

國立臺灣大學工學院應用力學研究所

碩士論文

Institute of Applied Mechanics

College of Engineering

National Taiwan University

Master Thesis



奈米粒子在金奈米陣列的光力場作用下
之渦漩運動

Vortex Motion of Nanoparticles Induced
by Optical Field of Gold Nanoarray

簡喬偉

Chiao-Wei Chien

指導教授：郭茂坤 博士 廖駿偉 博士

Advisor: Mao-Kuen Kuo, Ph.D.

Jiunn-Woei Liaw, Ph.D.

中華民國 107 年 7 月

July 2018

致謝



首先要先感謝我的父母，供我食衣住行，在唸書的期間做我的後盾，讓我無後顧之憂地完成學業，沒有你們，就沒有現在的我，在此獻上最真誠的致謝。

研究所兩年生涯中，特別感謝我的兩位指導教授，郭茂坤 教授、廖駿偉 教授，讓我學習到了對事物的不同看法，在研究上要有”批判性思考”，不能只看表面，要一層一層抽絲剝繭的挖掘事實的真相，相信這對我的人生必定有偌大幫助，此外，也感謝 廖駿偉 教授將我這兩年的研究成果發表，讓我的研究可以流傳下去，雖然以後不一定會在這個領域繼續專研，也值得了。

感謝 426 研究室還有應用力學所的朋友們，謝謝彥樓、成偉學長對研究上的指導，特別感謝運承學長，不管是課業上還是研究上都給了我很大的幫助還有建議，感謝昆奇、星翔、茂昌、子平在研究之餘一起打嘴砲、健身、跑山，還有冠廷，陪我打 2k，整天膨脹還是被我電，豐富了我的研究所生涯。另外，特別要感謝我的高中朋友們苡瑄、翊萱、翊凱、盛豪、忻一，還有老朋友欣翰、女朋友在我大學考研究所失意之時鼓勵我，使我在服役的一年之中鞭策自己，邊服役邊準備終於考上了台大應用力學所，這一路上受到太多人幫助，有太多人要感謝，這本論文獻給你們。

最後，勉勵學弟們，雖然剛開始很辛苦，但只要認真完成教授以及學長交代的事項，相信這兩年會過得很愉快，研究之餘也希望你們可以多涉略其他活動或是有興趣的東西，豐富自己的學習生涯，拓展自己的人脈，研究所不一定會教給你工作上的技能，但會教你如何找到問題、如何找尋工具來解決問題，大家加油，共勉之。



摘要

本文研究奈米介電球與奈米金球在受線性極化之高斯光束激發的金奈米低聚物近場產生之光力效應，藉由多重展開中心法計算複雜的電磁場，再利用馬克斯威爾應力張量計算出奈米粒子所受之光力及光力矩，以模擬實驗中奈米結構製造出之光鐳子，增加對光力場的理解，可以更精準地控制此光鐳子效應。

從我們的模擬結果可以發現，不管是奈米介電球還是奈米金球，移動金奈米陣列之後皆有階梯般的跳躍現象，但只有奈米介電球在光鐳子抓取的過程中，有著渦漩軌跡且帶有與渦漩相反旋轉方向之自旋，且藉由改變奈米陣列位置可以精準控制光鐳子抓取奈米粒子的位置。奈米介電球的光力場行為不太受其尺寸所影響，而奈米金球只要尺寸不同，光力場的行為就差很多，較小顆的奈米金球才能夠被奈米結構所抓取。此外，三聚體的抓取能力明顯比二聚體強，且三聚體具有極化方向上的優勢，對極化方向較不敏感。

關鍵字：高斯光束、表面電漿子共振、光鐳子、光力、光力矩、光渦漩、多重中心展開法。

Abstract



This study theoretically investigates the dielectric nanoparticle (NP) and the gold NP in the near field of the gold oligomer, which is irradiated by a linearly polarized Gaussian beam. In order to simulate the optical tweezers generated by the nanostructures (NS) in the experiment, we apply multiple-multipole expansions method (MMP) to compute the complicated electromagnetic field and Maxwell stress tensor to get the optical force and optical torque. A better understanding of the optical force field would help to control the optical tweezers more accurately.

Numerical results indicated that both dielectric and gold NP move with a step-like pattern as the nano-gold array (NGA) moves. However, only dielectric NP has the opposite helicity of the spin and spiral orbit during the trapping process of the optical tweezers. Moreover, the trapping position of the NP can be controlled accurately by altering the position of NGA. There is an obvious difference between gold NP and dielectric NP in the optical force field. While the behaviors of dielectric NP barely affected by the size difference, the behaviors of gold NP seem to be extremely different due to the different size for the reason that the smaller the golden NP is, the easier it would be trapped by the nanostructure. In addition, trimer has a stronger trapping ability than dimer and it has an advantage in the direction of polarization which means that it's less sensitive to the direction of polarization.

Key word : gaussian beam, surface plasmon resonance, optical tweezer, optical force, optical torque, optical vortex, multiple-multipole expansions method.

目錄



致謝.....	i
摘要.....	ii
Abstract.....	iii
目錄.....	iv
圖目錄.....	vi
第 1 章 緒論.....	1
1.1 前言.....	1
1.2 文獻回顧.....	2
1.3 本文內容.....	5
第 2 章 電磁理論.....	6
2.1 高斯光束(Gaussian beam)[30].....	6
2.2 Maxwell 應力張量(Maxwell stress tensor)[31].....	8
第 3 章 數值結果分析.....	9
3.1 金奈米陣列對奈米粒子之光力效應.....	9
3.1.1 介電材料.....	9
3.1.2 金.....	28
3.2 金奈米低聚物對奈米粒子之光力效應.....	33
3.2.1 介電材料.....	34
3.2.2 金.....	43
第 4 章 結論與未來展望.....	47
4.1 研究結論.....	47
4.2 未來展望.....	48
第 5 章 參考文獻.....	50



圖目錄



圖 1-1 2008 年，Grigorenko 和他的團隊之實驗結果[22]。(a)奈米粒子在結構遠場時，雷射光與奈米粒子之相對位移。(b)奈米粒子在結構近場時，雷射光與奈米粒子之相對位移。(c)無奈米結構時，奈米粒子在溶液中之位移。(d)有奈米結構時，奈米粒子在結構近場附近之位移。.....4

圖 2-1 高斯光束(Gaussian beam)示意圖， θ_0 為繞射角、 w_0 為腰寬、 z_0 為 Rayleigh 範圍、 \mathbf{k} 為波傳方向。.....7

圖 2-2 奈米粒子示意圖8

圖 3-1 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米二聚體陣列影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。..... 11

圖 3-2 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米三聚體陣列影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。..... 12

圖 3-3 奈米介電球在二聚體陣列近場之光場($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)在 yz 平面($x = 0$)之光力場流線圖，箭頭及顏色分別代表光力場的方向以及大小，黃色半圓形為奈米二聚體所在位置，虛線代表奈米粒子與奈米二聚體的交界處，圖中左右兩側各有兩種抓取粒子的模態，一種是接觸式抓取，直接吸附在奈米二聚體上，約在 $(0, \pm 570 \text{ nm}, 120 \text{ nm})$ ；另一種是非接觸式抓取，以渦漩的運動方式飄浮在空中的靜滯點 $(0, \pm 361 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 。(b)在 yz 平面($x = 0$)之光力矩場圖。(c)位於左側的三維光力場流線圖，流線上的紫色箭頭代表奈米粒子在該點所

受力矩之方向。..... 13

圖 3-4 奈米介電球在三聚體陣列近場之光場($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)在 yz 平面($x = 0$)之光力場流線圖，箭頭及顏色分別代表光力場的方向以及大小，黃色半圓形為奈米三聚體所在位置，虛線代表奈米粒子與奈米三聚體的交界處，靜滯點($0, \pm 380 \text{ nm}, 210 \text{ nm}$)。(b)在 yz 平面($x = 0$)之光力矩場圖。..... 14

圖 3-5 奈米介電球在二聚體陣列近場不同 h_f 之光力流場圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a) $h_f = 0$ ，靜滯點($0, -260 \text{ nm}, 206 \text{ nm}$)。(b) $h_f = 100 \text{ nm}$ ，靜滯點($0, -260 \text{ nm}, 206 \text{ nm}$)。(c) $h_f = 400 \text{ nm}$ ，靜滯點位於($0, -310 \text{ nm}, 206 \text{ nm}$)。(d) $h_f = 1000 \text{ nm}$ ，靜滯點($0, -410 \text{ nm}, 206 \text{ nm}$)。..... 17

圖 3-6 奈米介電球在三聚體陣列近場不同 h_f 之光力流場圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a) $h_f = 0$ ，靜滯點($0, -266 \text{ nm}, 216.5 \text{ nm}$)。(b) $h_f = 1000 \text{ nm}$ ，靜滯點($0, -430.6 \text{ nm}, 202.6 \text{ nm}$)。..... 18

圖 3-7 h_f 與 y_s 之關係圖，其中， h_f 為陣列與焦平面之間距、 y_s 為靜滯點之 y 座標..... 19

圖 3-8 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 50 \text{ nm}$ 之光力流場圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)，底下黃色半圓為二聚體陣列所在位置，黑色虛線代表奈米粒子碰到二聚體陣列的邊界。..... 20

圖 3-9 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 100 \text{ nm}$ 之光力流場圖。..... 21

圖 3-10 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 150 \text{ nm}$ 之光力流場圖。..... 21

圖 3-11 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 200$ nm 之光力流場圖。	21
圖 3-12 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 250$ nm 之光力流場圖。	21
圖 3-13 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 290$ nm 之光力流場圖(左半部)。	22
圖 3-14 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 300$ nm 之光力流場圖。	22
圖 3-15 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 350$ nm 之光力流場圖。	22
圖 3-16 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 400$ nm 之光力流場圖。	23
圖 3-17 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 450$ nm 之光力流場圖。	23
圖 3-18 奈米介電球在三聚體陣列近場 $D_y = 250$ nm 之光力流場圖。	23
圖 3-19 奈米介電球在三聚體陣列近場 $D_y = 300$ nm 之光力流場圖。	23
圖 3-20 階梯式週期運動圖(左側的靜滯點)， D_y 為陣列往 y 方向平移之距離， y_s 為靜滯點的 y 座標位置。	24
圖 3-21 奈米介電球在二聚體陣列近場不同 r_{np} 之光力流場圖($r_{ns} = 65$ nm、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700$ nm、 $d = 30$ nm)。(a) $r_{np} = 50$ nm。(b) $r_{np} = 150$ nm。	25
圖 3-22 奈米介電球在三聚體陣列近場 $r_{np} = 50$ nm 之光力流場圖($r_{ns} = 65$ nm、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700$ nm、 $d = 30$ nm)。	26
圖 3-23 奈米介電球在二聚體陣列近場不同 d 之光力場流線圖($r_{np} = 100$ nm、 $r_{ns} = 65$ nm、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700$ nm)。(a) $d = 10$ nm，(b) $d = 50$ nm。	27
圖 3-24 奈米介電球在三聚體陣列近場 $d = 10$ nm 之光力流場圖($r_{np} = 100$ nm、 $r_{ns} = 65$ nm、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700$ nm)。	28

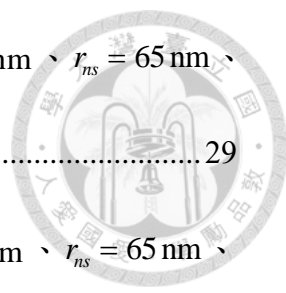


圖 3-25 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。..... 29

圖 3-26 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖($r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)yz 平面($x=0$)之光力場，(b)三維光

力流場圖。..... 30

圖 3-27 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。..... 30

圖 3-28 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖($r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。..... 31

圖 3-29 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。..... 31

圖 3-30 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 200 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。..... 32

圖 3-31 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 300 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。..... 32

圖 3-32 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 400 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。..... 32

圖 3-33 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米二聚體結構影響下之模擬示意圖， d 為

結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為

陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方



向。..... 33

圖 3-34 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米三聚體結構影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。..... 34

圖 3-35 奈米介電球在單組二聚體近場之光場 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)三維光力流場圖，實心的金球為二聚體結構之實際位置，透明金球為奈米粒子之質心位置界限。(b)二維光力流場圖，金色半圓為二聚體結構之實際位置，虛線為奈米粒子之質心位置界限。(c)二維光力矩流場圖。..... 36

圖 3-36 奈米介電球在單組二聚體近場之光力場流線圖(分別為不同極化方向)， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。(a)高斯光束極化方向和 x 軸夾 30 度；(b)高斯光束極化方向和 x 軸夾 45 度；(c)高斯光束極化方向和 x 軸夾 60 度；(d)高斯光束極化方向和 x 軸夾 90 度。..... 40

圖 3-37 奈米介電球在單組三聚體近場之光力場流線圖(分別為不同極化方向)， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。(a) 三維光力流場圖，實心的金球為三聚體結構之實際位置，透明金球為奈米粒子之質心位置界限。(b)二維光力流場圖，金色半圓為二聚體結構之實際位置，虛線為奈米粒子之質心位置界限。..... 41

圖 3-38 奈米介電球在單組三聚體近場之光力場流線圖(分別為不同極化方向)， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。(a)高斯光束極化方向和 x 軸夾 15 度；(b)高斯光束極化方向和 x 軸夾 30 度。..... 43

圖 3-39 奈米金球在單組二聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。 45

圖 3-40 奈米金球在單組二聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。 45

圖 3-41 奈米金球在單組三聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。 46

圖 3-42 奈米金球在單組三聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。 46

第1章 緒論



1.1 前言

奈米科技在近年來成為一發展迅速的研究課題，因在奈米尺寸下，物體的性質特性會與巨觀下看見的不同，利用不同的特性開發出新的應用或是科技，奈米科技的發展應用在各個領域皆可以看見，在生物科技中利用奈米結構和小分子的結合檢測 DNA 及免疫蛋白[1-3]、亦或是醫學領域上利用激發奈米金屬結構所產生的熱能來消滅癌細胞[4, 5]，奈米科技顯然已成為一股無法阻擋的趨勢。

在這些眾多的領域中，奈米光電是一大熱門研究議題，傳統的遠場光學是無法觀察到奈米等級的材料全貌，必須用近場光學[6]才能夠研究奈米材料的光學現象，其中較有名的發展技術如原子力顯微儀(atomic force microscope, AFM) [7]、掃針顯微鏡(scanning probe microscopy, SPM) [8]等。其中，表面電漿子共振(surface plasmon resonance, SPR) [9-11]是一重要的奈米光學現象，在研究上所使用的雷射光，其波長通常為可見光至近紅外光之間(390 nm ~ 700 nm)，不同的材料、結構、幾何形狀的金屬奈米粒子在不同的環境下會有不同的表面電漿子共振波長，當入射光之波長接近於金屬奈米粒子之表面電漿子共振波長時，會因為局部表面電漿子共振(localized surface plasmon resonance, LSPR) [12, 13]，使得金屬奈米粒子有極大的光吸收，增強粒子散射的電場。

在奈米尺寸實驗中，粒子會受到溶液中布朗運動(Brownian motion)影響，偏離目的地，使得實驗的精準度降低，為了抓取粒子、固定粒子，會利用高斯光束夾取，這種技術稱之為光鑷子(optical tweezers) [14, 15]，而本文將利用數值分析模擬並探討由奈米金屬粒子的表面電漿共振現象所產生的光鑷子效應，與高斯光

束直接抓取粒子的方式不同，在高斯光束之照射下，固定在玻片上之奈米金屬結構的近場附近產生的強大的光力場，能將近場的粒子都抓到結構附近，期望藉由本文的模擬結果能更精準的操控光鑷子。



1.2 文獻回顧

1902 年，Wood 做實驗時，將電磁波照射在有光柵的金屬表面上，發現了表面電漿子[16]，自此之後開始有了表面電漿子的研究。1941 年，藉著 Wood 的研究基礎，Fano 繼續研究在刻有光柵的金屬表面上之電磁波與反射光譜的關係[17]。1957 年，Ritchie 認為，表面電漿子在金屬表面傳播，是以波的形式[18]。

西元 1989 年，Barton 等人研究奈米粒子在聚焦雷射光照射下的受力狀況，並且提出了奈米粒子所受之光力及光力矩的理論[19]。光力和光力矩的理論出來之後，很多團隊開始研究如何使用雷射光來抓住奈米粒子[20, 21]。

2008 年，Grigorenko 和他的團隊用高斯光束照射激發奈米金島二聚體結構，成功製造出光子陷阱(optical traps) [22]，在奈米金島二聚體附近捕捉奈米粒子，在結構遠場附近，奈米粒子主要由高斯光束所抓取，如圖 1-1(a)；在結構近場附近，奈米粒子主要由結構所抓取，且在移動高斯光束一段距離之後，有著跳躍運動，如圖 1-1(b)；他們團隊發現，使用奈米金島二聚體這樣的結構來抓取粒子，抓取的效果比單純使用高斯光束還好，如圖 1-1(c)、圖 1-1(d)，只使用高斯光束來抓取粒子，很明顯會受到布朗運動影響，不能很好的將粒子固定住，本論文主要依據此篇的實驗來做模擬分析。

2011 年，Kang 與他的團隊使用更為複雜的形狀，利用扁平扯鈴狀的結構去抓取奈米粒子[23]，並且由粒子移動的軌跡發現了光渦漩(optical vortex)的存在。2017 年，劉昆奇模擬出奈米金球二聚體結構受高斯光束激發後，在近場附近抓

取聚苯乙烯球的光渦漩現象[24]，並且發現了單顆的奈米金球組成的陣列無法產生光渦漩。

另一方面，在 1967 年，俄羅斯數學家 Vekua 提出一假設並證明[25]，一多連通的區域(multiple connected domain)中，在每個區域放置一展開中心，做級數展開之後疊加各個展開中心的展開級數，若展開項數足夠，則其級數解會滿足完整性但是不唯一，不同數目、不同階數的展開中心所展開的級數皆可為一組級數解。1980 年，Hafner 提出了多重中心展開法，可用來求解電磁波的邊界問題，此方法可用在等向性、均勻及線性材料之散射體上，我們團隊皆使用此多重展開中心法來模擬複雜的電磁場問題[26-29]，而本篇論文也參照此方法來模擬計算光場。

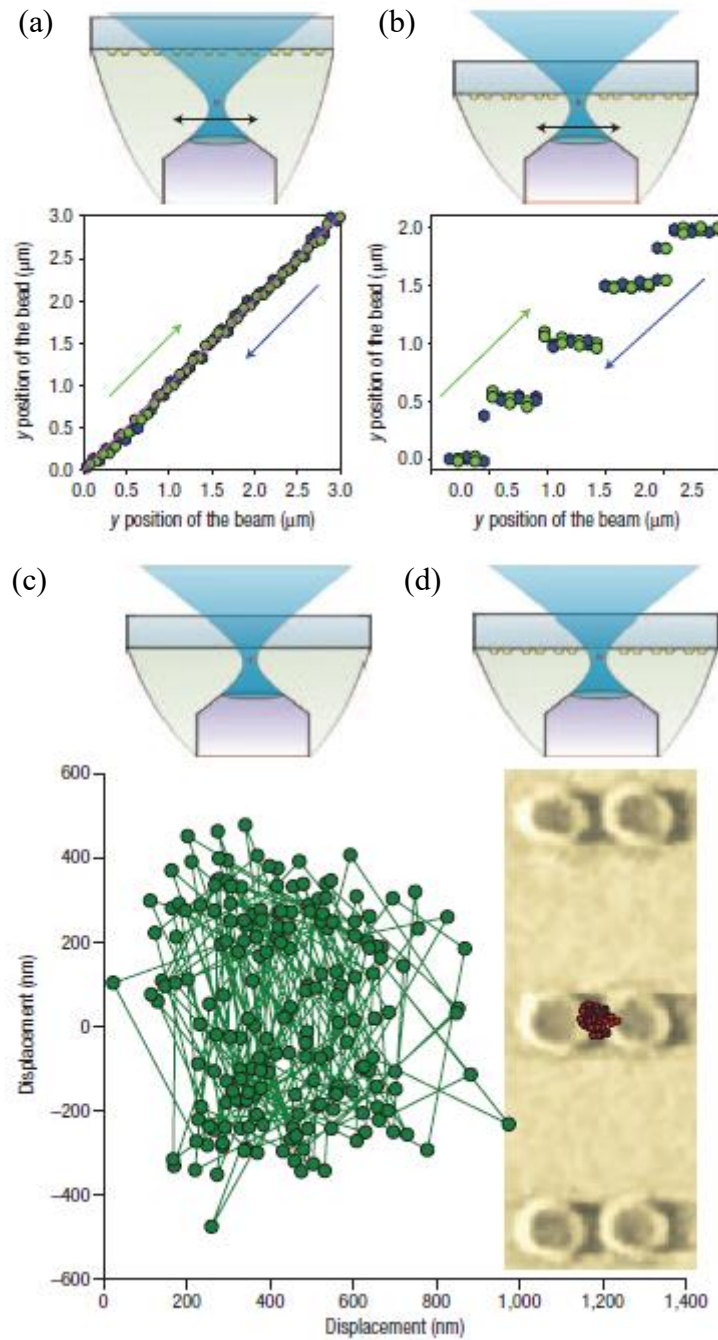


圖 1-1 2008 年，Grigorenko 和他的團隊之實驗結果[22]。(a)奈米粒子在結構遠場時，雷射光與奈米粒子之相對位移。(b)奈米粒子在結構近場時，雷射光與奈米粒子之相對位移。(c)無奈米結構時，奈米粒子在溶液中之位移。(d)有奈米結構時，奈米粒子在結構近場附近之位移。

1.3 本文內容



本文共分成五章，透過電磁理論及多重中心展開法(multiple-multipole expansions)來分析模擬奈米粒子在金屬奈米二聚體、三聚體結構受到高斯光束激發所產生的運動行為，並在論文最後將模擬時的展開中心位置整理於附錄。

