^2}\frac{(\varepsilon+q)^2}{1+\varepsilon^2}}$$

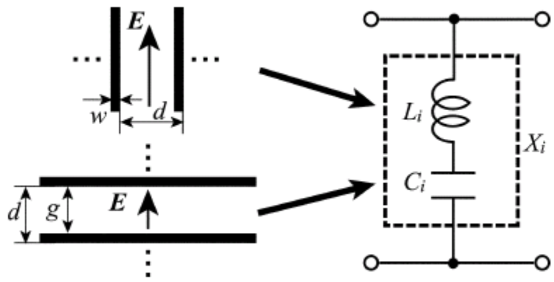
其中 q 為非對稱參數、$\epsilon = 2(\omega-\omega_F)/\Gamma$、$\omega_F$ 為 Fano 共振頻率。此種多重共振耦合之現象稱為 Fano 共振[48]。



圖四 Fano 共振之頻譜線型

因此決定平面超常材料特性之共振種類可歸納如下：(1)單一次波長結構之幾何形狀產生之 Mie 共振，(2)週期結構產生之 Bragg 共振，(3)金屬-介電材料耦合產生之表面電漿共振，(4)介電-介電材料耦合產生之波導共振，及(5)多種共振模態耦合產生之 Fano 共振。

另一方面，由於微結構尺寸小於波長，因此可使用等效介質(effective medium)理論，計算及分析平板超常材料之等效介電常數、等效透磁係數之等效物理量[49]。此外，次波長週期結構之共振系統亦可利用等效電路(equivalent circuit)模式來分析其共振頻譜，經由計算各種幾何形狀之等效電容以及等效電感值來描述，例如帶狀金屬之等效電路用如圖五所示。



圖五 等效電路示意圖[50]

其中等效電容值$C(l,w,x)$與電感值$L(l,w,x)$與長度關係分別為[51]：

$$L(l,w,x)=L_0(l,w)+\frac{\left(1-B_L(l,w)^2\right)^2\left(1-\frac{1}{4}B_L(l,w)^2\right)A(x)+4B_L(l,w)^2A(x)^2}{1-\frac{1}{4}B_L(l,w)^2+2B_L(l,w)^2\left(1+\frac{1}{2}B_L(l,w)^2-\frac{1}{8}B_L(l,w)^4\right)A(x)+2B_L(l,w)^6A(x)^2}$$

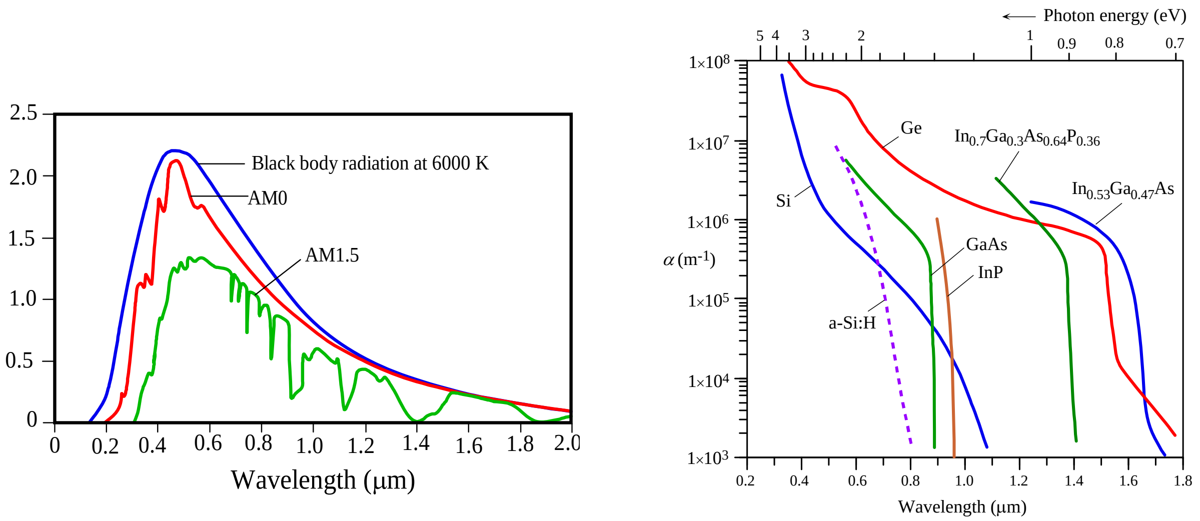
$$C(l,w,x)=C_0(l,w)+\frac{\left(1-B_C(l,w)^2\right)^2\left(1-\frac{1}{4}B_C(l,w)^2\right)A(x)+4B_C(l,w)^2A(x)^2}{1-\frac{1}{4}B_C(l,w)^2+2B_C(l,w)^2\left(1+\frac{1}{2}B_C(l,w)^2-\frac{1}{8}B_C(l,w)^4\right)A(x)+2B_C(l,w)^6A(x)^2}$$

