第 37 卷 第 4 期
2016 年 8 月

固体力学学报
CHINESE JOURNAL OF SOLID MECHANICS

Vol. 37 No. 4
August 2016

表面黏附及表面输运的最新研究进展*

陈少华[1**] 彭志龙[1] 姚 寅[2] 王 超[2]

([1] 北京理工大学先进结构技术研究院,北京,100081)([2] 中国科学院力学研究所,非线性力学国家重点实验室,北京,100190)

摘 要 表面黏附及表面输运作为典型的材料表面行为,已成为表面力学关注的重要课题及学科前沿,揭示该类表面效应的形成机制及其影响因素,对微纳米器件、微纳米传感器、微纳米传输、智能材料表面等创新设计具有重要的指导意义. 论文针对表面黏附及表面输运两种典型的表面力学行为,综述了国内外在该方面的最新研究进展,主要介绍了作者课题组在该方面的最新工作及取得的成果,最后针对该方面研究提出未来工作展望.

关键词 表面力学,黏附机制,输运机制,表面微观力,非均匀应变场

0 引言

1945 年诺贝尔物理奖获得者包利的名言"上帝制造了固体,魔鬼制造了表面"很早就形象地阐明了研究表面行为的重要性. 包利所强调的表面的复杂性可以从其跨尺度行为及其交互作用的一个侧面理解. 一般在工程上,表面力学行为的相关机制跨越化学键(0.1～1 纳米)、原子分子相互作用(0.5～10 纳米)、微观裂纹损伤(纳米～微米)、弹塑性变形场(微米～厘米)乃至机械系统的宏观动力学(厘米～米). 不但需要研究每个尺度上的物理机制,还需要研究不同尺度间的交互作用机制[1]. 1981 年诺贝尔化学奖获得者霍夫曼在其名著《固体与表面》特别强调了表面科学是物理、化学以及工程科学等的交叉学科及其跨尺度特性[2]. 近年来,随着薄膜技术的广泛应用,航空航天、生物医学、微电子技术和光电器件等产业及纳米科技等对新型材料性能提出更高的要求,先进智能材料的设计与制备及表/界面的处理技术亦得到了迅猛发展,对材料表面力学特性的研究受到了国内外科研工作者的高度重视[3].

材料表面性质不仅与表面材料组分、微结构尺寸、环境等相关,与材料体系自身内部微结构亦密切关联. 材料体系的分子、纳米、微米等结构的多尺度效应是形成材料自身新功能及特异表面功能的内在本质. 分子结构的多样性决定了材料千变万化的功能和性质. 微米结构、纳米结构是以微米、纳米尺度的物质单元为基础,按照一定规律构筑或营造的介观体系. 其中,由于纳米结构具有纳米微粒的特性,如量子效应、小尺寸效应、表面效应等特点,又存在由纳米结构组合引起的新的效应,如量子耦合效应和协同效应等[4]. 人们可以在多尺度范围内实现对材料的结构控制,即从分子、分子簇拓展到纳米结构和微米结构,使得材料自身在宏观上产生奇异的物性. 同样,通过控制表面材料或内部材料的结构以及异质材料的接触与融合,产生表面和界面的奇异功能特性,来创造新型材料和器件,也已经成为许多研究领域的指导思想[1].

众所周知,自然界多种生物具有优异的表面功能,如壁虎、苍蝇、蚂蚁等生物的爬行功能、输卵管表面的输运功能、水生植物叶片的超疏水功能、鲨鱼皮肤的低摩擦功能、昆虫翅膀的光子功能等[5]. 这些自然现象具有不同的主导因素或物理机制,但与表面微结构都密切相关.

本文主要介绍课题组有关表面黏附及输运方面的工作进展. 通过仿生壁虎类爬行生物的表面黏附及受精卵细胞在输卵管节段波驱动下的表面输运,揭示表面黏附与输运的力学机制及其主要影响因素,并将表面黏附的研究适当拓展到微纳米薄膜/基底界面黏附性能及低维材料黏附自组装方面.