第一章主要內容為文獻回顧，而第二章介紹如何用 Maxwell 應力張量積分計算出光力、光力矩，以及本研究使用的高斯光束(Gaussian beam)模型。

第三章為本文重點所在，利用多重中心展開法計算出奈米粒子在奈米金屬二聚體及三聚體結構被激發產生的光力效應，再加以討論其複雜的力學行為，我們發現在這樣的結構環境下，奈米粒子會被光渦旋抓取至結構上方。為了更加掌握此現象，本文改變了奈米粒子的尺寸、金屬結構的間距、平移金屬結構、甚至將二聚體結構替換成三聚體結構作一比較，同時改變奈米粒子的材質探討是否也會有類似的現象。

第四章歸納並總結數值的結果，並且對未來的研究方向提出一些看法。最後則是參考文獻。

第2章 電磁理論



2.1 高斯光束(Gaussian beam)[30]

因為要模擬實驗中的環境，在波源的部分，本文使用高斯光束模型，在雷射光學裡，高斯光束為一常用的雷射模型，是一種橫向電場及照度的分佈滿足高斯函數近似解的電磁波，如圖 2-1 所示， θ_0 為繞射角(diffraction angle)、 w_0 為腰寬(waist)、 z_0 為 Rayleigh 範圍(Rayleigh range)，而這三者的關係式如下：

$$\theta_0 = \frac{w_0}{z_0} \quad (2-1)$$

$$z_0 = \frac{kw_0^2}{2} = \frac{2}{k\theta_0^2} \quad (2-2)$$

若高斯光束，沿+z軸入射，且電場極化方向為x方向，則其電場及磁場在x、y、z三個方向的分量可表示為：

$$E_x \approx \frac{E_0 e^{-\rho^2/(1+z^2/z_0^2)}}{\sqrt{1+z^2/z_0^2}} e^{i\{kz[1+z_0\rho^2/k(z^2+z_0^2)] - \omega t - \tan^{-1}(z/z_0)\}} \quad (2-3)$$

$$E_y \approx 0, E_z \approx -\frac{2ix}{kw_0^2} E_x \frac{e^{-i\tan^{-1}(z/z_0)}}{\sqrt{1+z^2/z_0^2}} \quad (2-4)$$

$$H_x = 0, H_y = \frac{n}{c\mu} E_x \quad (2-5)$$

$$H_z = -\frac{2iy}{kw_0^2} \frac{n}{c\mu} E_x \frac{e^{-i\tan^{-1}(z/z_0)}}{\sqrt{1+z^2/z_0^2}} \quad (2-6)$$

其中 n 為環境中介質的折射率， ε 、 μ 分別表示環境中介質的介電常數(dielectric constant)和磁導係數(magnetic susceptibility)， c 為真空中之光速， ρ 為徑向之座標， ω_0 為角速度，而這幾個參數的關係式如下：

$$n = c\sqrt{\epsilon\mu} \quad (2-7)$$

$$\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)/w_0^2} \quad (2-8)$$

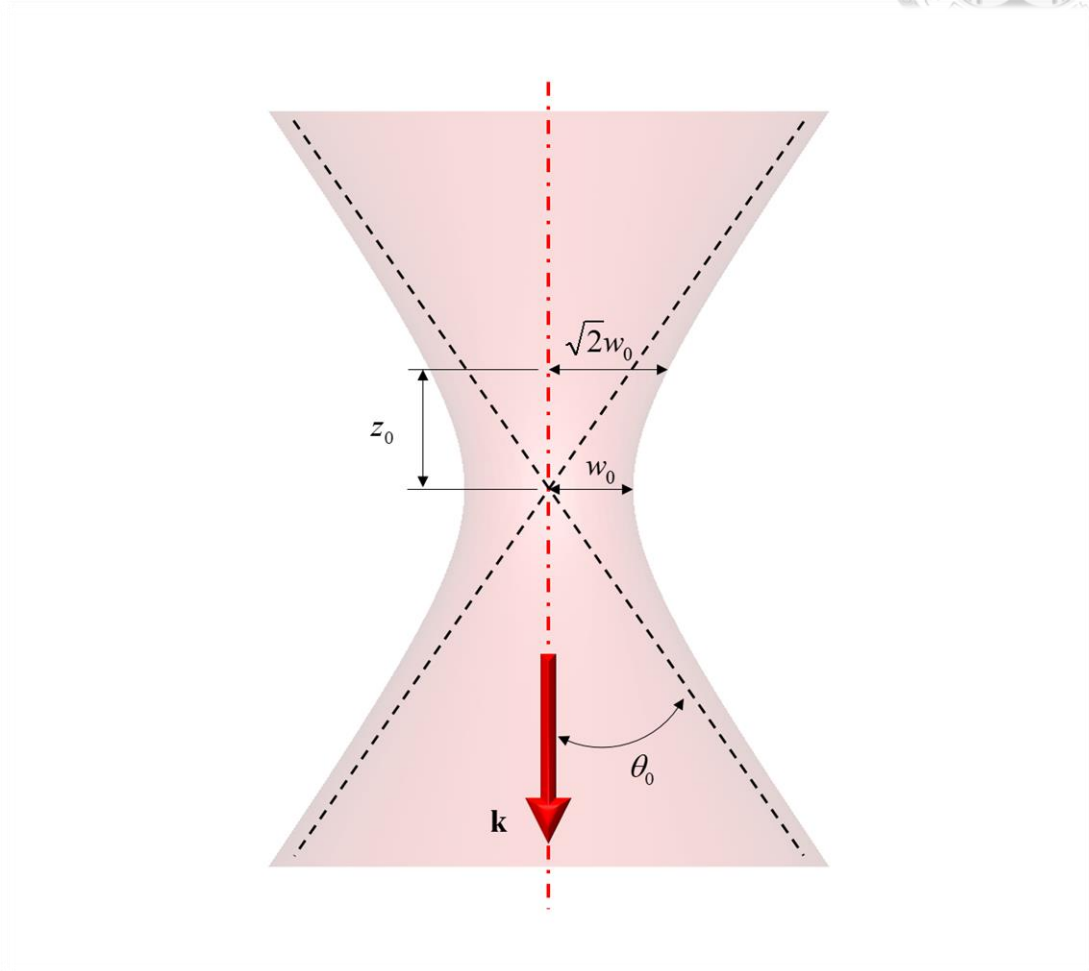


圖 2-1 高斯光束(Gaussian beam)示意圖， θ_0 為繞射角、 w_0 為腰寬、 z_0 為 Rayleigh 範圍、 \mathbf{k} 為波傳方向。

2.2 Maxwell 應力張量(Maxwell stress tensor)[31]

從文獻中可知，一個具有封閉表面的物體在電磁場的環境下所受之力，可以用 Maxwell 應力張量(Maxwell stress tensor)來計算、呈現，平均週期的 Maxwell 應力張量的表示式如下：

$$\langle \mathbf{T} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \epsilon \mathbf{E} \bar{\mathbf{E}} + \mu \mathbf{H} \bar{\mathbf{H}} - \frac{1}{2} (\epsilon \mathbf{E} \cdot \bar{\mathbf{E}} + \mu \mathbf{H} \cdot \bar{\mathbf{H}}) \mathbf{I} \right\} \quad (2-9)$$

其中 $\langle \dots \rangle$ 為平均週期的意思、 ϵ 為介電常數、 μ 為磁導係數、 \mathbf{I} 為單位矩陣。

而將 Maxwell 應力張量對粒子表面(圖 2-2)的向外法向量做內積，可以算出粒子表面上各點的牽引力(traction) \mathbf{t}_s ，如式 2-10。再將此牽引力對粒子表面做積分，可得到此粒子中心所受之光力，如式 2-11。若將 \mathbf{r} 對 \mathbf{t}_s 做外積之後再對粒子表面做積分，可得到此粒子中心所受之光力矩，如式 2-12。

$$\mathbf{t}_s = \langle \mathbf{T} \rangle \cdot \mathbf{n} \quad (2-10)$$

$$\langle \mathbf{F}_0 \rangle = \int_S \langle \mathbf{T} \rangle \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \mathbf{t}_s dS \quad (2-11)$$

$$\langle \mathbf{M}_0 \rangle = \int_S \mathbf{r} \times \langle \mathbf{T} \rangle \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \mathbf{r} \times \mathbf{t}_s dS \quad (2-12)$$

其中 S 為奈米粒子之表面積， \mathbf{n} 為奈米粒子表面積之向外法向量， \mathbf{r} 為奈米粒子中心到表面之位移向量。

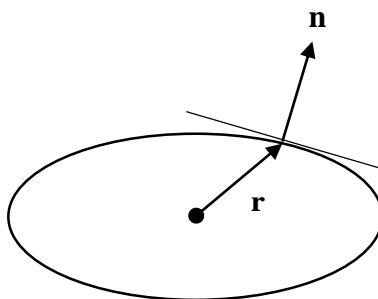


圖 2-2 奈米粒子示意圖

第3章 數值結果分析



3.1 金奈米陣列對奈米粒子之光力效應

在 2008 年的光鐳子實驗中[22]，發現在雷射光照射下，聚苯乙烯球會被雷射光所抓取，而在環境中加入島狀的金奈米二聚體陣列結構，可以讓聚苯乙烯球被結構所抓取。在本節中，將以奈米金球排成一維的二聚體陣列，再加以高斯光束照射來模擬奈米粒子在這樣的環境之下產生的光力效應，同時也會比較二聚體陣列跟三聚體陣列產生的光力場差異，除了使用聚苯乙烯球來模擬之外，為了確認是否其他材質的奈米粒子同樣有這樣的效應，本文也模擬了實驗中常用的奈米金球在相同環境條件下的光力效應。使用聚苯乙烯球模擬時，在近場附近(離結構約半波長的距離)，我們發現了一個渦旋狀的光力場，會將附近奈米粒子抓取至此力場中心，本文將會就不同的環境變數一一探討其對此力場的影響；使用金球模擬時，發現和聚苯乙烯球截然不同的光力場，後面章節的數值結果將會探討其中的差異。究竟這樣的二聚體、三聚體會對光力場造成甚麼影響？在 3.2 節會探討陣列的組成單元，單組二聚體、三聚體結構對奈米粒子的光力效應。

3.1.1 介電材料

在本節中，將探討奈米粒子在奈米金球排列成的二聚體及三聚體陣列附近，以高斯光束照射激發的情況下產生的運動，示意圖如圖 3-1、圖 3-2，此處所採用的奈米粒子為半徑 $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 之聚苯乙烯球($n_{poly} = 1.6$)，而玻片上奈米結構金球之半徑 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、二聚體和三聚體的間距 $d = 30 \text{ nm}$ 、晶格常數 $c = 500 \text{ nm}$ 、陣列高度 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、陣列向 $+y$ 方向移動之距離 $D_y = 0$ ，高斯光束之照度為

25 MW/cm²、波長 $\lambda = 1064$ nm、腰寬 $w_0 = 500$ nm、 x 軸極化並且由 $-z$ 軸入射，環境為沉浸油($n_{oil} = 1.5$)。

我們的團隊在先前的研究中[24]已有探討近場及遠場的現象，本小節延續著近場的現象做更深入的探討。首先，我們令高斯光束的中心剛好在中間那組二聚體的正上方，亦即 $D_y = 0$ ，圖 3-3(a)為光力場的二維流線圖，因為在 $x = 0$ 的對稱面上， $F_x = 0$ ，只有 F_y 、 F_z 的分量，箭頭為光力的方向，顏色為光力的大小，可以觀察到流線是呈渦旋狀，最後匯集到一個光力近乎為 0 的點，將其稱之為靜滯點，左右兩側皆有靜滯點(stagnation point)(0, -361 nm, 206 nm)，在產生渦旋流線的區域，奈米粒子本身會受到一旋轉方向相反的力矩，如圖 3-3(b)，舉例來說，圖中左側(0, -361 nm, 206 nm)附近所受到之力矩為 $-x$ 方向，再回頭看圖 3-3(a)，左側靜滯點附近的渦旋方向是逆時針，依據右手開掌定則，也就是 $+x$ 方向，恰好與所受力矩方向相反，所以實際上奈米粒子的運動軌跡是渦旋狀流向靜滯點，同時又帶有反向自轉，如圖 3-3(c)，白色流線為 yz 平面上的光力，有漸層顏色的流線為三維空間的光力流向，可以清楚觀察到，奈米粒子會以一個漂亮的渦旋軌跡移動至靜滯點(0, -361 nm, 206 nm)，流線上紫色的箭頭代表在該處所受的力矩方向，恰與運動軌跡的旋轉方向相反；事實上，即便將二聚體陣列改成三聚體陣列，奈米粒子在光場中的行為是大同小異的，惟三聚體陣列造成的光力以及光力矩比二聚體陣列稍微大一些，如圖 3-4，這裡可以看出金球跟金球之間的耦合效應是很強的，即使從結構對稱的二聚體陣列變成結構不對稱的三聚體陣列，光力跟光力矩還是極為對稱。

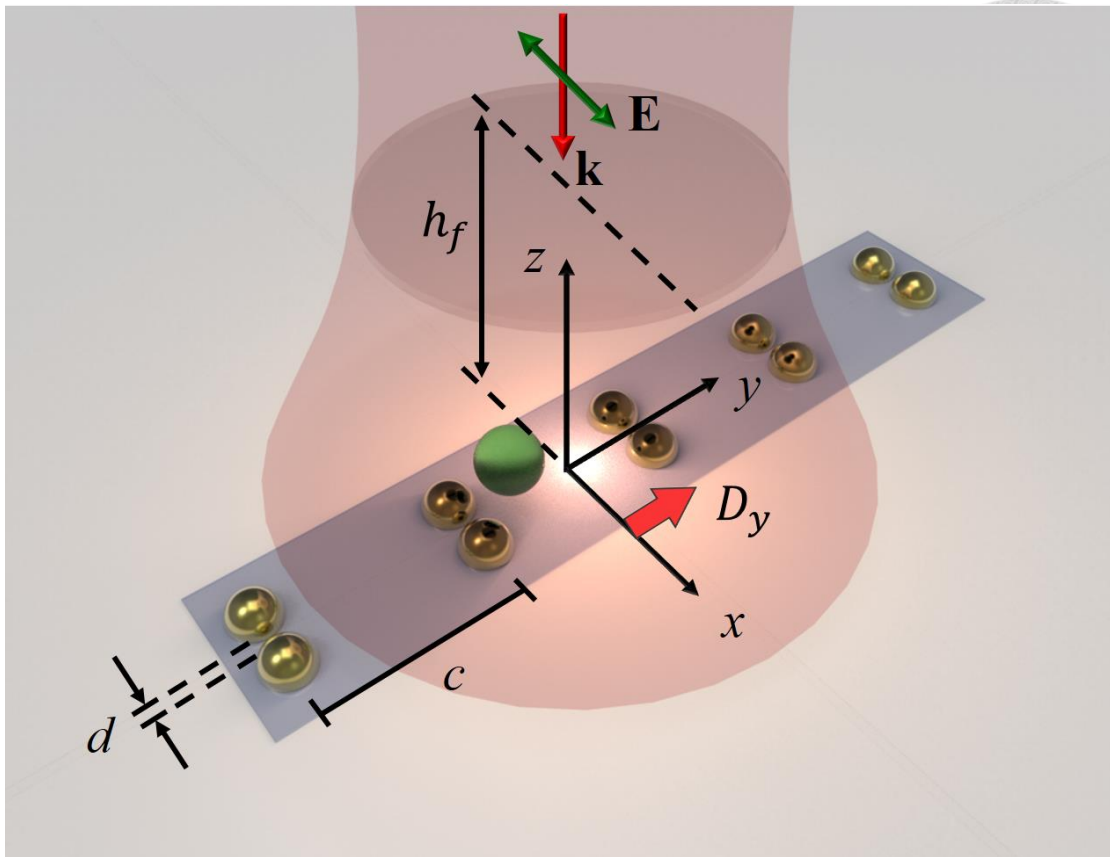


圖 3-1 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米二聚體陣列影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。

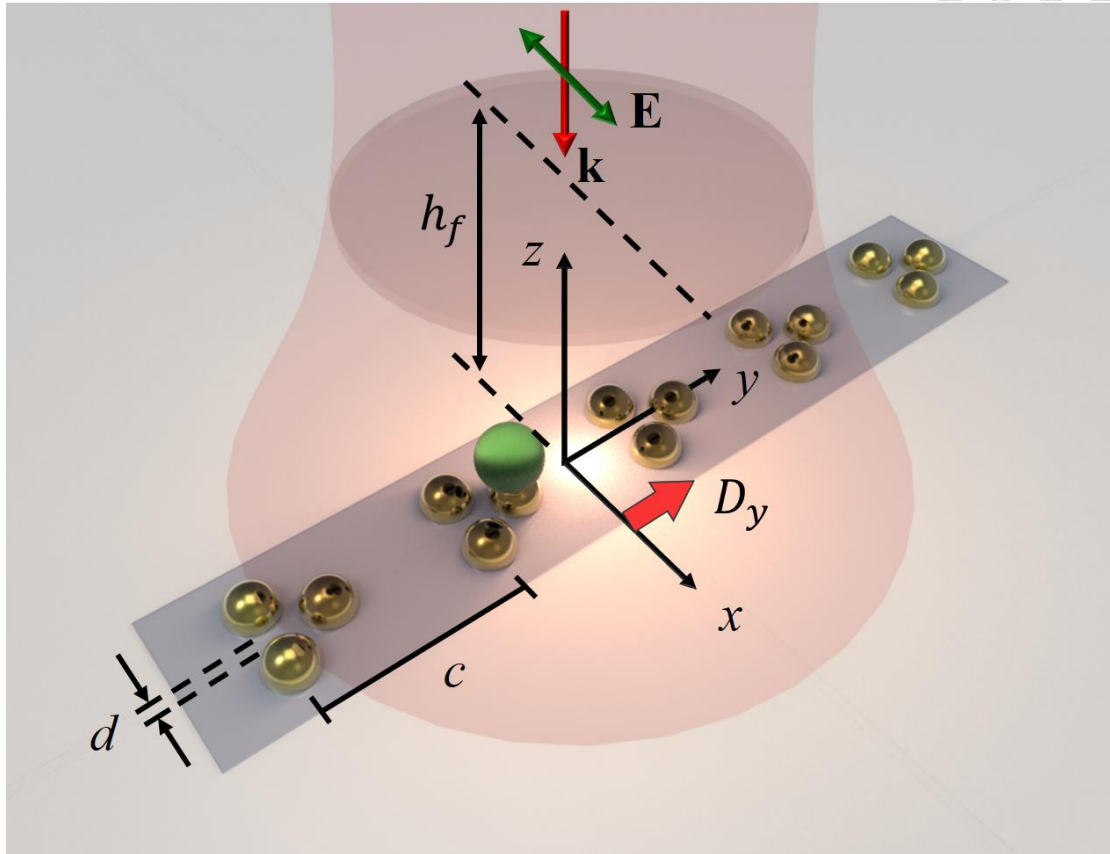
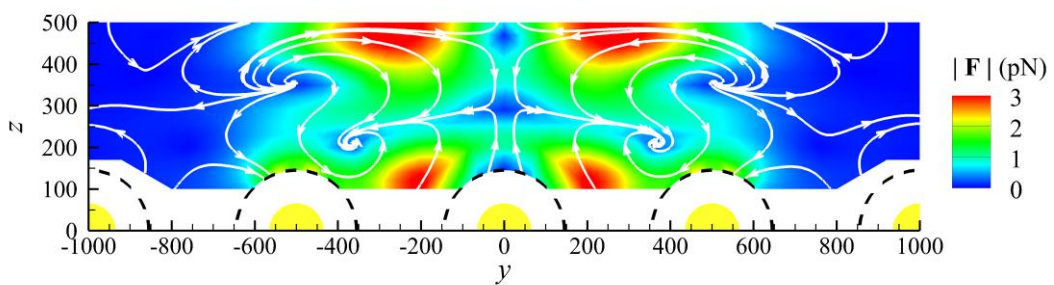
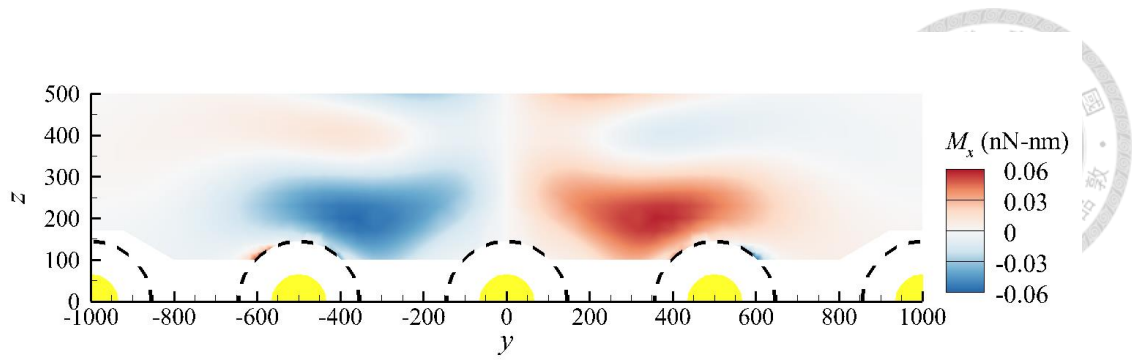


