

## 摘 要

本论文包括光阱横向力场分布特性的实验和理论研究以及含偶氮苯光敏聚合物特性的研究两个方面。

光镊自发明以来,在生命科学、材料科学等领域的研究中已得到了广泛的应用。对光阱本身的研究在实验和理论上也都有了很大的进展,但实验上对光阱横向力场完整的分布情况,研究仍不完善。

本文对光阱的横向力场分布的测量提出了一种新的方法——双光阱法,即利用光阱能够精确测力这一功能,运用校准的标尺光阱测量某一光阱的横向的力场分布。我们利用这种方法对半导体光阱的横向力场分布进行了实验研究,测出了三种功率下完整的横向力场分布,并得到符合理论计算的试验结果。

本文利用几何光学模型对光阱横向、纵向力场的空间分布情况进行了理论计算,得到了在横向外力作用下被光阱捕获的粒子要达到平衡,不但会在横向偏离光阱中心,而且纵向上也会有一定的偏移的结果。这与利用流体力学法测量光阱刚度时出现的粒子纵向偏移的结果相一致。从而指出了通常利用流体力学法测得的光阱刚度,不是同一水平面上的横向刚度,而是沿纵向平衡位置的刚度,但在离光阱中心不远的范围内 ( $<0.5r_b$ ),二者的差别很小,这样测量的刚度可以作为同一平面光阱刚度的好的近似。另外文中还从理论上解释了粒子纵向逃逸的原因,并指出了实验测量逃逸时的光阱力要明显小于最大横向光阱力。

首次将光镊技术引入到聚合物光敏材料的研究中,对含偶氮苯聚合物的弹性力进行了初步的测量。并对含偶氮苯光敏聚合物的光致形变特性进行了研究,试验中利用波长436nm和365nm两个偶氮苯基团的特征吸收光作为激发光,分别在两种激发光的照射下,观察含偶氮苯聚合物微米小球的光致形变变化特点,并对形变过程中的形变速率、形变量等参数进行测量,定量的分析了此聚合物的形变特点。

**关键词:** 光镊技术; 光阱力; 几何光学模型; 偶氮苯; 光致形变

## Abstract

The thesis involves the research of the distribution of optical trapping force in theoretically and experimentally, and the study of the photo-induced deformation and mechanical characteristic of the polymer containing azobenzene.

Since the optical tweezers invented, it has already been applied extensively in the biology, material science, etc.. The study for optical trap also has a great progress on experiment and theory. However, the complete distribution of the transverse force field of the optical trap is not measured experimentally, and in order to solve this problem we develop the double optical trap method, which measures the force distribution of an optical trap, using another optical trap as a ruler, whose force distribution had been calibrated. We utilize this method to measure the distribution of the transverse force field of a semiconductor laser trap under three powers, and the result is consistent with theoretic one.

Then we calculate the distribution of transverse and longitudinal force field of an optical trap using the ray-optical model. The result is that there is some displacement in longitudinal, when the sphere trapped deviates the center of the optical trap. This result is consistent with the experimental one utilizing hydrodynamics. And these verify the matter that it is not in the transverse plane when utilizing hydrodynamics to measure the transverse stiffness. However, when the distance between the center of the optical trap and the sphere is less than  $0.5r_b$ , the stiffness in a transverse plane and that along the path where the longitudinal force is in equilibrium is nearly same.

In addition, we study the photo-induced deformation characteristic of the polymer containing azobenzene. When using the wavelengths of 365nm and 436nm which are the absorption peak of azobenzene to irradiate the polymer, it will deform in size and shape, and these parameters such as rate and saturated quantity of deformation of polymer were measured. Then, with the help of the optical tweezers, mechanical characteristics such as elasticity of polymer containing azobenzene are

investigated too.

**Key words: optical tweezers; optical trapping force; ray-optics model;  
azobenzene; photo-induced deformation**

# 第一章 绪 论

光与物质相互作用的过程中不仅具有热效应、化学效应，还具有力学效应。早在 1968 年，苏联光谱学家 Letokhov 就首先提出利用光的力学效应来限制原子的思想<sup>[1]</sup>。1969 年，A. Ashkin 等人首次实现了利用激光驱动微米粒子。此后 Ashkin 又发现微粒会在横向被吸入光束（微粒的折射率大于周围介质的折射率）。在这些研究工作的基础上，Ashkin 提出了利用光压操纵微粒的思想，并用两束相向照射的激光，实现了对水溶液中折射率比水大的小球的捕获<sup>[2]</sup>，建立了利用光压操纵微粒的工具。1986 年，A. Ashkin 等人又发现，当单独一束高会聚激光照射到微小粒子上时，光场和粒子的相互作用可以形成稳定的三维光学势阱，它可以吸引微粒并把它局限在焦点附近，利用这一原理操控微小粒子的装置就被形象地称为光镊（或光阱，optical tweezers or optical traps）<sup>[2-4]</sup>。

光与物质相互作用中的力学效应，是通过动量的传递实现的。当光入射到物体上，将在物体界面处发生反射和折射。光子有动量，入射光束因反射和折射作用而产生动量的改变，改变的动量就传递给了物体。这种由于光辐射对物体产生的力常常表现为压力，因而称之为光辐射压力或简称光压。由于普通光的动量微乎其微，几乎不能引起可觉察的宏观力学效应，因此在激光出现之前，人们很少利用到光的动量。激光具有的高亮度和优良的方向性，使得光的力学效应明显的显现出来。光镊技术<sup>[1-4]</sup>正是利用激光的力学效应而发展起来的一种操控微小粒子的技术。由于光镊是用一束光形成的梯度力势阱来操控粒子的，因此光镊的正式名称为“单光束梯度力光阱”。

## 1.1 光镊的原理——单光束梯度力光阱

为了阐明梯度力的概念，我们以透明介质小球为模型<sup>[3]</sup>来进一步讨论光压对物体的作用，这里小球折射率  $n$  应大于周围媒质的折射率  $n_0$ 。选用透明介质小球作为模型，是考虑到球形物体的高度对称性便于讨论。为了形象的揭示出光束如何产生对微粒的束缚力，采用几何光学近似，通过考察光穿过介质小球的行为来

分析光作用于物体的力。

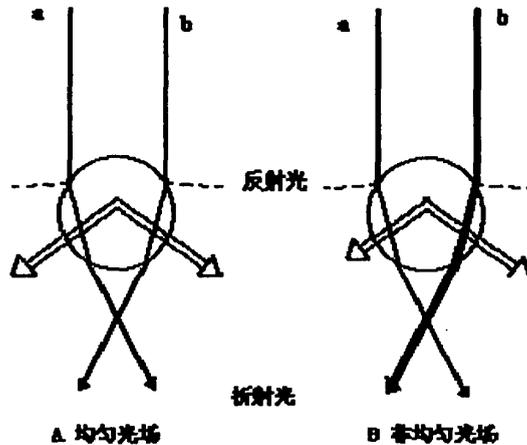


图 1.1 梯度力的产生

当一束光穿过这个小球时，由几何光学可确定光传播的路径。以  $a$ 、 $b$  两条光线为代表，光线在进入和离开球表面时产生折射（黑粗线表示）同时在表面也产生一定的反射（虚线表示）。若折射前所有的光线均沿  $Z$  方向传播，即光的动量是沿  $Z$  方向的，然而离开小球的光传播方向有了变化，也即光的动量有了改变。由于动量守恒，各束光施加给小球一个与它们动量改变等值，但反向的动量（图 1.1 中的空心线）。与之相应的有力  $F_a$  和  $F_b$  施加在小球上。若小球处于均匀光场中，则各束光给予小球的力在横向上将完全抵消。如图 1.1A 所示。如果小球处在一个非均匀的光场中，小球所受到的作用力在横向上就不会完全抵消。例如，小球置于如图 1.1B 中光自左向右增强的光场中。其结果是，与左边的光线  $a$  相比较，右边较强的光线  $b$  作用于小球，使小球获得较大的动量，从而产生较大的力（ $F_b$ ）。结果，射到小球上的所有光束的合力在横向上不再完全抵消。总的合力是把小球推向右边略偏下处。小球在这样一个非均匀（即强度分布存在梯度）的光场中所受到的是一个指向光最亮点的力。这种由于光场强度分布不均匀而产生的力，我们称之为梯度力。实际上，当光束入射到小球上时，除了产生梯度力外，还有光被反射而施加在小球上的力，这个力习惯上称之为散射力。

对于强会聚的激光束，如一束经过显微镜强聚焦的激光，照射到透明微粒上，激光束受到微粒的反射和折射作用，导致光束动量的改变。根据动量守恒原理，微粒的动量也发生相应的改变，即微粒受到光场的作用力，包括梯度力和散

射力。散射力，力的方向与光的传播方向一致，它趋向于使小球沿光束传播方向运动；梯度力，小球在焦点之外时，它指向光最亮处，表现为拉力，小球在焦点之内时，它也指向光最亮处，表现为推力。因此对于强聚焦的激光光场来说，处于光焦点附近的微粒都受到一个趋向于焦点的力，故在光焦点附近的微粒将会受到该回复力而被稳定的束缚于焦点附近。这样，一束高度会聚的光束便构成了三维空间的一个势场或势阱，能量最低处在焦点附近，这就是单光束梯度力光镊。单光束梯度力光镊主要靠光场梯度力作用来实现稳定捕获微粒，它的捕获条件为：光场处于强会聚状态，且光场中微粒受到的梯度力大于散射力。

由此可见，“光镊”其实是比拟宏观机械镊子对光势阱效应的一种形象描绘。在形成的光镊阱域（光镊作用区域）内，物体一旦落入这个区域就有自动移向光束中心的可能，表现出光镊具有“引力”效应。已经落入阱中的微粒，若没有强有力的外界扰动，物体将不会偏离光镊中心。由于各种外界作用或微粒自身运动等原因，微粒即使偏离了光镊中心也会很快恢复原位，所以光镊又酷似一个陷阱。

## 1.2 光镊的力学特点及力场分布

通过对光镊原理的介绍，我们对光镊捕获和操纵微小粒子的机理已有了清楚的认识。光镊的另一个重要的功能是作为微小力的探测器即作为力的探针，那么了解光镊如何测量力，以及光镊本身所具有的力场特点及其分布等就有着重要意义的。因为微小粒子在强会聚激光束的作用下被束缚在一个势阱中，即粒子会受到光阱力的作用，该阱力大小方向将随微粒在光镊中所处的位置而变。在围绕光镊中心的一定区域内，光镊束缚小球的势阱近似于简谐势阱<sup>[5-6]</sup>。当微粒偏离光镊的中心（即光镊阱位），就会受到一个指向该中心的光阱力，也就是说，光镊像是一个三维的弹簧。例如在  $x$  方向，微粒受到的光阱力  $F$  与它偏离光镊中心的位移  $x$  成线性关系，即

$$F = -k_x \cdot x \quad (1.1)$$

从上式我们不难发现光镊测力是通过在标定了被称为光阱刚度  $k_x$ <sup>[7]</sup> 的参数后，通过精确测量被捕获的微小粒子的偏移光阱中心的距离  $x$  而得到的，位移  $x$  的测量精度将影响到我们对光阱力的测量精度。目前在实验和理论上<sup>[8]</sup>针对光镊

的力学特点,开展了不少研究工作,并发展出了多种方法,通常有流体力学法、外加周期驱动力法、功率谱法、热运动分析法等<sup>[9-11]</sup>。同时从理论上初步得到了光阱横向和纵向上的对光阱力的分布特点:当微粒位于光阱中心的区域时,其所受的横向上的阱力与位移成线性递增的关系,在偏离中心的距离持续增大的时候,阱力随位移的增大非线性的增大,当与光阱中心的距离大约为被捕获微粒的半径时,光阱对微粒的光阱力达到最大值,继续增大偏离中心的距离,此时光阱力随着偏移量急剧减小。目前在实验上对横向阱力的分布研究仍不完善,如已有的方法中无法有效地测量出完整的光阱横向阱力的分布情况,大部分的测量集中于光阱中心附近的简谐区域。同时从光阱力的分布特点中,我们不难发现阱力的大小,不仅与被捕获小球距离光阱中心的位移有关,还与小球的大小有关。

目前我们在用光镊测量物体的作用力时,都是利用位于光阱中心附近的简谐区,这一区域有着易于测量的特点;而简谐区以外的整个阱力场的分布范围情况,由于还不甚了解,使光镊应用范围受到限制。为深刻认识光镊的力场特点,开拓光镊技术的应用范围,还需要进一步研究简谐区以外的大范围阱力场的分布情况。

### 1.3 光镊技术及其功能

自光镊问世以来,对目标物体进行非接触式的捕获和固定及精确的操作,和测量微小力的两大功能一直是光镊技术应用于各学科的优势所在。为了适应研究的需要,目前光镊技术已从微米精度的操控与探测发展到了纳米精度的操控与探测<sup>[12]</sup>。这一跨越的意义不仅仅是技术上迈入了一个新的高度,从光镊技术的实际应用来看,也因此有了质的变化,例如成为研究单个生物大分子在生命过程中行为的有效工具,一种重要的纳米生物技术,我们将其称之为纳米光镊技术<sup>[13]</sup>,其具有如下的特点:

1. 间接操控法,即采用光镊可以方便地操控的微米粒子作为所谓的“手柄”,将纳米量级的被研究对象粘附其上,光镊操控这样的“手柄”就相当于操控了此纳米量级的物体,从而使我们所能操控对象的尺度延伸到了纳米量级;

2. 通过对光镊系统的改造和纳米光镊技术的利用,光镊阱位或微粒的操控定位达到纳米精度,并且位移测量也达到纳米精度;

3. 结合光镊对微小力的测量范围从飞牛到数十皮牛的特点, 在精确测量了纳米位移的情况下, 实现对飞牛( $fN$ )到皮牛( $pN$ )量级的微小相互作用力的实时测量。

## 1.4 光镊系统的应用

### 1.4.1 在生命科学上的应用

光镊在它问世之初是被看作微小的宏观粒子(微米量级)的操控手段。光镊的发明人 Ashkin 当时就敏锐地觉察到光镊在生命科学中的意义, 他预言光镊“将细胞器从它们正常位置移去的能力, 为我们打开了精确研究细胞功能的大门”。<sup>[3]</sup>

目前在这一方面光镊技术利用其独特的功能和特点, 已取得了突破性的进展: 如通过光镊对单分子进行扭转、弯曲、拉伸等操作, 研究生物大分子的静态力学特性<sup>[14]</sup>; 研究生物大分子的动力学特性, 如利用光镊技术对动力原蛋白运动方式和步长、大分子——抗体抗原间的相互作用等的研究<sup>[15]</sup>; 分子水平上的特异性识别和生命过程的调控; 对生物大分子进行精细操作和纳米生物器件的组装<sup>[16]</sup>等。

### 1.4.2 在材料科学中的应用

1、分散体系的研究: 分散体系是相当广泛的一种物质体系, 对该领域的研究具有着非常广泛的应用意义。一直以来由于分散体系中分散相微粒的大小一般从纳米量级到微米量级, 且在分散介质(液体)中不停地做布朗运动, 因而很难对这些微粒个体的运动行为进行直接的实验研究。比拟于传统的实验方法, 光镊可以直接从粒子层次对分散体系的各种性质进行实验研究, 使人们可以更深入的理解分散体系各种宏观性质的内在规律。利用光镊技术, 可以精确地测量在液体中处于某一特定几何条件下粒子的扩散系数, 粒子与粒子之间、粒子与表面之间的流体动力学相互作用, 粒子之间的静电相互作用和空间、空位相互作用<sup>[17-21]</sup>等。

2、智能高分子材料的研究: 智能材料是二十世纪 90 年代迅速发展起来的一类新型复合材料, 能够识别环境刺激(光、电、热、磁等的作用), 并通过自身形态、尺寸、颜色或硬度等的变化作出响应<sup>[22]</sup>。偶氮苯聚合物作为光驱动的高分子材料的一种, 近年来, 其各种特殊性能引起了科学界的广泛兴趣。研究其

在激发光的照射下发生的光致形变<sup>[23-25]</sup>，以及引起形变的驱动力和机理，为光能直接转化为机械动力提供了一种有效的手段，同时由于其光诱导异构化反应特点，为光信息存储、光显示等方面提供了一类很有潜力的材料。目前这方面的研究主要集中在偶氮苯聚合物薄膜的研究中<sup>[26]</sup>。鲜有在微米尺度对偶氮苯聚合物的研究，而在如微型软机械等的研究中，微米尺度下的偶氮苯聚合物小球个体的研究将是必不可少的。从微米尺度出发实时研究单个偶氮苯聚合物小球力学特性的主要困难是如何实时地操控小球和测量光致伸缩产生的机械力。光镊为这类研究提供了一种可行的手段，使人们可以在微米尺度下研究此类聚合物的特点和形变的内在规律与表现。光镊技术非机械接触式的操控，对粒子周围的环境影响很小的特点，我们将可以对微米尺度实时观察偶氮苯聚合物单个小球在激发光照射下，光致形变中所表现出的力学特性、光机械现象以及形变率、速率等。

## 1.5 论文主要内容

本论文主要研究内容包括两个方面：光阱力学特性的研究和偶氮苯液晶光敏聚合物的研究。

第一部分是光阱力学特性的研究。

了解光阱的力学特性是利用光镊技术的重要依据，对其深入地研究将为更好的利用光阱，并解释其使用过程中出现的某些现象，例如在测量横向力的大小的时候，被捕获粒子所存在的纵向偏移的问题。在第二章中讨论的是利用双光阱法测量横向上光阱力场的分布，并将实验结果和已有的理论结果进行对比讨论。第三章从理论上研究，计算了小球被光阱的捕获的情况下，光阱空间阱力的分布情况，并通过对其的分析验证以往实验得到的横向力的分布。

