

文章编号: 0258-7025(2003)11-1023-04

微米颗粒粘附力的光学测量法

范建国, 夏宇兴

(上海交通大学物理系, 上海 200030)

摘要 分析了吸附于介质表面的微米颗粒所受的力, 并通过理论模型估计了直径为 $1.5 \mu\text{m}$ 的小球在表面所受到的粘附力为 10^{-6} N 量级。同时利用脉冲激光的光压对吸附于蓝宝石玻璃表面的玻璃小球进行了粘附力的测量。测量结果和理论计算值吻合。在给定实验条件下, 粘附力的大小主要是由毛细力决定的。

关键词 应用光学; 光压; 粘附力; 毛细力

中图分类号 O 348.11 文献标识码 A

An Optical Measurement Method for Adhesion of Micro-particles

FAN Jian-guo, XIA Yu-xing

(Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China)

Abstract The adhesion forces between the micro-particles and the dielectric surface were analyzed. The adhesion of a particle with 1.5 microns in diameter to a surface was estimated to be about 10^{-6} newtons. Experimentally, the optical pressure of a focused laser pulse was used to determine the adhesion between the quartz particles and a sapphire surface. This pressure was found to be very close to the estimated adhesion. It was also shown that the capillary force was the dominant component in the experiment.

Key words applied optics; optical pressure; adhesion; capillary force

1 引言

Michael M. Burns 等^[1,2]介绍了光学驻波场中介质之间的相互作用, 实验是在液体中进行的。而在液体中, 物体将受到很多力的作用, 如分子力、库仑力、电磁力、毛细力等, 这些力的存在使结果分析变得很复杂。

如果实验能在真空条件下进行, 那么以上问题将大大简化。为此我们设计了一套能在真空进行实验的装置(图1)。该装置的设计最先遇到的问题是使样品离开衬底表面, 因为在真空中样品吸附于表面的力要比液体中大得多。因为稀薄气体(低真空)中样品吸附情况和真空中的情况很相近, 为简单起见, 本文将主要研究低真空中样品的吸附情况。

2 测量原理

脉冲激光技术的发展使光能量可以聚集到很短的时间内, 这个瞬时的力(也即光压)就可以用来克服吸附样品的力。实验中, 衬底表面镀上 ITO 层并接地, 以消除库仑作用力, 而范德瓦尔斯力在不同的接触情况下变化不大, 因此在实验中主要注意毛细力是否还起作用以及影响的大小。

光压为光照射于物体所产生的电磁作用力, 其大小可用光线光学法进行估算, 即

$$F = 2RP/c \quad (1)$$

其中 R 为界面反射率, P 为每秒作用于界面的光子总动量, c 为光速。

粘附力为物体和表面之间的作用力。在本实验中, 粘附力的大小由脉冲光的光压来度量, 其结果将和粘附力的各组成力进行比较。下面主要介绍毛细力的确定方法。假设样品小球和表面的接触情况如图2所示, 当水气在微粒和衬底表面之间凝结时, 所

收稿日期: 2002-05-10; 收到修改稿日期: 2002-11-01

作者简介: 范建国(1976—), 男, 博士, 现在加利福尼亚大学攻读博士后学位, 主要研究方向为纳米技术、激光应用和表面科学。E-mail: phfan@uga.edu

形成的弯液面一方面通过表面张力把微粒拉紧,另一方面其凹陷的形状减小了液体压力^[3]

$$F_c = 2r(\cos\theta_{31} + \cos\theta_{34})/[1 + \tan(\theta/2)] \quad (2)$$

式中 F_c 为毛细力, r 为小球的半径, σ 为水的表面张力, θ_{31}, θ_{34} 为接触角。在亲水性表面情况下,接触角趋向于零,即 $\cos\theta_{31} + \cos\theta_{34} = 2$,毛细力效果最大;反之对于斥水性表面 $\theta_{31}, \theta_{34} \rightarrow 90^\circ$,毛细力的效果最弱。