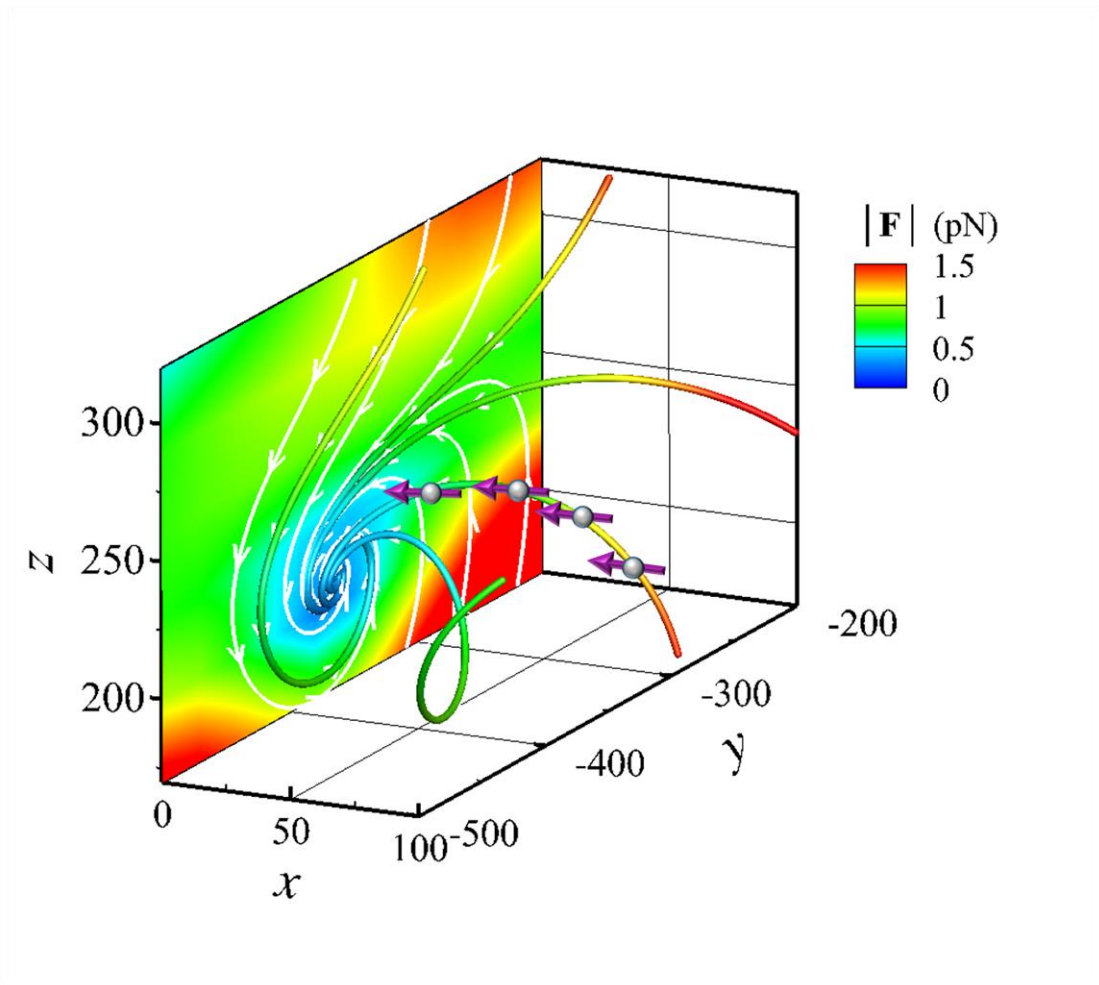
圖 3-2 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米三聚體陣列影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。



(a)



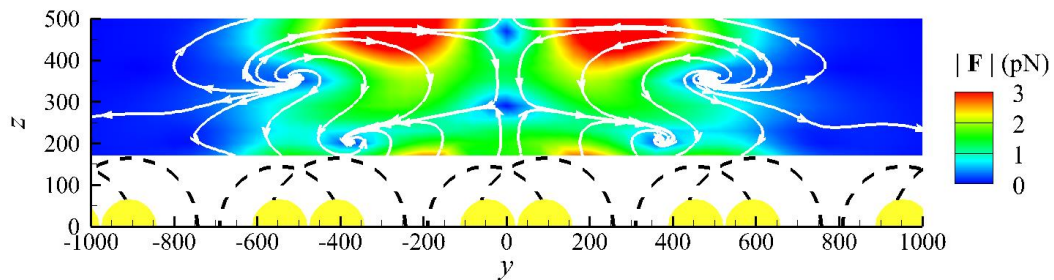
(b)



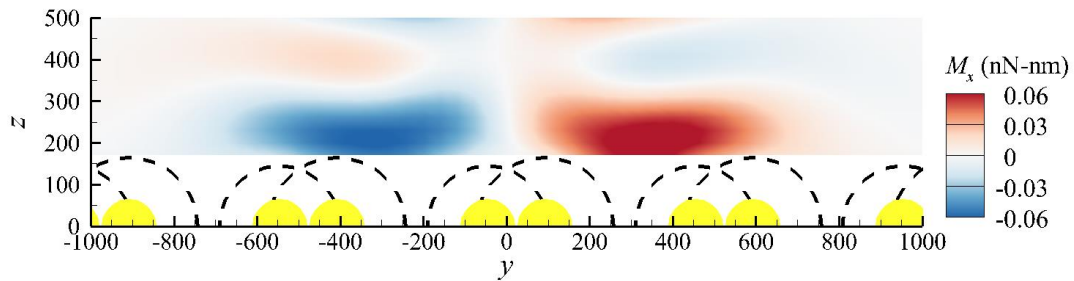
(c)

圖 3-3 奈米介電球在二聚體陣列近場之光場($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)在 yz 平面($x=0$)之光力場流線圖，箭頭及顏色分別代表光力場的方向以及大小，黃色半圓形為奈米二聚體所在位置，

虛線代表奈米粒子與奈米二聚體的交界處，圖中左右兩側各有兩種抓取粒子的模態，一種是接觸式抓取，直接吸附在奈米二聚體上，約在 $(0, \pm 570 \text{ nm}, 120 \text{ nm})$ ；另一種是非接觸式抓取，以渦旋的運動方式飄浮在空中的靜滯點 $(0, \pm 361 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 。(b)在 yz 平面 $(x=0)$ 之光力矩場圖。(c)位於左側的三維光力場流線圖，流線上的紫色箭頭代表奈米粒子在該點所受力矩之方向。



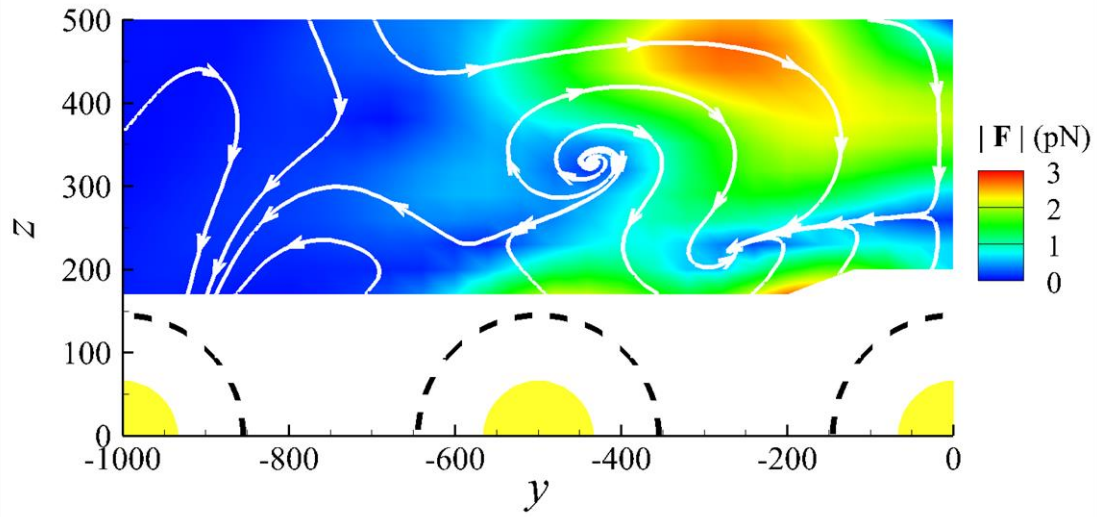
(a)



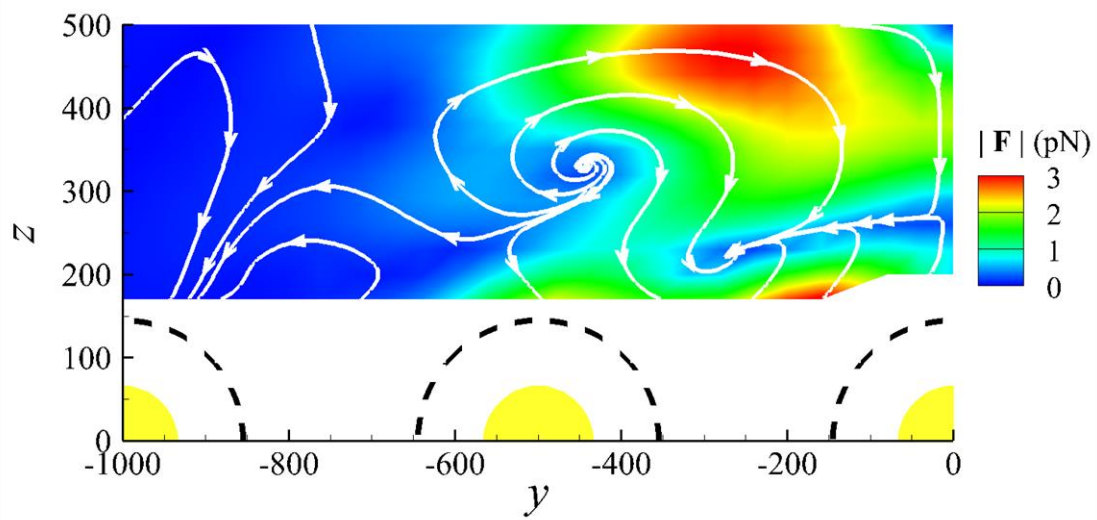
(b)

圖 3-4 奈米介電球在三聚體陣列近場之光場 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)在 yz 平面 $(x=0)$ 之光力場流線圖，箭頭及顏色分別代表光力場的方向以及大小，黃色半圓形為奈米三聚體所在位置，虛線代表奈米粒子與奈米三聚體的交界處，靜滯點 $(0, \pm 380 \text{ nm}, 210 \text{ nm})$ 。(b)在 yz 平面 $(x=0)$ 之光力矩場圖。

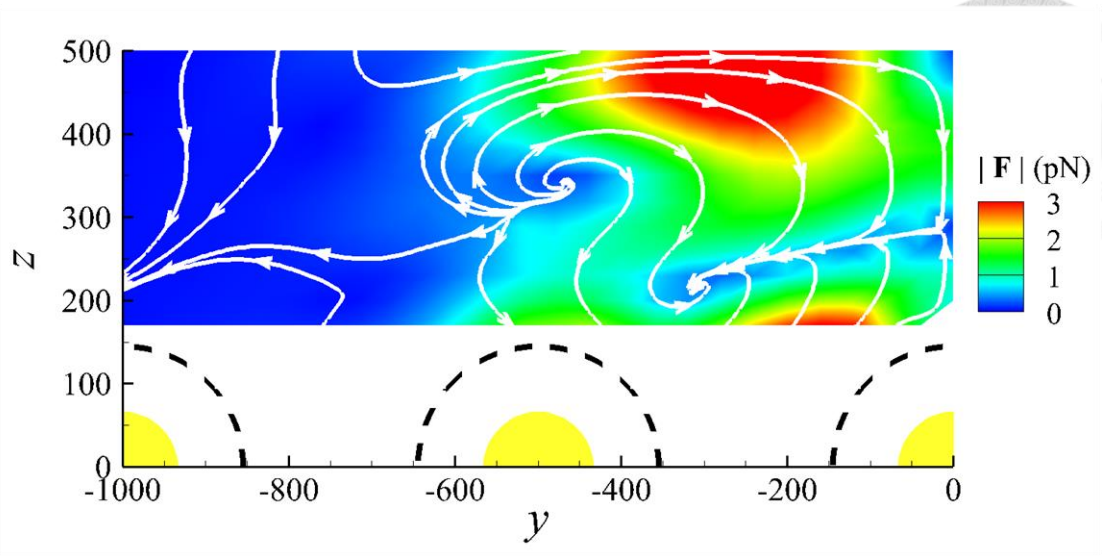
接下來將模擬平移陣列的情況，平移的方式分成兩種，一種是沿著 z 方向平移，其中平移的距離為 h_f ，一種是沿著 y 方向平移，其中平移的距離為 D_y (如圖 3-2 所示)，原模擬陣列之 $h_f = 700 \text{ nm}$ ，其光力場如圖 3-3(a)，現將陣列沿著 z 方向平移，如圖 3-5(a)~(d)，分別為 $h_f = 0$ 、 $h_f = 100 \text{ nm}$ 、 $h_f = 400 \text{ nm}$ 、 $h_f = 1000 \text{ nm}$ ，將陣列於 z 方向平移之後，奈米粒子的光力場渦旋流線依舊還在，但靜滯點之位置有所變動，分別為 $(0, -260 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 、 $(0, -260 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 、 $(0, -310 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 、 $(0, -410 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ ，將 h_f 和靜滯點 y 座標 y_s 畫成關係圖，如圖 3-7，可以明顯看出在 $h_f = 100 \text{ nm} \sim 1000 \text{ nm}$ 區間， h_f 與 y_s 呈線性關係，而在 $h_f = 0 \sim 100 \text{ nm}$ 區間， y_s 幾乎固定。因為對稱關係，右側 $h_f = 0 \sim 1000 \text{ nm}$ 也會有相同現象，如圖 3-6；三聚體陣列改變 h_f 之後產生的變化跟二聚體相同，在 $h_f = 100 \text{ nm} \sim 1000 \text{ nm}$ 時， h_f 跟 y_s 呈線性關係，如圖 3-7，另外，可以比較在相同 h_f 時，二聚體陣列和三聚體陣列的光力場差異，如圖 3-5(a)與圖 3-6(a)、圖 3-5(d)與圖 3-6(b)，可以明顯觀察出，三聚體陣列產生的光力比較強，也就是在離焦平面的距離相同時，三聚體陣列可以產生較強的抓取力。



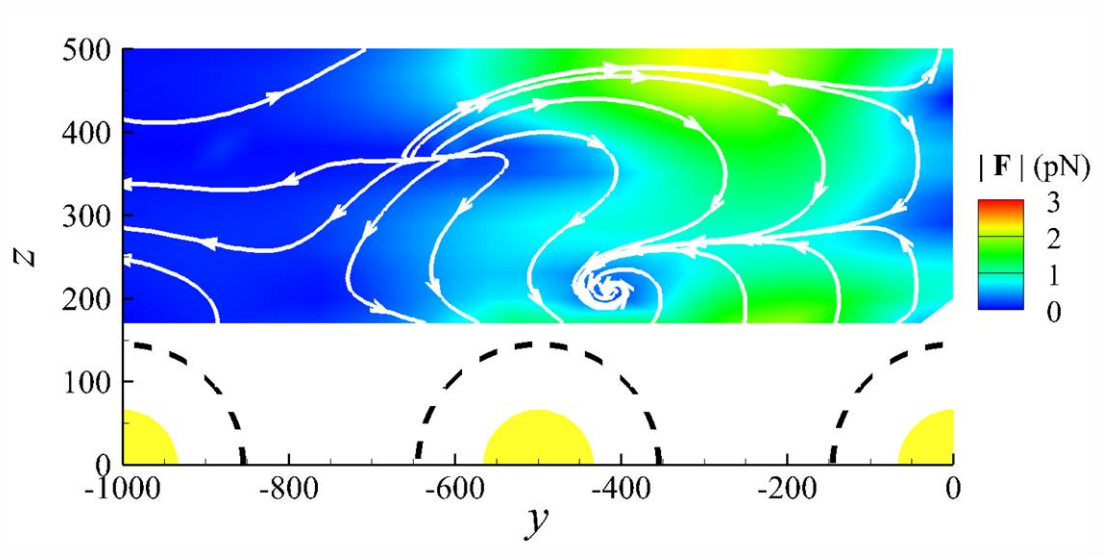
(a)



(b)

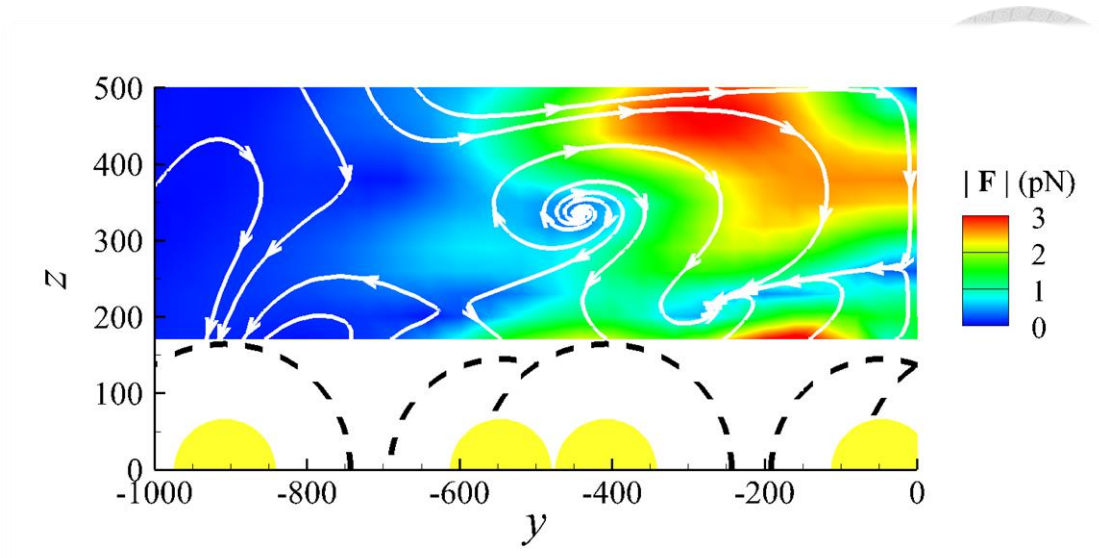


(c)

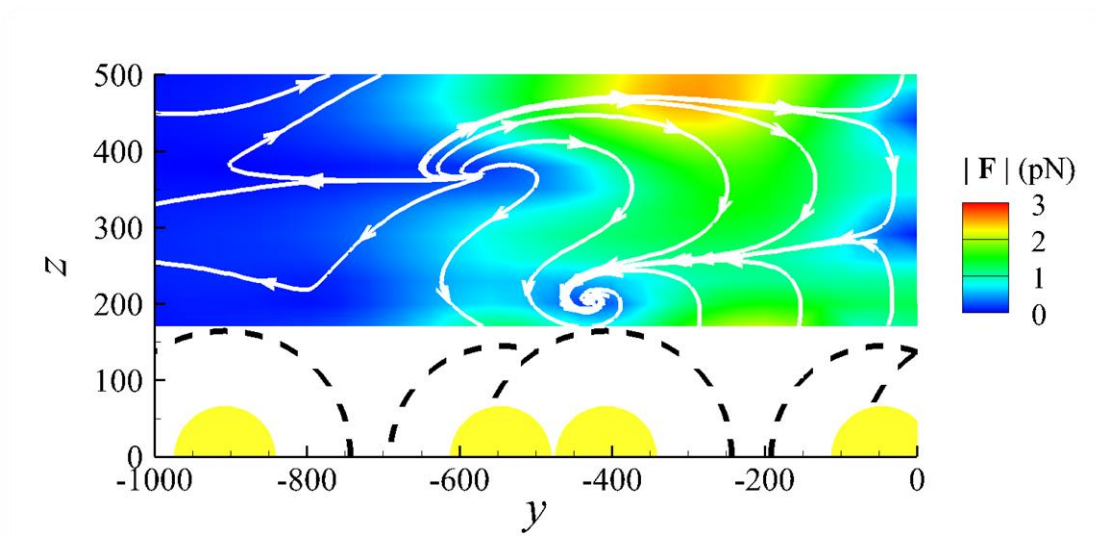


(d)

圖 3-5 奈米介電球在二聚體陣列近場不同 h_f 之光力流場圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。 (a) $h_f = 0$ ，靜滯點 $(0, -260 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 。 (b) $h_f = 100 \text{ nm}$ ，靜滯點 $(0, -260 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 。 (c) $h_f = 400 \text{ nm}$ ，靜滯點位於 $(0, -310 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 。 (d) $h_f = 1000 \text{ nm}$ ，靜滯點 $(0, -410 \text{ nm}, 206 \text{ nm})$ 。



(a)



(b)

圖 3-6 奈米介電球在三聚體陣列近場不同 h_f 之光力流場圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。 (a) $h_f = 0$ ，靜滯點 $(0, -266 \text{ nm}, 216.5 \text{ nm})$ 。 (b) $h_f = 1000 \text{ nm}$ ，靜滯點 $(0, -430.6 \text{ nm}, 202.6 \text{ nm})$ 。