第二部分是含偶氮苯光敏聚合物的研究。

作为一种新型材料，偶氮苯光敏聚合物越来越受到材料科学研究关注，结合光镊技术在微纳米量级上，操控粒子，精确测量位移和微小力的特点，在第四章中我们实时地研究在液体环境下，偶氮苯聚合物微米小球的光致形变的特点和相关的物理参数；利用光镊技术，研究偶氮苯液晶光敏聚合物受限状态下的光致形变特点，并初步研究其光致形变的力学特性。

## 参考文献:

1. C.Salomon, J.Dalibard, A.Aspect, H.Metcalf, and C.Cohen-Tannoudji, "Channeling atoms in a laser standing wave," *Phys.Rev.Lett.* 59, 1659-1662 (1987)
2. A.Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," *Phys.Rev.Lett.* 24, 156-159 (1970).
3. 李银妹, 《光镊原理、技术和应用》 中国科学技术大学出版社 1996.
4. A.Ashkin, J.M.Dziedzic, J.E.Bjorkholm, and S.Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Opt.Lett.* 11, 288-290 (1986).
5. 尹良红, 李银妹, 楼立人, 张达, 陈洪涛 空心新型光阱的实验研究, *中国激光*, 2003, 30(3):211-215
6. Robert M.Simmons, J.T.Finer, S.Chu etc. Quantitative Measurements of Force and Displacement Using an Optical Trap. *J. Biophysical Journal*,1996, 70:1813-1822
7. Amit D.Mehta, M.Rief & J.A.Spudich. Biomechanics,One Molecule at a time. *J. J.of Biological Chemistry*, 1999, 274:14517-14520
8. A. Ashkin. Forces of a single-beam laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys.J. [J]*, 1992,61:569-582
9. K.Berg-Srensen, H.Flyvbjerg, Power spectrum analysis for optical tweezers, *Rev.Sci.Instrum. [J]*, 2004,75:594~612
10. N.Malagnino, G.Pesce, A.Sasso, et al., Measurements of trapping efficiency and stiffness in optical tweezers, *Optics Communications [J]*, 2002,214:15-24
11. K.Visscher, S.P.Gross, and S.M.Block, Construction of multiple-beam optical traps with nanometer-resolution position sensing, *IEEE, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics[J]*, 1996,2:1066-1076
12. Klony Lieberman, Nily Ben-Ami, Aaron Lewis. A fully integrated near-field optical, far-field optical, and normal-force scanned probe microscope. *Review of Scientific Instruments*, 1996, 67(10):3567-3572
13. 李银妹, 楼立人 纳米光镊技术——新兴的纳米生物技术, *激光与光电子学进展*, 2003, Vol.40 No.1 p1-5
14. C. Bustamante, S. Smith, J. Liphardt, D. Smith. Single-Molecule Studies of DNA Mechanics.

- Current Opinion in Structural Biology 2000,10:279-285
15. Svoboda K, Schmidt CF, Schnapp BJ, Block SM Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. *Nature*, 1993,365:721-727.
  16. Y. Arai, R.Yasnda, K.I. Akashi, et al. Tying a molecular knot with optical tweezers. *Nature*, 1999, 399:446-448
  17. B.H.Lin, J.Yu, and S.A.Rice, "Direct measurements of constrained Brownian motion of an isolated sphere between two walls," *Phys. Rev. E* **62**, 3909-3919 (2000).
  18. J.C.Crocker, and D.G.Grier, "When like charges attract: The effects of geometrical confinement on long-range colloidal interactions," *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1897-1900 (1996).
  19. A.D.Dinsmore, A.G.Yodh, and D.J.Pine, "Entropic control of particle motion using passive surface microstructures," *Nature* **383**, 239-242 (1996).
  20. R.Verma, J.C.Crocker, T.C.Lubensky, and A.G.Yodh, "Entropic colloidal interactions in concentrated DNA solutions," *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4004-4007 (1998).
  21. J.C.Crocker, J.A.Matteo, A.D.Dinsmore, and A.G.Yodh, "Entropic attraction and repulsion in binary colloids probed with a line optical tweezers," *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4352-4355 (1999).
  22. M. V. Gandhi, B. S. Thompson, "*Smart Materials and Structures*", Chapman & Hall, London 1992.
  23. H. Finkelmann, E. Nishikawa, G. G. Pereira, M. Warner *Phys. Rev. Lett.* **2001**, *87*, 015501.
  24. P. M. Hogan, A. R. Tajbakhsh, E. M. Terentjev *Phys. Rev. E* 2002, *65*, 041720.
  25. M.-H. Li, P. Keller, B. Li, X. Wang, M. Brunet *Adv. Mater.* 2003, *15*, 569.
  26. Yanlei Yu, Makoto Nakano, Tomiki Ikeda *NATURE*, 2003, 425:145

## 第二章 光阱横向力场的实验研究<sup>[1]</sup>

光镊不仅是捕获和操控微小物体的有效手段,同时也是力学传感器和测力工具。光镊测量微小力<sup>[2-4]</sup>是基于以下原理:微小粒子在强会聚激光束光场的作用下,会受到光阱力的作用,该阱力随微粒在光镊中所处的位置而变。当微粒偏离光镊的中心时,就会受到一个指向该中心的光阱力,也就是说光镊像是一个三维的弹簧。在围绕光镊中心附近的区域内,光镊束缚小球的势阱近似于简谐势阱<sup>[5-6]</sup>。例如在  $x$  方向,微粒受到的光阱力  $F$  与它偏离光镊中心的位移  $s$  成线性关系,即

$$F = -k_x \cdot s$$

在该线性范围内,光镊的性质只用一个比例常数——光阱刚度  $k_x$  来表征<sup>[7]</sup>。而当偏离的范围超过此区域时,光阱力与位移的关系将不再符合线性关系,我们此靠近光阱中心且阱力与位移成线性关系的区域称为简谐区,位于简谐区之外的区域称作外缘区。

目前人们已在实验和理论上对光阱力场开展了不少研究,主要集中于横向上的分布。在理论计算上 A. Ashkin 等<sup>[8-9]</sup>对此进行了深入地研究,通过数值模拟发现:阱力的大小将随着偏离光阱中心距离的增大,先是逐渐增大,至一峰值后快速减小。而在实验中通常的研究阱力的方法有流体力学法、外加周期驱动力法、功率谱法、热运动分析法等<sup>[10-12]</sup>,其中前两种均须施加一个外力,因而他们测量的光阱空间范围都不能超过峰值阱力的位置,即无法测出外缘区的力场分布状况;后两种方法是基于对热运动的分析,虽然原则上可以测得全范围的光阱势场与位移的关系,但由于粒子位置的几率分布遵循 Boltzmann 统计,出现在外缘区的几率很小,要得到完整的阱力分布,需要长时间的数据采集,因而在具体的实验中,后二种方法实际上也仅限于光阱简谐区阱力分布的测量。

目前可以研究光阱外缘区力场分布的方法主要有 Robert M. Simmons<sup>[6]</sup>等利用声光调节器和四象限探测器技术相结合的方法和 M. Capitanio<sup>[13]</sup>等利用微分干涉(differential interference contrast, DIC)的方法。他们的方法均是基于对小

球自由陷入光阱中心的运动轨迹的分析,得到小球位移与速度、阱力、势能等的关系。上述测量虽然给出了简谐区以外的光阱外缘区中的力场分布,但在陷入过程中,随着粒子偏移光阱中心距离的增大,其所受的阱力逐渐减小,以致布朗运动对粒子运动轨迹有相当大的干扰,影响测量精度并缩小了测量范围。

为了完整地描述光阱的力学特性,需要发展新的有效方法从实验上绘出外缘区光阱力和位移的关系,从而描绘出整个光阱区域阱力和位移的关系。本章我们提出了一种利用双光阱的新测量方法,并结合 CCD 图像采集系统和四象限探测系统(quadrant photodiode detector ,QD)测量了光阱外缘区的横向力场分布;再通过流体力学法测量得到简谐区阱力分布,从而完整地描述光阱力的分布。

## 2.1 双光阱法测量光阱力场

首先对利用双光阱法测量光阱力场分布,主要是横向上的分布作一说明。当两个不同波长的激光束形成的独立光阱相互叠加时,由于这两个光阱之间不存在干涉现象,它们共同作用于同一小球时,小球受到的力可以认为是两个光阱单独时施加给小球的力的线性叠加。如图 2.1 所示,小球在两个相距为  $S$  的光阱  $J_1$ 、 $J_2$  的共同作用下达到平衡时,小球距离光阱  $J_1$  中心的位置为  $s$ , 距离光阱  $J_2$  中心的位置则为  $x = S - s$ 。此时光阱  $J_1$ 、 $J_2$  各自施加到小球上的阱力相等,即

$$f_{J_1}(s) = f_{J_2}(x)$$

由于对简谐区范围的阱力分布测量方法比较成熟,这时可事先对光阱  $J_1$  简谐区内的阱力和位移的关系  $f_{J_1} = f_{J_1}(s)$  作精确的测量校准,将其作为标尺光阱。当对光阱  $J_2$  阱力进行测量时,可以通过调节打

开光阱  $J_1$ 、 $J_2$  的顺序,使被两个光阱共同作用下处于平衡的小球,始终

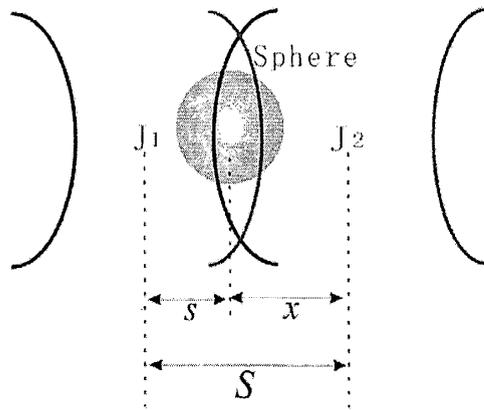


图 2.1. 双光阱法捕获小球的示意图

位于光阱  $J_1$  的简谐区内, 此时通过测量小球所受到光阱  $J_1$  的阱力, 就可得到光阱  $J_2$  作用在小球上的阱力。改变  $S$ ,  $s$  也随之而变, 利用上述方法就可得到小球在光阱  $J_2$  中受到的阱力与小球离  $J_2$  中心距离的关系  $f_{J_2}(x) = f_{J_2}(s)$ , 也即待测光阱  $J_2$  的力场分布。

以上即是双光阱法测量光阱力场的主要原理, 其主要用于测量偏离光阱中心距离较大的光阱外缘区的光阱力场分布。如要完整的描述出光阱力场的分布, 还需要对光阱中心附近的简谐区力场分布进行测量。对于此区域的力场分布, 目前有较多完善的方法如流体力学法、外加周期驱动力法、功率谱法、热运动分析法。

实验中我们采用比较成熟的流体力学法, 测量光阱简谐区的力场分布。当光阱捕获一个小球时, 无外力的情况下, 其将处于光阱的中心。当有一外力  $F$  的作用于此小球时, 它在外力  $F$  的作用下将偏离光阱中心, 此时小球不仅受到外力  $F$  的作用还受到光阱力  $F_{trap}$  的作用。当  $F$  和  $F_{trap}$  相平衡时, 小球将偏离光阱中心  $s$ , 通过对作用于小球的外力  $F$  的测量, 可以推算出光阱力  $F_{trap}$ , 从而描述出  $F_{trap}(s)$  和小球偏离光阱中心位移  $s$  的关系。流体力学法中外力  $F$  为小球在液体中运动中所受到的流体粘滞力  $F_{vis} = 6\pi a v \eta$ , 其中  $\eta$  是流体的粘滞系数,  $a$  是粒子的半径,  $v$  是粒子相对于流体的速率。

## 2.2 双光阱实验装置

实验操作是在如图 2.2 所示的双光阱系统上进行的。下面对这一系统作一简单介绍:

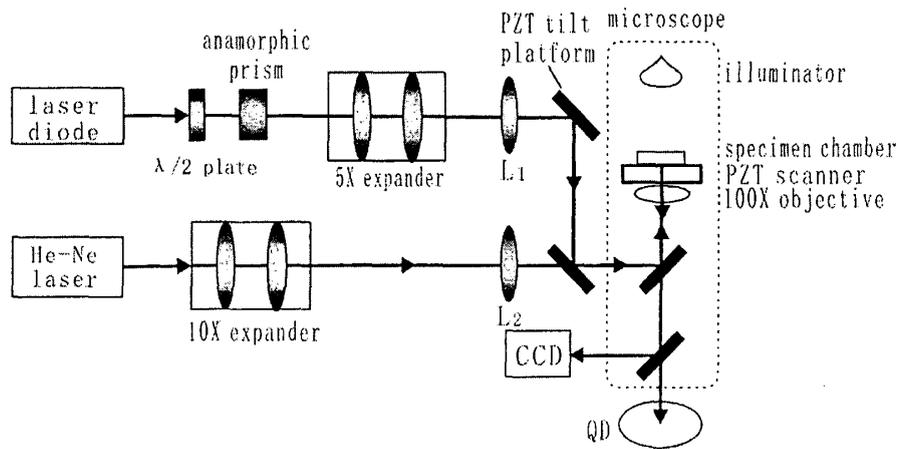


图 2.2 双光阱实验装置图

### 2.2.1 光路部分

波长  $632.8\text{nm}$  的 He-Ne 激光器 (10mw, Polarized, Coherent, USA) 和波长  $810\text{nm}$ , 功率连续可调的半导体激光器, 分别作为产生光阱所需的光源。它们出射的光束经各自光路的整形棱镜和扩束器等的调节后, 分别经过用以匹配激光束与物镜的会聚透镜  $L_1$  ( $f = 750\text{mm}$ ) 和  $L_2$  ( $f = 250\text{mm}$ ), 再由双色反射镜耦合进入倒置生物显微镜 (Olympus IX70) 中, 经 100 倍油浸物镜 (N.A=1.35) 强会聚到样品池中, 从而分别形成实验所用的两路独立光阱。

### 2.2.2 操控和探测部分

操纵部分上, 系统提供了主动操控和被动操控两种方式。其中亚纳米精度的压电扫描平台 (P-517.3CL, PI, German) 作为被动操控的驱动机构, 通过移动样品池的位置而达到对光阱的相对操控, 其操控的精度为  $1\text{nm}$ , 移动范围为  $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ 。与此同时放置于半导体光路中的压电扫描转镜 (S-330.30, PI, German) 作为主动操控的驱动机构, 可用来主动移动半导体光阱的阱位, 从而改变二个光阱间的间距, 其最小扫描精度为  $0.05\mu\text{rad}$ , 扫描范围为  $2\text{mrad}$ 。

通过对测量原理的分析, 利用光镊技术去精确定位微粒的位置和测量微小力的大小, 其关键在于对位移的精度测量。本系统中设置有两套探测系统, 分别是: 四象限探测系统 (S1557, Hamamatsu, Japan) 和 CCD 图像采集系统 (CoolsnapCF mono camera, USA)。

(1) 四象限探测器系统：其核心部件是四分光电管 (split-quadrant photodiode)，它的感光靶面由完全相同的四个面元组成，如图 2.3 所示。四象限探测器被安装在显微镜机体上端的 CCD 通道上，它的探测靶面被调整到显微镜的成像高度附近。当小球成像到靶面上时，四个面元感受到的光强信号通过光电转换和信号采样放大最终分别被转换为四路电压信号。在小球像正好处于靶面正中心时，四个面元接收到同样强度的光，此时最终的四个输出电压相同。而微米小球在水平方向位置变动时，靶面上小球像的位置也会发生变化，导致照射在四象限探测器靶面上的光强分布发生变化，从而将使最终输出的电压信号发生变化。

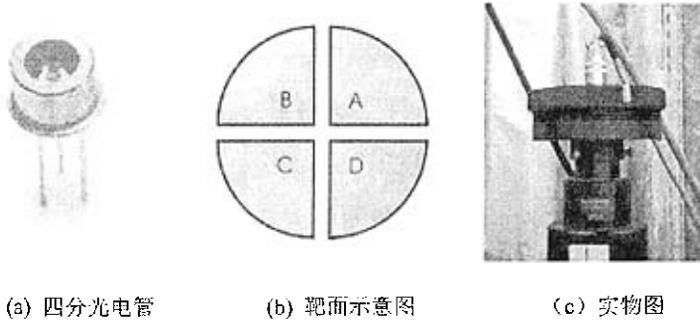


图 2.3 四分光电管、靶面示意图和实物图

通过对四路输出电压信号的分析 and 处理可以提取出小球的位置变化信息，实现纳米量级的水平位移探测。

$$U_x = \frac{A + D - B - C}{A + B + C + D}$$

$$U_y = \frac{A + B - C - D}{A + B + C + D}$$

$$U_z = A + B + C + D$$

其中：A, B, C, D 分别代表的是探测器最终的四路输出电压信号； $U_x$ 、 $U_y$  分别代表像的位置信号在 x、y 轴上的分量，反映了小球的水平运动情况； $U_z$  用于抑制由于光场波动带来的误差。该方法的空间分辨率达 1nm，时间分辨率达到 0.1 毫秒以上。

(2) CCD 图像采集系统：利用 CCD 相机拍摄微米小球运动的过程，获得

小球运动的动态图像序列，其中每一帧图像都包含了相应时刻的小球位置信息。采用相关运算图像分析法，用相关图的特征位置（如极值点或灰度重心）来表征小球的位置，此方法以整个样品像为信息来源，利用了图像所包含的位移信息，有效地抑制了杂波信号和非目标信号的影响，可以实现高精度的位移测量（见附录 1）。