其中$\mathrm{C}_0=4l\ln\left(\csc\left(1/2\pi(1-l)\right)\right)$，$L_0(l,w)=l\ln\left(\csc\left(1/2\pi w\right)\right)$，$A(x)=1/\sqrt{1-x^2}-1$、$B_C(l,w)=\sin\left(1/2\pi(1-l)\right)$

$B_L(l,w)=\sin\left(1/2\pi w\right)$。

有了等效電路模型後，就可加以利用 SPICE 等軟體分析與設計。由於在光波段中，金屬需考慮穿透深度(skin depths)之影響，故在光波段使用等效電路分析時，需要作一個修正[52]。

利用超常材料吸收體來提高光吸收率之方法大致有下列三種方法[53]。一、利用超常材料人工結構可調變的等效光學常數之特性，使吸收材料與太陽光入射面介質達到阻抗匹配(impedance match)，減少菲涅耳反射(Fresnel reflection)。二、利用超常材料次波長結構在吸收材料中產生波導(waveguide)共振模態，增加光路徑長度，提高光吸收率。三、利用超常材料由週期結構所組成之特性，產生高階繞射來增加光路徑長度，提高光吸收率。此方法是屬於非共振式的，只與結構之週期相關。為了有效吸收與利用太陽光能，吸收體之能隙(band gap)需儘量接近太陽輻射能譜之峰值(如圖六所示)。適當地選擇吸收體材質(如金、銀、鋁、鎢等金屬與如矽、鍺等介電體)，及設計有效的共振結構，可以達到幾乎完美的吸收效率。

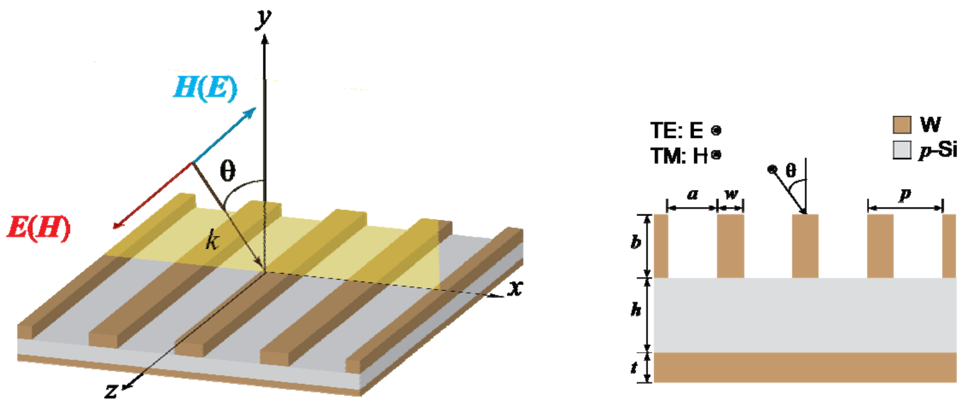


圖六 太陽能吸收頻譜(左圖)與材料吸收頻普(右圖)