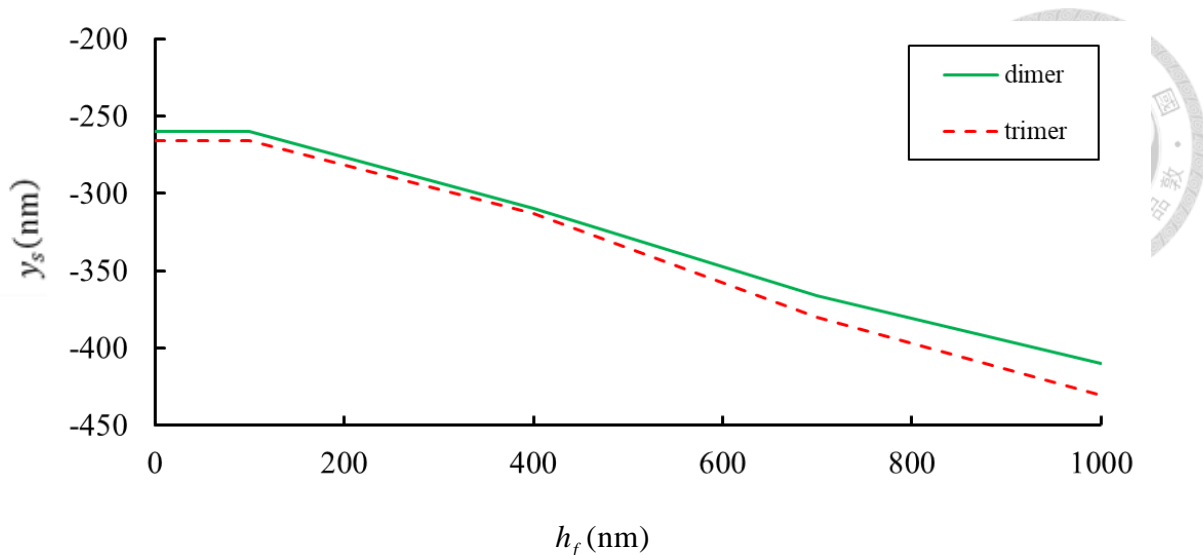


圖 3-7 h_f 與 y_s 之關係圖，其中， h_f 為陣列與焦平面之間距、 y_s 為靜滯點之 y 座標

在 2008 的研究[22]、以及 2017 的研究中[24]，已知在相同環境條件下，將高斯光束沿著陣列排列方向移動，聚苯乙烯球會被奈米金球二聚體陣列抓取住，漂浮在兩組二聚體之間的上方，而當高斯光束移動至一個晶格的距離(500 nm)時，聚苯乙烯球會往高斯光束移動的方向跳躍到下兩組二聚體之間，而本文的模擬方式是固定高斯光束，移動二聚體陣列來觀察聚苯乙烯球的運動受力狀況，如圖 3-8~圖 3-17 為 $D_y = 50 \text{ nm} \sim 450 \text{ nm}$ 之光力流場圖，圖 3-3(a)為 $D_y = 0$ 之光力流場圖，當 $D_y = 50 \text{ nm} \sim 250 \text{ nm}$ 時，光渦旋的中心，或者說靜滯點，會跟著陣列移動，如圖 3-8~圖 3-12，其中，圖 3-11， $D_y = 200 \text{ nm}$ ，在左側約 $y = -700 \text{ nm}$ 處有一個新的渦旋生成，而在圖 3-13， $D_y = 290 \text{ nm}$ 左側的光力流場圖中，可以觀察到原靜滯點約 $y = -300 \text{ nm}$ 處的渦旋已經被破壞，附近的流線都流向了新產生的渦旋處，看到圖 3-14， $D_y = 300 \text{ nm}$ 的光力流場圖左側約 $y = -350 \text{ nm}$ 處，原先的靜滯點已經完全消失，附近區域的流線都流向了新的靜滯點約 $y = -550 \text{ nm}$ 處，

有一個跳躍的現象， $D_y = 300 \text{ nm} \sim 450 \text{ nm}$ ，新的靜滯點也持續跟著陣列移動，如圖 3-14~圖 3-17，直到 $D_y = 500 \text{ nm}$ 剛好移動一個晶格的距離，形成一個週期性的運動，如圖 3-20， D_y 為陣列往 y 方向移動的距離， y_s 為靜滯點的 y 座標， $y_s - D_y$ 代表靜滯點的 y 座標與 D_y 之相對距離，舉例來說，若不論如何改變 D_y ，而 $y_s - D_y$ 值固定，代表靜滯點受陣列結構所主導帶著走，左側 $y = -1000 \text{ nm} \sim 0$ 的區域，靜滯點會在 $D_y = 290 \text{ nm} \sim 300 \text{ nm}$ 時跳躍至新的靜滯點，右側 $y = 0 \sim 1000 \text{ nm}$ 的部分也有類似行為在 $D_y = 300 \text{ nm} \sim 350 \text{ nm}$ 時跳躍，如圖 3-14、圖 3-15，舊的靜滯點消失，取而代之的是新的靜滯點，將移動陣列時，靜滯點的位置變化繪製成圖，可以得到和 **錯誤! 找不到參照來源。**(b)類似的階梯式週期圖，如圖 3-20；三聚體陣列移動 D_y ，奈米粒子也有相同的跳躍現象，如圖 3-18 左側的部分，新的渦漩中心(0, -600 nm, 200 nm)已產生，原來的靜滯點(0, -300 nm, 230 nm)在 $D_y = 300 \text{ nm}$ 時消失，只剩下新的靜滯點，這時奈米粒子就跳到另一組三聚體的上方了，一樣將移動陣列時，靜滯點的位置記錄下來，也可以得到階梯式的趨勢圖，如圖 3-20。

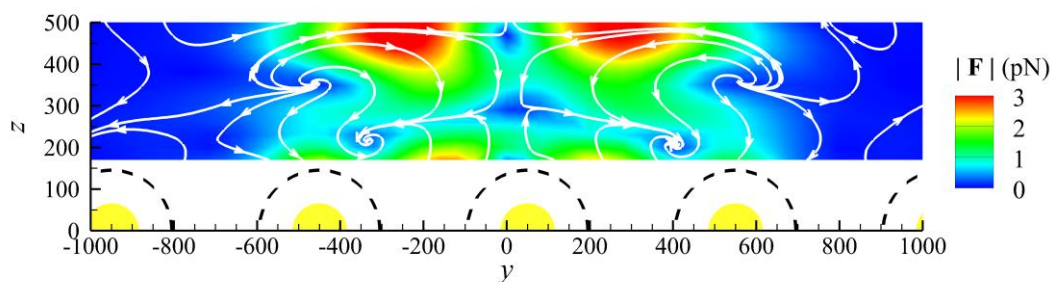


圖 3-8 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 50 \text{ nm}$ 之光力流場圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)，底下黃色半圓為二聚體陣列所在位置，黑色虛線代表奈米粒子碰到二聚體陣列的邊界。

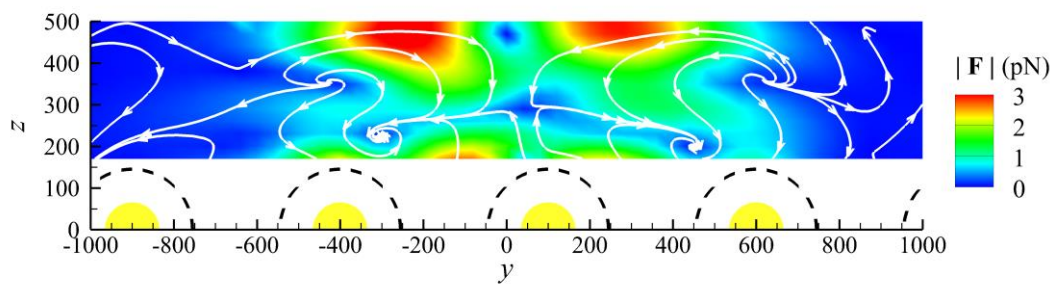


圖 3-9 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 100$ nm 之光力流場圖。

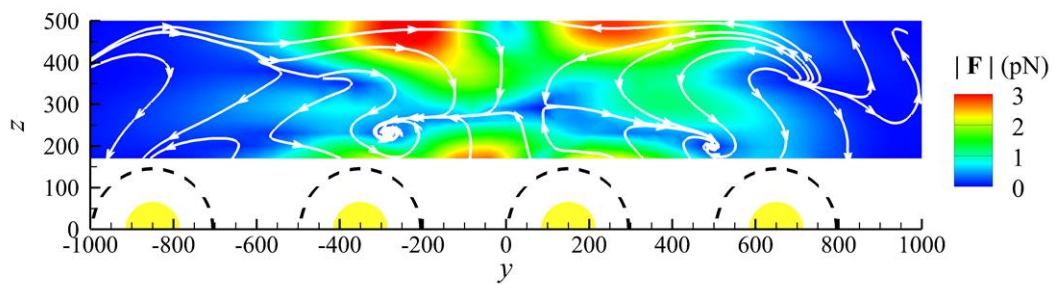


圖 3-10 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 150$ nm 之光力流場圖。

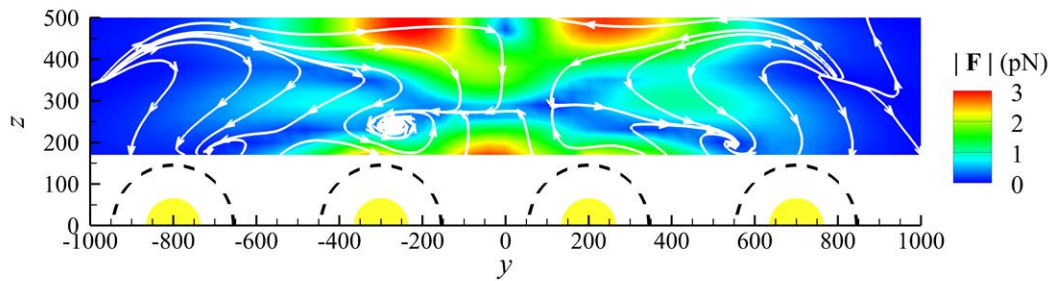


圖 3-11 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 200$ nm 之光力流場圖。

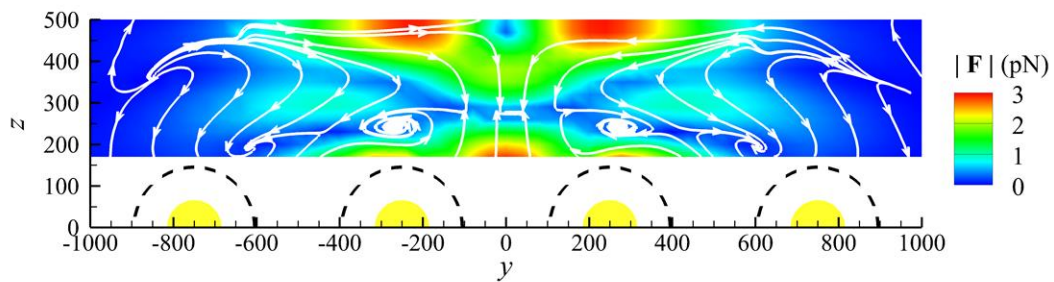


圖 3-12 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 250$ nm 之光力流場圖。

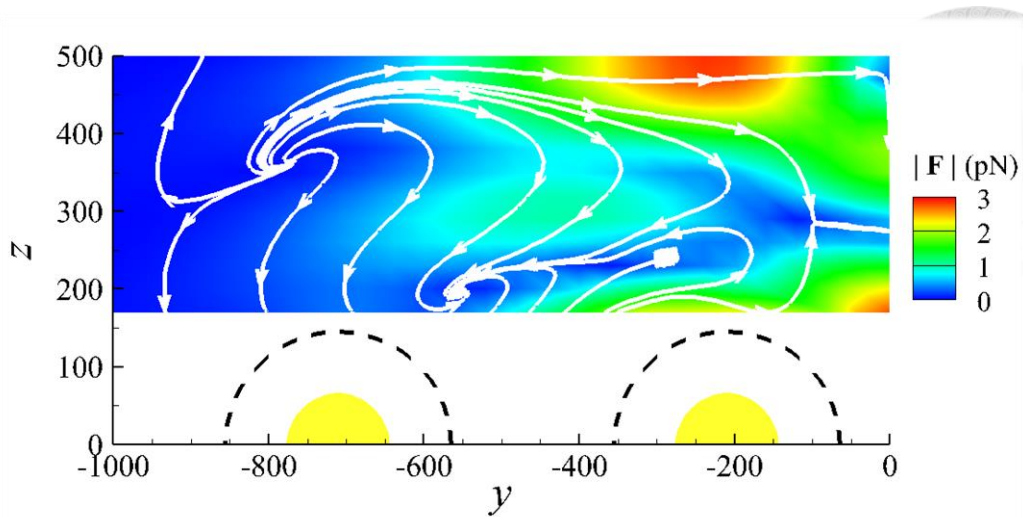


圖 3-13 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 290 \text{ nm}$ 之光力流場圖(左半部)。

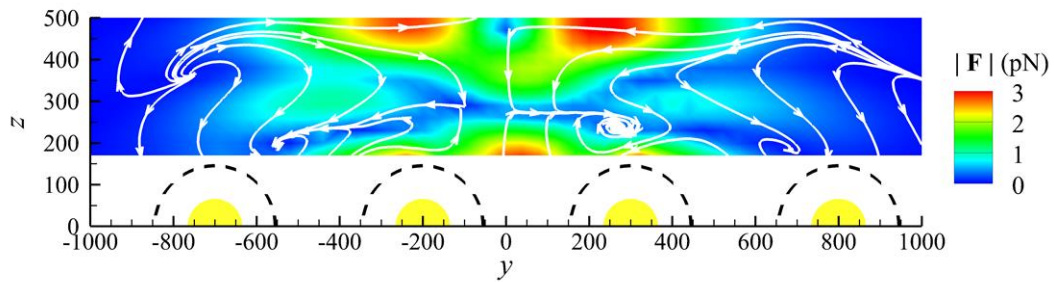


圖 3-14 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 300 \text{ nm}$ 之光力流場圖。

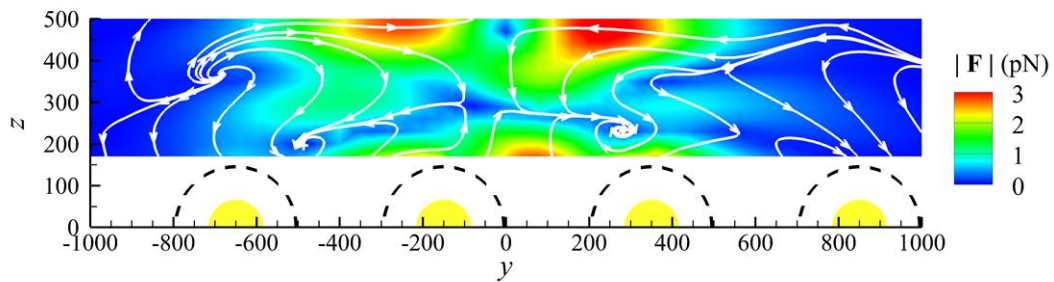


圖 3-15 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 350 \text{ nm}$ 之光力流場圖。

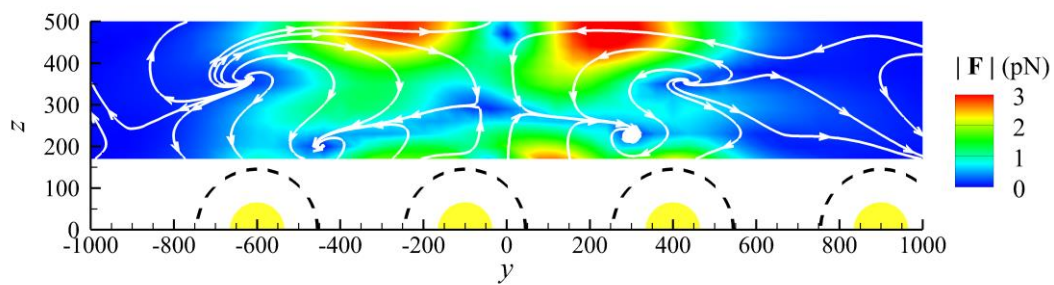


圖 3-16 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 400 \text{ nm}$ 之光力流場圖。

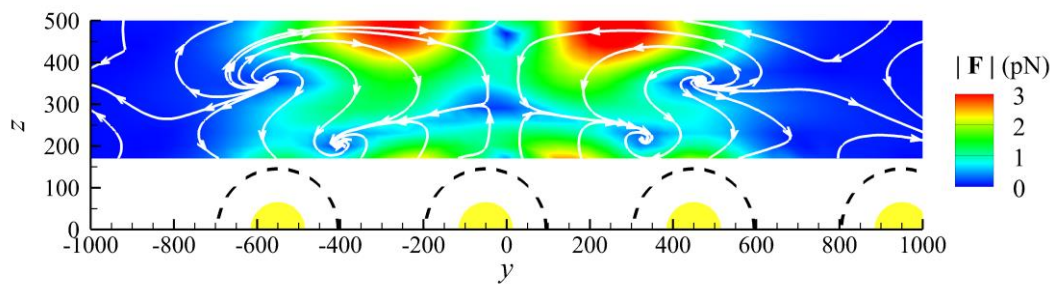


圖 3-17 奈米介電球在二聚體陣列近場 $D_y = 450 \text{ nm}$ 之光力流場圖。

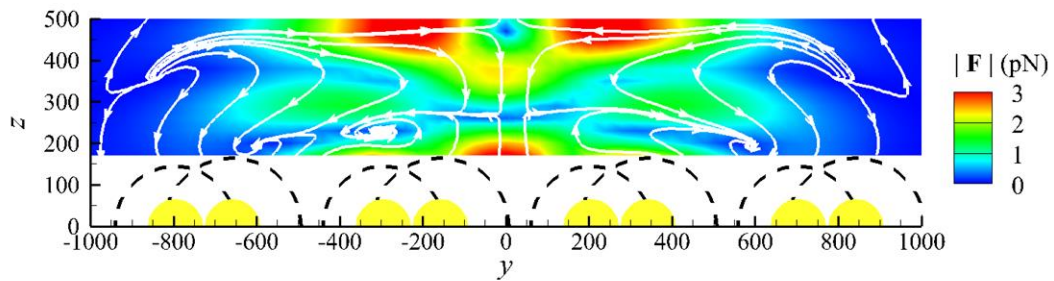


圖 3-18 奈米介電球在三聚體陣列近場 $D_y = 250 \text{ nm}$ 之光力流場圖。

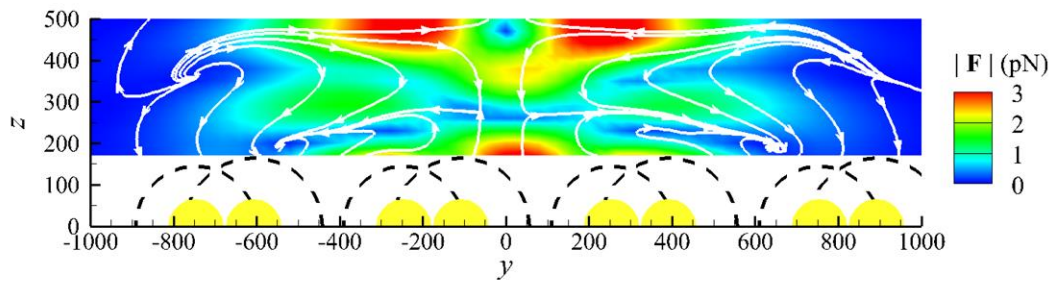


圖 3-19 奈米介電球在三聚體陣列近場 $D_y = 300 \text{ nm}$ 之光力流場圖。

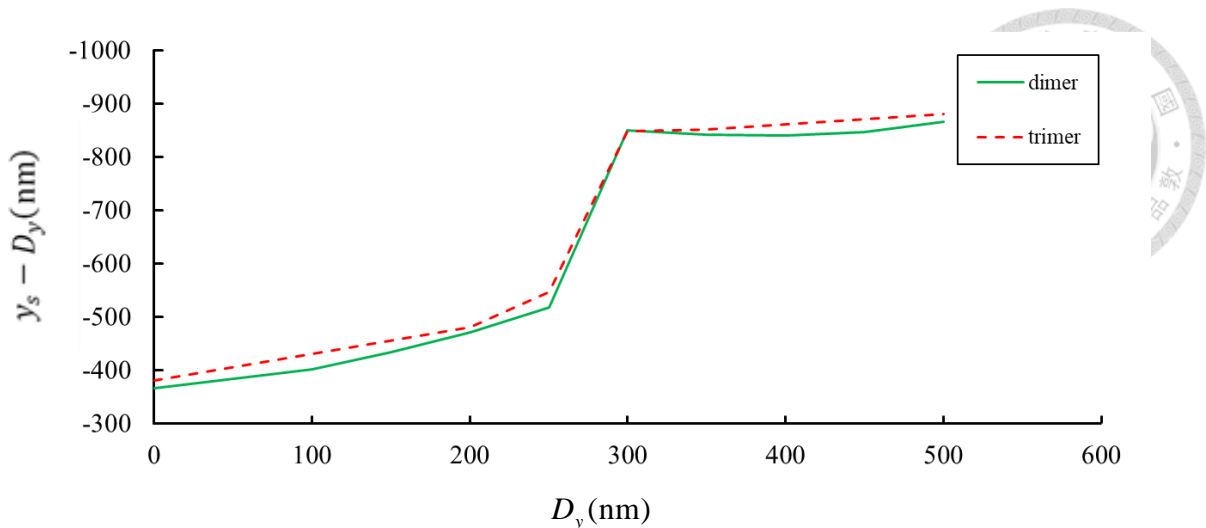
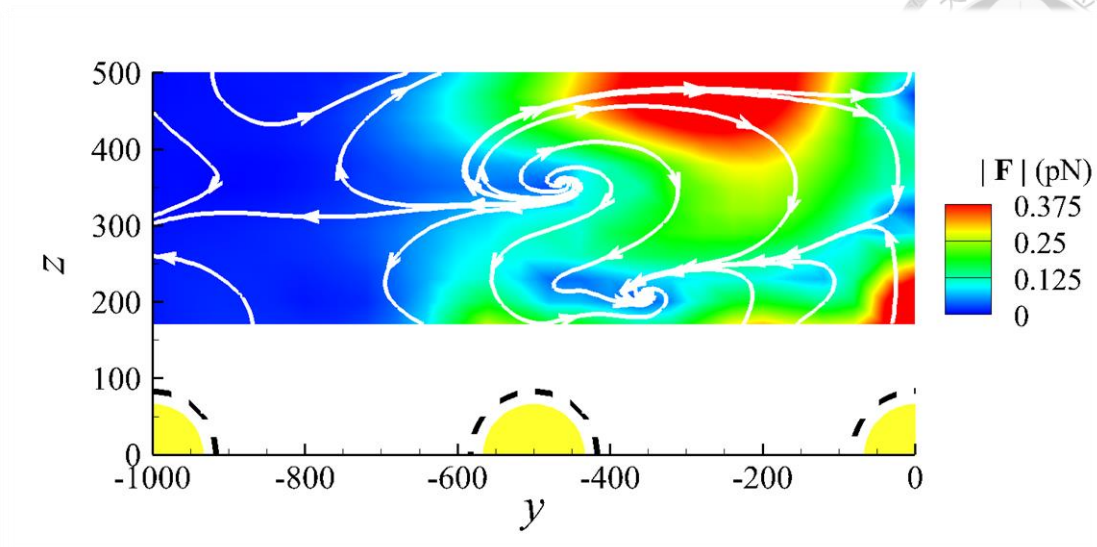