该方法中采用计算机控制的 CoolSnapCF(mono camera, USA)科研型 CCD，如图 2.4 所示。并在 CCD 通道中加入滤色片，用以滤去背向散射激光从而可得到小球清晰的像。

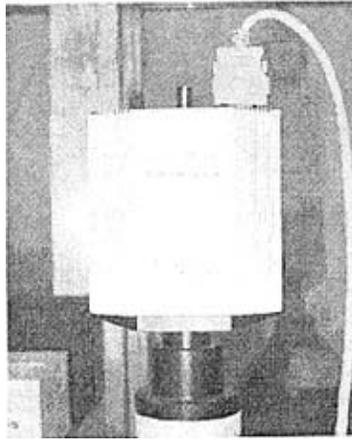


图 2.4 CCD 摄像机 (CoolsnapCF mono camera, USA)

CCD 图像相关分析法是基于动态图像处理。这种方法的空间分辨率可达 0.3nm。

## 2.3 实验操作

为完整的测量出光阱力场的分布情况，我们分两步测量。1、利用流体力学法对半导体光阱的简谐区力场进行测量；2、利用双光阱法测量半导体光阱的外缘区力场分布。实验中所用样品为悬浮于水中的  $1\mu\text{m}$  聚苯乙烯小球 (Duke Scientific, USA)。

### 2.3.1 简谐区的测量

对于半导体光阱简谐区的力场分布的测量，我们利用的是流体力学的方法。

在实验中先让 PZT 压电平台带动样品池作往复匀速率的水平运动，此时被光阱捕获的小球将会以同样的速率相对流体运动。由于粒子在液体中的运动，其将受到来自液体的流体粘滞力  $F_{vis} = 6\pi a v \eta$ ，这即是施加与粒子上的外力。在外力的作用下小球将偏移光阱中心的位置，此时小球还将受到光阱力  $F_{trap}(s)$ ， $s$  为粒子偏离光阱中心的距离。当  $F_{trap}(s) = F_{vis}$  时，粒子将处达到平衡。通过调节平台的运动速度将可以改变被捕获小球相对流体的运动速度，其中平台往复运动速度  $v$  从零开始，每次增加  $\Delta v = 6\mu\text{m/s}$ ，一直增加到小球在光阱中的逃逸速度  $V_{critical}$ ，此时粒子所受到的光阱力  $F_{trap}(s)$  无法在与流体粘滞力  $F_{vis}$  相平衡。

在实验中对每一给定的平台往复运动速度  $v$  的情况下，CCD 都将拍摄 1000 张被捕获小球的运动过程图像。利用相关运算图像分析法对采集到的图像进行处理，提出每一帧图像包含的相应时刻小球的位置信息，从而可以得到在不同往复运动速度下，往复运动速度  $v$  和小球偏移光阱中心位移  $s$  的关系图，通过  $F_{vis} = 6\pi a v \eta$  和  $F_{trap}(s) = F_{vis}$ ，得到简谐区的力场分布  $F_{trap}(s)$ 。图 2.5 中给出了在流体力学方法中，对 CCD 拍摄的含有粒子位置信息的图像处理后，所反映出的粒子在运动过程中两个平衡位置情况，横坐标为 CCD 采集图像的序号，纵坐标表示的是小球不同时刻所处的位置（以像素为单位，其中一个像素等价于  $60\text{nm}$ ）。

实验中被捕获小球处于离底面  $10\mu\text{m}$  的地方，这时可忽略样品池底面与小球间的流体动力学相互作用。

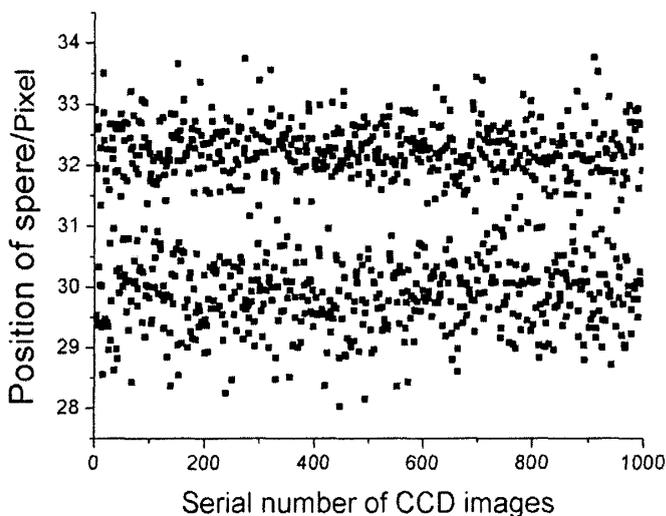


图 2.5 CCD 记录下粒子在流体力学测量中的两个平衡位置的情况

### 2.3.2 光阱外缘区力场分布的双光阱法测量

接着将利用双光阱法对光阱外缘区力场分布进行测量。首先要将半导体光阱中心调至与 He-Ne 光阱中心重合，以此作为光阱间横向间距的原点。我们利用四象限探测技术 (QD) 和 CCD 图像分析的方法来确定光阱位置，当只将 He-Ne 光阱施加于小球时，改变 He-Ne 光阱的位置从而可以改变被其捕获的小球位置，使 QD 的四个靶面吸收小球背散到靶面的 632.8nm 激光相等，即此时 QD 的四个靶面信号输出相同。再将半导体光阱施加到小球上，小球将受到两个光阱的共同作用，通过微调半导体的光路，使四象限探测器(QD) 四个靶面的输出信号再次相等，并且此时被两个光阱同时捕获的小球要与只有被 He-Ne 光阱捕获时所成的像一致，这时半导体光阱中心与 He-Ne 光阱中心重合。

将两个光阱中心调至重合后，调节 PZT 转镜将半导体光阱相对 He-Ne 光阱移动距离  $S$ 。先撤去半导体光阱，使小球被 He-Ne 光阱捕获并处于一平衡位置，利用 CCD 采集 1000 张图像，之后再加上半导体光阱，此时处于两光阱的共同作用下的小球将达到一个新的平衡位置并满足  $f_{\text{半导体}}(x) = f_{\text{He-Ne}}(s)$ ，再采集 1000 张图像。对这 2000 张图像进行分析将得到小球前后两个平衡位置间的距离  $s$ 。图 2.6 给出了当两个光阱相距约为 600nm 时，CCD 记录的两个平衡位置情况，

横坐标为 CCD 采集图像的序号，纵坐标表示的是小球不同时刻所处的位置（以像素为单位，其中一个像素等价于  $60\text{nm}$ ），通过计算图中二个平衡位置的差值可以得到小球偏移 He-Ne 光阱中心的距离  $s$ 。平衡位置处的热噪声所造成误差为  $10\text{nm}$ 。不断调节 PZT 转镜变换两个光阱的间距  $S$ ，重复上述操作，从而得到此时半导体光阱阱力和位移的关系  $f_{\text{半导体}}(x)$ 。综合光阱简谐区和外缘区的测量结果，我们就可以得出比较完整的光阱横向力场的分布。

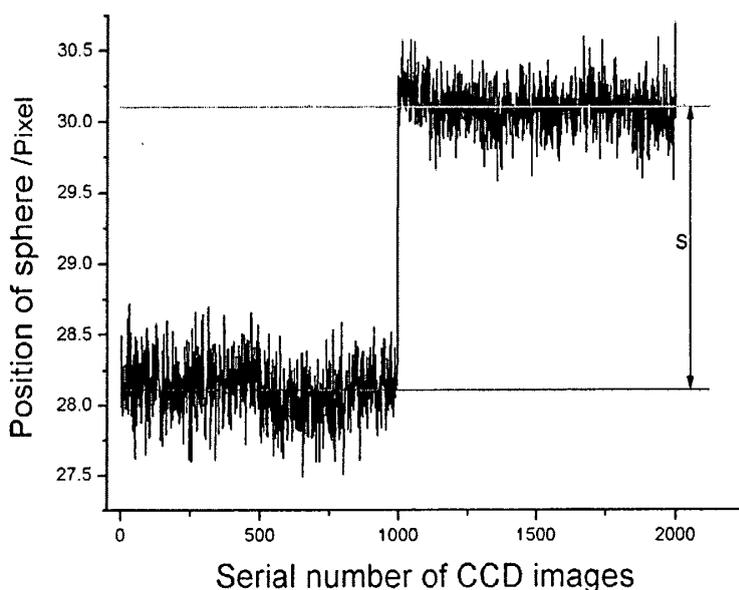


图 2.6 CCD 记录的小球两个平衡位置

（图中  $s$  是小球两个平衡位置间的距离）

## 2.4 结果与讨论

利用上面介绍的双光阱法，我们分别对半导体激光功率为  $11.4\text{mw}$ ， $14\text{mw}$ ， $17.1\text{mw}$  的光阱横向力场分布状况进行了测量，由于所用半导体激光器所发出的激光光束质量比 He-Ne 激光光束质量要差，致使两种光阱在同等功率下的刚度<sup>[11]</sup>相差很大，所以半导体激光器在此三个功率下，通过前文的实验操作可保持小球的稳定平衡位置始终位于标尺光阱的简谐区。实验结果如图 2.7 所示，随着功率

的增大阱力的最大值是递增的,但不同功率下阱力峰值的位置基本上都出现在距离光阱中心约 $0.5\mu\text{m}$ 处,即所被捕获的小球的半径处,在光阱中心区附近存在着较好的线性,这些基本特点与 Ashikin 等<sup>[8,16]</sup> 利用几何光学近似模型计算单光阱横向力场分布的结果符合较好(具体的理论计算可见第三章)。

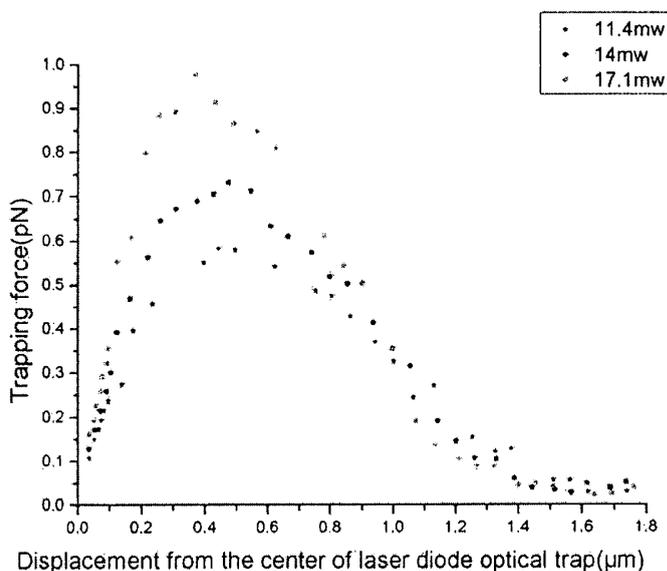


图 2.7 不同功率下半导体光阱的横向力场分布

但实验结果和理论也存在一些差异,实验测量的光阱外缘区阱力随位移逐渐递减的速率要比理论计算的结果缓慢。这一方面是由于现有的可以与之相比的理论计算结果是采用了几何光学近似模型(粒子半径比光的波长长很多),如上文提及的文献[8]的结果。而本实验中两种光阱的光源波长为 $633\text{nm}$ 和 $810\text{nm}$ ,所用小球为直径为 $1\mu\text{m}$ 小球,几何光学模型并非是很好的模型。而波动光学模型(粒子半径与光波长差不多或远小于光波长)由于计算过于复杂,目前还没有很好的结果给出。所以把几何光学模型的理论计算结果作为比较的依据,是造成实验和理论在某些方面不相符的原因之一。另一方面,从实验的角度,现有的各种测量方法都作了近似,本实验也是基于这样的近似。实际上,尹良红、鲍建华等<sup>[5,14-15]</sup>均观察到在一定流速的流体中,光阱捕获的小球在偏离光阱中心并处于平衡位置时,各个平衡位置并非在同一平面上。目前在用流体力学法测量光阱阱力时,都忽略了这一点。本实验中小球在双光阱的共同作用下,平衡位置同样也

产生了纵向的偏离,如图 2.8 所示,随着二光阱间距  $S$  的逐渐增大,小球不仅有横向位移,而且同时有纵向位移,该纵向位移先是逐渐增大再缓慢变小。因而,本实验测量的结果并非严格在同一横向平面上的光阱力场分布状况。本研究也为光阱力测量中纵向位移的影响提供了新的实验依据。如何控制小球的纵向位置,使测量的结果是真正在同一平面上的,是阱力测量中共同存在的,有待解决的问题。解决这问题需要从光阱力的理论计算和实验测量二方面进行深入的研究。

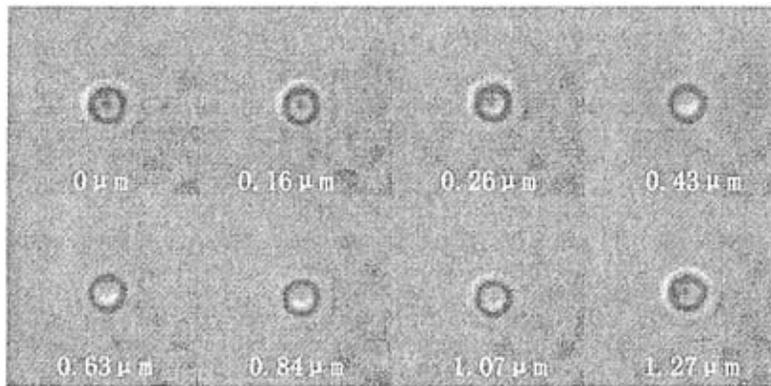


图 2.8 两光阱间距不同时的小球成像  
(图中标出了小球相对半导体光阱中心的横向距离)

## 2.5 结语

本章提出的双光阱法为测量光阱外缘区力场的分布提供了一种新途径。利用此方法成功的对半导体光阱中  $1\ \mu\text{m}$  聚苯乙烯小球受到的光阱力场的分布进行了实验研究,测出了三种功率下完整的横向力场分布,实验结果较好的符合理论计算,表明了这是一种切实可行的方法。通过对实验结果与理论存在部分偏差的原因进行的讨论,指出了除与我们所引用的理论计算采用的近似模型与我们实验中的条件有差异外,实验上主要与双光阱法测量横向力场过程中粒子同时存在纵向位移有关。

## 参考文献:

1. 王忠, 李银妹, 楼立人, 王浩威, 龚鏊 双光阱法测量光阱横向力场分布, 中国激光, 2006, 33(2): 195-198
2. Finer, J. T., Simmons, R. M. and Spudich, J. A. Single myosin molecule mechanics: piconewton forces and nanometre steps. *J. Nature*, 1994, 368: 113-119
3. H.L. Guo, X.C Yao, Z.L Li. et al. Measuring displacement and force applied on particles in optical tweezers. *J. Science in China (A)*, 2002, 32(2): 97-102
4. 李银妹 《光镊原理、技术和应用》, 中国科学技术大学出版社
5. 尹良红, 李银妹, 楼立人, 张达, 陈洪涛 空心新型光阱的实验研究, 中国激光, 2003, 30(3): 211-215
6. R.M.Simmons, J.T.Finer, S.Chu, et al. Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap, *Biophys.J. [J]*, 1996, 70: 1813-1822
7. Amit D.Mehta, M.Rief & J.A.Spudich. Biomechanics, One Molecule at a time. *J. J. of Biological Chemistry*, 1999, 274: 14517-14520
8. A. Ashkin. Forces of a single-beam laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys.J. [J]*, 1992, 61: 569-582
9. K.F.Ren, G.Grenan, and G.Gouesbet, Prediction of reverse radiation pressure by generalized Lorenz-Mie theory, *Applied Optics. [J]*, 1996, 35: 2702-2710
10. K.Berg-Srensen, H.Flyvbjerg, Power spectrum analysis for optical tweezers, *Rev.Sci.Instrum. [J]*, 2004, 75: 594-612
11. N.Malagnino, G.Pesce, A.Sasso, et al., Measurements of trapping efficiency and stiffness in optical tweezers, *Optics Communications [J]*, 2002, 214: 15-24
12. K.Visscher, S.P.Gross, and S.M.Block, Construction of multiple-beam optical traps with nanometer-resolution position sensing, *IEEE, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics [J]*, 1996, 2: 1066-1076
13. M.Capitani, G.Romano, R.Ballerini, et al., Calibration of optical tweezers with differential interference contrast signals, *Rev.Sci.Instrum. [J]*, 2002, 73: 1687-1696
14. J.H.Bao, Y.M.Li, L.R.Lou, et al. Information entropy method for measuring the axial displacement of a bead and its application to analyzing the trapping force of optical trap, *Proc.*

of SPIE[C], 2005,5637:305-312

15. 鲍建华,龚鑫,陈洪涛, 粒子的轴向位移对光阱力学参数标定的影响, 中国激光[J], 2005, 32(10):1421-1424
16. R.Gussgard, T.Lindmo, and I.Brevik, "Calculation of the trapping force in a strongly focused laser beam," J. Opt. Soc. Am. B 9, 1922-1930 (1992).