二、超常材料光波吸收體

奈米光柵結構的異常光吸收機制，來自入射光與結構及材料之間的共振現象，此共振現象主要以兩種模態表現，即，Fabry-Perot 共振腔模態及束縛於介面上的表面模態[15, 54]。對於不同偏振的入射光，所能激發的模態也不相同。一般而言，橫向電偏振(transverse electric, TE)或橫向磁偏振(transverse magnetic, TM)之入射光皆可產生 Fabry-Perot 共振腔模態，而表面模態則只能由 TM 偏振光激發。目前有關探討異常光吸收的文獻中，所提出的結構皆使用金屬，利用在金屬表面產生表面電漿，以達到激發束縛表面模態的目的，因此通常其異常光吸收的效果僅限於 TM 偏振光。相較於此，有關 TE 偏振光的異常吸收乃至於非偏極化光之異常吸收則較少有討論。另外，利用表面電漿所產生之共振頻寬通常較窄，因此不適合寬頻之應用。因此，我們計畫進一步研究可針對非偏極化光之寬頻異常吸收結構，希望藉由適當之結構與材料之選擇，使得 Fabry-Perot 共振腔模態及表面模態能夠同時被激發，並且能夠有寬頻的反應，以期更有效率地提升光捕捉的能力。

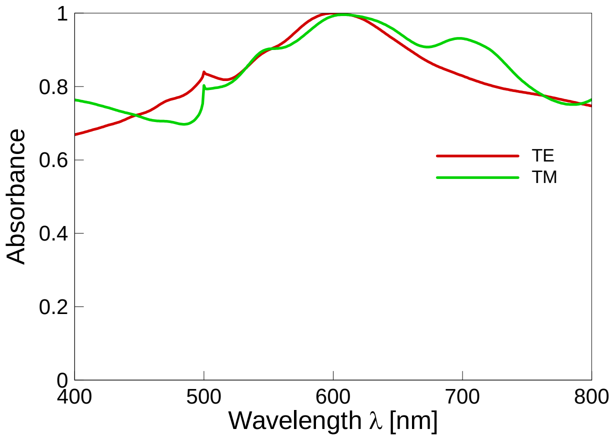
根據前述，如欲同時對 TE 及 TM 兩種偏振達到異常吸收，則必須在結構中同時激發 Fabry-Perot 共振腔模態及表面模態，因此我們目前所研究者為多層結構配合表面週期光柵，如圖七所示，在層間及光柵之間來形成共振腔，並且利光柵的週期特性來產生提供晶格動量，進一步在界面上激發表面模態[55, 56]。



圖七 異常光吸收奈米光柵結構示意圖

另外，為了有寬頻吸收效果，除了介電體外，我們還使用在可見光波段具有高耗散之材料(例如鎢[57, 58])作為吸收體的組成結構。雖然鎢在可見光波段不具有金屬特性，無法在其表面上激發表面

電漿共振，但也因其為高損耗介質的特性，故可在其表面上形成另一種束縛表面波，即所謂的 Zenneck wave [57]。圖八為上述結構對不同偏振之正向入射光的吸收頻譜。由圖中可知該結構對不同偏振的入射光，皆可達到寬頻高吸收的作用。具體而言，在可見光波段其吸收效率皆高於 70%，而在波長 600 nm 附近，更可達到近乎完美吸收。另外，從兩種偏振的吸收頻譜有相當大的重疊可知，該結構對於不同偏振的吸收表現相當一致，使得該結構特別適用於針對非偏振光的應用。