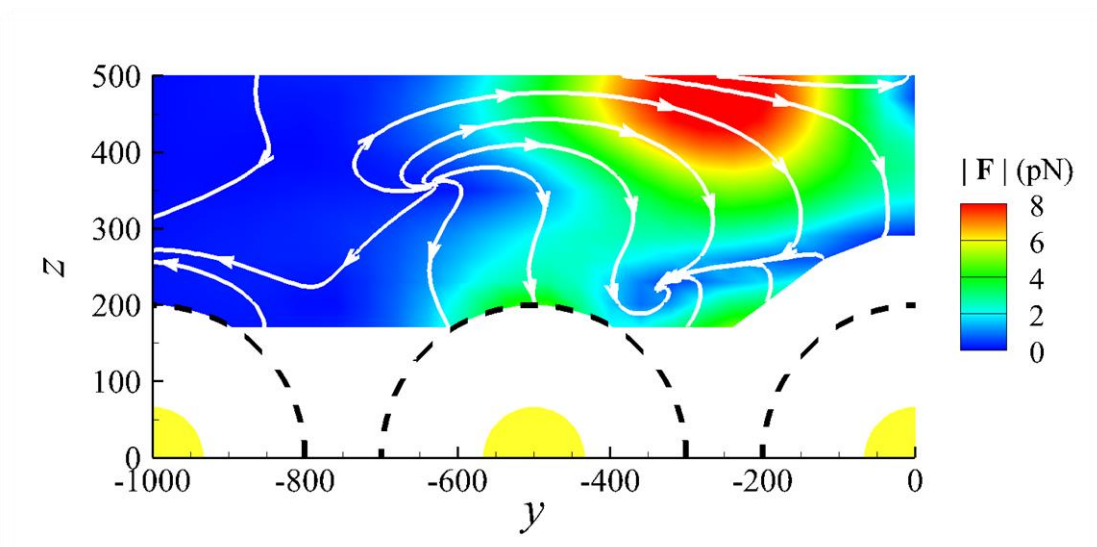
圖 3-20 階梯式週期運動圖(左側的靜滯點)， D_y 為陣列往 y 方向平移之距離， y_s 為靜滯點的 y 座標位置。

本段落將會討論空間中奈米粒子的尺寸對所受光力的影響，前面段落所敘述的現象，皆使用半徑 $r_{np} = 100$ nm 的聚苯乙烯球來模擬，接下來會使用不同尺寸的聚苯乙烯球來模擬相同條件下的受力狀況，如圖 3-21，可以觀察到在相同環境下，改變聚苯乙烯球的尺寸，整體的受力行為不會有太大差異，一樣都有產生渦旋流線將奈米粒子抓取至 $y = -350$ nm 附近，惟光力的大小有變化，當 $r_{np} = 50$ nm 時，所受光力大小範圍 $|\mathbf{F}| = 0 \sim 0.375$ pN，如圖 3-21(a)；當 $r_{np} = 100$ nm 時，所受光力大小範圍 $|\mathbf{F}| = 0 \sim 3$ pN，如圖 3-3(a)；當 $r_{np} = 150$ nm 時，所受光力大小範圍 $|\mathbf{F}| = 0 \sim 8$ pN，如圖 3-21(b)，所受光力的大小大致上與體積成正比。

將結構換成三聚體陣列，比較不同尺寸的聚苯乙烯球，整體的受力行為一樣沒有太大差異，只有光力的大小有變化，當 $r_{np} = 50$ nm 時，所受光力大小 $|\mathbf{F}| = 0 \sim 0.375$ pN，如圖 3-22；當 $r_{np} = 100$ nm 時，所受光力大小 $|\mathbf{F}| = 0 \sim 3$ pN，如圖 3-4(a)，所受光力大小約與體積成正比，結果同二聚體陣列。



(a)



(b)

圖 3-21 奈米介電球在二聚體陣列近場不同 r_{np} 之光力流場圖 ($r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。 (a) $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 。 (b) $r_{np} = 150 \text{ nm}$ 。

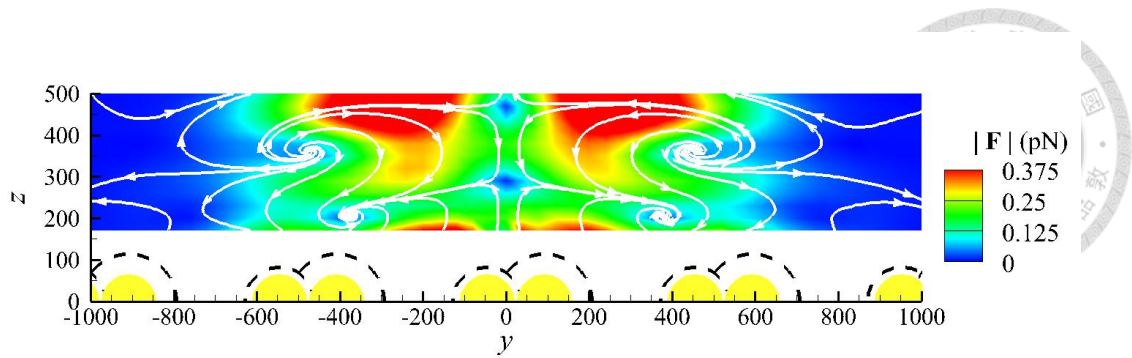
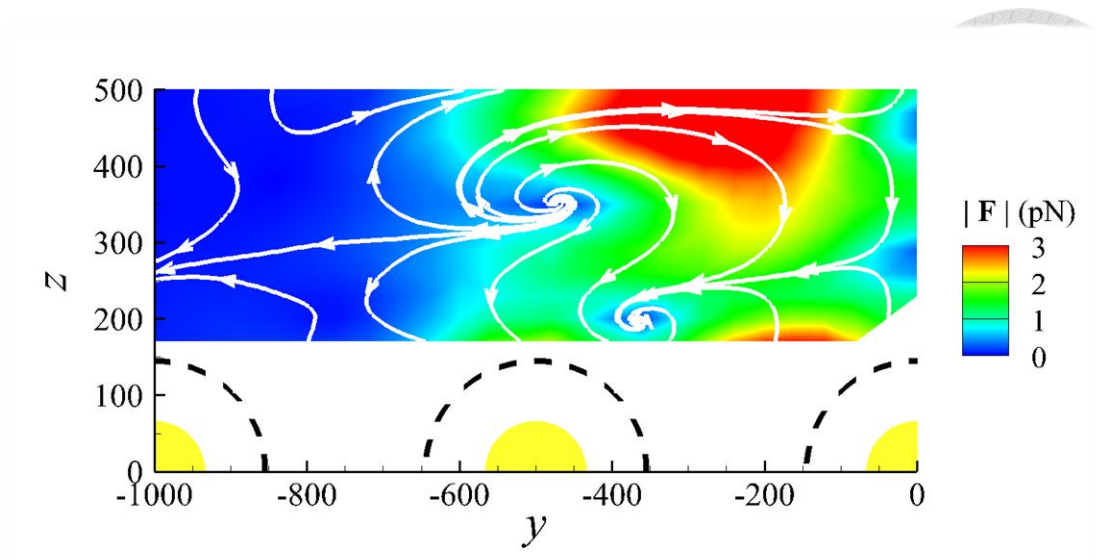


圖 3-22 奈米介電球在三聚體陣列近場 $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 之光力流場圖 ($r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

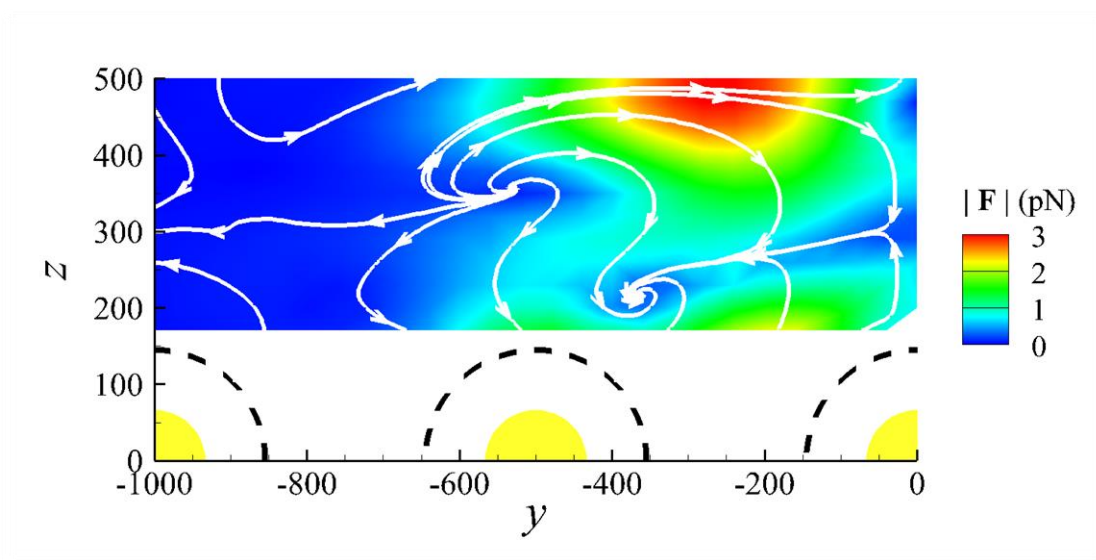
$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。

本段落要探討的是低聚物結構的間距對奈米粒子所受光力的影響，前面段落所敘述的現象，皆使用間距 $d = 30 \text{ nm}$ 之二聚體結構來模擬，接下來會使用不同間距的二聚體來模擬聚苯乙烯球之受力狀況，如圖 3-23，可以觀察到在相同環境下，改變二聚體的間距，整體的受力行為不會有太大差異，一樣都有產生渦漩流線將奈米粒子抓取至 $y = -350 \text{ nm}$ 附近，惟光力的大小有變化，比較圖 3-23(a) 與圖 3-23(b)，可以發現圖 3-23(a) 的光力較強，也就是二聚體間距愈小，奈米粒子所受光力越強。

將結構換成三聚體陣列，三聚體的質心連線恰好為一正三角形，比較不同邊長 d 時，結構對奈米粒子所受之光力影響，圖 3-4(a) 為 $d = 30 \text{ nm}$ 時，奈米粒子所受光力流線圖，圖 3-24 為 $d = 10 \text{ nm}$ 時，奈米粒子所受光力流線圖，比較兩張圖可以觀察到，邊長較小的三聚體結構，光渦漩周圍的光力較大，也就是往靜滯點的推力較大，可以認為其抓取粒子的能力較強。



(a)



(b)

圖 3-23 奈米介電球在二聚體陣列近場不同 d 之光力場流線圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$)。 (a) $d = 10 \text{ nm}$ ，(b) $d = 50 \text{ nm}$ 。

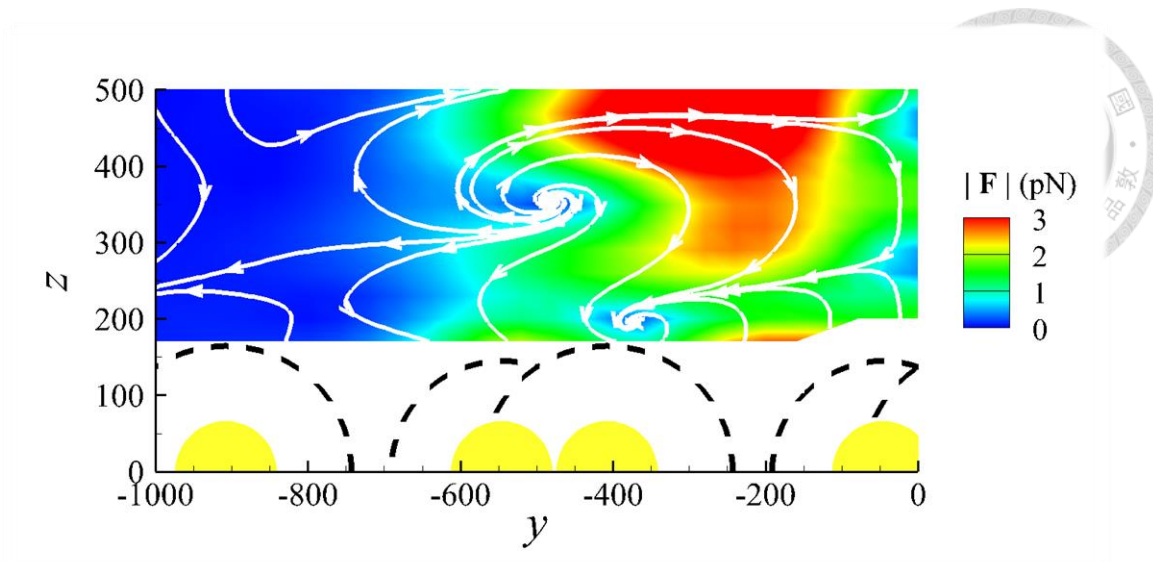


圖 3-24 奈米介電球在三聚體陣列近場 $d=10\text{ nm}$ 之光力流場圖 ($r_{np}=100\text{ nm}$ 、 $r_{ns}=65\text{ nm}$ 、 $D_y=0$ 、 $h_f=700\text{ nm}$)。

3.1.2 金

本小節將原本為介電材料的奈米粒子換成金，其他環境條件與 3.1.1 節相同，探討是否也會有類似的渦旋運動，從圖 3-25 可以觀察到，奈米粒子為金的光力場明顯與奈米粒子為聚苯乙烯的光力場不同，在奈米金球半徑 $r_{np}=100\text{ nm}$ 的情況下，整個光力場的流線幾乎都直接順著高斯光束的流向往下，也就是說在此條件下，奈米金球的受力為高斯光束所主導；但在同樣的情況下，小顆的奈米金球會有不一樣的光力場現象，如圖 3-26，奈米金球半徑 $r_{np}=50\text{ nm}$ 之光力場圖，奈米金球會被抓取至兩組金奈米二聚體中間上方 $(0, -264\text{ nm}, 260\text{ nm})$ 處，這種抓取現象與 3.1.1 節所談到的光渦旋一樣都是非接觸式的抓取力，也就是奈米粒子會浮在結構上方，不同尺寸的奈米金球因為吸收截面積不同而有不同的現象，大顆的奈米金球因上方的光力大於下方結構反射造成的光力所以整體受力往下，而小顆的奈米金球因下方結構反射高斯光束造成的推力大於上方高斯光束的推力，所

以可以浮在結構上方。

三聚體陣列對奈米金球產生的光力場現象和二聚體陣列大致相同，如圖 3-27、圖 3-28，跟 3.1.1 節的比較結果相同，三聚體陣列增強了光力，但是整個光力場的現象不變。

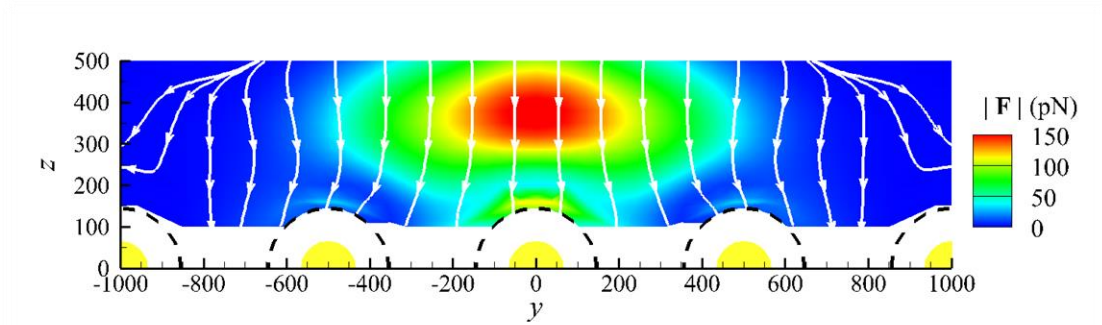
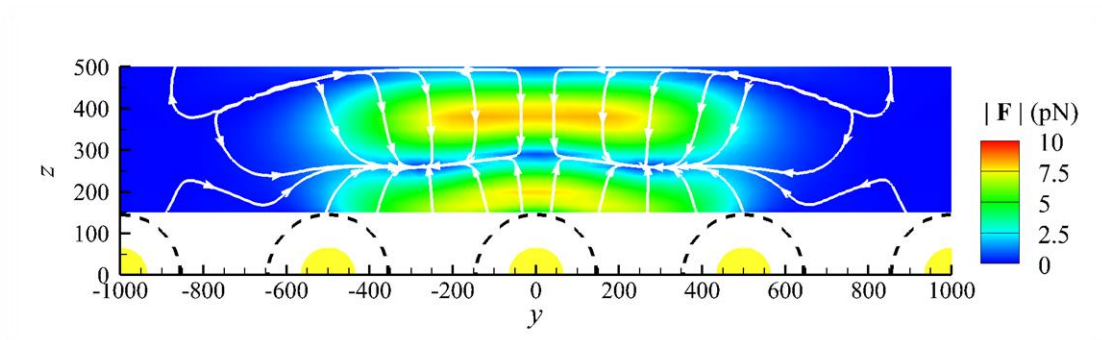
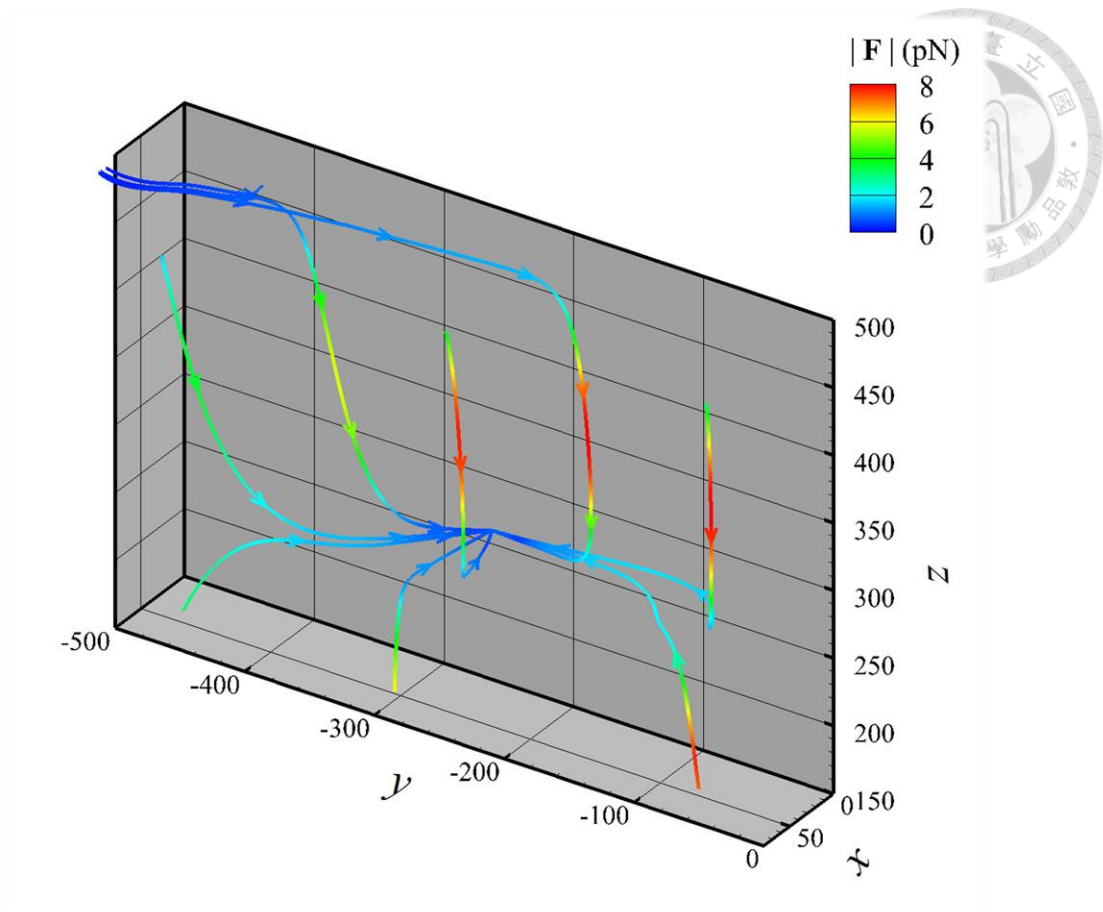


圖 3-25 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。



(a)



(b)

圖 3-26 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖 ($r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。 (a) yz 平面 ($x = 0$) 之光力場， (b) 三維光力流場圖。

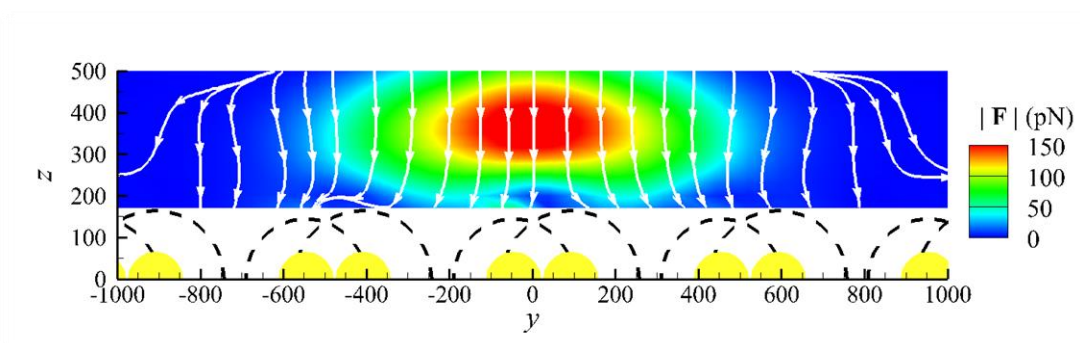


圖 3-27 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。

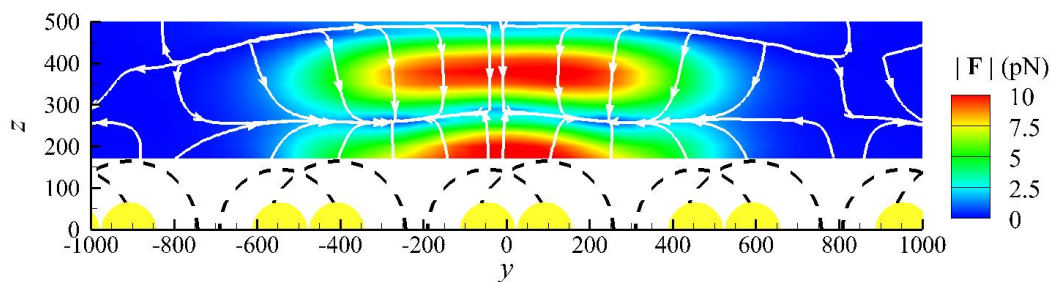


圖 3-28 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖 ($r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $D_y = 0$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。