## 第三章 光阱刚度标定中纵向偏移的理论研究

在第二章中我们详细地研究了光阱横向力场的分布情况,并在实验上对此进行了研究,实验中观察到测量时粒子纵向位置存在偏移的问题。鲍建华、尹良红<sup>[1-3]</sup>等利用流体力学法测量横向光阱刚度等实验中也曾发现此类的问题。这一现象意味着我们目前利用流体力学法<sup>[4]</sup>等所作的实验,测量的并非是某一固定横向平面上的光阱力分布,在测量的过程中不仅有横向位移还存在轴向的位移,用这种方法所标定的光阱横向刚度,也就不是通常认为的同一横向平面上的刚度。鉴于光阱刚度是光阱最重要的参数之一,对它的准确测量十分重要,因此有必要在理论计算上对此现象作深入的分析。

本文利用几何光学模型(Ray Optics model)<sup>[5-9]</sup>,从以往对某一平面而横向位置不同的横向力分布进行计算的基础上,拓展到计算空间不同位置处的横向、纵向光阱力分布情况。通过对空间上纵向力分布情况的研究,分析纵向光阱力的平衡位置随小球偏离光阱中心的距离而变的规律;并对空间上纵向光阱力平衡位置处的横向光阱力分布情况的研究,从理论对此现象进行讨论解释。

### 3.1 光阱作用力计算方法

光阱作用力的理论计算研究,一般有两种模型:几何光学模型(Ray Optics model),简称 RO 模型;和波动光学模型,即电磁学模型(electromagnetic model),简称 EM 模型<sup>[10-13]</sup>。下面首先对这两种模型下计算光阱作用力的原理作一介绍。

#### 3.1.1 几何光学模型

在粒子半径比光波长大很多的情况下,几何光学模型是一个好的近似<sup>[6]</sup>。在这一近似下,可以将入射光看成是由许多光线组成的光束,而光阱对粒子的作用力可以看成所有光线对粒子的作用力之和。

在 RO 模型中,一条光线入射到透明粒子(小球)上的折射和反射情况如图 3.1 所示。具有功率  $P$  的光线以入射角  $\theta$  入射到小球上时,将会发生部分反射和折射,折射角为  $r$ 。因此,散射光(包括反射光和在小球内部多次反射后的折射

光) 的功率分别为  $PR, PT^2, PT^2R, \dots, PT^2R^m, \dots$ 。其中  $R$  和  $T$  分别为光强的反射和透射系数; 这些散射光与入射光方向的夹角分别为  $\pi+2\theta, \alpha, \alpha+\beta, \dots, \alpha+m\beta$ 。因此在入射光方向—— $Z$  方向上, 小球单位时间内所受到的动量变化可由动量定理表示为:

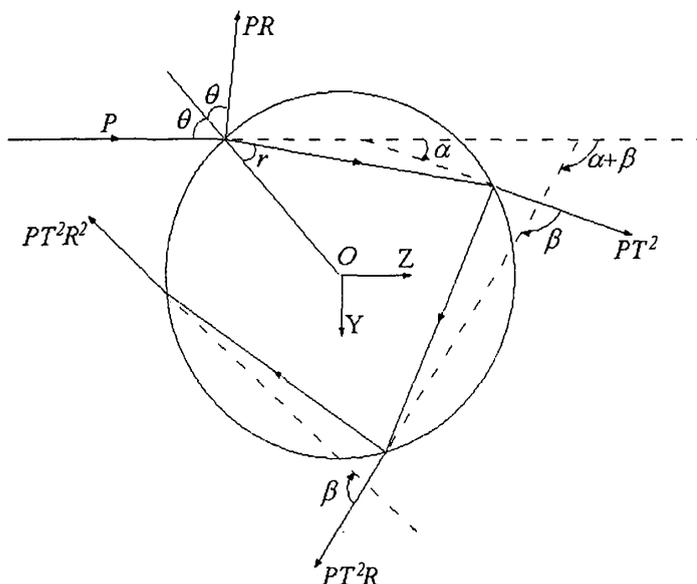


图 3.1 功率为  $P$  的入射光线入射到小球上的散射情况<sup>[4]</sup>  
其中反射光的功率为  $PR$ , 多次折射的光线功率为  $PT^2R^m$ 。

$$F_z = \frac{nP}{c} - \left[ \frac{nPR}{c} \cos(\pi + 2\theta) + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{nP}{c} T^2 R^m \cos(\alpha + m\beta) \right] \quad (3.1)$$

利用公式变换可对上式进行化简:

$$\begin{aligned} 2R \cos \beta \sum_{m=0}^{\infty} R^m \cos(\alpha + m\beta) &= \sum_{m=0}^{\infty} R^{m+1} [\cos(\alpha + m\beta + \beta) + \cos(\alpha + m\beta - \beta)] \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos(\alpha + m\beta) + \sum_{m=0}^{\infty} R^{m+2} \cos(\alpha + m\beta) + R \cos(\alpha - \beta) \end{aligned} \quad (3.2)$$

可以得到

$$\begin{aligned}
& (1 + R^2 - 2R \cos \beta) \sum_{m=0}^{\infty} R^m \cos(\alpha + m\beta) \\
&= \sum_{m=0}^{\infty} R^m \cos(\alpha + m\beta) + \sum_{m=0}^{\infty} R^{m+2} \cos(\alpha + m\beta) \\
& - \left[ \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos(\alpha + m\beta) + \sum_{m=0}^{\infty} R^{m+2} \cos(\alpha + m\beta) + R \cos(\alpha - \beta) \right] \\
&= \cos \alpha - R \cos(\alpha - \beta)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

这样，小球在 Z 方向所受的力可以写成：

$$F_z = \frac{nP}{c} \left[ 1 + \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos \alpha - R \cos(\alpha - \beta)]}{1 + R^2 - 2R \cos \beta} \right] \tag{3.4}$$

由几何关系可以得到  $\alpha = 2\theta - 2r$ ， $\beta = \pi - 2r$ 。

因而有：

$$F_z = \frac{nP}{c} \left[ 1 + \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right] \tag{3.5}$$

式 (3.5) 给出小球这部分的受力和光线传播方向相同，一般叫做散射力，同理可以得到 Y 方向的小球受力为

$$F_y = \frac{nP}{c} \left[ R \sin(2\theta) - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2r) + R \sin 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right] \tag{3.6}$$

这部分小球受力与光线传播方向垂直，一般叫做梯度力。

这样，单条光线入射到小球上对小球的作用力可以用上述的解析表达式来计算，而整个光束对小球的作用力可以通过计算每条光线对小球的作用力再求积分而得到。

本章中我们采用了几何光学模型来分析光阱中粒子所受的阱力情况。对明显比光波长大的粒子，RO 模型是很合适的近似，即使对大小接近波长的粒子计算结果也有参考价值。

### 3.1.2 波动光学模型

当粒子大小接近或小于光波长，几何光学近似已不再适用时，此时应该利用波动光学模型来讨论光与小球的相互作用。波动光学模型可以简要概述如下。

在波动光学理论中，光场具有一定的电磁场分布，由于电磁场对带电粒子的作用力为  $\mathbf{f} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ ，可以得到电磁场对一个具有偶极矩密度为  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  的体

积元的作用力为<sup>[10,11]</sup>:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla) \mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \times \mathbf{B}_m(\mathbf{r}, t) \quad (3.7)$$

其中  $\mathbf{E}_m$  和  $\mathbf{B}_m$  为介质中的电场和磁场强度。偶极矩密度由  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_m \alpha \mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t)$  给出, 其中  $\alpha$  为极化率, 介质的介电常数为  $\varepsilon_m = n_m^2 \varepsilon_0$ 。利用恒等式  $(\mathbf{E} \cdot \nabla) \mathbf{E} = \nabla(\mathbf{E}^2/2) - \mathbf{E} \times (\nabla \times \mathbf{E})$  和麦克斯韦方程  $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ , 可将 (3.7) 式变为<sup>[14]</sup>:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = \alpha \varepsilon_m \nabla(|\mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t)|^2/2) + \alpha \varepsilon_m \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}_m(\mathbf{r}, t)] \quad (3.8)$$

玻印廷矢量  $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = n_m \varepsilon_0 c^2 [\mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}_m(\mathbf{r}, t)]$  表示光传播方向的能量传播, 它的模的时间平均就是光强  $I(\mathbf{r})$ :

$$I(\mathbf{r}) = \langle |S(\mathbf{r}, t)| \rangle_T = n_m \varepsilon_0 c^2 / 2 |\mathbf{E}_m(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_m(\mathbf{r})| = n_m \varepsilon_0 c / 2 |\mathbf{E}_m(\mathbf{r})|^2 \quad (3.9)$$

由于场的动量密度  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) / c^2 = n_m \varepsilon_0 [\mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}_m(\mathbf{r}, t)]$ , 公式 (3.8) 中的第二项可以写成正比于  $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}$  的式子, 按照 Gordon 的文章<sup>[15]</sup>, 动量密度的变化可以看成两个过程之间的不同:

$$\Delta \mathbf{m}(\mathbf{r}) = \left[ \langle \mathbf{m}(\mathbf{r}, t_{\text{after}}) \rangle_T - \langle \mathbf{m}(\mathbf{r}, t_{\text{before}}) \rangle_T \right] \quad (3.10)$$

时间的下标表示散射出现之前和之后的过程。这样, 对公式 (3.8) 的两边作时间平均可以得到:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \frac{\alpha n_m}{2c} \nabla(I_m(\mathbf{r})) + \alpha n_m \frac{\Delta \mathbf{m}(\mathbf{r})}{\Delta t} = \mathbf{f}_{\text{grad}}(\mathbf{r}) + \mathbf{f}_{\text{sca}}(\mathbf{r}) \quad (3.11)$$

其中第一项与光强的梯度有关, 称为梯度力, 而第二项表示的是由于散射引起的动量传递, 称为散射力。整个粒子的受力则可以对所有的小体积元的受力做积分而得到:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \iiint_V \mathbf{f}(\mathbf{r}') dV' \quad (3.12)$$

一般情况下, 为了计算受力, 首先还要求解整个电磁场, 这项工作是比较复杂的。但是如果微粒的半径与波长相比很小 ( $a \sim \lambda/20$ ), 则可近似认为是瑞利粒子。在瑞利近似条件下, 电介质小球就可以看作是简单的感应偶极子。如果粒子不能近似看成瑞利粒子, 那么对光的散射场的计算, 一般需要用到一些数值计

算方法<sup>[16-17]</sup>。目前，计算散射的理论方法有时域有限差分法<sup>[18]</sup> (FDTD)、有限元法<sup>[19]</sup> (FEM)、T 矩阵法<sup>[16-17]</sup>等。

## 3.2 几何光学模型计算光阱力的设计思路

### 3.2.1 单条光线入射到小球的路径分析

在 RO 模型中，光阱力和激光功率之间的关系可以表示为  $F=QnP/c$ ，其中  $n$  为粒子周围介质的折射率， $P$  为激光的功率， $c$  是真空中光速。 $Q$  为一个无量纲的量称为光阱的捕获效率。

如 3.1.1 中所提，当单条光线以入射角  $\theta$  入射到小球上时，经过小球的折射和反射之后，对小球的作用效率可以分为两个部分，一部分是与入射光平行的散射力，一部分是入射光方向垂直的，称为梯度力。结合公式  $F=QnP/c$  和公式 (3.5) 和 (3.6)，可以得到散射力效率  $Q_s$  和梯度力效率  $Q_g$  的大小与入射角  $\theta$  的关系为：

$$Q_s = 1 + R \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos(2\theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos(2r)} \quad (3.13)$$

$$Q_g = R \sin(2\theta) - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2r) + R \sin(2\theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos(2r)} \quad (3.14)$$

其中  $\theta$  为入射角， $r$  是折射角， $R$  和  $T$  分别为反射和透射的菲涅尔系数。图 3.1 就显示了单条光线入射到均匀折射率介质中的小球上之后的光线传播过程以及散射力梯度力的方向等。虽然这两个式子中有四个参数，但是这些参数都是由  $\theta$  决定的，其中  $r$  和  $\theta$  的关系由折射率公式  $n \sin \theta = n_{bead} \sin r$  相联系，其中  $n_{bead}$  为小球的折射率。而  $R$  和  $T$  都只与  $\theta$  和  $r$  有关，对  $s$  偏振和  $p$  偏振的入射光来说， $R$  和  $T$  分别可以表示为<sup>[20]</sup> (Fresnel 公式)：

$$\left. \begin{aligned} R_p &= \frac{\tan^2(\theta - r)}{\tan^2(\theta + r)} \\ R_s &= \frac{\sin^2(\theta - r)}{\sin^2(\theta + r)} \\ T_p &= \frac{\sin 2\theta \sin 2r}{\sin^2(\theta + r) \cos^2(\theta - r)} \\ T_s &= \frac{\sin 2\theta \sin 2r}{\sin^2(\theta + r)} \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

这样，在同样的入射角下，如果偏振方向不同， $R$  和  $T$  也不同，这样  $Q_s$ ， $Q_g$  的结果也不同。对于某一条入射光线来说，为了得到最终的  $Q_s$  和  $Q_g$ ，需要对不同的偏振情况分别处理。在本文中我们将入射光线分解成  $s$  光和  $p$  光后分别计算出这两个不同偏振情况下的  $Q_s$  和  $Q_g$  的值，然后再将两个偏振方向的值分别相加得到最终的  $Q_s$  和  $Q_g$  的值。为了分别计算出空间横向和纵向上的光阱力，按照 RO 模型，利用光线追迹，并考虑油和水的折射率不匹配引起的球差效应<sup>[10]</sup>。这样，一条光线入射到处于空间某一位置的粒子的情况由图 3.2 给出，一些相关的参数也列在图中。

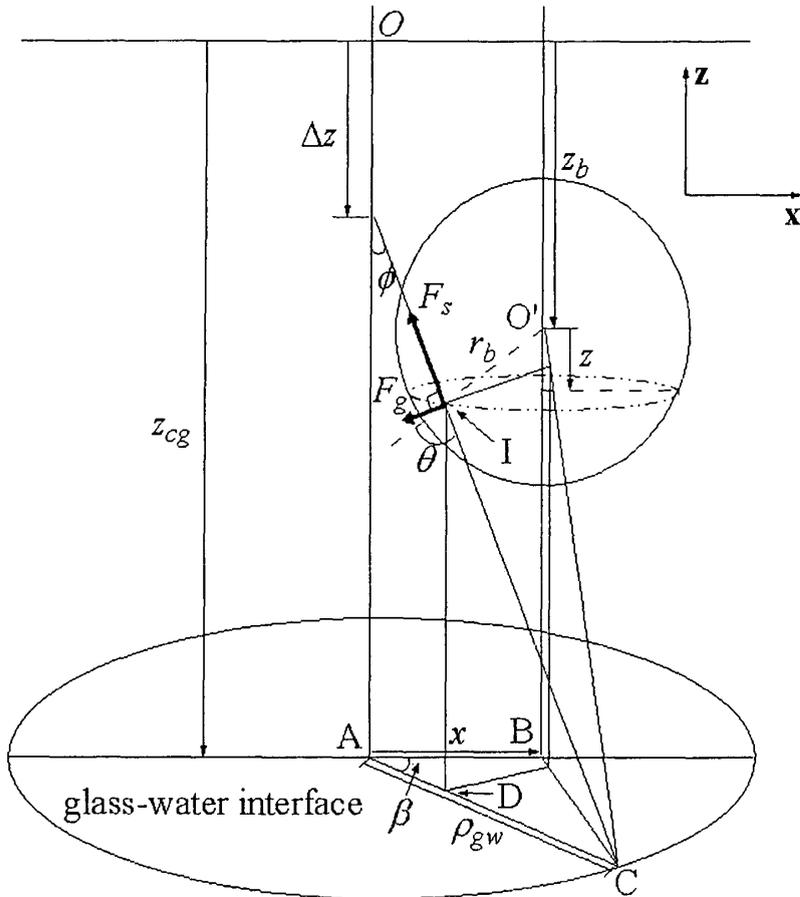


图 3.2 一条光线入射到偏轴的粒子的情况<sup>[5]</sup>

其中油和玻璃有相同的折射率  $n_g$ ，而水的折射率为  $n_w$ 。 $z$  方向是沿着光线传播的方向，它与水和玻璃的界面是垂直的， $x$  方向为粒子偏离轴线的方向。粒子的半径为  $r_b$ ，球心为  $O'$ ，在玻璃和水的界面的投影为  $B$  点，小球偏离光轴的

距离为  $x$ 。光线与光轴在一个平面上，它以  $\phi$  的入射角入射到玻璃和水的界面，在水中的折射角为  $\phi$ ，光线从物镜的出光孔出射的位置距离光轴（也即出光孔中心）的距离为  $\rho$ ，它入射到玻璃和水的界面处的 C 点，它与光轴的距离为  $\rho_{gv}$ 。光线入射到小球上的 I 点，I 点在玻璃和水的界面的投影为 D，I 点和球心 O' 点在  $z$  轴方向的距离为  $z$ 。O 点为油和玻璃介质中的光线的理想焦点，这个点在图 3.2 中作为整个坐标系的原点，它在油和玻璃的界面上的投影点为 A。水和玻璃的界面与原点 O 的距离为  $z_{cg}$ 。在油和玻璃介质中的入射光线经过玻璃和水的界面折射后的光线和  $z$  轴的交点与原点 O 的距离为  $\Delta z$ 。粒子中心 O' 和原点 O 在  $z$  轴方向上的距离为  $z_b$ 。即使对常用的轴对称光场，考虑到粒子位置一般是偏离光轴的，光束中同一圆锥面上的不同光线通过小球的几何轨迹是不同的，因而施加在小球上的作用力也不同，因此这里还需要引入的一个参数就是入射光线在玻璃和水的界面上的投影与  $x$  轴的夹角  $\beta$ 。

### 3.2.2 单条光线在横向和纵向上对光阱力贡献的分析

为了计算单条光线在横向和纵向上对光阱力的贡献，还需对光线通过小球的几何轨迹进行分析。首先介绍我们在此将会用到的公式：

$$\sin \phi = \eta \frac{NA}{n_w} \quad (3.16)$$

$$\Delta z = z_{cg} \left\{ 1 - \frac{n_w}{n_g} \left[ \frac{1 - \eta^2 \left( \frac{NA}{n_w} \right)^2}{1 - \eta^2 \left( \frac{NA}{n_g} \right)^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (3.17)$$