* 国家自然科学基金项目(11532013,11372317,11125211,11302228 和 11402270)和科技部重大科学研究计划项目(2012CB937500)资助.
2016-03-10 收到邀请稿.
** 通讯作者. Tel:010-82543960, E-mail:shchen@LNM.imech.ac.cn 或 chenshaohua72@hotmail.com.

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

1 表面黏附

表面黏附作为一种典型的表面效应已经成为表面力学研究的学科前沿. 表/界面黏附最基本的物理原理是分子引力、毛细力、静电力等微观作用力,在宏观领域往往可以忽略,而在微观尺度对材料或结构力学性能的影响则非常显著. 例如,微悬臂结构黏附失效是微/纳机电系统失效的主要形式[6];在微电子封装技术中,微电子元件与基底间的完美黏附则成为微电子器件正常工作的保证[7]. 自然界一类爬行生物正是利用表/界面间的分子引力或毛细力在物体表面自由行走,特别是该类生物不仅具有超强黏附,同时能够轻松脱黏,吸引了科学家们的极大兴趣. 表面黏附机制的揭示已经成为仿生黏附材料制备、微纳机电系统运行及生物医学疾病治疗等关注的核心问题之一,同时能促进表面/界面力学的发展.

1.1 黏附接触力学

目前,黏附接触力学已经成为研究表/界面黏附效应的主要理论工具之一. 1971 年,Johnson 等[8]应用 Griffith 能量准则首先研究了两个弹性球体表面黏附效应对其接触行为的影响,解析得到了接触半径与外载荷之间的关系,提出了著名的 JKR 模型. 同样针对弹性体的轴对称问题,Derjaguin,Muller 和 Toprov 提出了另一种黏附接触模型(DMT 模型)[9],与 JKR 模型只考虑接触区内黏附力不同,DMT 模型引入了接触区外部黏附力的影响,但忽略了该黏附力对接触体变形的影响,即接触面轮廓仍采用 Hertz 解的形式. 显然,JKR 和 DMT 两种模型的理论预测结果存在差异,该差异在引入无量纲 Tabor 参数 $\mu=(R\Delta\gamma^2/E^{*2}\varepsilon^3)^{1/3}$ 后得以理解. 当 Tabor 数 $\mu<0.1$ 时,DMT 理论与实验结果非常接近;当 $\mu>5$ 时,JKR 理论与实验结果吻合,即 DMT 理论适用于小曲率半径、低黏附能、高弹性模量体系;而 JKR 理论则适用于大曲率半径、高黏附能和低弹性模量体系. Maugis 进一步发展了 Tabor 思想,应用 Dugdale 模型给出了连接 JKR 理论和 DMT 理论的 MD 理论[10]. 经典黏附接触力学模型只考虑了法向载荷或法向和切向力解耦作用的情况,Chen 和 Gao[11-13]考虑完美黏附界面模型,建立了广义 JKR 模型和广义 MD 模型,并应用于分析环境压力、温度变化等对生物分子或细胞黏附于基底行为的影响.

作者将均匀各向同性材料的黏附接触力学理论进一步推广到横观各向同性及各向异性材料[14],建立了刚性压头与横观各向同性及各向异性基底黏附接触模型,如图 1 所示. 研究发现,当外力沿着基底刚度最大的方向拉脱黏附界面时,界面黏附强度最大;而偏离该方向拉脱时,界面黏附强度急剧降低;方向影响的界面最大黏附强度可以超过最小黏附强度一个数量级. 相比而言,各向同性材料间的界面黏附强度对外力方向并不敏感. 这种方向依赖的界面黏附行为为自然界一类生物实现黏附与脱黏交替的宏观可逆黏附机制提供了理论解释,同时揭示了生物及昆虫黏附系统呈现各向异性的原因.