圖八 異常光吸收奈米光柵吸收頻譜

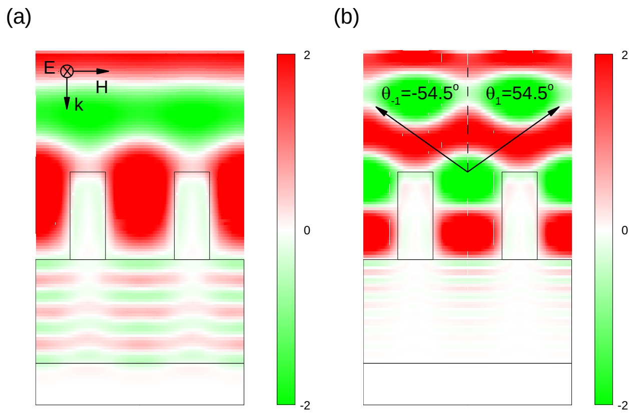
為了驗證其吸收機制，我們也分析了結構中電磁場的分布。如圖九所示，當 TE 偏振達到完美吸收時，在光柵之間形成了 TE_{11} 共振腔模態。此外，在中間的介電層中也有共振腔模態產生。在光柵間形成的共振腔模態，其共振條件則可由以下公式估算[59, 60]：

$$\lambda_{mn} = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (m/b)^2}}$$

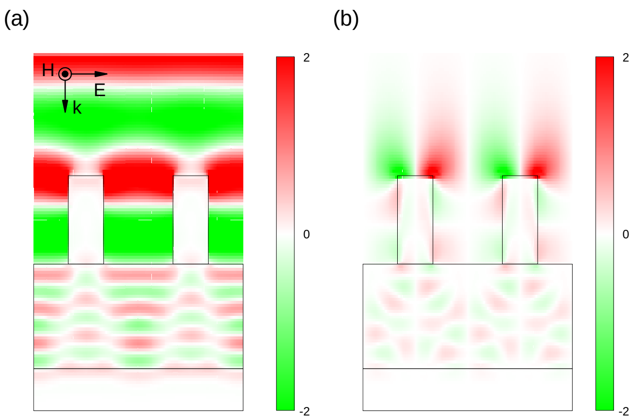
然而，由於此處的共振腔上下兩側並非封閉，導致場的侷限下降[59, 61]，加上真實材料會有有限的穿透深度，因此，實際的共振頻率會相較於公式推算值紅移。除了 TE_{11} 模態，我們也在較高頻處(407 nm)，觀察到 TE_{12} 模態。然而此時由於有高階繞射的產生，因此造成吸收的下降，而高階繞射發生的波長及方向則可由以下的光柵方程式所決定：

$$\sin\theta_m = \sin\theta + \frac{m\lambda}{d}$$

其中，θ_m 為第 m 階繞射波的反射角度，θ 為入射光角度，λ 為自由空間波長，而 d 則為光柵週期。相較於 TE 偏振，由圖十的電場分佈圖可知，TM 偏振光除了可以形成共振腔模態之外，也在鎢的表面上形成束縛表面模態，即所謂的 Zenneck wave。如果以電荷振盪的觀點，亦可稱之為結構表面電漿(structured surface plasmon)[62]，這特徵與理論上預期的一致。



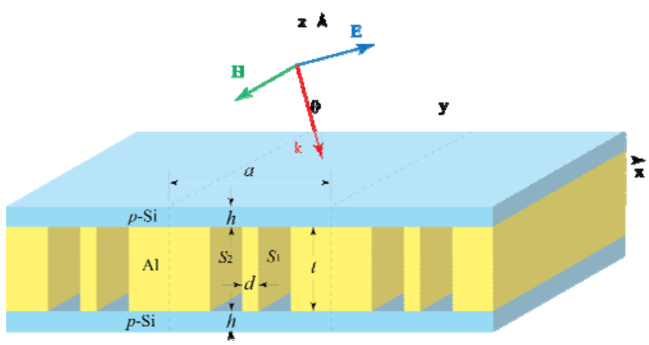
圖九 TE 偏振電場分佈圖；(a) 吸收高點（600 nm）之 TE_{11} 模態及 (b) TE_{12} 模態（407 nm）