其中  $NA$  为物镜的数值孔径； $\eta = \frac{\rho}{\rho_p}$ ， $\rho_p$  为物镜出光孔的半径。

考察图 3.2 中玻璃和水的界面上的三角形 ABC。如图 3.3 所示，实线和一些相应参数为图 3.2 中已经有的，虚线是为了分析重新加入的。

从图 3.2 中容易看出，AD 的长度为  $(\Delta z - z - z_b) \tan \phi$ 。在图 3.3 中用余弦定理可以得到：

$$BD^2 = [(\Delta z - z - z_b) \tan \phi]^2 + x^2 - 2x(\Delta z - z - z_b) \tan \phi \cos \beta \quad (3.18)$$

虽然在图 3.2 中为了图片的简洁而没有画出 BD 这条线,但是还是很容易可以从图 3.2 中看出 BD 的长短,就等于通过入射光线与小球表面交点的水平面与小球表面相交所得的小圆(图 3.2 中用虚线表示)的半径。因而有:

$$z^2 + BD^2 = r_b^2 \quad (3.19)$$

将公式 (3.18) 代入 (3.19) 得到:

$$[(\Delta z - z - z_b) \tan \phi]^2 + x^2 - 2x(\Delta z - z - z_b) \tan \phi \cos \beta + z^2 = r_b^2 \quad (3.20)$$

写成  $z$  的一元二次方程的形式为:

$$\begin{aligned} &(\tan^2 \phi + 1)z^2 + [2(z_b - \Delta z) \tan^2 \phi + 2x \tan \phi \cos \beta]z + \\ &[(z_b - \Delta z)^2 \tan^2 \phi + x^2 + 2x(z_b - \Delta z) \tan \phi \cos \beta - r_b^2] = 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

从几何上说,光线与小球表面有两个交点,因此  $z$  有两个解,但从物理上说,只有一个入射点。考虑到光沿  $Z$  向传播,应取  $z$  比较小的那个解,即:

$$\begin{aligned} z = &\frac{-\sqrt{[2(z_b - \Delta z) \tan^2 \phi + 2x \tan \phi \cos \beta]^2 - 4(\tan^2 \phi + 1)[(z_b - \Delta z)^2 \tan^2 \phi + x^2 + 2x(z_b - \Delta z) \tan \phi \cos \beta - r_b^2]}}{2(\tan^2 \phi + 1)} \\ &\frac{[2(z_b - \Delta z) \tan^2 \phi + 2x \tan \phi \cos \beta]}{2(\tan^2 \phi + 1)} \end{aligned} \quad (3.22)$$

利用式 (3.22) 中得到的  $z$  的值就可以得到光线的入射角  $\theta$ 。让我们再来看另外一个三角形,三个顶点分别是球心  $O'$ ,光线在玻璃和水的界面上的折射点  $C$ ,以及光线与小球的交点  $I$ 。这个三角形可以用平面图 3.4 表示。

从图 3.2 中的几何关系可以得到  $IC = (z + z_b - z_{cg}) / \cos \phi$ 。而  $IO'$  为球的半径,它的值为  $r_b$ 。 $CO'$  的计算需要知道另外两个直角边  $BC$  和  $BO'$  的长度,其中  $BO'$  的长度很容易从图 3.2 中看出来,它的值为  $z_b - z_{cg}$ 。 $BC$  的值可以从图 3.3 的三角形  $ABC$  中利用余弦定理得到,在三角形  $ABC$  中,角度  $A$  的值为  $\beta$ ,  $AB$  的长度

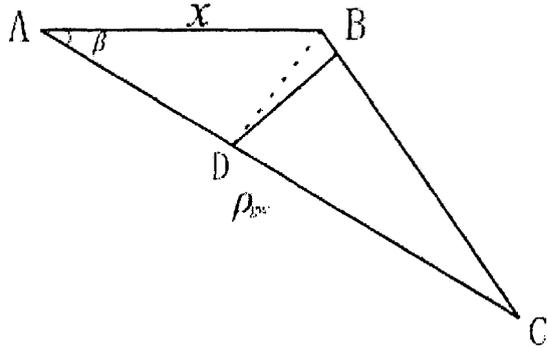


图 3.3 玻璃和水的界面上的三角形 ABC

为  $x$ ，而  $AC$  的长度可以从图 3.2 中的几何关系得到，为  $(\Delta z - z_{cg}) \tan \phi$ 。这样就可以利用余弦定理可以得到  $BC$  的长度，再利用勾股定理就可以得到  $CO'$  的长度。那么，三角形  $ICO'$  的三条边的长度都已经得到，那么再在三角形  $ICO'$  中利用余弦定理就可以求得  $\theta$  的值。

这样就可以利用计算力的公式 (3.13) 和 (3.14) 来得到  $F_s$  和  $F_g$  的值。由于考虑的是粒子在  $x$  方向偏离光轴情况下的纵向受力，这样，在计算过程中只需要把  $F_s$  和  $F_g$  对  $z$  方向作投影就可以得到该条光线对粒子纵向受力的贡献，其中  $F_s$  和  $F_g$  的方向已在图 3.2 和 3.4 中标出，一些关键的几何关系也已在上面的分析中给出了，因此可以比较容易地利用几何关系得到投影值。

对于粒子在  $x$  方向偏离光轴情况下的横向受力，由于对称性，所有光线在  $y$  方向的力刚好相互抵消，这样在计算过程中只需要把  $F_s$  和  $F_g$  对  $x$  方向作投影就可以得到该条光线对粒子横向受力的贡献，具体的计算方法是先将它们投影到玻璃和水的界面上，再作一次投影到  $x$  轴上。其中  $F_s$  和  $F_g$  的方向也已经在图 3.2 和 3.4 中标出。

通过以上分析可以利用系统参数和光线的参数  $n_g, n_w, NA, z_b, z_{cg}, r_b, x, \beta$ ，和  $\eta$  等对单条光线对偏轴的小球的横向、纵向作用力进行计算，而总的横向、纵向作用力将通过对所有光线的作用力的积分（求和）得到。

具体的计算程序参见附录 2。

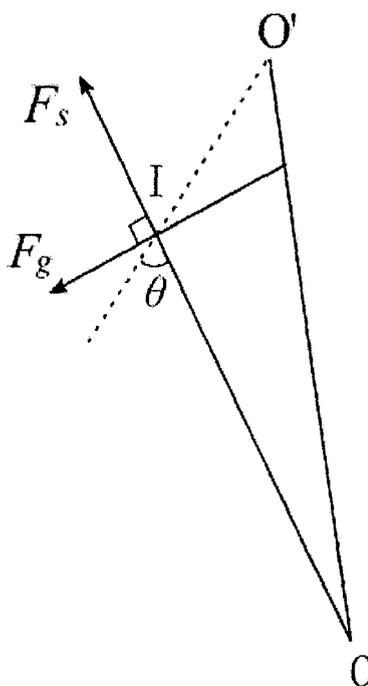


图 3.4 图 3.2 中的三角形  $ICO'$  的平面示意图  
其中  $IO'$  为法线， $CI$  为入射光线， $\theta$  为入射角，  
散射力和梯度力的方向也在图中标出。

### 3.3 结果和讨论

#### 3.3.1 计算结果与讨论

在计算中所使用的一些光镊参数也是实验中常用的参数，其中，小球的折射率为 1.55，水的折射率为 1.33，物镜匹配油的折射率为 1.516，数值孔径  $NA$  为 1.35。 $z_{off}$  作为光束的理想焦点和玻璃与水的界面之间的距离，我们取一个典型的值  $-10r_b$ ，其中  $r_b$  为小球的半径。图 3.5 给出的计算结果，是离轴小球受到的纵向力为零时的纵向位置（即此时在纵向上达到了力的平衡）与离轴距离的关系。这一关系在通常用流体力学法测量光阱刚度时是被忽略了。从图中可以看出，随着偏离光阱中心距离的增大，纵向力的平衡位置，沿着  $Z$  轴方向逐渐升高，这表明当被光阱捕获的小球在横向外力作用下偏离光阱中心，并在新的位置达到平衡时，这新的平衡位置不但在横向上而且在纵向上偏离了光阱中心。

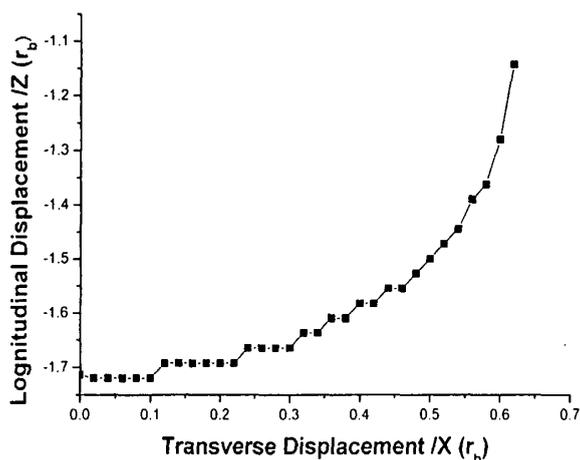


图 3.5 横向上距离光阱中心不同位置处的小球，  
所受纵向力为零时的纵向位置

我们在上面已经指出，文献报道的光阱横向刚度测量，特别是用流体力学法时，都默认了小球在横向外力作用下偏离光阱中心时，微粒平衡位置的纵向分量始终不变。图 3.5 的结果对这广为接受的“默认”提出了质疑，通常采用的流体力学法测得的光阱刚度，不是同一水平面上的横向刚度，所测得的“横向”刚度并非“理想”的横向刚度。为了更好的说明问题之所在，我们计算了在外力为零

时, 过小球平衡位置的水平面(横向)上, 小球受到的横向光阱力与横向位移的关系; 以及在外力的作用下, 小球在不同纵向平衡位置上, 所受横向光阱力与相应平衡位置的横向位移分量的关系(图 3.6)。图 3.6 的计算结果表明, 这两种情况下的横向阱力与光阱刚度在靠近光阱中心附近的区域是近似一致的, 后者比前者略小(约 2%)。随着偏离光阱中心距离的增大, 他们的区别越来越明显。当粒子偏离光阱中心约  $0.6r_b$  时, 后者比前者小了差不多 10%。流体力学法测得的光阱刚度, 不是同一水平面上的横向刚度, 而是对应于图 3.6 中的后一种情况。然而我们的计算表明, 在光阱中心附近, 这两种情况下的光阱刚度值可认为是一致的。但是, 当横向偏离较大时, 会有较大的偏差。此外, 计算还表明, 粒子距离光阱中心约  $0.6r_b$  时, 光阱的纵向平衡位置变化剧烈, 这意味着那里的纵向光阱已很浅, 将不能稳定地捕获粒子了。而当位移更大时, 已经不存在纵向平衡位置了。这与我们刚度测量实验中观察到的现象是一致的, 粒子从光阱中逃逸往往都发生在偏离光阱中心约  $0.6r_b$  的地方。需要指出的是, 此时光阱横向的捕获效率并未达到其最大值<sup>[5,7]</sup>, 因而我们得出结论, 通常将粒子从光阱中逃逸时相应的横向光阱力当作最大横向光阱力的假定并不正确。在实际应用光镊作为力的探针时, 应对此假定和粒子纵向偏移引起的测量误差加以讨论。

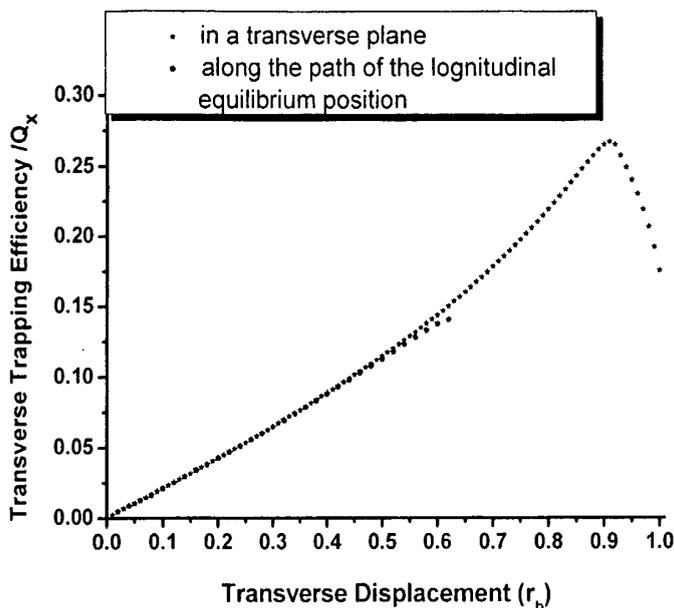


图 3.6 纵向力平衡的位置处，光阱横向捕获效率  $Q_x$  的分布

### 3.3.2 纵向位移的实验观测

从上述计算中，我们得到当被光阱捕获的小球在横向外力作用下偏离光阱中心时，新的平衡位置不但在横向上而且在纵向上都偏离了光阱中心。这一点突出的表现在利用流体力学标定光阱刚度的实验中。

流体力学法<sup>[4]</sup>标定光阱刚度的过程是：当被光镊捕获的小球相对周围液体以一定速度  $v$  作横向运动时，小球受到液体的粘滞阻力为  $F = -6\pi\eta r v$ ， $r$  为小球半径， $\eta$  为液体粘滞系数， $v$  为相对运动速度。当粘滞阻力与小球所受到的光阱力平衡时，小球将偏离光镊中心而处于新的平衡位置，偏离光镊中心的位移  $x$  可以直接测量得到。因为这时光阱力和粘滞阻力大小相等，根据  $F = -6\pi\eta r v$  求出光阱力，再由  $F = -k_x \cdot x$  即可得到光阱刚度  $k_x$ 。

在上述流体力学法的实验过程中，只考虑横向上光阱力与小球所受到的横向粘滞阻力达到平衡，而对纵向上的情况一般都默认为没有发生位置的改变。但是实验中观察到的小球在不同平衡位置时的显微图像是不同的。图 3.7 给出的例子

是我们对  $3\ \mu\text{m}$  小球利用流体力学法进行刚度标定时，小球在不同横向平衡位置处的显微图像。图像的变化清楚的表明小球位置存在纵向偏移。实验所用光镊装置如图 2.2 所示。

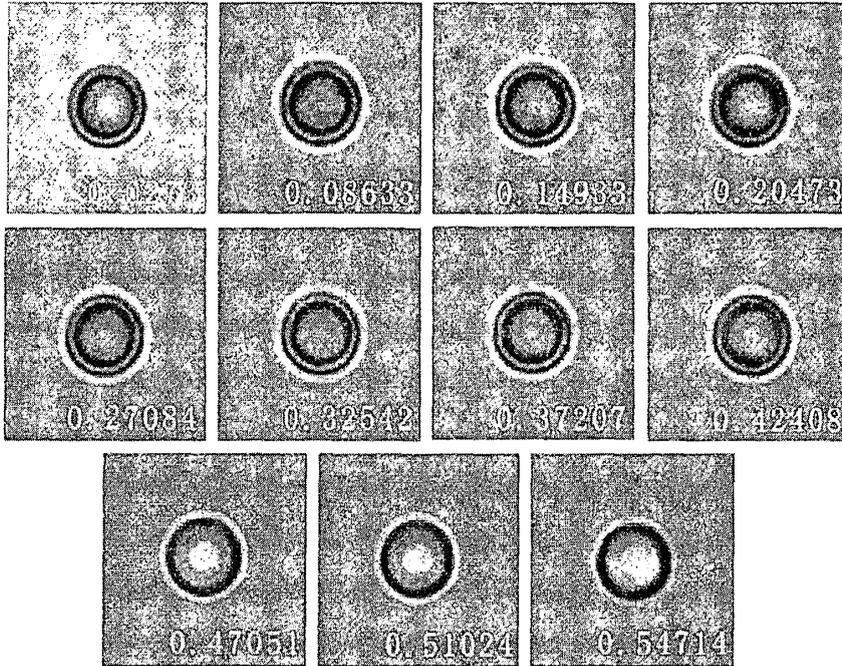


图 3.7 利用流体力学法标定光阱刚度，不同位置处的小球成像

(图中的数字是指小球偏离光阱中心的距离，单位为小球半径  $r_b$ )

目前测量粒子纵向偏移的方法有信息熵法<sup>[21]</sup>、BFP (Back-focal-plane) 干涉法<sup>[22]</sup>、粒子成像法<sup>[23]</sup>。本文采用了粒子成像的方法，通过拍摄一系列不同纵向位置处的粒子的显微图像，可以得到粒子图像与粒子轴向位移间的关系。在流体力学法测量光阱刚度的实验中，利用此关系对不同流体速度下达到新的平衡位置的小球图像进行分析，得到了小球相应的纵向位移与横向位移的关系，如图 3.8 所示。显然这与数值计算的结果 (图 3.5) 是完全一致的。这一事实进一步肯定了粒子在横向外力作用下不仅在横向上偏离光阱中心，还同时有平衡位置的纵向位移。