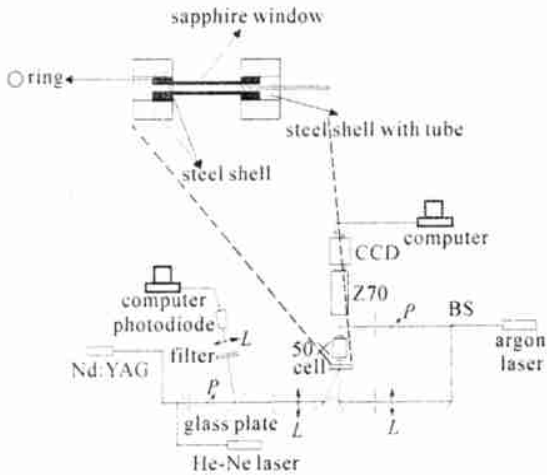


图1 粘附力测量和光学束缚实验装置示意图

Fig.1 Setup for measuring adhesion force and optical binding

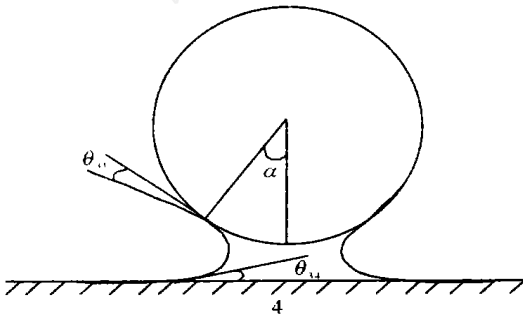


图2 球和表面之间的毛细现象

Fig.2 Capillary condensation upon contact of particles with surface

3 实验装置

图1为作者设计的一套光学束缚(Optical Binding)实验装置。从Nd:YAG激光器出来的脉冲光入射到样品上,我们将利用其产生的强大光压来克服样品和底面的粘附力。光路中的石英玻璃片分出一束光,用来监测脉冲光的能量。在样品盒上方用一物镜配合CCD组成一套显微系统,并连接到计算机以监测衬底表面样品的分布情况。实验所用试

样为直径 $1.5 \mu\text{m}$ 的玻璃球,放置于样品盒内。样品盒是用两片蓝宝石玻璃装配起来的小室(见放大部分)。本文只限于讨论用Nd:YAG激光器的单脉冲(波长 1064 nm ,脉冲宽度 10 ns)测量玻璃小球粘附于蓝宝石玻璃表面的力,所以在实验中暂且不考虑氩离子激光器出来的那部分。

4 实验现象

$1.5 \mu\text{m}$ 直径的样品小球在使用前先经过清洗并过滤,烘干后用高倍显微镜观察发现大小均匀。然后用高压气流吹到干净的蓝宝石玻璃表面。

在He-Ne激光的辅助下将Nd:YAG单脉冲激光对准所要观察的样品,并使之与显微镜视场相一致。图3为用CCD拍摄的样品沉淀在蓝宝石玻璃上的分布情形。

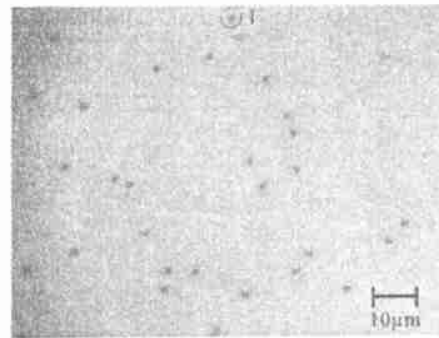


图3 玻璃小球在蓝宝石玻璃表面的沉积

Fig.3 Image for the deposited glass ball
($1.5 \mu\text{m}$ diameter)

经过一系列的单脉冲(能量依次增加)后,观察到的玻璃球位置变化如图4所示。

在比较低的单脉冲能量下,观察不到玻璃球的移动,但从图3图4(a),图4(a)图4(b),图4(b)

图4(c),图4(c)图4(d)每打一个脉冲都能观察到一个或几个小球发生了微小的位移(这里很难区分到底是小球离开后再落回表面,还是只在表面的平移),此过程中单脉冲能量是缓慢增加的(图中用小箭头指示发生明显变化的小球及其移动方向,相同数字标号代表同一个小球)。能量再加大时,有小球被完全打掉(图4(e)图4(f))。当单脉冲能量达到一定值时,整个视场内的小球发生了变动(一部分移出了视场),并且视场外面的小球进入了视场内(光是斜着照射的,以防止脉冲光破坏显微物镜),如图4(g)图4(h)所示。