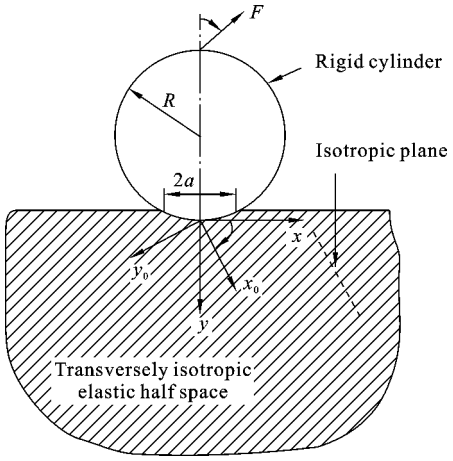


图 1 刚性压头与各向异性弹性半空间黏附接触的平面应变模型

Fig. 1 A plane strain model of a rigid indenter in adhesively contact with a transversely isotropic elastic half-space

基于 Giannakopoulos 和 Suresh[15,16]给出的功能梯度材料半空间在集中载荷、球形及圆锥压头作用下的 Hertz 接触解,Chen 等[17]建立了刚性球体与幂型梯度材料间的广义 JKR 黏附接触模型(图 2),其中梯度材料的杨氏模量 $E=E_0(z/c_0)^k(0<k<1)$,c_0 表征梯度变化程度的特征尺寸. 研究发现该梯度材料的黏附接触拉脱力 P_{cr} 与材料的杨氏模量 E 等参数无关,只依赖于材料的幂次梯度变化指数 k、球体半径 R 及界面黏附能 $\Delta\gamma$,即:

$$P_{cr}=-\frac{k+3}{2}\pi R\Delta\gamma \tag{1}$$

当幂次变化指数为零,梯度材料退化为均匀各向同性材料,该理论封闭解与经典 JKR 解一致;进一步建立了刚性圆柱与弹性模量呈幂次变化的弹性半空

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

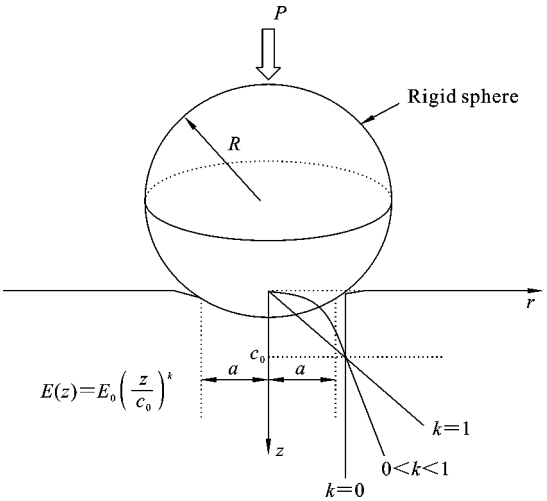


图 2　刚性球体与幂次梯度弹性半空间的三维黏附接触模型

Fig. 2　Three-dimensional adhesive model of a rigid sphere in contact with a power-law graded elastic half-space

间接触的广义二维黏附模型[18]，显式给出了接触区应力分布、外载荷与接触宽度间的关系.

在 Chen 等[17,18]的工作基础上，大连理工大学郭旭教授课题组[19-23]建立了多个梯度材料的黏附接触模型，发展了一套求解轴对称无摩擦 JKR 黏附接触问题的通用方法，深入考虑了法向和切向载荷耦合效应、压头形状和表面粗糙度对梯度材料黏附接触行为的影响；并建立了适用于幂型梯度材料内聚力区的扩展双 Hertz 黏附模型，得到了一系列封闭解析解.

1.2　薄膜/基底界面黏附力学

近年来，随着信息产业和微电子工业的发展以及纳米科技的兴起，薄膜材料和薄膜技术得到了迅猛发展，薄膜/基底结构界面黏附性质的定量表征已经成为材料科学、表/界面科学及工程应用的研究热点.