圖十 TM 偏振吸收高點（609 nm）電場分佈圖；(a) 水平分量及 (b)垂直分量

三、結論

在本文中，我們使用電磁理論分析在次波長結構內的等效波長，並考慮電磁場穿透進入真實材料的效應所造成的紅移效果，以期能夠準確預測吸收頻譜。另外，我們也在結構中加入金屬材料，利用表面電漿子共振，來增強局部的電磁場，提供更大的吸收。同時，配合高損耗介質的使用，我們可彌補金屬表面電漿子共振之窄頻的缺點，增加吸收頻寬。而在針對該結構做最佳化設計時，則可利用包括多層結構及複合光柵所提供的自由度，如圖十一所示，調整不同偏振光的吸收頻譜。最後，以此奈米光柵的設計理論及經驗，作為進一步設計超常吸收材料吸收體的基礎。



圖十一 複合奈米光柵結構示意圖

參考文獻：

[1] D. M. Bagnall and M. Boreland, "Photovoltaic technologies," *Energy Policy,* vol. 36, pp. 4390-4396, 2008.

[2] V. A. Fedotov, P. L. Mladyonov, S. L. Prosvirnin, and N. I. Zheludev, "Planar electromagnetic metamaterial with a fish scale structure," *Physical Review E,* vol. 72, p. 056613, 2005.

[3] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, "Perfect Metamaterial Absorber," *Physical Review Letters,* vol. 100, pp. 207402-4, 2008.

[4] H. Tao, N. I. Landy, C. M. Bingham, X. Zhang, R. D. Averitt, and W. J. Padilla, "A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization," *Opt. Express,* vol. 16, pp. 7181-7188, 2008.

[5] C. Argyropoulos, E. Kallos, Y. Zhao, and Y. Hao, "Manipulating the loss in electromagneticcloaks for perfect wave absorption," *Opt. Express,* vol. 17, pp. 8467-8475, 2009.

[6] J. Ng, H. Chen, and C. T. Chan, "Metamaterial frequency-selective superabsorber," *Opt. Lett.,* vol. 34, pp. 644-646, 2009.

[7] Y.-C. Lee, C.-F. Huang, J.-Y. Chang, and M.-L. Wu, "Enhanced light trapping based on guided mode resonance effect for thin-film silicon solar cells with two filling-factor gratings," *Opt. Express,* vol. 16, pp. 7969-7975, 2008.

[8] D. R. Smith and J. B. Pendry, "Homogenization of metamaterials by field averaging," *J. Opt. Soc. Am. B,* vol. 23, pp. 391-403, 2006.

[9] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES,* vol. 47, pp. 2075-2084, 1999.

[10] R.-L. Chern, C. C. Chang, and C. C. Chang, "Surface and bulk modes for periodic structures of negative index materials," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 74, p. 155101, 2006.

[11] J. B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens," *Physical Review Letters,* vol. 85, pp. 3966-3969, 2000.

[12] U. Leonhardt, "Optical Conformal Mapping," *Science,* vol. 312, pp. 1777-1780, June 23, 2006 2006.

[13] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, "Controlling Electromagnetic Fields," *Science,* vol. 312, pp. 1780-1782, June 23, 2006 2006.

[14] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature(London),* vol. 391, pp. 667-669, 1998.

[15] J. S. White, G. Veronis, Z. Yu, E. S. Barnard, A. Chandran, S. Fan, and M. L. Brongersma, "Extraordinary optical absorption through subwavelength slits," *Opt. Lett.,* vol. 34, pp. 686-688, 2009.

[16] S. C. Kitson, W. L. Barnes, and J. R. Sambles, "Full Photonic Band Gap for Surface Modes in the Visible," *Physical Review Letters,* vol. 77, p. 2670, 1996.

[17] I. I. Smolyaninov, W. Atia, and C. C. Davis, "Near-field optical microscopy of two-dimensional photonic and plasmonic crystals," *Physical Review B,* vol. 59, p. 2454, 1999.