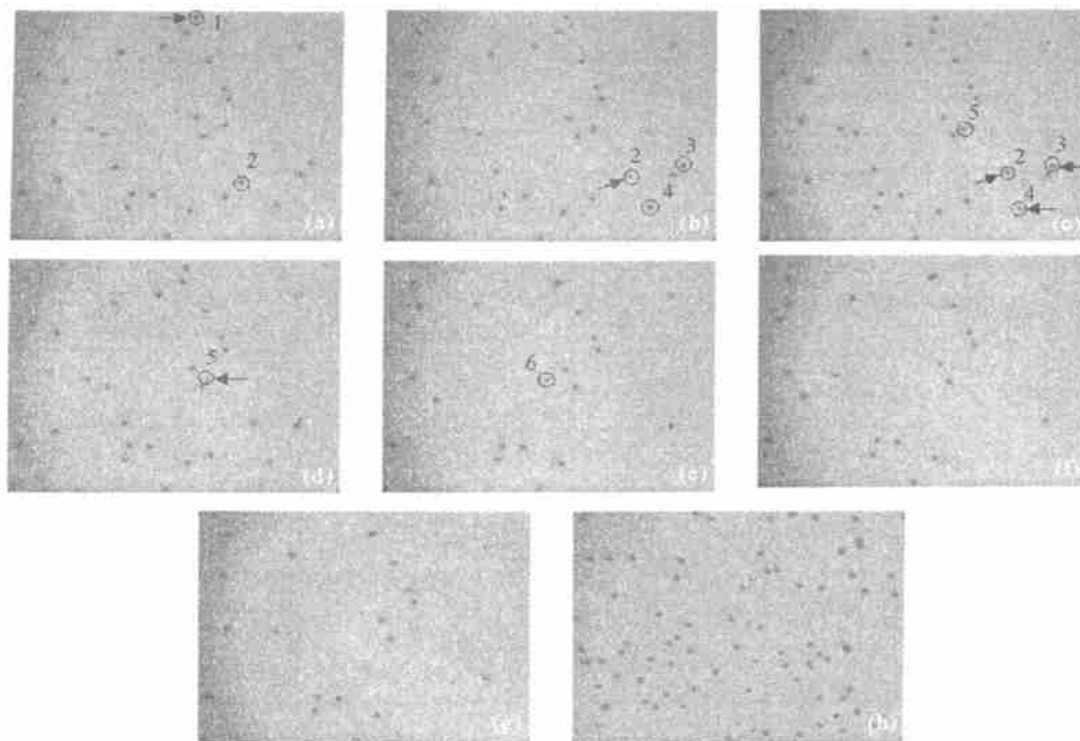


图 4 单脉冲激光作用下衬底表面小球位置的变化情况

(a) 第一个脉冲后小球 1 的移动; (b) 第二个脉冲后小球 2 的移动; (c) 第三个脉冲后小球 2, 3, 4 的移动; (d) 第四个脉冲后小球 5 的移动; (e) 一系列脉冲后小球的分布; (f) 小球 6 经一个脉冲打飞; (g) 又一系列脉冲后小球的分布; (h) 一个脉冲后小球发生大的转移

Fig. 4 Observation of glass balls removing from the substrate

(a) particle 1 moved after 1st laser pulse; (b) particle 2 moved after 2nd pulse; (c) particles 2, 3, 4 moved after 3rd pulse; (d) particle 5 moved after 4th pulse; (e) new distribution of particles after a series of pulses; (f) particle 6 disappeared after one pulse; (g) particles distribution after lots of pulses; (h) particles moved obviously after one succeeding pulse

5 结果分析

5.1 单脉冲能量的确定

图 1 中用玻璃片分出一束光到光电二极管, 通过测量 10 Hz 重复频率的连续脉冲的能量和光电二极管的电压来确定两者的关系, 进而导出单脉冲能量和电压的关系。图 5 是电压和单脉冲能量的关系图。

在图 4 中观察到玻璃球开始移动的时候, 单脉冲所对应的能量约为 24 mJ (取的是前几个脉冲能量的平均)。那么脉冲的峰值功率可以这样计算

$$P_{\text{peak}} = E / t = 24 \text{ mJ} / 10^{-8} \text{ s} = 2.4 \times 10^6 \text{ W} \quad (3)$$