由於 $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 的奈米金球光力場有著如聚苯乙烯球的非接觸式抓取現象，此處也探討移動 D_y 對光力場的影響，如圖 3-29~圖 3-32，原 $D_y = 0$ 時在光軸兩側各有一個靜滯點 ($0, \pm 264 \text{ nm}, 260 \text{ nm}$)，如圖 3-26(a)，當 $D_y = 100 \text{ nm}$ 時，如圖 3-29，右側的靜滯點也隨之右移，且附近的光力變弱，也就是抓取的能力變弱，當 $D_y = 200 \text{ nm}$ 時，如圖 3-30，原右側靜滯點位置的光力流線流向了左側靜滯點，亦即原在右側靜滯點的奈米金球在 $D_y = 100 \text{ nm} \sim 200 \text{ nm}$ 之間跳躍到左側靜滯點，這說明了移動陣列(或高斯光束)產生的粒子跳躍運動並非只有聚苯乙烯球才行，奈米金球也可以產生類似的跳躍運動。

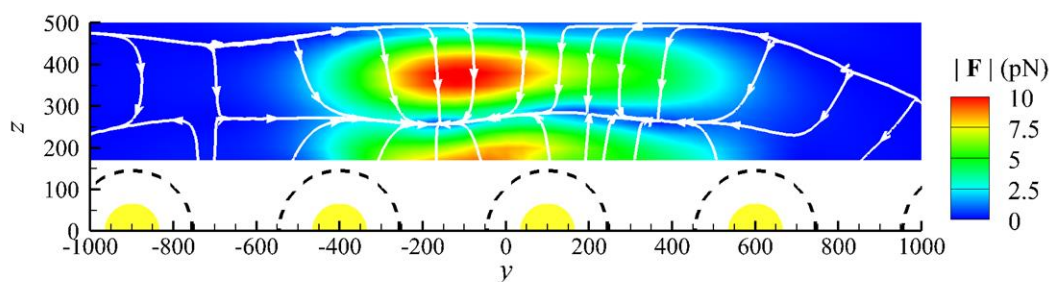
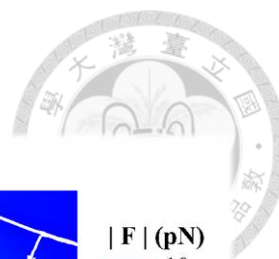


圖 3-29 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、



$D_y = 0$ 、 $h_f = 700$ nm、 $d = 30$ nm。

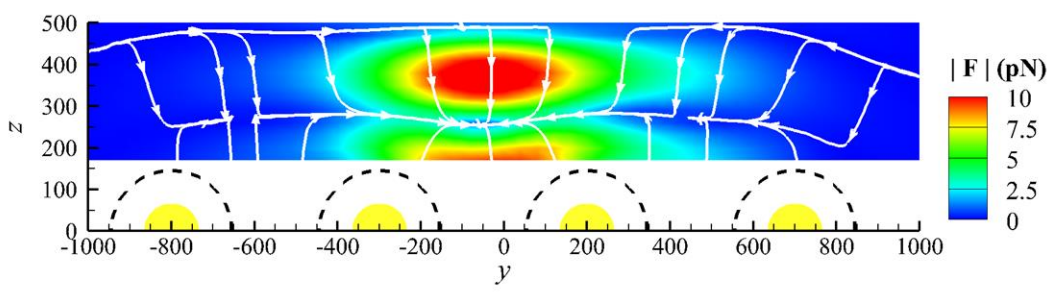


圖 3-30 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50$ nm、 $r_{ns} = 65$ nm、

$D_y = 200$ nm、 $h_f = 700$ nm、 $d = 30$ nm。

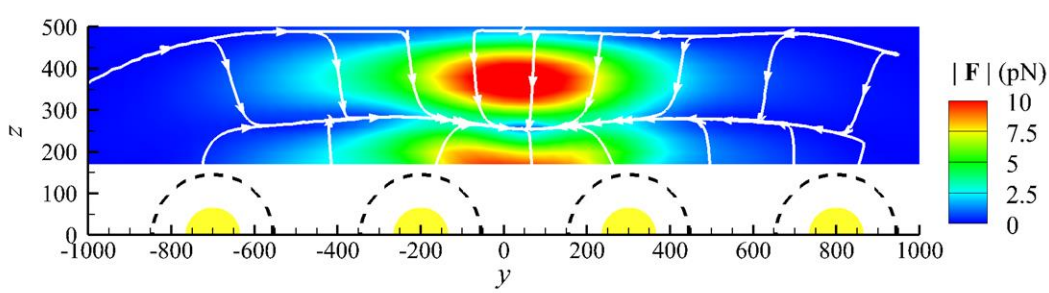


圖 3-31 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50$ nm、 $r_{ns} = 65$ nm、

$D_y = 300$ nm、 $h_f = 700$ nm、 $d = 30$ nm。

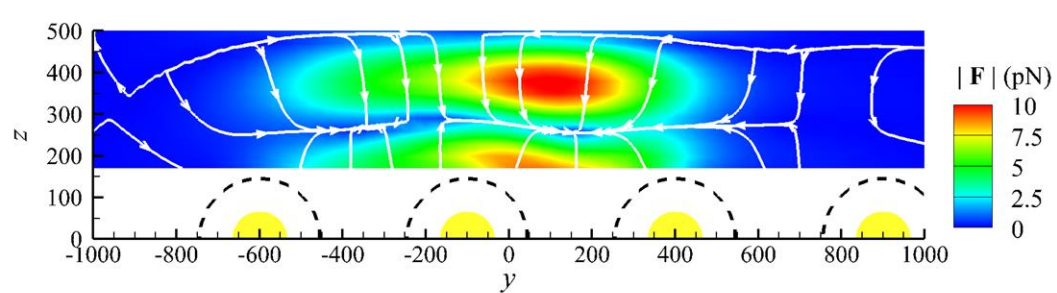


圖 3-32 奈米金球在二聚體陣列近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50$ nm、 $r_{ns} = 65$ nm、

$D_y = 400$ nm、 $h_f = 700$ nm、 $d = 30$ nm。

3.2 金奈米低聚物對奈米粒子之光力效應



在實驗中玻片上鍍了一整片的金奈米二聚體陣列結構，為了模擬實驗中移動陣列而產生的粒子跳躍現象，在 3.1 節將整片的二聚體結構簡化為一排的陣列來模擬，而本節則是獨立拿出陣列中的其中一組二聚體/三聚體來做模擬，探討這個二聚體/三聚體結構對環境中奈米粒子的影響，此處採用的奈米粒子跟 3.1 節一樣，分別為介電材料跟金，二聚體模擬示意圖如圖 3-33、三聚體結構的模擬示意圖如圖 3-34。

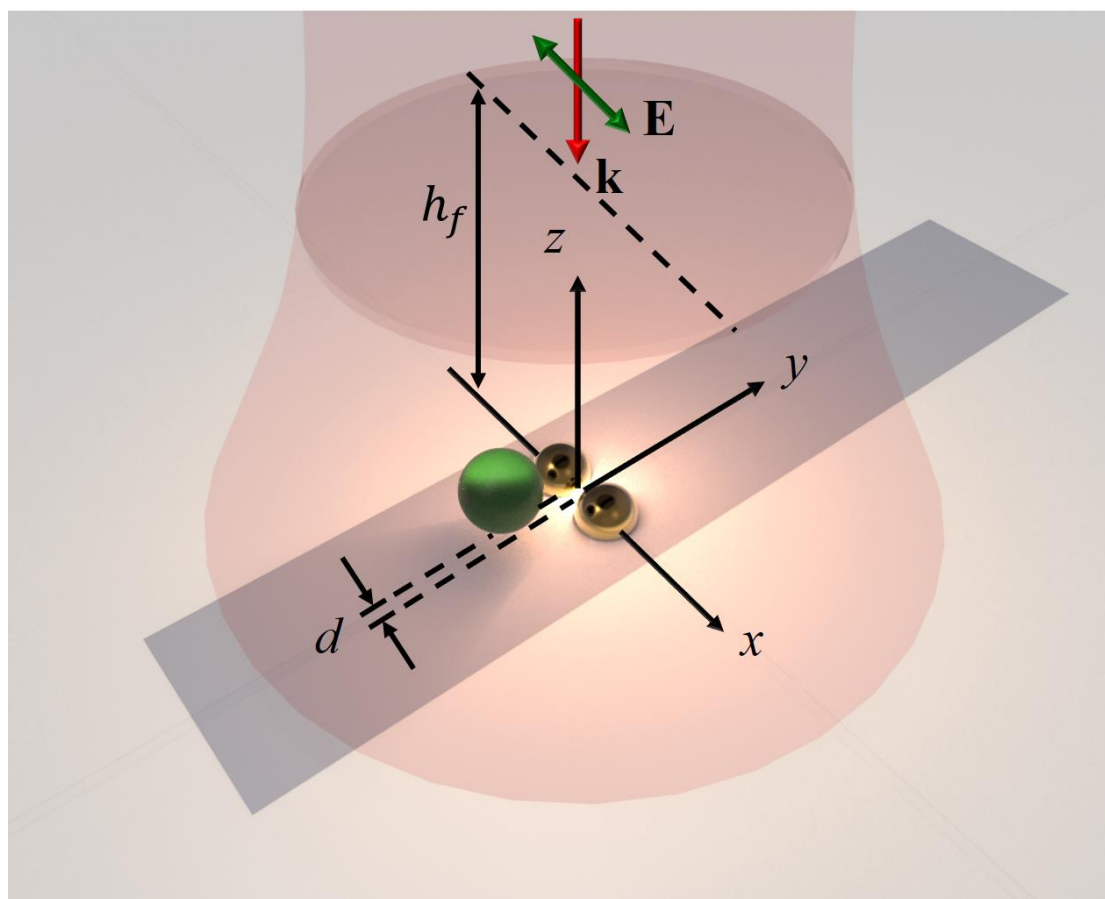


圖 3-33 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米二聚體結構影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。

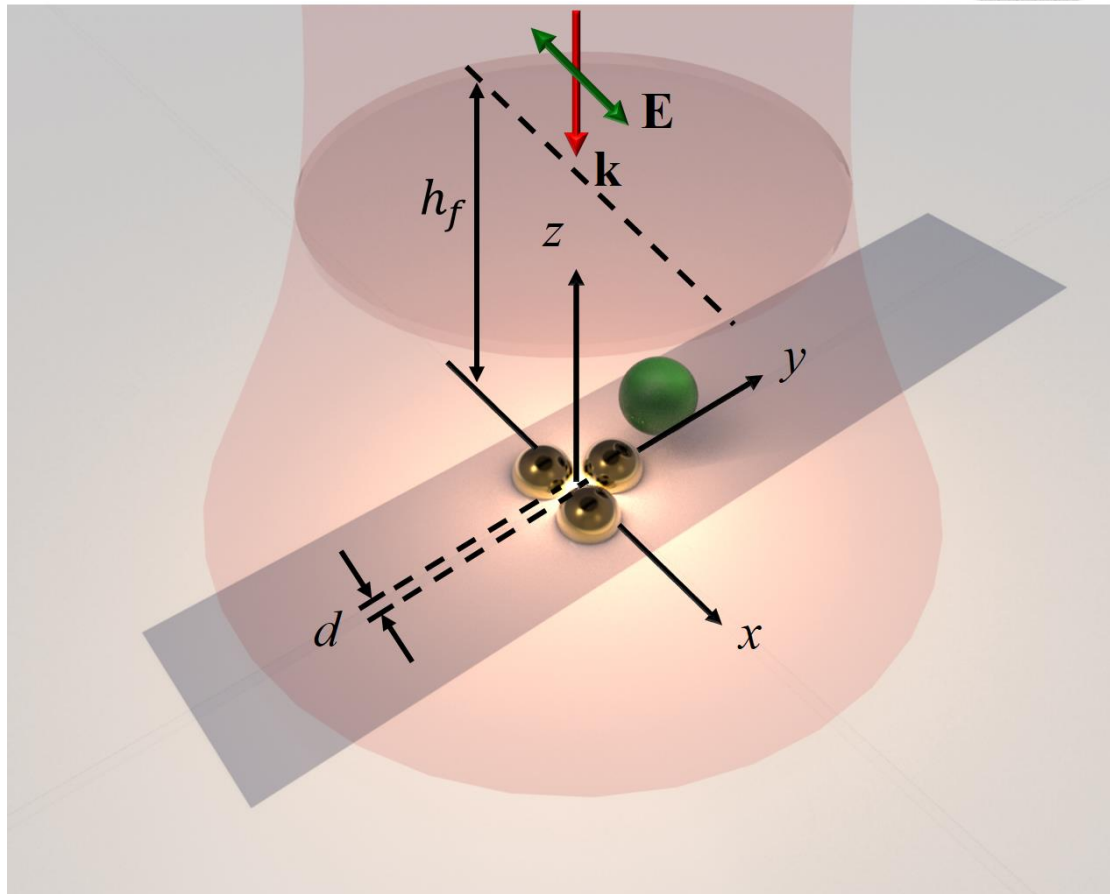
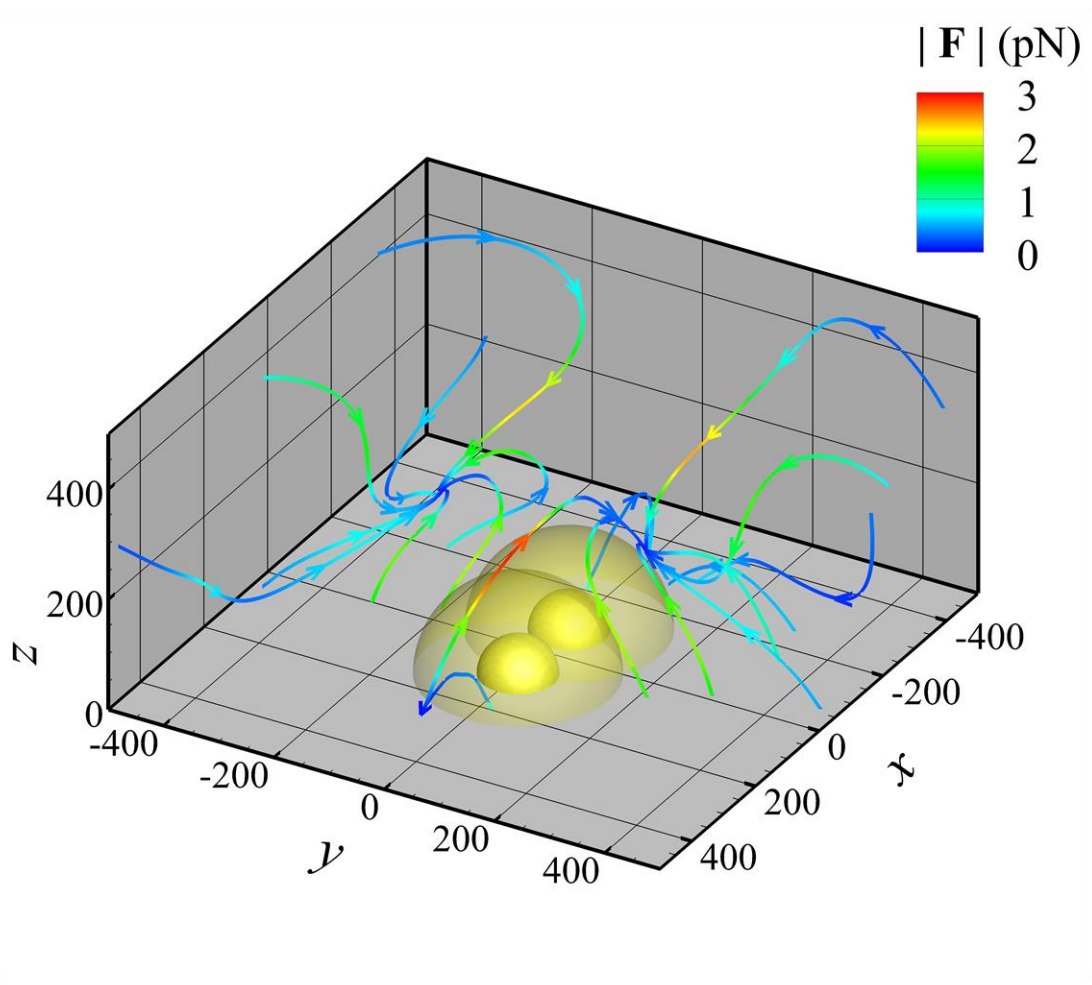


圖 3-34 聚苯乙烯球在高斯光束以及奈米三聚體結構影響下之模擬示意圖， d 為結構間距、 c 為晶格常數、 h_f 代表陣列與高斯光束焦平面之距離、 D_y 為陣列往 y 方向平移之距離，另外 \mathbf{k} 為高斯光束入射方向、 \mathbf{E} 為電場極化方向。

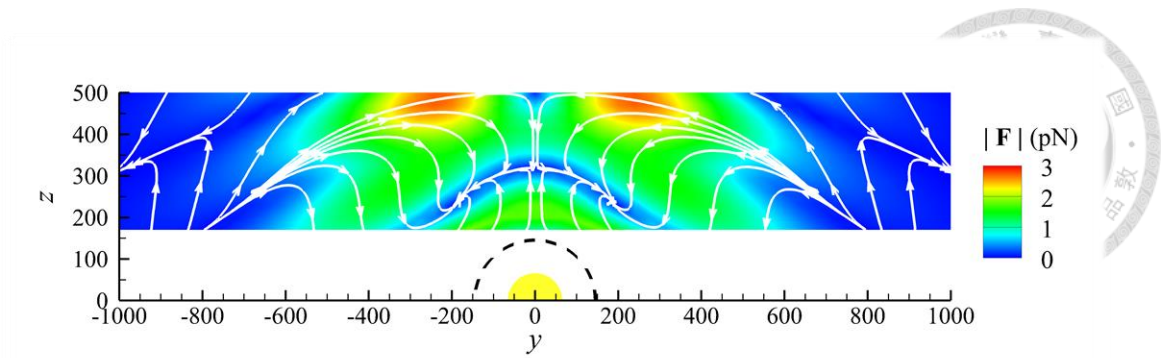
3.2.1 介電材料

在本節中，將探討奈米粒子在一組二聚體與三聚體的附近所受到的光力現象，此處所用之奈米粒子為半徑 $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 之聚苯乙烯球 ($n_{poly} = 1.6$)，而玻片上奈米結構金球之半徑 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、二聚體和三聚體的間距 $d = 30 \text{ nm}$ 、陣列高度 $h_f = 700 \text{ nm}$ ，高斯光束之照度為 25 MW/cm^2 、波長 $\lambda = 1064 \text{ nm}$ 、腰寬 $w_0 = 500 \text{ nm}$ 、 x 方向極化並且由 $-z$ 軸入射，環境為沉浸油 ($n_{oil} = 1.5$)。

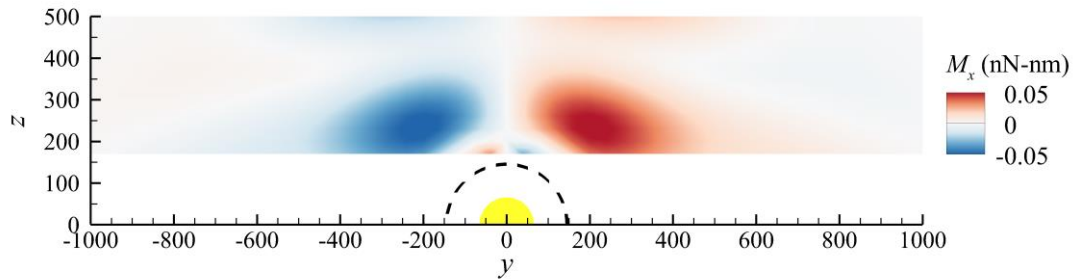
本節探討近場附近之光力場，從三維的光力場圖(圖 3-35(a))可以觀察到，光是一組二聚體結構就足以讓奈米粒子產生渦旋的運動，且在結構兩側產生靜滯點，而靜滯點的連線恰好垂直高斯光束的極化方向(x 方向極化)，且在 $x=0$ 之 yz 平面上可以看出，在結構兩側渦旋的靜滯點附近也有著側向的力矩，造成側向的自旋，如圖 3-35(b)、圖 3-35(c)，由此可見，要使奈米粒子在光場中產生渦旋運動同時又帶著自旋運動，單組的二聚體結構就可達成。



(a)



(b)