[18] R.-L. Chern and Y.-C. Lan, "Collective modes in metallic photonic crystals with subwavelength

grooves," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 80, p. 033107, 2009.
[19] Y.-T. Chen, R.-L. Chern, and H.-Y. Lin, "Multiple Fano resonances in metallic arrays of asymmetric dual stripes," *Appl. Opt.,* vol. 49, pp. 2819-2826, 2010.
[20] R.-L. Chern and W.-T. Hong, "Transmission resonances and antiresonances in metallic arrays of compound subwavelength holes," *Journal of Optics,* vol. 12, p. 065101, 2010.
[21] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures," *Physical Review Letters,* vol. 76, p. 4773, 1996.
[22] N. Papasimakis, Y. H. Fu, V. A. Fedotov, S. L. Prosvirnin, D. P. Tsai, and N. I. Zheludev, "Metamaterial with polarization and direction insensitive resonant transmission response mimicking electromagnetically induced transparency," *Applied Physics Letters,* vol. 94, p. 211902, 2009.
[23] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, and J. B. Pendry, "Transmission Resonances on Metallic Gratings with Very Narrow Slits," *Physical Review Letters,* vol. 83, p. 2845, 1999.
[24] R.-L. Chern, "Magnetic and surface plasmon resonances for periodic lattices of plasmonic split-ring resonators," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 78, p. 085116, 2008.
[25] R.-L. Chern, "Large magnetic resonance band gaps for split ring structures with high internal fractions," *Opt. Express,* vol. 16, pp. 20186-20192, 2008.
[26] R.-L. Chern and D. Felbacq, "Artificial magnetism and anticrossing interaction in photonic crystals and split-ring structures," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 79, p. 075118, 2009.
[27] G. Breit and E. Wigner, "Capture of Slow Neutrons," *Physical Review,* vol. 49, p. 519, 1936.
[28] R. W. Wood, "On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum," *Proceedings of the Physical Society of London,* vol. 18, p. 269, 1902.
[29] A. Hessel and A. A. Oliner, "A new theory of Wood's anomalies on optical gratings," *Appl. Opt,* vol. 4, p. 1275, 1965.
[30] U. Fano, "The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)," *J. Opt. Soc. Am.,* vol. 31, pp. 213-222, 1941.
[31] W. Barnes, A. Dereux, and T. Ebbesen, "Surface plasmon subwavelength optics," *Nature,* vol. 424, pp. 824-830, 2003.
[32] R. H. Ritchie, "Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films," *Physical Review,* vol. 106, p. 874, 1957.
[33] H. Raether, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Berlin: Springer-Verlag, 1988.
[34] E. Burstein, *Polaritons* New York: Pergamon, 1974.
[35] N. Peyghambarian, S. W. Koch, and A. Mysyrowicz, *Introduction to semiconductor optics*: Prentice-Hall, Inc. Upper Saddle River, NJ, USA, 1994.
[36] V. M. Agranovich and D. L. Mills, *Surface Polaritons* New York: North-Holland, 1982.
[37] B. E. Sernelius, *Surface Modes in Physics*: Wiley VCH Verlag GmbH, 2001.
[38] A. D. Boardman, *Electromagnetic surface modes*: John Wiley & Sons, 1982.