这里所用 Nd:YAG 激光的脉冲宽度 $t = 10 \text{ ns}$ 。激光用 $f = 300 \text{ mm}$ 的透镜聚焦后所得的光斑直径经测量约为 $200 \mu\text{m}$ 。

5.2 粘附力的计算

在上述实验中, 我们观察到随着激光脉冲能量的增加, 玻璃小球从稳定不变, 到个别小球移动, 最后几乎全部打掉, 从而可以得出, 粘附力的大小应该

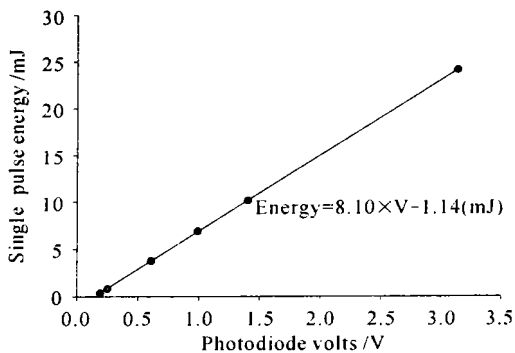


图 5 光电二极管电压和单脉冲能量的对应关系

Fig. 5 Relationship between the photodiode voltage and single pulse energy

等于小球微小移动时所受光压的垂直分量。这里要注意两点: 一是由于小球个体的微小差异, 以及衬底的非理想性, 它们所受的粘附力也存在着稍许的差别, 最好取粘附力的平均值; 二是尽管激光不是严格的平面波, 而且是以一定的角度入射到样品上, 仍然

可认为作用于样品上的激光功率密度是均匀的(首先激光光斑有 $200\ \mu\text{m}$,而视场只有 $64\ \mu\text{m} \times 48\ \mu\text{m}$,可以利用高斯光束的顶部;另外斜入射使视场中的小球处在激光束的不同横截面内,但这些横截面的直径变化小于 5% ,因此光功率密度的差异很小)。

把每个小球所受的光压简化成直径为 $1.5\ \mu\text{m}$ 的镜面所受的光压,计算将变得很简单,取镜面的反射率为 5% ,则

$$F = 2 \times 5\% \times [P_{\text{peak}} \times (1.5/200)^2 / c] \times \cos 30^\circ \times 8 \times 10^{-7} \text{ N} \quad (4)$$

F 为光压的垂直分量。式中乘上 $\cos 30^\circ$ 是因为脉冲光相对于衬底法线成 30° ;脉冲峰值功率乘上 $(1.5 \times 200)^2$ 这个因子代表单个小球所受到的有效脉冲功率,原因是激光照射在衬底上的光斑有 $200\ \mu\text{m}$,而单个小球的直径只有 $1.5\ \mu\text{m}$ 。

小球在蓝宝石玻璃表面的毛细力大小又有多大呢?考虑到样品的亲水性, $F_{\text{capillary}} = 4\pi r = 7 \times 10^{-7} \text{ N}$ (水的表面张力 $\sigma = 72.9 \times 10^{-5} \text{ T/cm}$)。该值和测得的粘附力值(即小球所受光压的垂直分量)的大小吻合很好,同时要比范德瓦尔斯力(约 10^{-8} N)大很

多,说明在本实验条件下,粘附力的大小主要由毛细力决定。

6 结 论

用脉冲光的方法测量了微米小球粘附于表面的力的大小,并和毛细力大小进行了比较。发现在低真空条件下,玻璃小球和蓝宝石玻璃表面的作用力主要表现为毛细力的作用,而这个作用力要比小球本身的重力(10^{-14} N)大得多。不同于宏观情况,在微米量级,粘附力已成为一个不易克服的力。

参 考 文 献

- 1 Michael M. Burns, Jear-Marc Fournier, Jene A. Głowchenko. Optical binding [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(12):1233 ~ 1236
- 2 Michael M. Burns, Jear-Marc Fournier, Jene A. Głowchenko. Optical matter: Crystallization and binding in intense optical fields [J]. *Science*, 1990, **249**(4970):749 ~ 754
- 3 Anatolii D. Zimon. Adhesion of Dust and Powder [M]. Imprint New York: Consultants Bureau, 1982. 108 ~ 112