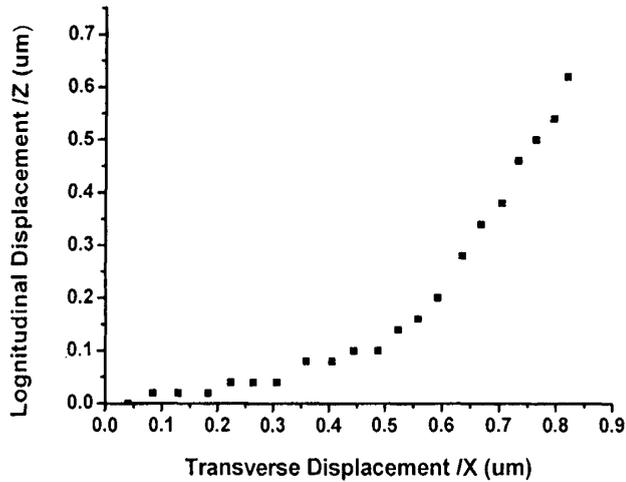


图 3.8 流体力学法测量光阱刚度时，粒子纵向偏移的情况

### 3.4 小结

本章利用几何光学模型计算了光阱空间任一位置处，横向、纵向阱力的分布情况；利用计算所得结果分析了光阱刚度的实验测量，特别是利用流体力学法时出现的粒子纵向偏移问题，指出了在横向外力作用下小球要达到平衡，不但会在横向偏离光阱中心，而且纵向上也会有一定的偏移。流体力学法测量光阱横向阱力的实验结果完全证实了计算的结论。论文进而对上述结果进行了分析讨论，指出了利用流体力学法测得的光阱刚度，不是同一水平面上的横向刚度，而是沿纵向平衡位置的刚度。二者的含义是不同的，但在离光阱中心不远的范围里，即在  $< 0.5rb$  时二者的差别很小，这样测量的刚度可以作为同一平面光阱刚度的好的近似。此外，文中还对最大横向阱力的概念加以了辨析，指出了实验测量的逃逸时的光阱力并不等价于最大横向光阱力，它明显小于后者。这一点在实际利用光镊测力时应引起注意。

## 参考文献

1. 尹良红, 李银妹, 楼立人, 张达, 陈洪涛 空心新型光阱的实验研究, 中国激光, 2003, 30(3):211-215
2. 鲍建华, 龚璠, 陈洪涛, 粒子的轴向位移对光阱力学参数标定的影响, 中国激光[J], 2005, Vol.32 No.10: 1421-1424
3. 王忠, 李银妹, 楼立人, 王浩威, 龚璠 双光阱法测量光阱横向力场分布, 中国激光, 2006, 33(2): 195-198
4. K.Visscher, S.P.Gross, and S.M.Block, Construction of multiple-beam optical traps with nanometer-resolution position sensing, IEEE, Journal of Selected Topics in Quantum Electronics[J], 1996,2:1066-1076
5. Xu Shenghua, Li Yinmei, Lou Liren systematical study of the trapping forces of optical tweezers formed by different types of optical ring beams, Chinese Pyhsics, 2006,15(6)
6. G.Roosen, "La levitation optique de spheres," Can. J. Phys. 57, 1260-1279 (1979)
7. A.Ashkin, "Forces of a single-beam gradient trap on a dielectric sphere in the ray optics regime," Biophys. J. 61, 569-582 (1992).
8. R.Gussgard, T.Lindmo, and I.Brevik, "Calculation of the trapping force in a strongly focused laser beam," J. Opt. Soc. Am. B 9, 1922-1930 (1992).
9. W.H.Wright, G.J.Sonek, and M.W.Berns, "Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers," Appl.Opt. 33, 1735-1748 (1994).
10. Y.Harada, and T.Asakura, "Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime," Opt. Comm. 124, 529-541 (1996).
11. K.Visscher, and G.J.Brakenhoff, "Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap I: Rayleigh scatterers," Optik 89, 174-180 (1992).
12. A.Rohrbach, and E.H.K.Stelzer, "Optical trapping of dielectric particles in arbitrary fields," J.Opt.Soc.Am.A 18, 839-853 (2001)
13. A.Rohrbach, and E.H.K.Stelzer, "Trapping forces, force constants, and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations," Appl. Opt. 41, 2494-2507 (2002).
14. A.Rohrbach, and E.H.K.Stelzer, "Optical trapping of dielectric particles in arbitrary fields," J.Opt.Soc.Am.A 18, 839-853 (2001)
15. T.A.Nieminen, H.Rubinsztein-Dunlop, N.R.Heckenberg, "Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles," J. Quant. Spectrosc. Radiat.

- Transfer **70**, 627-637 (2001).
16. T.A.Nieminen, H.Rubinsztein-Dunlop, N.R.Heckenberg, and A.I.Bishop, "Numerical modeling of optical trapping," *Comput. Phys. Comm.* **142**, 468-471 (2001).
  17. T.A.Nieminen, H.Rubinsztein-Dunlop, N.R.Heckenberg, "Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **70**, 627-637 (2001).
  18. 葛德彪, 闫玉波, 《电磁波时域有限差分方法》西安电子科技大学出版社 2002.
  19. D.A.White, "Numerical modeling of optical gradient traps using the vector finite element method," *J. Comput. Phys.* **159**,13-37 (2000).
  20. M.玻恩, E.沃尔夫, 《光学原理》科学出版社 1978.
  21. J.H.Bao et al. Measurement of the Axial Displacement with information entropy [J] *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2005 7 1-6
  22. Lin B, Yu J, Rice S. A 2000 *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 174: 121-131
  23. Alexander R and Ernst H 2002 *J. Appl. Phys* 91 No. 8 5474-5488

## 第四章 含偶氮苯光敏聚合物特性的研究

软物质科学研究是二十世纪迅速发展起来的一个新领域与新方向,其中高分子材料具有软物质的最典型特征<sup>[1]</sup>,目前对高分子材料尤其是智能材料的研究尤为集中,而智能材料作为一类新型复合材料,能够识别环境刺激(光、电、热、磁等的作用),并通过自身形态、尺寸、颜色或硬度等的变化作出响应<sup>[2]</sup>。由于光具有快速、远程与精确控制的优势,使得光驱动的高分子形变材料近年来受到越来越多的关注。

偶氮苯聚合物作为光驱动的高分子材料的一种,近年来各种特殊性能引起了科学界的广泛兴趣,人们在激发光的照射下利用偶氮苯液晶聚合物获得了形变率达 20% 的光致收缩<sup>[3-5]</sup>。引起这种大尺寸形变的原因被归结为光化学相转变引起的取向度变化<sup>[6]</sup>,而作为偶氮苯液晶聚合物发生光致伸缩时产生的光机械效应的产物——驱动力,为光能直接转化为机械动力提供了一种有效的手段。此手段有望用于微型软机械的开发,如制造分子马达等方面<sup>[7]</sup>,Holland 等已经证实,含偶氮基团聚合物的稳定性可以满足光机械循环的要求<sup>[8]</sup>。同时由于偶氮苯聚合物在一定波长的激发光照射下,可发生光诱导异构化反应,产生光致变色现象,将显示出液晶特性、非线性光学特性和各种光响应特性,这为其作为一类有潜力的功能性材料,在光电子器件、光记录存储介质和全息照相等领域有着重要的实用意义。

现在国际上对偶氮苯聚合物在微观机制上着重于分子结构方面的研究,在宏观上主要集中在偶氮苯聚合物薄膜的研究中<sup>[9]</sup>,而在微米尺度下对偶氮苯聚合物小球的研究则比较少。国内清华大学王晓恭教授的实验小组对含偶氮苯的亚微米溶胶小球在偏振光下的光致形变进行过研究,通过扫描电镜(SEM)和透射电镜(TEM)发现光敏小球受激发光照射时,在形变响应中对激发光的偏振性具有依赖性<sup>[10]</sup>。

本章着重在国内外研究的基础上,利用我们实验室独特的光镊系统和聚合物光子实验室关于偶氮苯液晶聚合物的研究背景,对微米尺度下偶氮苯聚合物小球在液体环境下的光致形变的过程和机制等进行研究,测量出形变中的部分参数;

同时利用光镊技术对微小粒子自由操控和测量微小力的功能,对偶氮苯聚合物微米小球的弹性特征进行测量,对在光致形变过程中小球所表现出的力学特性进行初步的探讨,并研究在外部力场束缚的情况下的偶氮苯聚合物小球形变情况等。

## 4.1 偶氮苯液晶聚合物

### 4.1.1 偶氮基团的结构和特性

偶氮苯液晶聚合物中是一类含有偶氮苯基团的聚合物,其中偶氮苯基团是一种具有光学活性的官能团,它有两种异构体: cis 态异构体和更为稳定的 trans 态异构体(其中 trans 态偶氮苯基团为棒状结构),并且可以在光和热的作用下进行 trans-cis 和 cis-trans 异构化转变。其中,光异构化与照射光的波长有关。图 4.1 给出了这二种异构体在特定波长  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的激发光照射下,可逆地在 cis 和 trans 两个异构态间进行转变的示意图。

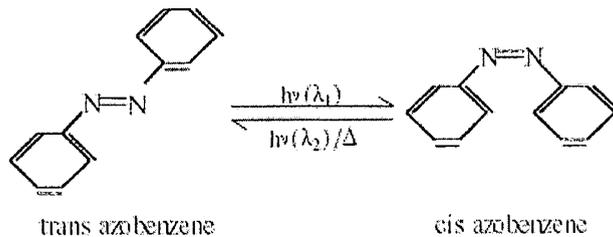


图 4.1 偶氮苯基团光异构化反应示意图

相对于 trans 态而言, cis 态是热力学不稳定的,因此用波长  $\lambda_1$  的激发光照射 trans 态偶氮苯基团时,他会变成 cis 态,而当光照 ( $\lambda_1$ ) 停止后, cis 态会自发的进行热弛豫,转变为 trans 态。同时由于 trans 态的偶氮苯基团为具有较大轴径比的棒状基团,可以作为介晶基元。而 cis 态的偶氮苯基团为拐状,轴径比较小,不能作为介晶基元。偶氮苯基团的这些特性,使得人们设想通过  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  的光照可以实现信息的储存和擦除。另外利用偶氮苯染料的光致双折射现象、偶氮苯液晶聚合物的光致相转变、偶氮苯基团的光致取向、以及偶氮苯基团的双光子吸收及取向等,开发含有偶氮苯基团的光子学材料成为现在的一个研究热点,例如非

线性光学中的偶氮苯体系。

#### 4.1.2 偶氮苯聚合物种类及制备

目前已报道的含有偶氮苯基团的偶氮苯聚合物体系主要包括：(1)主-客体掺杂型体系<sup>[10-13]</sup>，例如甲基橙掺杂聚甲基丙烯酸酯(MO/PMMA)；(2)含偶氮苯光学活性侧基的接枝共聚型体系；(3)含偶氮基团的小分子单体通过缩聚、加聚等反应生成聚合物的化学键合型聚合体系。由于主-客体掺杂体系是采用超声波振荡等物理共混的方法使偶氮染料分散于高分子薄膜中，因此生色团含量低且易于相分离。在高温下，偶氮生色团容易分解和升华，使其在实际应用中受到很多限制<sup>[14]</sup>。而带有偶氮苯光学活性侧基的聚合物由于其在分子水平上是均相体系，因此具有较高的热稳定性和较好的力学性能，而且还可以根据实际应用要求，通过改变偶氮基团的类型和用量，得到具有不同生色团类型和含量的功能性材料。由偶氮单体聚合而成的功能高分子，偶氮基团含量高，且在高分子链上分布均匀。但偶氮单体的合成较为困难且合成步骤较多。而接枝共聚体系与其相比，可以利用现有的高分子骨架直接聚合得到偶氮聚合物。因此，近年来发展很快。

本文所研究的偶氮苯聚合物体系就是属于第二种。它的制备是利用RAFT (Reversible Addition-Fragmentation chain Transfer) 活性聚合的方法合成含有偶氮苯基团的丙烯酸酯类(憎水段)和丙烯酸(亲水段)的两亲性嵌段共聚物(PAA-b-PAzM, 此聚合物的分子结构如图4.2所示)；把此两亲性嵌段共聚物溶于良溶剂—四氢呋喃(THF)中，滴加不良溶剂—水，疏水链段就会析出形成core (PAzM core)，亲水链段在外面形成shell (PAA shell)，从而自组装成为核壳结构的胶束小球，如图4.3所示。通过改变憎水段和亲水段的比例和控制自组装操作过程可以获得从几纳米到十几微米的光敏小球。

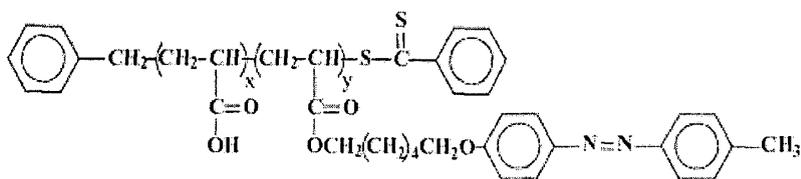


图 4.2 偶氮苯聚合物分子结构图

实验中我们选择通过普通光学显微镜可以清晰识别的微米量级的聚合物粒子作为研究的对象。所用样品是聚苯乙烯小球和偶氮苯聚合物小球的混合溶液。其中添加的聚苯乙烯小球对不同波长的激发光照射是没响应的，它是作为偶氮苯聚合物小球的参照物。

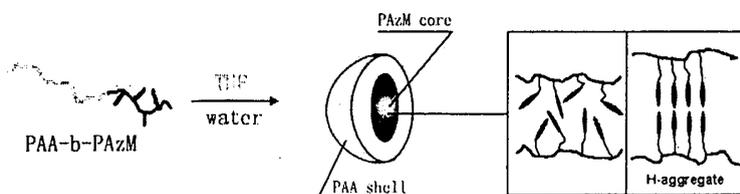


图 4.3 偶氮苯聚合物的制备示意图

## 4.2 实验装置

为了能更好的观察实验现象、测量相应的物理参数，完成实验的各项要求，我们对光镊系统进行了改造，构建了如下的实验平台（见图 4.4）。此实验装置主要由光路部分和信号探测部分组成。

光路部分：波长  $632.8\text{nm}$  的 He-Ne 激光器（10mw, Polarized, Coherent, USA）和波长  $810\text{nm}$ ，功率连续可调的半导体激光器分别用以产生光阱的光源。它们出射的光束经各自光路的整形、扩束，然后由双色反射镜耦合进入倒置生物显微镜（Olympus IX70），再经 100 倍油浸物镜(N.A=1.35)强会聚到样品池中，分别形成两个独立的光阱。实验中用以产生偶氮苯聚合物顺反异构化所需的激发光源，我们使用的是生物显微镜（Olympus IX70）自带的激发光源（100w 汞灯，USH102D）。它发出的激发光由显微镜荧光通道进入镜体，这个通道中可以添加衰减片等，以满足不同的实验要求，然后激发光再进过分光镜进入 100 倍油浸物镜，照射到样品池中。通过选择显微镜镜体中不同型号的分光镜可以得到不同波长的激发光。

操纵探测部分：半导体光阱光路中的 PZT 压电转镜（S-330.30, PI, German）可用来移动半导体光阱的阱位，它的扫描精度为  $0.05\mu\text{rad}$ ，扫描范围为  $2\text{mrad}$ ；封闭的样品池置于 PZT 压电扫描平台（P-517.3CL, PI, German）上，平台的扫描

精度为  $1\text{nm}$ ，移动范围是  $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ ；为了能精确记录实验结果，系统中除了可通过显微镜的目镜进行观察外，还安装了 CCD 图像采集系统 (CoolsnapCF mono camera, USA)，对实验中的现象进行实时的采集，以便后续的处理。

除此之外，我们还在显微镜镜体上加装了一套微吸管系统，利用微吸管深入样品池内部，通过其对研究对象的操控，配合光镊完成对此聚合物弹性等的测量工作。

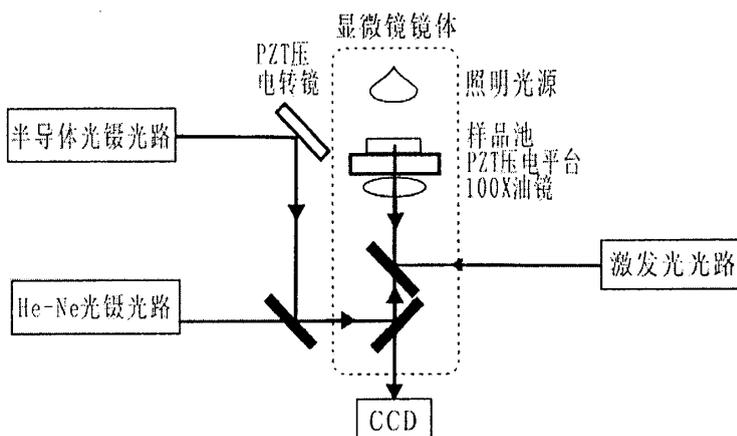


图 4.4 实验装置图

### 4.3 实验内容及方法

#### 1、偶氮苯聚合物微米小球与样品的制备：

偶氮苯聚合物微米小球由聚合物光子实验室制备，根据实验条件，为能更好的观测偶氮苯聚合物小球的形变、及进行相关试验，制备的小球直径约为 3 微米，如图 4.5 所示。

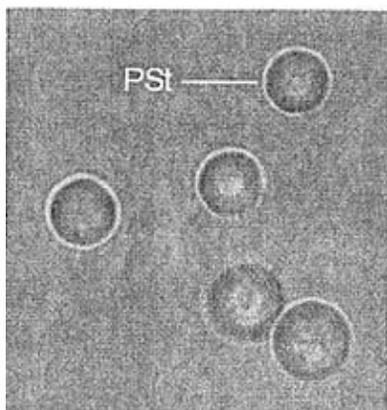


图 4.5 实验中所研究的偶氮苯聚合物小球

(Pst 为 3 $\mu\text{m}$  聚苯乙烯小球, 其余为偶氮苯聚合物小球)

实验的样品是通过将制备好的偶氮苯聚合物小球悬浮液和 3 微米聚苯乙烯小球溶液以 10:1 的比列混合后制成; 虽然两种微粒大小近似, 但由于他们的质地不同, 从目镜或 CCD 图像均可加以分辨。

## 2、偶氮苯聚合物小球在激发光照射下的光致形变研究:

A. 通过选取激发光通道中不同型号的分光镜, 分别得到 365nm、436nm、547nm 波长的激发光, 再选择不同倍率的衰减片 (100X, 57X, 25X, 6X) 可以改变激发光的相对强度。在不同的激发条件下, 通过系统中的 CCD 图像采集系统, 对光致形变过程进行连续的拍摄, 利用图像分析法对其进行分析, 可得到在这些情况下偶氮苯聚合物小球光致形变的速度和形变量等参数;