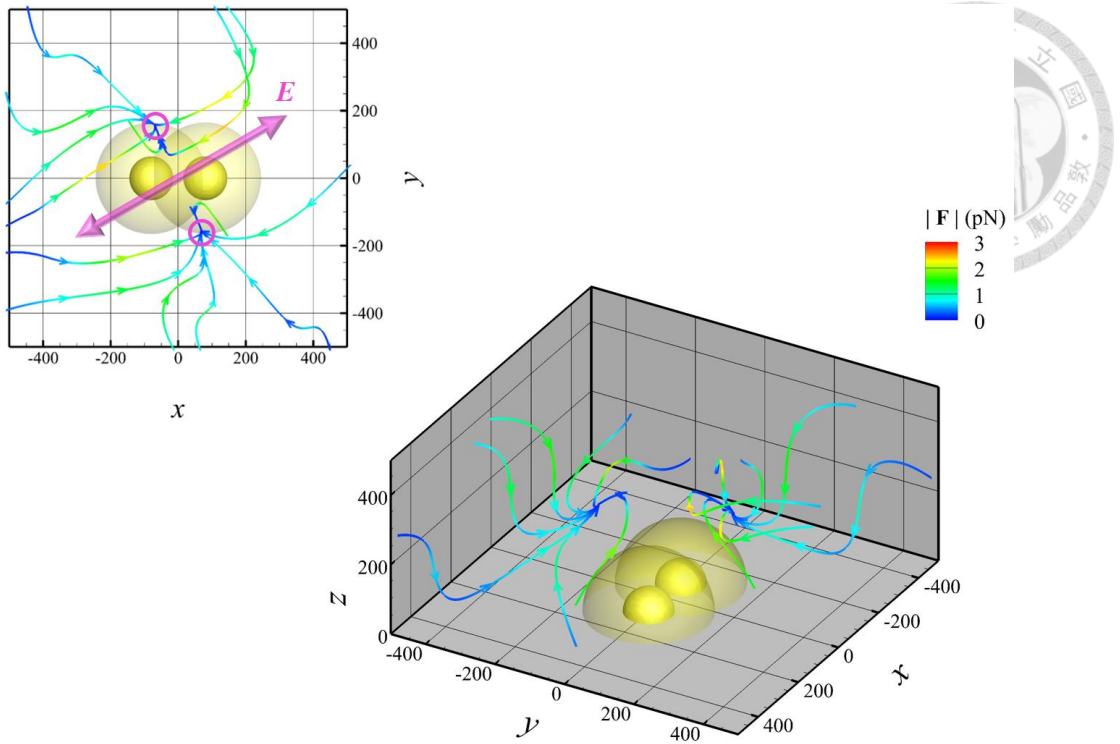


(c)

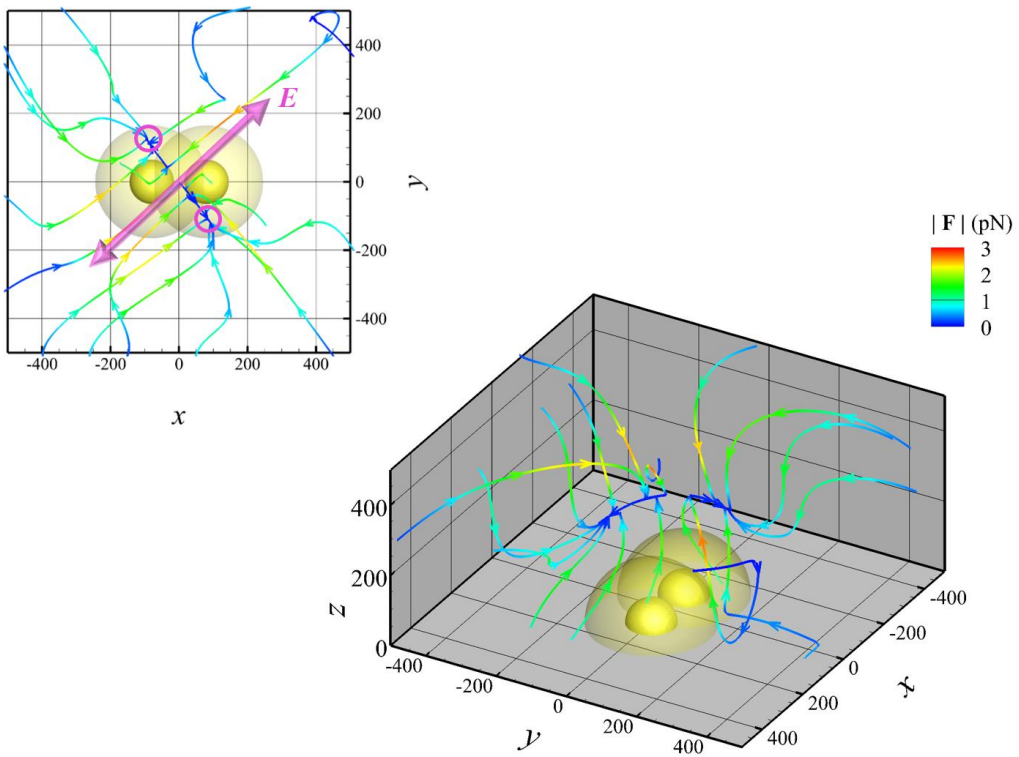
圖 3-35 奈米介電球在單組二聚體近場之光場 ($r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$)。(a)三維光力流場圖，實心的金球為二聚體結構之實際位置，透明金球為奈米粒子之質心位置界限。(b)二維光力流場圖，金色半圓為二聚體結構之實際位置，虛線為奈米粒子之質心位置界限。(c)二維光力矩流場圖。

從圖 3-35(a)中可以觀察到奈米粒子的靜滯點存在於垂直極化方向的方向上，接著轉動極化方向，探討靜滯點的位置是否真是垂直極化方向？模擬的結果如圖 3-36(a)~圖 3-36(d)，首先，極化方向從 x 方向往逆時針方向轉 30 度，如圖 3-36(a)，從三維的光力流線圖可以看到，兩側的渦旋以及靜滯點依然存在於二聚

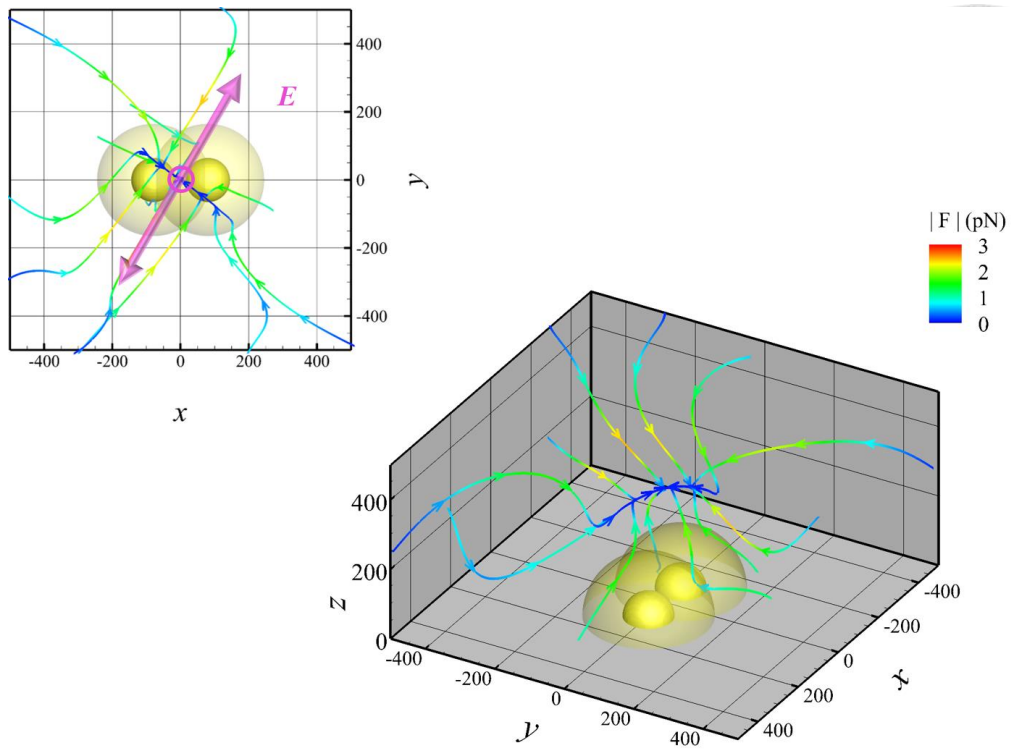
體兩側，而從左上角的 xy 平面圖可以看出，靜滯點實際的位置也稍微向逆時針方向旋轉了一些角度，靜滯點的連線依然垂直極化方向；極化方向從 x 方向往逆時針方向轉 45 度，如圖 3-36(b)，從三維的光力流線圖可以看到，兩側的渦旋以及靜滯點依然存在於二聚體兩側，而從左上角的 xy 平面圖可以看出，靜滯點實際的位置也稍微向逆時針方向旋轉了一些角度，靜滯點的連線依然垂直極化方向；極化方向從 x 軸往逆時針方向轉 60 度，如圖 3-36(c)，從三維的光力流線圖可以看到，靜滯點不再存在於二聚體兩側，而是在二聚體正上方，看起來像是由兩側往中間聚集變成一個點，而從左上角的 xy 平面圖可以看出，靜滯點實際的位置確實在二聚體正上方，且所有流線會先匯集至一條線再往二聚體中間集中，這條匯集線恰好也垂直極化方向；極化方向從 x 方向往逆時針方向轉 90 度，換言之，變成 y 軸極化，如圖 3-36(c)，從三維的光力流線圖可以看到，靜滯點在二聚體正上方，而匯集線在 x 方向，與極化方向垂直。從這幾個不同的極化方向可以彙整出幾個現象，第一個是二聚體的結構下，對於極化方向有兩種模態，我將他分為 x 軸極化以及 y 軸極化兩種模態，以 x 軸開始逆時針旋轉極化方向，0~45 度都是屬於 x 軸極化的這種模態，靜滯點存在於結構兩側且垂直於極化方向，如圖 3-36(a)、圖 3-36(b)；以 x 軸開始逆時針旋轉極化方向，45~90 度屬於 y 軸極化這種模態，靜滯點只有一個，且存在於二聚體的正上方，如圖 3-36(c)、圖 3-36(d)。



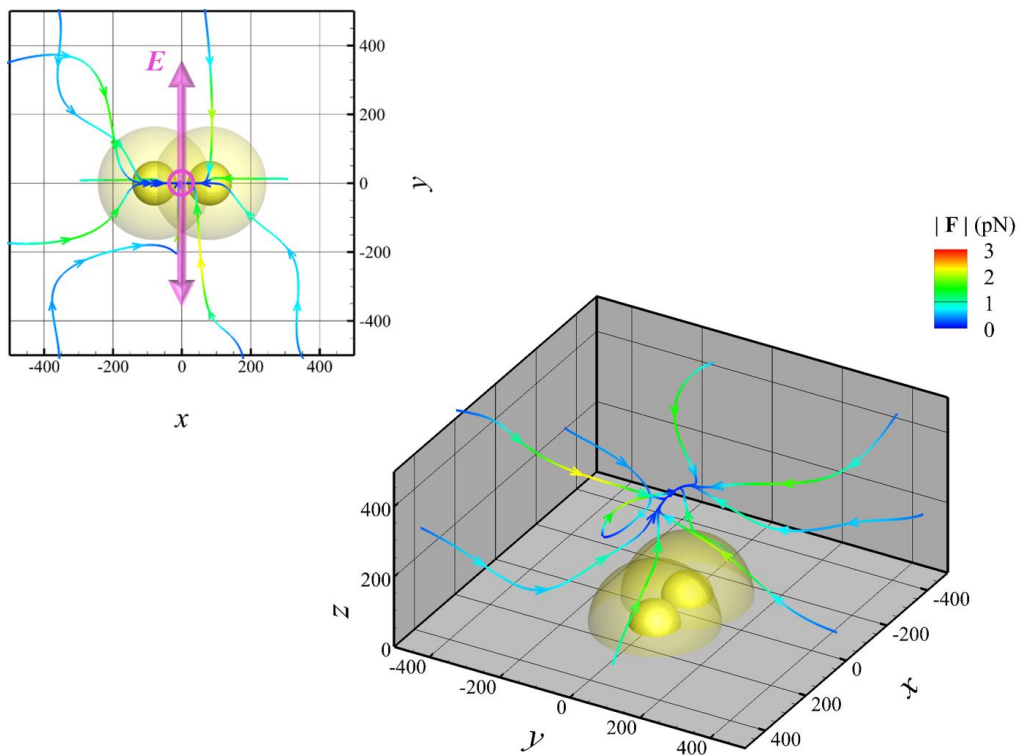
(a)



(b)



(c)

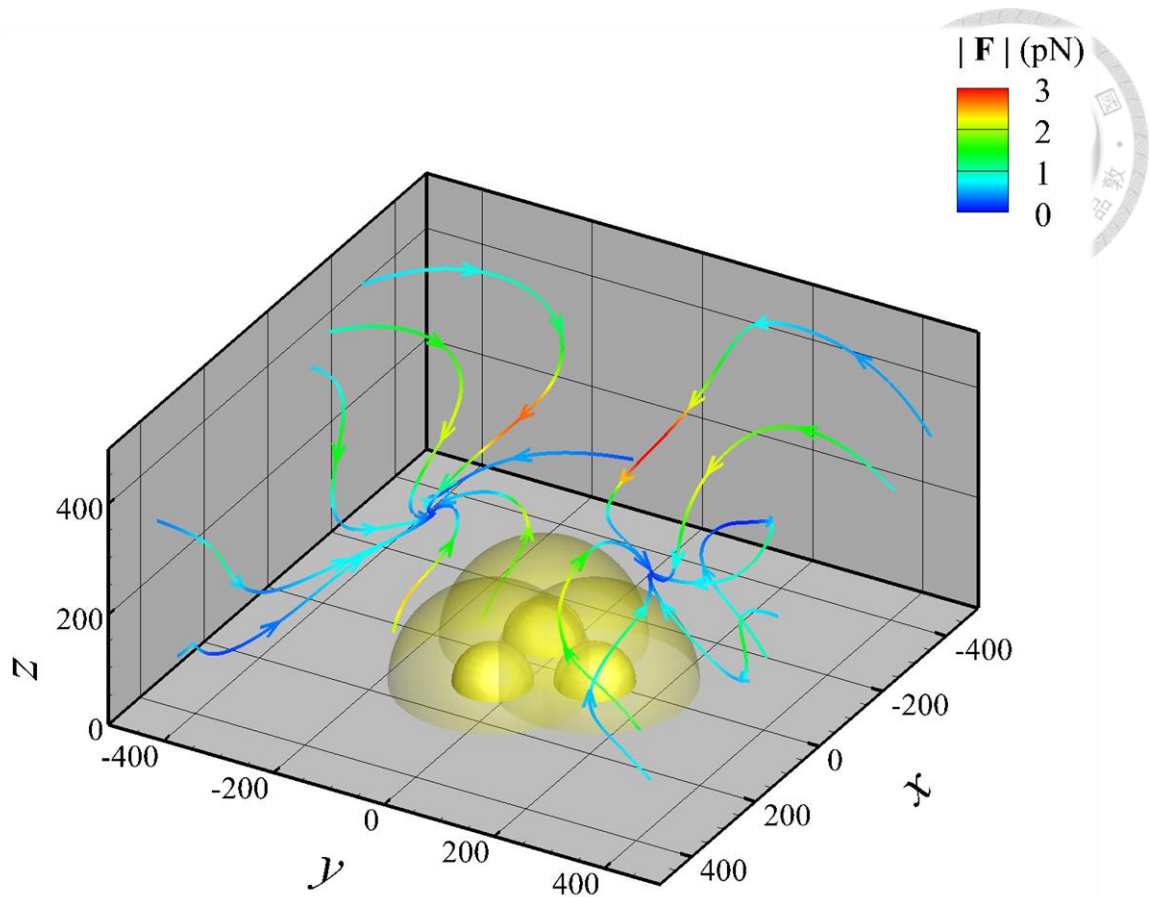


(d)

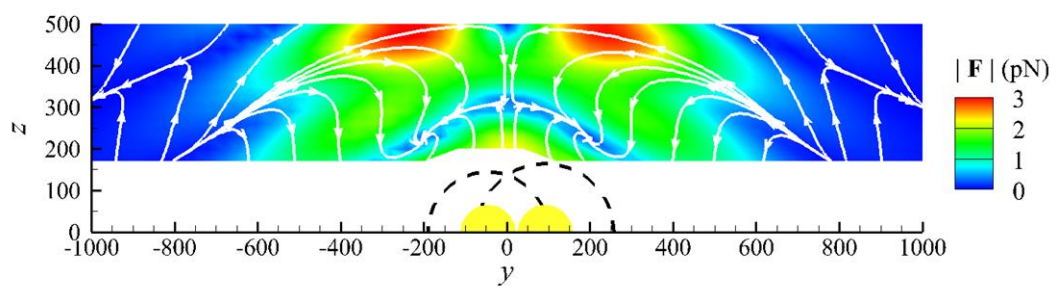
圖 3-36 奈米介電球在單組二聚體近場之光力場流線圖(分別為不同極化方向)，

$r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。(a)高斯光束極化方向和 x 軸夾 30 度；(b)高斯光束極化方向和 x 軸夾 45 度；(c)高斯光束極化方向和 x 軸夾 60 度；(d)高斯光束極化方向和 x 軸夾 90 度。

極化方向對於軸對稱的二聚體產生的光力場有著兩種模態，那麼呈輻射對稱的三聚體對於極化方向會不會產生不同的模態呢？因為輻射對稱的關係，只要旋轉極化方向 0~30 度即可，首先先看到 x 方向極化的情況，如圖 3-37，跟同樣是 x 軸極化的二聚體結構產生的光力場(圖 3-36)相比，光力場跟光力矩場幾乎一樣，且在結構對 y 軸不對稱的情況下，光力跟光力矩還是對 y 軸對稱，這也說明了二聚體再加上一顆奈米金球破壞對稱性的效果遠不如三聚體之間的耦合效應。接下來將極化方向從 x 軸往逆時針方向旋轉 15 度，如圖 3-38(a)，可以從圖中看到，渦旋跟靜滯點還在兩側，且垂直於極化方向；將極化方向從 x 軸往逆時針方向旋轉 30 度，如圖 3-38(b)，可以從圖中看到，渦旋跟靜滯點還在兩側，且垂直於極化方向，綜合以上可以得知，極化方向對於三聚體產生的光力場，只有一種模態，也就是說，這種輻射對稱的幾何結構產生的光力場，對於極化方向不敏感，改變極化方向並不會對光力場產生顯著影響。



(a)

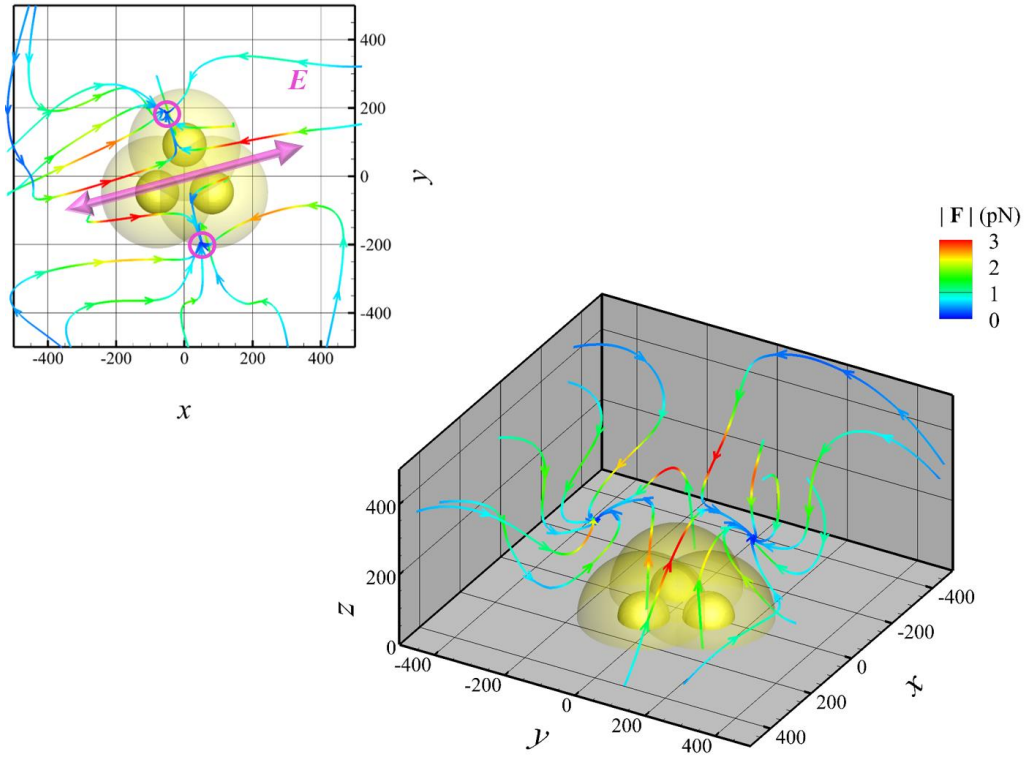


(b)

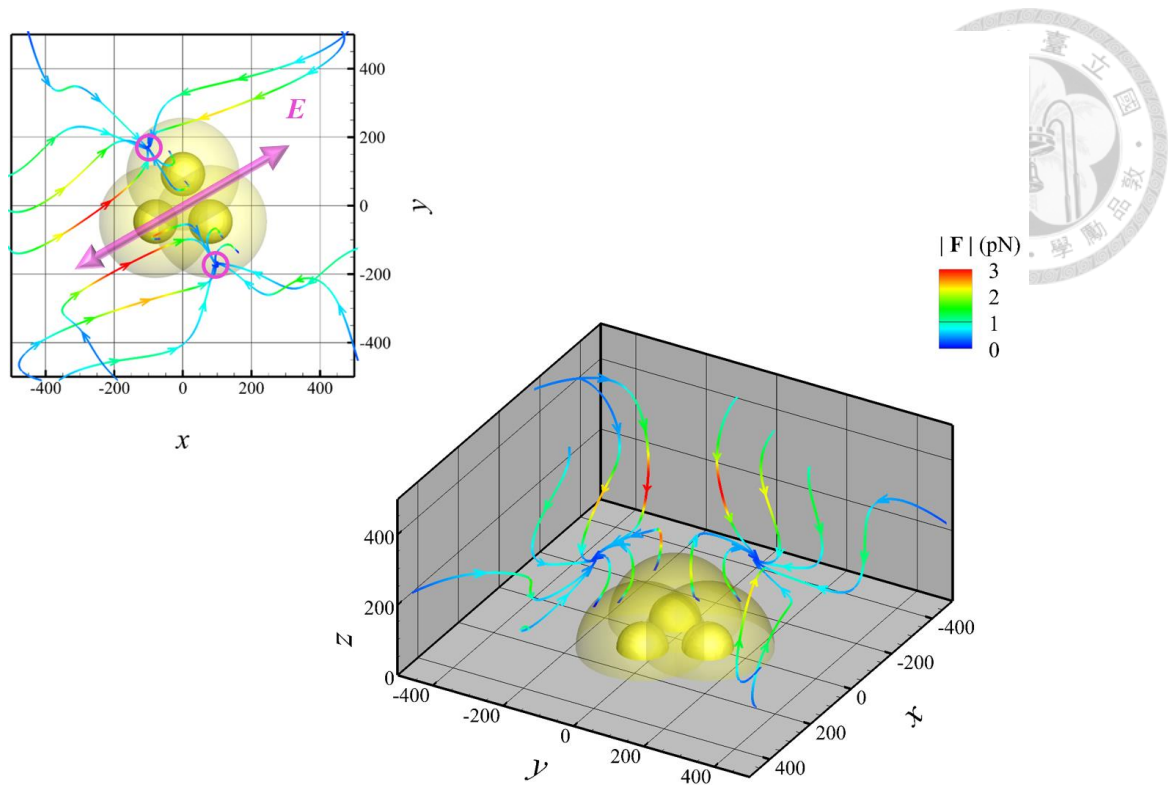
圖 3-37 奈米介電球在單組三聚體近場之光力場流線圖(分別為不同極化方向)，

$r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。(a) 三維光力流場圖，

實心的金球為三聚體結構之實際位置，透明金球為奈米粒子之質心位置界限。 (b) 二維光力流場圖，金色半圓為二聚體結構之實際位置，虛線為奈米粒子之質心位置界限。



(a)