[39] W. C. Tan, T. W. Preist, and R. J. Sambles, "Resonant tunneling of light through thin metal films via strongly localized surface plasmons," *Physical Review B,* vol. 62, p. 11134, 2000.
[40] W.-C. Liu and D. P. Tsai, "Optical tunneling effect of surface plasmon polaritons and localized surface plasmon resonance," *Physical Review B,* vol. 65, p. 155423, 2002.
[41] W. A. Murray, S. Astilean, and W. L. Barnes, "Transition from localized surface plasmon resonance to extended surface plasmon-polariton as metallic nanoparticles merge to form a periodic hole array," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 69, pp. 165407-7, 2004.
[42] M. Westphalen, U. Kreibig, J. Rostalski, H. Luth, and D. Meissner, "Metal cluster enhanced organic solar cells," *Solar Energy Materials and Solar Cells,* vol. 61, pp. 97-105, 2000.
[43] Y. Ding and R. Magnusson, "Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications," *Opt. Express,* vol. 12, pp. 5661-5674, 2004.
[44] R.-L. Chern and S. D. Chao, "Optimal higher-lying band gaps for photonic crystals with large dielectric contrast," *Opt. Express,* vol. 16, pp. 16600-16608, 2008.
[45] R.-L. Chern and D. Felbacq, "Resonant cavitylike modes in dielectric photonic crystals made of collections of subwavelength cylinders," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 80, p. 205115, 2009.
[46] U. Fano, "Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro d'arco," *Nuovo Cimento,* vol. 12, pp. 154-161, 1935.
[47] U. Fano, "Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts," *Physical Review,* vol. 124, pp. 1866-1878, 1961.
[48] A. Miroshnichenko, S. Flach, Y. Kivshar, and V. Conclusions, "Fano resonance in nanoscale structures," *Arxiv preprint arXiv:0902.3014,* 2009.
[49] R.-L. Chern and Y.-T. Chen, "Effective parameters for photonic crystals with large dielectric contrast," *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics),* vol. 80, p. 075118, 2009.
[50] M. Ohira, H. Deguchi, M. Tsuji, and H. Shigesawa, "Analysis of frequency selective surface with arbitrarily shaped element by equivalent circuit model," *Electronics and Communications in Japan-Part 2-Electronics,* vol. 88, pp. 9-17, 2005.
[51] N. Marcuvitz, *Waveguide handbook*: Inspec/Iee, 1986.
[52] L. Novotny, "Effective Wavelength Scaling for Optical Antennas," *Physical Review Letters,* vol. 98, p. 266802, 2007.
[53] M. Kroll, S. Fahr, C. Helgert, C. Rockstuhl, F. Lederer, and T. Pertsch, "Employing dielectric diffractive structures in solar cells - a numerical study," *physica status solidi (a),* vol. 205, pp. 2777-2795, 2008.
[54] N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, "Perfect Metamaterial Absorber," *Phys. Rev. Lett.,* vol. 100, p. 207402, 2008.
[55] R.-L. Chern, Y.-T. Chen, and H.-Y. Lin, "Anomalous optical absorption in metallic gratings with subwavelength slits," *Opt. Express,* vol. 18, pp. 19510-19521, 2010.
[56] C.-H. Lin, R.-L. Chern, and H.-Y. Lin, "Polarization-independent broad-band nearly perfect absorbers in the visible regime," *Opt. Express,* vol. 18, pp. 19510-19521, 2011.

[57] F. J. García-Vidal, L. Martín-Moreno, T. W. Ebbesen, and L. Kuipers, "Light passing through subwavelength apertures," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, pp. 729-787, 2010.

[58] M. l. Sarrazin and J.-P. Vigneron, "Optical properties of tungsten thin films perforated with a bidimensional array of subwavelength holes," *Phys. Rev. E*, vol. 68, p. 016603, 2003.

[59] S. Astilean, P. Lalanne, and M. Palamaru, "Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength," *Opt. Commun.*, vol. 175, pp. 265-273, 2000.

[60] Y. Lu, M. H. Cho, Y. Lee, and J. Y. Rhee, "Polarization-independent extraordinary optical transmission in one-dimensional metallic gratings with broad slits," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, p. 061102, 2008.

[61] A. P. Hibbins, J. R. Sambles, C. R. Lawrence, and D. M. Robinson, "Remarkable transmission of microwaves through a wall of long metallic bricks," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 2844-2846, 2001.

[62] X.-R. Huang and R.-W. Peng, "General mechanism involved in subwavelength optics of conducting microstructures: charge-oscillation-induced light emission and interference," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27, pp. 718-729, 2010.