B. 观察偶氮苯聚合物在不同波长激发光相继辐照下的响应: 先选择 436nm 波长的激发光, 在光致形变完成之后, 再改用 365nm 波长的激发光, 如此不同波长多次重复照射; 研究偶氮苯基团的顺反异构化对聚合物小球的影响, 并对其宏观特点进行研究;

3、利用光镊技术对粒子的捕获和自由操控的特性, 捕获单个偶氮苯聚合物小球, 对此束缚在光阱中的小球, 利用 CCD 图像采集系统观测偶氮苯聚合物小球光致形变的特点, 并与步骤 2) 中无外力束缚的情况作比较;

#### 4、初步探讨偶氮苯聚合物小球的弹性特征：

这部分在本章中只是做了初步的尝试，实验中通过化学的方法使偶氮苯聚合物小球发生粘接，挑选一组相互联结成条状的小球链，要求该小球链或者是悬浮的，或者只有其中一端的小球固定于底面波片。利用光镊捕获球链的悬浮端的小球，另一端的偶氮苯聚合物小球被底面波片固定或被微吸管所束缚。在研究其弹性时，由于研究对象的一端被固定，通过移动光阱的位置，在光阱力场的作用下，可以改变被捕获的偶氮苯聚合物小球的位置，但由于此偶氮苯小球链中小球的弹性力等使被捕获的小球偏离光阱的中心，直到弹性力与光阱力相平衡。通过测量小球偏移光阱中心的距离，结合我们对光阱力场的标定，我们可测量出此时球链中偶氮苯聚合物小球的弹性力。

### 4.4 实验结果及分析

#### 1、偶氮苯聚合物小球在激发光照射下的光致形变：

偶氮苯聚合物小球的光致形变的光谱特性与偶氮苯基团的一样。如图 4.6 所示，偶氮苯聚合物小球分别在 365nm,436nm,547nm 三种波长下照射时，它存在着不同的响应过程与结果。其中偶氮苯聚合物小球只对 365nm、436nm 波长的激发光有响应，而对 547nm 波长的激发光则没响应。

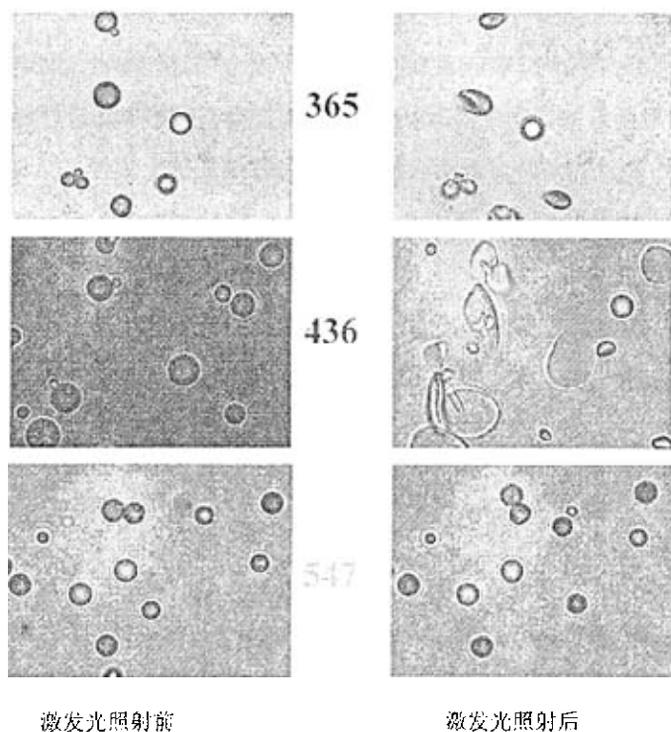


图 4.6 偶氮苯聚合物小球在不同激发光下的光致形变情况

由图 4.6 还可看到, 在 365nm、436nm 激发光照射下, 偶氮苯聚合物小球的响应也是不同的, 表现出不同的形变形态。造成这种形变的原因主要是: 1) 由于含偶氮苯基团的聚合物中, 当利用一定波长的光来激发含有偶氮苯光敏分子的自组装胶束小球时, 处于自组装胶束小球内部(core)的偶氮分子会做出相应的响应, 偶氮苯基团的光致异构化改变了偶极的相互作用和刚性偶氮分子的取向, 伴随着形变正如我们观察到的, 在 365nm, 436nm 分别照射时看到不同的响应过程; 2) 在 365, 436nm 有吸收的两个波长激发下, 偶氮苯分子的能量都会增加, 使得胶束小球处于热力学不稳态, 而发生形变; 3) 由于顺式和反式的偶极矩存在很大的差异(偶极矩越大在水中溶解度越大), 从而影响了胶束内部分子的“溶胀”状态, 也会影响分子的排布, 从而伴随着发生形变。但由于胶束内部的分子的活动暂时不能清楚的探测到, 目前对其偶氮苯聚合物的形变机理除了上述的原因还有待进一步的研究。

当利用 365nm 波长的激发光照射粘连在底面的偶氮苯聚合物时, 其形变伸

展方向垂直于观察面，饱和形变形态呈现出不规整的椭球体；而悬浮小球被 365nm 的激发光照射时，其在纵向上的位置会发生明显的变动，但饱和形变的状态与粘底的形变小球是一致的。由于偶氮苯聚合物小球的形变过程和饱和时的形态比较复杂，无法用特征参量去表征其照射过程中的形变尺寸，以及偶氮苯小球的形变速率和饱和形变量，所以本章对 365nm 波长激发光下的小球形变情况，只进行了定性的研究。

而当用 436nm 波长激发光照射偶氮苯聚合物小球时，其不同光功率下的反应速度的变化较为明显，且此过程中始终处于同一位置附近，纵向上没有很明显的变化，形变的方向位于观察平面内，这些为偶氮苯小球形变过程的参数的测定提供了途径。实验中对 436nm 波长激发光照射下的偶氮苯聚合物小球形变情况进行了量化的研究，由于在激发光照射下偶氮苯聚合物小球并非各向同性的等比例发生伸缩，所以对形变小球形变量的测量，我们选取各个阶段小球形变的长轴作为测量的对象，通过测量小球在各个时刻长轴的伸缩情况，反映偶氮苯聚合物小球在激发光照射下的形变过程。实验发现在一定强度的激发光辐照下，形变有一个随时间变化的过程。作为例子，图 4.7 给出了激发光功率衰减到 25% 的 436nm 的激发光照射下，偶氮苯聚合物小球形变随时间变化的实验结果，小球形变先随时间线性增大并逐渐达到饱和。我们把线性段的斜率称之为响应速度。

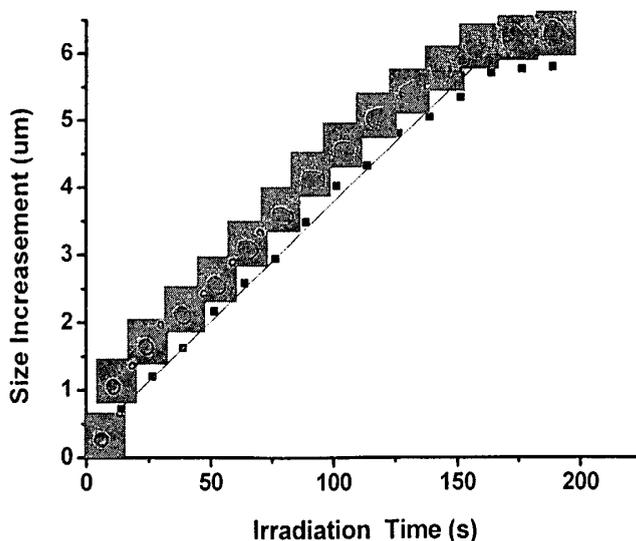


图 4.7 436nm 波长的激发光下偶氮苯聚合物小球的光致形变

在不同波长和强度的激发光辐照下，偶氮苯聚合物小球的响应速度和饱和形变也是不同的。图 4.8 表示的是偶氮苯聚合物小球在 436nm 波长激发光照射下，不同功率激发光与小球响应速度间的关系。图 4.9 则给出了偶氮苯聚合物小球在 436nm 波长激发光照射下，其饱和光致形变量与激发光功率的依赖关系。

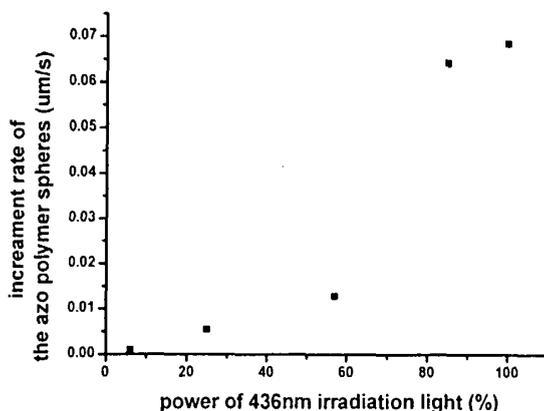


图 4.8 不同功率的 436nm 激发光下偶氮苯小球的响应速度

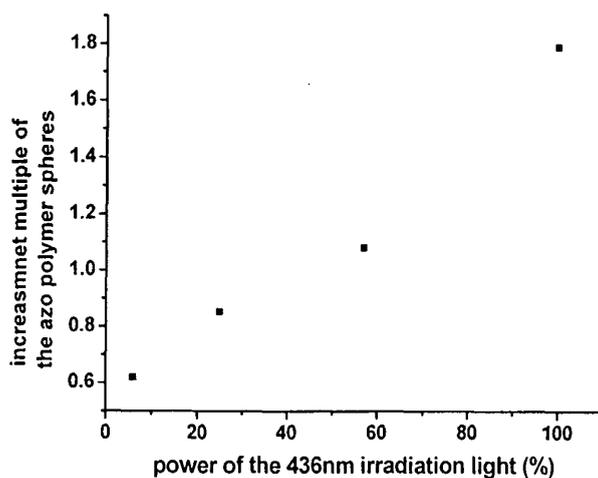


图 4.9 不同功率的 436nm 激发光下偶氮苯小球的饱和形变量

2、由于偶氮苯基团在 365nm、436nm 波长的两种激发光的交替照射下会产生互逆的异构化反应，含此基团的聚合物在基团异构化反应时，也将发生一定的有规律的形变。如图 4.10 所示，图中分别是偶氮苯聚合物小球先经过波长为 436nm 激发光照射后，当形变达到饱和后（第 70 秒），再改用 365nm 进行照射，

当不再发生变化后（第 250 秒），再次利用 436nm 波长激发光照射的形变过程，每幅照片右下方的时间表示小球形变过程所处的时刻：

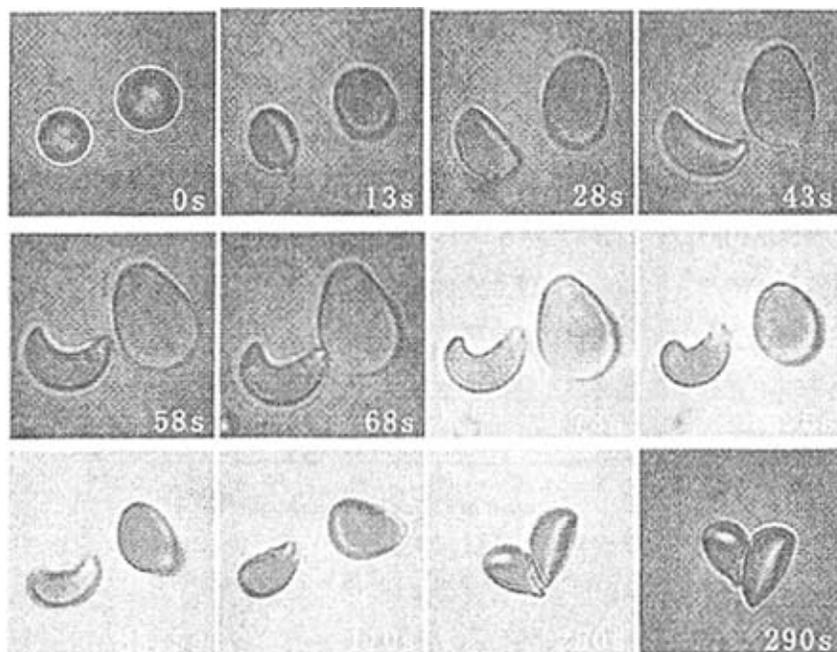


图 4.10 偶氮苯聚合物可逆转变

（70s 之前样品受到波长 436nm 的激发光照射，在 70s 到 250s 之间，样品受到波长 365nm 波长的激发光照射，250s 之后又受到 436nm 的照射）

从上图中我们发现由于偶氮苯基团的可逆异构化反应，此聚合物在 436nm 波长激发光照射达到饱和后，再被 365nm 波长激发光照射，其发生的形变部分恢复了原状，但当再次置于 436nm 激发光下，粒子已无明显的形变。若将照射的顺序调换，聚合物小球在 365nm 激发光照射达到饱和时，再置于 436nm 波长照射，粒子也将无明显的形变发生。这些现象用已知的形变原因是无法解释的，同时由于胶束内部分子的高级结构及其活动暂无法进行观察探测，对其机理和形变机制的尚不清楚，对胶束小球的进一步研究将有助于解决这一问题。

3、在被光阱捕获的情况下偶氮苯聚合物小球的光致形变情况。实验中分别选择 632.8nm 和 810nm 波长的激光作为光阱光源。依据偶氮苯基团的性质可知，这两种波长的激光对偶氮苯聚合物小球的光致形变是没有影响的，此时光阱只是

对小球施加了一个束缚力场。当分别用 436nm、365nm 的激发光对它进行照射时，被捕获的小球在 CCD 上的成像发生了改变，并在照射一段时间后小球会从光阱中逃逸，这主要是由于小球在形变过程中物理性质（如折射率）和形状的变化，使其在光阱中的捕获位置发生了改变，直至逃逸。对比在自由状态下发生形变的偶氮苯聚合物小球的成像，虽然此照射的过程中被光阱捕获的小球的成像在改变，但对逃逸后小球进行追踪观察，发现其形态对比于自由状态下的形变小球，在最终的形变量，及最终的形态上是一致的，说明外加束缚力场对小球的形变没有产生影响。

#### 4、利用光镊作为力学传感器的功能，探讨偶氮苯聚合物小球的弹性特征：

实验中我们向样品中加入了少量的 HCl 溶液，根据偶氮苯聚合物的特点，他们将会出现粘连现象。我们选取三个小球依次连接，且一端的小球牢固粘底的球链作为研究对象。实验采用压电平台控制偶氮苯聚合物小球与光阱中心间的距离（即球链与光阱中心的距离），如图 4.11 所示，图中给出了光阱与小球相对位置发生改变前后的实物图和模拟示意图。通过不断改变粘底小球与光阱中心间的距离，我们可以测量出一端悬浮的偶氮苯聚合物小球在大小不同的光阱力作用下，距离原球链的位置所产生的偏移量。此时悬浮小球在光阱力和弹性力的共同作用下达到平衡，通过对光阱力的测量，测量偶氮苯聚合物小球的弹性响应。在此过程中，由于偶氮苯聚合物小球的弹性，当撤去光阱力时偏移的悬浮小球将快速的回复到初始位置。

图 4.12 介绍了当在光阱存在的情况下，粘底的偶氮苯聚合物球链和光阱中心间的距离与悬浮小球偏移量的关系。图中显示当粘底的偶氮苯聚合物逐渐远离光阱中心时，悬浮的偶氮苯小球偏离的原有的位置逐渐增大；其中图中最后的一个数据点的突然下降，在此处根据光阱力场的分布特点<sup>[11]</sup>（详见第二章图 2.7 所示），光阱力的最大阱力已无法平衡偶氮苯聚合物小球的弹性力，此时其将与光阱外延力场的下降区域的阱力相平衡，使其偏移量发生了显著的减少。