(b)

圖 3-38 奈米介電球在單組三聚體近場之光力場流線圖(分別為不同極化方向)，

$r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、 $h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。(a)高斯光束極化方向

和 x 軸夾 15 度；(b)高斯光束極化方向和 x 軸夾 30 度。

3.2.2 金

在本節中，將探討奈米粒子在一組二聚體與三聚體的附近所受到的光力現象，此處所用之奈米粒子為半徑 $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 和 $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 之奈米金球，而玻片上奈米結構金球之半徑 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、二聚體和三聚體的間距 $d = 30 \text{ nm}$ 、陣列高度 $h_f = 700 \text{ nm}$ ，高斯光束之波長 $\lambda = 1064 \text{ nm}$ 、腰寬 $w_0 = 500 \text{ nm}$ 、 x 軸方向極化並且由 $-z$ 軸入射，環境為沉浸油($n_{oil} = 1.5$)，模擬之示意圖可以參考圖 3-33、圖

3-34。

由圖 3-39 可以觀察到當奈米粒子是金球時，在二聚體被高斯光束激發的影響下，所受到的光力盡是從上而下，且在二聚體上方時會向外排斥，也就是說，在高斯光束照射下，金對金會產生斥力，此時，將奈米粒子換成半徑 $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 之奈米金球再模擬一次，結果如圖 3-40，光力的流線先匯集到 y 軸再往二聚體正上方聚集，這顯示了奈米粒子最後會浮在二聚體的上方，從圖 3-39 已經知道金對金會有斥力，所以在圖 3-40 中可以推論，因為金對金的斥力大於由上而下的高斯光束造成的光壓，使得奈米粒子浮在二聚體上方。

將二聚體改成三聚體，奈米粒子半徑 $r_{np} = 100 \text{ nm}$ ，如圖 3-41，光力的流線幾乎和高斯光束的照射方向一樣從上而下，且和二聚體一樣，在三聚體的結構附近時會有斥力，奈米金球在三聚體附近會被排斥開來，接著將奈米粒子換成半徑之 $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 奈米金球，如圖 3-42，結果和圖 3-40 雷同，光力的流線匯集到 y 軸，並且聚集到三聚體正上方，最後奈米粒子會浮在三聚體上方。

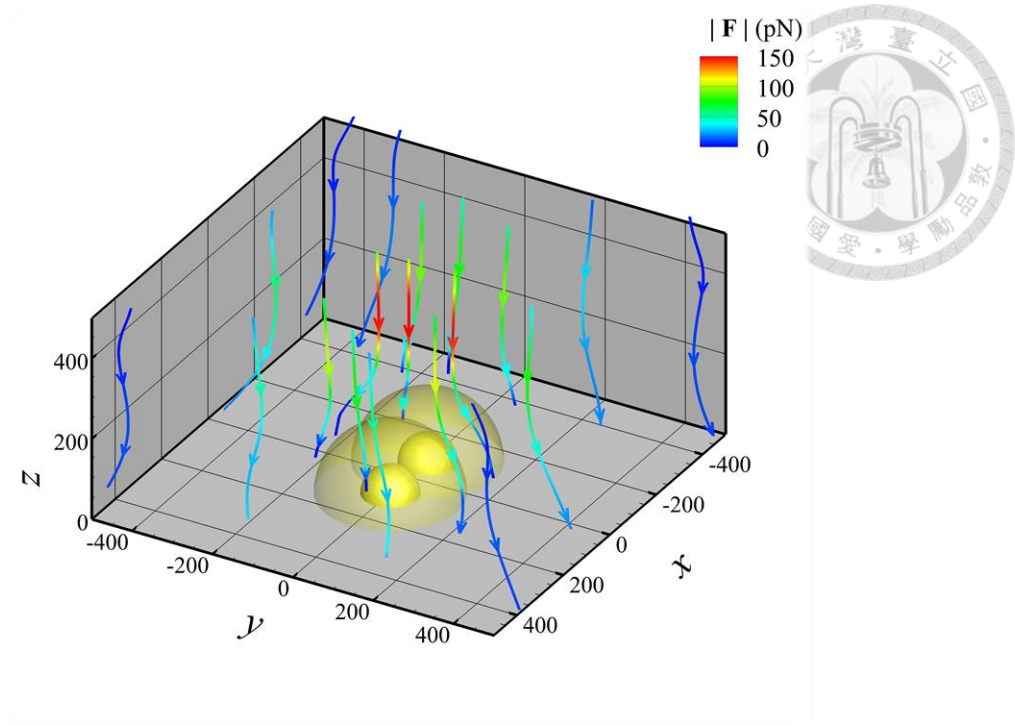


圖 3-39 奈米金球在單組二聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。

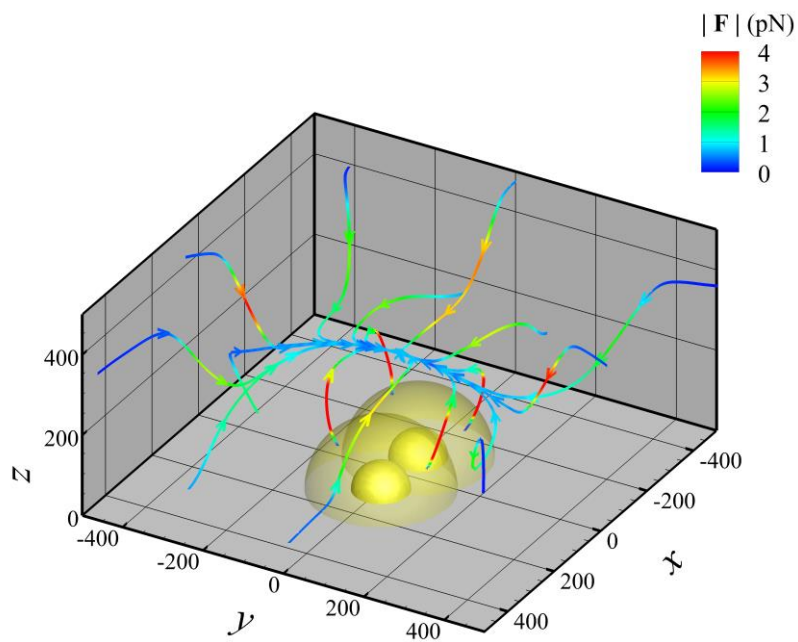


圖 3-40 奈米金球在單組二聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。

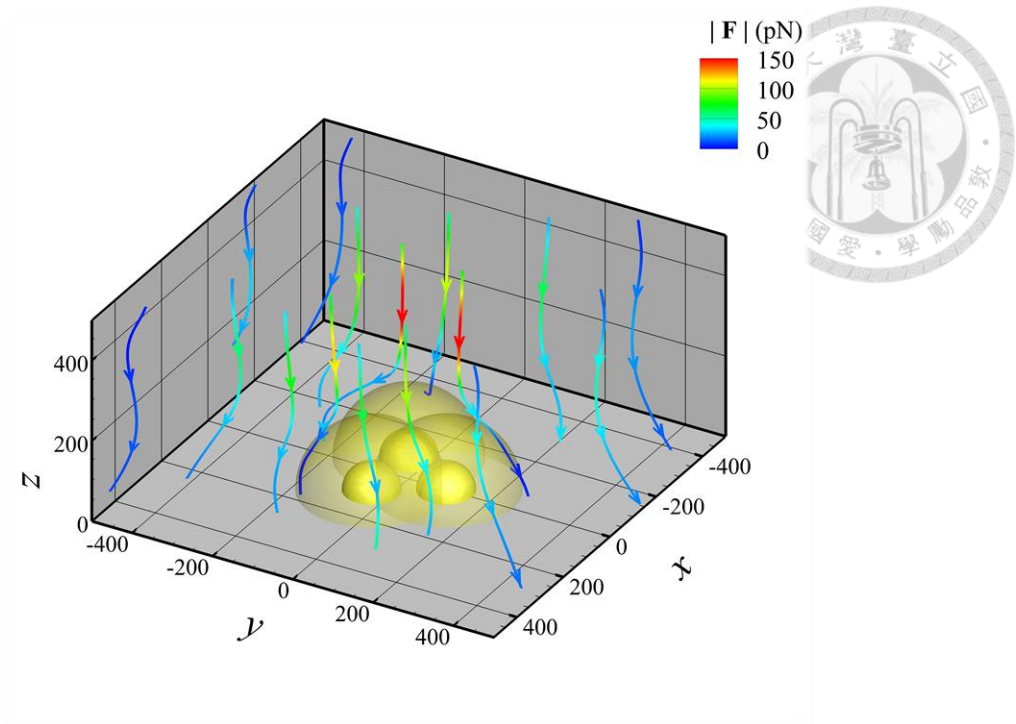


圖 3-41 奈米金球在單組三聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 100 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。

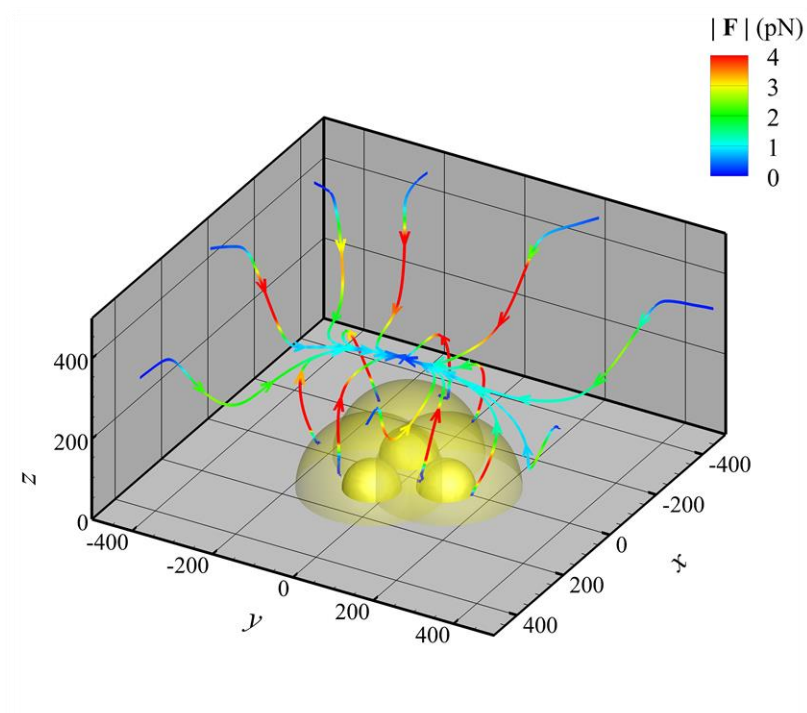


圖 3-42 奈米金球在單組三聚體近場之光力場流線圖， $r_{np} = 50 \text{ nm}$ 、 $r_{ns} = 65 \text{ nm}$ 、

$h_f = 700 \text{ nm}$ 、 $d = 30 \text{ nm}$ 。

第4章 結論與未來展望



4.1 研究結論

由第三章的數值結果，可以得到以下結論：

奈米介電球：

1. 高斯光束照射下，奈米介電球會被低聚物陣列所抓取，以渦漩的軌跡同時帶著反向自旋的方式漂浮在陣列上方，且移動陣列時，奈米介電球會被陣列抓取，直到一個晶格常數的距離，離高斯光束中心太遠，才跳躍至下一組二聚體(或三聚體)上方。
2. 奈米介電球的尺寸差異並不會令其在近場的行為有太大變化。
3. 二聚體(或三聚體)對奈米介電球的抓取能力會受到二聚體(或三聚體)的間距 d 影響，間距愈小，光力愈強，且在相同情況下，三聚體的抓取能力較二聚體強。
4. 移動陣列會改變奈米介電球在近場的靜滯點位置，可以藉由此一特性來作為奈米粒子的定位功能。
5. 單組二聚體對於電場極化方向而言有兩種模態，極化方向平行二聚體之質心連線時，在垂直極化方向的線上產生兩個靜滯點，且帶有渦漩軌跡，而極化方向垂直二聚體之質心連線時，只會在二聚體正上方產生一個靜滯點；單組三聚體對於電場極化方向而言只有一種模態，在垂直極化方向的線上產生兩個靜滯點，且帶有渦漩軌跡。

奈米金球：

1. 奈米金球的尺寸差異會令其在近場的行為有很大變化，較大顆的奈米金球在本文所模擬的四種結構中都是順著入射光的方向一直往下推，在近場不會有

靜滯點產生；較小顆的奈米金球在四種結構中，皆會被結構所抓住，漂浮在結構上方。

2. 較小顆的奈米金球在移動陣列之後也有如奈米介電球的跳躍運動。

總結：

從本研究中得知，由受激發的金奈米低聚物結構來產生的光鐳子效應，三聚體在各方面都優於二聚體，最明顯的部分就在於對極化方向的敏感度，完全不受極化方向的改變所影響，若將波源換成圓形偏極化之高斯光束，可以預期其波源因受到 y 方向極化的影響，由二聚體陣列所觀察到的光渦漩可能會消失，但三聚體陣列因為不受極化方向影響，仍可以觀察到光渦漩。且對於介電材料以及金來講，此種光鐳子都可以有效的使用。而此種光鐳子在空間中會使奈米介電球有著公轉與自轉方向相反的螺旋運動，在近場光學領域，對於這種公轉自轉現象的成因，還沒有一個定論，多數的研究是用能量來探討，本文是從光力跟光力矩的分析觀察到此現象，可以給後人的研究做一個參考。

4.2 未來展望

在一些奈米尺寸的實驗中，光鐳子是不可或缺的工具，我們團隊分析利用奈米結構製造出的光鐳子，藉由調整一些空間幾何上的參數便可控制光鐳子之強度以及抓取的位置。模擬過程中，我們發現了實驗所觀察不易的公轉以及自旋現象，在實驗中只能觀察到靜滯的位置，抓取的過程所產生的運動軌跡很難觀察，之後可繼續探討公轉和自旋之間的關係，研究出此種運動的成因。

在實驗中，並非只有使用介電材料以及金，而模擬結果顯示著，不同的材質，在其他參數皆相同的情況下，光力場產生了極大的差異，所以無法光以環境的電磁場來解釋實驗中觀察到的現象，自然界中，將葉子放在河流上，葉子會順著河

流，最後流向暗流或是渦漩中，而此處的渦漩是環境所造成，如果將葉子拿走，渦漩依然存在，再看到本文的近場光學現象，將奈米粒子換個材質，渦漩就消失了，可見在光場中，做為探針或是觀察點的奈米粒子本身，也是此渦漩的產生原因之一，變換材質繼續研究此光力場現象，應可歸納出材質中主導此現象的特性。

第5章 參考文獻



- [1] Storhoff, J.J., et al., What controls the optical properties of DNA-linked gold nanoparticle assemblies? *Journal of the American Chemical Society*, **122** (19) : 4640-4650, 2000.
- [2] Kelly, K.L., A.A. Lazarides, and G.C. Schatz, Computational electromagnetics of metal nanoparticles and their aggregates. *Computing in Science & Engineering*, **3** (4) : 67-73, 2001.
- [3] Park, S.-J., T.A. Taton, and C.A. Mirkin, Array-based electrical detection of DNA with nanoparticle probes. *Science*, **295** (5559) : 1503-1506, 2002.
- [4] Huang, X., et al., Cancer cell imaging and photothermal therapy in the near-infrared region by using gold nanorods. *Journal of the American Chemical Society*, **128** (6) : 2115-2120, 2006.
- [5] Khlebtsov, B., et al., Optical amplification of photothermal therapy with gold nanoparticles and nanoclusters. *Nanotechnology*, **17** (20) : 5167-5179, 2006.
- [6] Girard, C. and A. Dereux, Near-field optics theories. *Reports on Progress in Physics*, **59** (5) : 657-699, 1996.
- [7] Binnig, G., C.F. Quate, and C. Gerber, Atomic force microscope. *Physical review letters*, **56** (9) : 930-933, 1986.
- [8] Bottomley, L.A., Scanning probe microscopy. *Analytical chemistry*, **70** (12): 425-476, 1998.
- [9] Xu, H., et al., Spectroscopy of single hemoglobin molecules by surface enhanced Raman scattering. *Physical review letters*, **83** (21) : 4357-4360, 1999.
- [10] Mock, J., et al., Shape effects in plasmon resonance of individual colloidal silver nanoparticles. *The Journal of Chemical Physics*, **116** (15) : 6755-6759, 2002.
- [11] Pattnaik, P., Surface plasmon resonance. *Applied biochemistry and biotechnology*, **126** (2) : 79-92, 2005.
- [12] Dujardin, E., et al., DNA-driven self-assembly of gold nanorods. *Chemical Communications*, 1264-1265, 2001.
- [13] Mayer, K.M. and J.H. Hafner, Localized surface plasmon resonance sensors. *Chemical reviews*, **111** (6) : 3828-3857, 2011.
- [14] Dufresne, E.R. and D.G. Grier, Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics. *Review of Scientific Instruments*, **69** (5) : 1974-1977, 1998.
- [15] Curtis, J.E., B.A. Koss, and D.G. Grier, Dynamic holographic optical tweezers. *Optics communications*, **207** (1-6) : 169-175, 2002.
- [16] Wood, R.W., XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a

- diffraction grating spectrum. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, **4** (21) : 396-402, 1902.
- [17] Fano, U., The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves). JOSA, **31** (3) : 213-222, 1941.
- [18] Ritchie, R., Plasma losses by fast electrons in thin films. Physical Review, **106** (5) : 874-881, 1957.
- [19] Barton, J., D. Alexander, and S. Schaub, Theoretical determination of net radiation force and torque for a spherical particle illuminated by a focused laser beam. Journal of Applied Physics, **66** (10) : 4594-4602, 1989.
- [20] Neuman, K.C. and S.M. Block, Optical trapping. Review of scientific instruments, **75** (9) : 2787-2809, 2004.
- [21] Molloy, J.E. and M.J. Padgett, Lights, action: optical tweezers. Contemporary physics, **43** (4) : 241-258, 2002.
- [22] Grigorenko, A., et al., Nanometric optical tweezers based on nanostructured substrates. Nature Photonics, **2** (6) : 365-370, 2008.
- [23] Kang, J.-H., et al., Low-power nano-optical vortex trapping via plasmonic diabolos nanoantennas. Nature communications, **2**, 582, 2011.
- [24] 劉昆奇, 奈米米金球二聚體陣列對聚苯乙烯球之電漿子媒介光力效應. 臺灣大學應用力學研究所學位論文, 2017.
- [25] Vekua, I.i.a.N., *New methods for solving elliptic equations*. North-Holland, 1967.
- [26] 黃楚荃, 銀島膜之表面螢光增益分析. 臺灣大學應用力學研究所學位論文, 2014.
- [27] 郭庭佑, 金, 銀奈米粒子之光束縛力. 臺灣大學應用力學研究所學位論文, 2015.
- [28] 趙學昱, 金奈米粒子在平面波照射下的遠距離穩定與近距離結合. 臺灣大學應用力學研究所學位論文, 2016.
- [29] 巫信佑, 銀奈米粒子與銀島之近場耦合對金屬增強螢光效益之影響. 臺灣大學應用力學研究所學位論文, 2015.
- [30] McDonald, K.T., Total and frustrated reflection of a gaussian optical beam. Joseph Henry Laboratories, Princeton University, 2009.
- [31] Novotny, L. and B. Hecht, Principles of nano-optics, Cambridge university press, 2012.

附錄 展開中心擺放位置



附錄為展開中心擺放位置，分別標示奈米金球結構與奈米粒子(介電材料、金)的展開中心位置，此處座標為相對座標，座標原點為每一顆散射體之質心。如文中所述，多重展開中心法之級數解不唯一，此處為本文模擬時所採用之展開中心擺法，而下文會以 I & II 分別表示外與內之電磁場。

I. 第一類球 Hankel 函數三階展開散射體外之電磁場

II. 第二類球 Bessel 函數三階展開散射體內電磁場

A. 奈米金球結構，奈米介電球@immersion oil：

(a) 金球結構

I. $(0, 0, 0)$ 、 $(\pm 15, 0, 0)$ 、 $(0, \pm 15, 0)$

II. $(0, 0, 0)$ 、 $(\pm 15, 0, 0)$ 、 $(0, \pm 15, 0)$

(b) 奈米介電球

I. $(0, 0, \pm 45)$

II. $(0, 0, \pm 45)$

B. 奈米金球結構，奈米金球@immersion oil：

(a) 金球結構

I. $(0, 0, 0)$ 、 $(\pm 15, 0, 0)$ 、 $(0, \pm 15, 0)$

II. $(0, 0, 0)$ 、 $(\pm 15, 0, 0)$ 、 $(0, \pm 15, 0)$

(b) 奈米金球

I. $(0, 0, \pm 45)$

II. $(0, 0, \pm 45)$