关于薄膜基底黏附界面的研究，Kendall[24]基于能量平衡建立了弹性薄膜从刚性基底上撕脱的理论模型，解析得到了撕脱力随撕脱角、界面黏附能与弹性能的变化关系，为实验测量薄膜/基底界面性质（黏附能、黏附强度等）提供了一种直接而有效的方法. 这一模型随后被广泛应用于弹塑性薄膜[25,26]、黏弹性薄膜[27,28]和非均匀薄膜[29]黏性行为的研究. 陈彬教授[30]，Sauer[31]，Molinari 和 Ravichadran[32]在 Kendall 模型基础上分别考虑了薄膜内预应力、薄膜弯曲应变能及有限变形对弹性薄膜撕脱性能的影响. 冯西桥教授课题组[33]理论研究了界面滑移对薄膜撕脱的影响，发现滑移区长度和黏结剂的后退接触角是影响界面断裂韧性的两个主要因素. 亢一澜教授[34,35]实验研究了粘结材料界面细观力学问题，并对界面力学模型进行了讨论. 魏悦广研究员[36]，Williams 和 Hadavini[37]分别研究了不同内聚力本构关系对薄膜撕脱性能的影响，发现内聚力曲线形状对结果影响很小. 周益春教授课题组在划痕法和鼓泡法分析弹塑性薄膜/基底结构界面黏附性能方面进行了深入研究[38]. Gent 和 Petrich[39]研究了温度和加载速率对黏弹性薄膜撕脱行为的影响，指出在不同温度下加载速率对黏弹性薄膜撕脱行为的影响可以通过时-温等效原理（WFL 方程）转化为特定参考温度下加载速率的影响. 吕朝锋教授与黄永刚教授[40]合作研究了温度变化对硅/PDMS 结构界面黏附与脱黏的影响，为通过转印技术发展柔性电子器件提供了一种新思想. 冯雪教授课题组[41]根据黏弹性薄膜撕脱时的率相关性，研究了黏弹性薄膜/硅膜/基底结构的黏附撕脱问题，实现了硅薄膜在高加载速率下“转”和低速率下“印”的两个过程.

已有薄膜撕脱行为的研究主要集中于界面稳态黏附撕脱行为，很少存在表征薄膜基底界面整个撕脱过程的模型. Peng 和 Chen[42]基于最小势能原理建立了弹性薄膜与刚性基底黏附接触的理论模型（图 3），研究了薄膜从起始脱黏到稳态撕脱阶段的整个过程. 初始时刻薄膜与基底完美黏附（图 3(a)），界面作用力由 Lennard-Jones 势函数 $V(r)=W[(\sigma/r)^{12}-(\sigma/r)^6]$ 表示，其中 W 为势阱深度，σ 表示确定两原子平衡位置的长度参量，r 为两原子间距离. 薄膜右端受外力 F

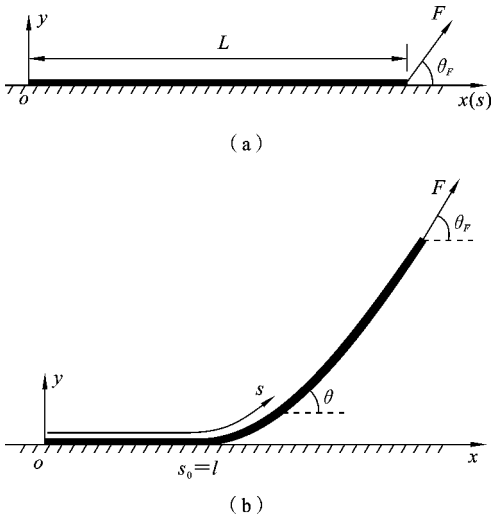


图 3　平基底上薄膜由起始撕脱到稳态撕脱过程的示意图

Fig. 3　Schematic of the whole detachment process of a thin film from a substrate

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

作用，撕脱角为 θ_F. 在薄膜撕脱过程的任意状态(图 3(b))，系统的总势能可表示为：

$$G=\int_0^L \frac{1}{2}D\theta'^2\mathrm{d}s+\int_0^L \frac{F^2}{2Eh}\cos^2(\theta-\theta_F)\mathrm{d}s-\int_0^L \frac{F^2}{Eh}\cos(\theta-\theta_F)\cos(\theta_L-\theta_F)\mathrm{d}s-\int_0^L F\cos(\theta-\theta_F)\mathrm{d}s+\int_0^L W\left[\left(\frac{\sigma}{y}\right)^9-\left(\frac{\sigma}{y}\right)^3\right]\mathrm{d}s+\int_0^L \lambda_1(y'-\sin\theta)\,\mathrm{d}s+\int_0^L \lambda_2(x'-\cos\theta)\mathrm{d}s \quad (2)$$