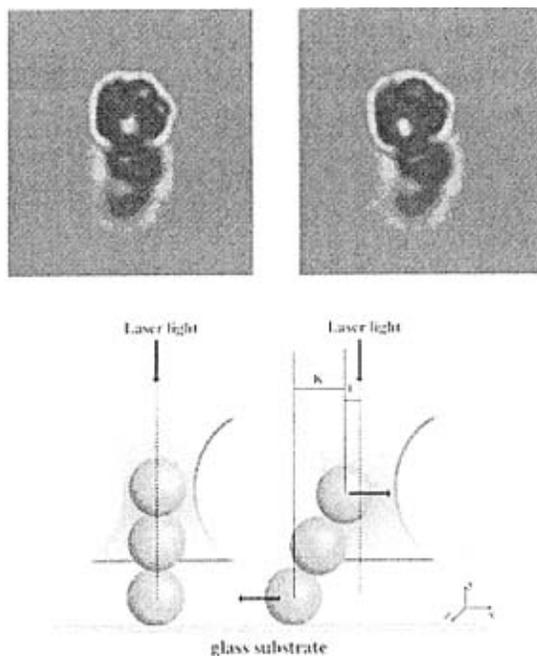


图 4.11 受光阱影响前后的偶氮苯聚合物及其模拟示意图

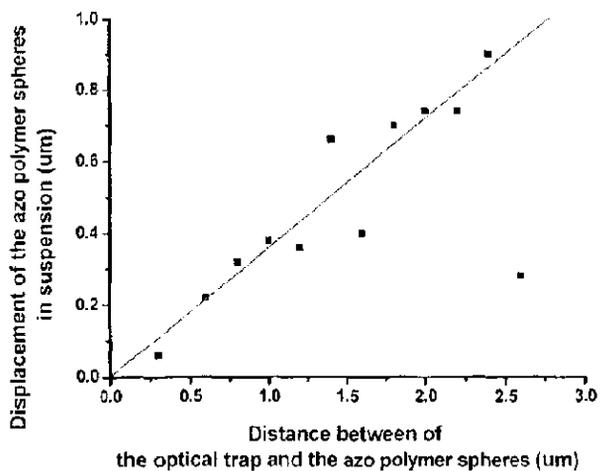


图 4.12 粘底偶氮苯聚合物小球离光阱中心的距离与悬浮小球偏移距离的关系

图 4.13 表示的悬浮的偶氮苯小球在光阱力场的作用下所发生的偏移量与此时所受到的光阱力间的关系，其中小球所受到的光阱力和其弹性力相等，即此

图表示了悬浮小球的偏移量与其弹性力的关系。图中随着悬浮的偶氮苯小球偏移位置的增大，其所受到的光阱力以近线性方式逐渐增大。

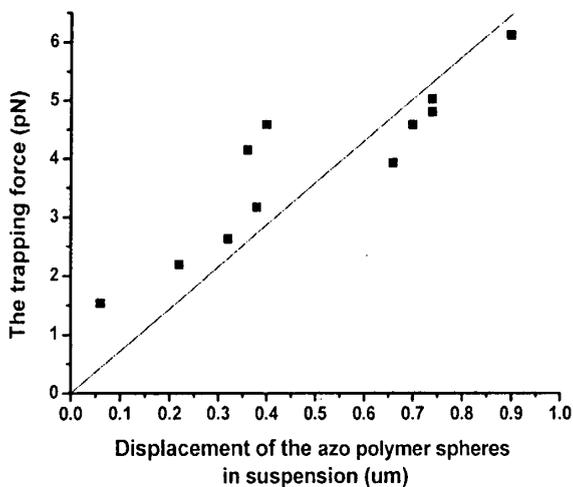


图 4.13 悬浮偶氮苯小球偏移固有位置的距离与其所受到的光阱力间的关系

## 4.5 总结

本章对含偶氮苯光敏聚合物进行了初步的研究，在微米尺度下实时观察了 365nm 和 436nm 波长激发光的照射下，所发生的光致形变过程，并测量了在波长 436nm 的激发光下的光致形变过程中的速率、形变量。除此之外我们还利用光镊的操控和测力两功能，对此粒子的弹性也进行了一定的研究，并测出了位移和聚合物球链弹性力间的数量关系。为光镊技术在此类的研究中奠定了基础。

## 参考文献

1. "Polymer Sensors and Actuators", Y. Osada, D. E. DeRossi, Eds., Springer, Berlin 2000.
2. M. V. Gandhi, B. S. Thompson, "*Smart Materials and Structures*", Chapman & Hall, London 1992.
3. H. Finkelmann, E. Nishikawa, G. G. Pereira, M. Warner *Phys. Rev. Lett.* **2001**, *87*, 015501.
4. P. M. Hogan, A. R. Tajbakhsh, E. M. Terentjev *Phys. Rev. E* 2002, *65*, 041720.
5. M.-H. Li, P. Keller, B. Li, X. Wang, M. Brunet *Adv. Mater.* 2003, *15*, 569.
6. T. Ikeda *J. Mater. Chem.* 2003, *13*, 2037.
7. Vollmer M S ,Clark T D ,Steinem C ,Ghadiri M R. *Angew Chem Int Ed* ,1999,*38*:1598~1612.
8. Vale R O ,Milligan R A. *Science* ,2000 ,*288* :88~95.
9. Yanlei Yu,Makoto Nakano, Tomiki Ikeda *NATURE*,2003, *425*:145
10. Yaobang Li, Yaning He, Xiaolan Tong,*J. AM. CHEM. SOC.* 2005, *127*, 2402-2403,
11. 王忠, 李银妹, 楼立人 双光阱法测量光阱横向力场的分布 *中国激光*, 2006, *33* (2): 195-198

## 论文的总结

为了充分发挥光镊测量微小力这一功能,对光阱力场分布情况的研究就显得异常重要。虽然在此之前已有人对该问题从实验和理论的角度进行了研究,但对光阱横向完整地力场分布仍有待研究,尤其是对光阱简谐区以外的外缘区的力场的测量。

本论文首先提出了双光阱法,并利用这一方法从实验上完整地测量了半导体光阱的横向力场分布,表明了所提出的“双光阱法”是行之有效的。论文还对此方法的进一步发展进行了讨论。同时为了更好的了解光阱力场的分布,我们采用几何光学近似,对光阱力场的空间分布进行了理论计算,并针对光阱横向力场分布测量的实验中,以及先前报道的实验研究中观察到的现象,特别是在利用流体力学法测量光阱横向刚度中出现的小球平衡位置的纵向偏移问题,进行了分析讨论。理论计算和实验研究都得出,在用通常的流体力学法测量光阱横向阱力或刚度时,小球都伴有纵向位移,因而所测得的刚度不是同一水平面上的横向刚度,而是沿纵向平衡位置的横向刚度。计算也给出了,在光阱中心一定范围内( $<0.5r_b$ ),这样测得的“横向”阱力或刚度与“理想”的横向刚度十分接近,是很好的近似。但是对通常认为的光阱逃逸力就是光阱的最大横向阱力的论点,从理论上指出了其有较大的偏差。在实际应用光镊作为力的探针时,应对此偏差和粒子纵向偏移引起的测量误差加以讨论。

本文还对含偶氮苯光敏聚合物的光致形变现象进行了研究。通过利用365nm和436nm两种偶氮苯基团特征吸收波长的激发光,分别对偶氮苯聚合物进行照射,得到了这种聚合物小球在不同激发光照射下的响应和形变规律及相应的参数。同时利用光镊的控制和测力两功能,首次将光镊技术引入到此种小球研究中,初步测量了偶氮苯聚合物小球的弹性特点,验证了这一工具在此方面的研究是可行的,为今后在微米尺度下实时的研究此类材料提供了一种有效的工具。

## 附 录

论文中的一些方法和程序

### 附录 1 相关运算图像分析法

文中我们提到了利用相关运算图像分析法处理图像，在此将作一介绍。对于采集后的图像序列，作如下处理：

1. 提取图像序列中某一帧图像中的小球像部分，通常为比小球像稍大的矩形区域，作为相关核。它的灰度矩阵  $K$ ，维数为  $m_k \times n_k$ 。
2. 对于序列中的每一幅图像，灰度矩阵  $S$ ，维数为  $m_s \times n_s$ ，做下列运算：

$$R_{x,y} = \sum_{i=1}^{m_k} \sum_{j=1}^{n_k} S_{x+i,y+j} \cdot (K_{i,j} - \bar{K})$$

其中  $R$  定义为相关矩阵，其维数为  $(m_s - m_k + 1) \times (n_s - n_k + 1)$ ， $\bar{K}$  为相关核灰度矩阵  $K$  的灰度平均值。

实际计算时，由于  $K$  和  $S$  的维数都比较大，采用上面的公式计算会耗费很长时间。我们采用了快速傅里叶变换进行相关运算，可以加快计算速度，使一个 5000 帧的图像序列、 $K$  约为  $100 \times 100$  大小、 $S$  约为  $300 \times 300$  大小的图像几分钟之内能计算完毕。具体算法如下：

对灰度矩阵  $K$  和  $S$  作如下处理，使：

$$K' = \begin{cases} K_{x,y} - \bar{K} & , 1 \leq x \leq m_k, 1 \leq y \leq n_k \\ 0 & , m_k + 1 \leq x \leq m_s, n_k + 1 \leq y \leq n_s \end{cases}$$

$$S' = S_{m_s+1-x, n_s+1-y} \quad , 1 \leq x \leq m_s, 1 \leq y \leq n_s$$

则上式变换为：
$$R' = \sum \sum S' \cdot K'$$

做作快速傅里叶变换，得到：

$$\tilde{R}'_{x,y} = F(K')_{x,y} \cdot F(S')_{x,y}$$

则：
$$R' = F^{-1}(\tilde{R}')$$

其中  $F$  和  $F^{-1}$  分别为傅里叶变换及其逆变换，最后相关矩阵  $R$  为：

$$R_{x,y} = R'_{m_i+1-x, n_i+1-y}, \quad 1 \leq x \leq m_s - m_k + 1, \quad 1 \leq y \leq n_s - n_k + 1$$

计算所求得的相关矩阵的重心，它可以看作是 小球像的精确位置：

$$\begin{cases} x_c = \frac{\sum_x \sum_y x \cdot R_{x,y}}{\sum_x \sum_y R_{x,y}} \\ y_c = \frac{\sum_x \sum_y y \cdot R_{x,y}}{\sum_x \sum_y R_{x,y}} \end{cases}$$

其中  $x_c$  和  $y_c$  即为小球像中心的位置坐标。

实验中计算小球像的位置，我们发展一种新的方法：二次曲线拟合法，即对相关矩阵最大值点和它周围的四个点，分别做  $x$  和  $y$  方向的二次曲线拟合，再求出拟合曲线的极值点。所得到的极值点，就代表了每帧图中小球像的位置。

附录 2 光阱空间纵向、横向阱力分布计算程序，此程序是利用 Mathematica 编写的，各参数的含义请参考第三章

```
rb=0.5*10^-6;
zcg=-10*rb;
nw=1.33;
ng=1.516;
nb=1.55;
NA=1.35;
w0=0.5*10^-3;
roup=w0;
fenmu=NIntegrate[2*Pi*rou*Exp[-2*rou^2/w0^2],{rou,0,roup}];
m=Table[{f[g,k]},{g,400},{k,50}];
For[g=1,g<401,b=11*rb*g/400-7*rb;
  For[k=1,k<101,a=k/50;
```

```

f[g,k]=Function[timeszb,j=200;
  fenzi=0;
  x=timeszb*rb;
  For[i=1,i<j,rou=i*roup/j;yita=rou/roup;
    fenzi2=0;jofbeita=200;
    For[ii=1,ii<jofbeita,beita=Pi*ii/jofbeita;
      If[yita^2*NA^2/nw^2<1,
        fai=ArcSin[NA*yita/nw];
        deltaz=zcg*(1-(nw/ng)*Sqrt[(1-yita^2*NA^2/nw^2)/(1-yita^2*NA^2/ng
^2)]);
        If[(2*(b-deltaz)*Tan[fai]^2+2*x*Tan[fai]*Cos[beita])^2-4*(Tan[fai]^2+
1)*((b-deltaz)^2*Tan[fai]^2+x^2+2*x*(b-deltaz)*Tan[fai]*Cos[beita]-rb^2)>0,
zofsecond=(-Sqrt[(2*(b-deltaz)*Tan[fai]^2+2*x*Tan[fai]*Cos[beita])^2-4*(Tan[fai]^2+1)*((b-de
ltaz)^2*Tan[fai]^2+x^2+2*x*(b-deltaz)*Tan[fai]*Cos[beita]-rb^2)]-(2*(b-deltaz)*Tan[fai]^2+2*
x*Tan[fai]*Cos[beita]))/(2*Tan[fai]^2+2);
        rouofbottom=(deltaz-zcg)*Tan[fai];
        leftshubian=deltaz-zcg+b-deltaz+zofsecond;
        leftline=leftshubian/Cos[fai];
        rightshubian=deltaz-zcg+b-deltaz;
        righthengbian=Sqrt[rouofbottom^2+x^2-2*x*rouofbottom*Cos[beita]];
        rightline=Sqrt[rightshubian^2+righthengbian^2];
        gama=ArcCos[righthengbian/rightline];
        inputx=-Sin[fai]*Cos[beita];
        inputy=Sin[fai]*Sin[beita];
        inputz=Cos[fai];
        (*inputz是散射力在纵向上的投影系数;
        inputx , inputy分别是散射力在横向上x\y的投影系数*)

        thita=-ArcCos[Abs[(rb^2+leftline^2-rightline^2)/(2*rb*leftline)]];
        zjiao=ArcCos[(leftline^2+rightline^2-rb^2)/(2*leftline*rightline)];

```

```

verinline=leftline*Tan[zjiao];
cutoffright=leftline/Cos[zjiao];
cut=rightline-cutoffright;
sinverinline=-zofsecond-cut*Sin[gama];
verinputz=sinverinline/verinline;
(*verinputz是梯度力在纵向上的投影系数*)

verlineonxy=.Sqrt[verinline^2-sinverinline^2];
verinlinexy=verlineonxy*(deltaz-zcg+b-deltaz)/(deltaz-zcg+b-deltaz-cut*Sin[gama]);
verleft=(deltaz-zcg+b-deltaz+zofsecond)*Tan[fai]*(deltaz-zcg+b-deltaz)/(deltaz-zcg+b-deltaz-cut
*Sin[gama]);
jiao1=ArcCos[(verleft^2+verinlinexy^2-righthengbian^2)/(2*verleft*verinlinexy)];
If[x>0,jiaodu=jiao1-beita,jiaodu=jiao1+beita];
verinputx=-Cos[jiaodu]*verlineonxy/verinline;
(*verinputx是梯度力在纵向上的投影系数*)

r=ArcSin[Sin[thita]*nw/nb];
Rp=(Tan[thita-r])^2/(Tan[thita+r])^2;
Rc=(Sin[thita-r])^2/(Sin[thita+r])^2;
Tp=Sin[2*thita]*Sin[2*r]/((Sin[thita+r])^2*(Cos[thita-r])^2);
Tc=Sin[2*thita]*Sin[2*r]/(Sin[thita+r])^2;

Qsp=1+Rp*Cos[2*thita]-(Tp^2*(Cos[2*thita-2*r]+Rp*Cos[2*thita]))/(1+Rp^2+2*Rp*Cos[2*r]);
Qgp=Rp*Sin[2*thita]-(Tp^2*(Sin[2*thita-2*r]+Rp*Sin[2*thita]))/(1+Rp^2+2*Rp*Cos[2*r]);
Qsc=1+Rc*Cos[2*thita]-(Tc^2*(Cos[2*thita-2*r]+Rc*Cos[2*thita]))/(1+Rc^2+2*Rc*Cos[2*r]);
Qgc=Rc*Sin[2*thita]-(Tc^2*(Sin[2*thita-2*r]+Rc*Sin[2*thita]))/(1+Rc^2+2*Rc*Cos[2*r]);

Qs=0.5*(Qsp+Qsc);
Qg=0.5*(Qgp+Qgc);
Qz=Qs*inputz-Qg*verinputz;
Qz=Qz*2*rou*Exp[-2*rou^2/w0^2];
fenzi2=fenzi2+Qz*Pi[jofbeita]];

```

(\* 将散射力和梯度力向纵向投影，并累加；要想得到横向力的分布只需将散射力和梯度力向横向上投影：

```
Qx=Qs*inputx+Qg*verinputx;
```

```
Qx=Qx*2*rou*(2*rou^2/w0^2)^2*Exp[-2*rou^2/w0^2];
```

```
fenzi2=fenzi2+Qx*Pi/jofbeita]; *)
```

```
ii++];
```

```
fenzi=fenzi+fenzi2*roup/j;
```

```
i++];
```

```
fenzi=fenzi/fenmu][a];Print[f[g,k]];
```

```
k++];
```

```
g++];
```

```
Export["axil-zcg=-10rb.dat",m,"table"]
```

## 攻读学位期间发表的论文

### 发表论文:

1. 王忠, 李银妹, 楼立人, 王浩威, 龚鋈 双光阱法测量光阱横向力场分布, 中国激光[J], 2006, 33(2): 195-198
2. J H Bao, YMLi1, L R Lou and Z Wang Measurement of the Axial Displacement with information entropy [J] *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2005 7 1-6
3. 鲍建华. 龚鋈. 陈洪涛. 王忠. 李银妹. 楼立人, 粒子的轴向位移对光阱力学参数标定的影响, 中国激光[J], 2005, Vol.32 No.10: 1421-1424
4. J.H.Bao, Y.M.LI, L.R.Lou, Z.Gong, Z. Wang, H.W.Wang Information entropy method for measuring the axial displacement of a bead and its application to analyzing the trapping force of optical trap, Proc. of SPIE Vol. 5637:305-312

## 致 谢

本论文的工作是在导师李银妹教授和楼立人教授的悉心指导、耐心帮助下完成的。在实验室的这些年里，导师们渊博的学识、严谨的治学态度和敏锐的学术洞察力给我留下了极深刻的印象，我所取得的每一点进步都离不开他们的指导和鼓励。李老师和楼老师不仅在科学研究上教会了认真负责、一丝不苟的态度，也教会了我做人的道理。在此，谨向两位导师表示崇高的敬意和衷心的感谢。祝愿实验室永远充满活力，蓬勃发展。

感谢实验室师兄弟姐妹们给我的关心和帮助，实验室融洽的氛围，和谐而有凝聚力的环境让我感受到了友爱的真诚，这将是我人生一段美好的回忆。感谢已经毕业的陈洪涛博士、徐升华博士、鲍建华硕士、沈为民硕士；感谢王浩威老师、王自强老师、龚鏊同学、张文静同学、孟炳寰同学、任洪亮同学、谷勇强同学、吴建光同学和周金华同学；感谢材料科学学院的合作者苏伟同学，他们的宝贵建议和在实践中给予地无私帮助，使我得以顺利的完成了研究工作。

感谢提前毕业的袁洪春硕士、我的室友和邻居们，大家在生活学习上的帮助是我顺利完成学业的保证。

感谢所有关心、教导和帮助我的师长们。

感谢我的家人，他们无私的爱和一直以来的支持、鼓励是我前行的动力和坚强的后盾。谨以此文献给他们！

天行健，君子以自强不息！

王 忠

二零零六年五月

于中国科学技术大学