其中 E，h 表示薄膜的杨氏模量及厚度. $D=h^3/12$ 表示薄膜的弯曲刚度，θ 薄膜上任一点的切向角度，s 则是从原点 o 开始的薄膜弧长. λ_1 和 λ_2 表示两个拉格朗日乘子.

由系统总势能最小并结合相应的边界条件可得薄膜撕脱过程的控制方程：

$$D\theta''+\lambda_1\cos\theta-\lambda_2\sin\theta+\frac{F^2}{Eh}\cos(\theta-\theta_F)\sin(\theta-\theta_F)-F\sin(\theta-\theta_F)-\frac{F^2}{Eh}\sin(\theta-\theta_F)\cos(\theta_L-\theta_F)=0 \quad (3)$$

$$\lambda_1'=-\frac{\partial V}{\partial y},\quad \lambda_2=0 \quad (4)$$

$$x'=\cos\theta,\quad y'=\sin\theta \quad (5)$$

$$\lambda_1(L)=0,\quad \theta'(0)=0,\quad \theta'(L)=0 \quad (6)$$

图 4 表示在不同撕脱角和薄膜刚度下典型的撕脱力-位移曲线，从中可知撕脱角和弯曲刚度对薄膜撕脱行为均有重要影响. 起始脱黏阶段，撕脱力随撕脱距离的增大单调增大，当薄膜达到稳态撕脱阶段后，撕脱力保持不变，该结果与已有实验结果一致[43]. 弯曲刚度主要影响薄膜撕脱的初始阶段，撕脱力随弯曲刚度的增大而增大，达到稳态后撕脱力与弯曲刚度基本无关. 弯曲刚度对薄膜撕脱行为的影响可从薄膜在撕脱过程中其构型的变化得到部分解释(图 5)：起始脱黏阶段，随着撕脱距离的增大，

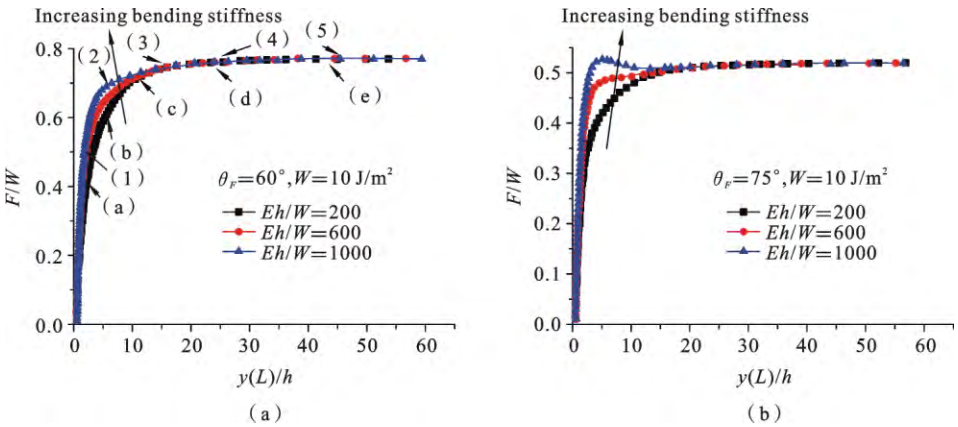


图 4 不同撕脱角下，撕脱力随撕脱位移的整个变化曲线

Fig. 4 Peeling force varying with the peeling distance at different peeling angles

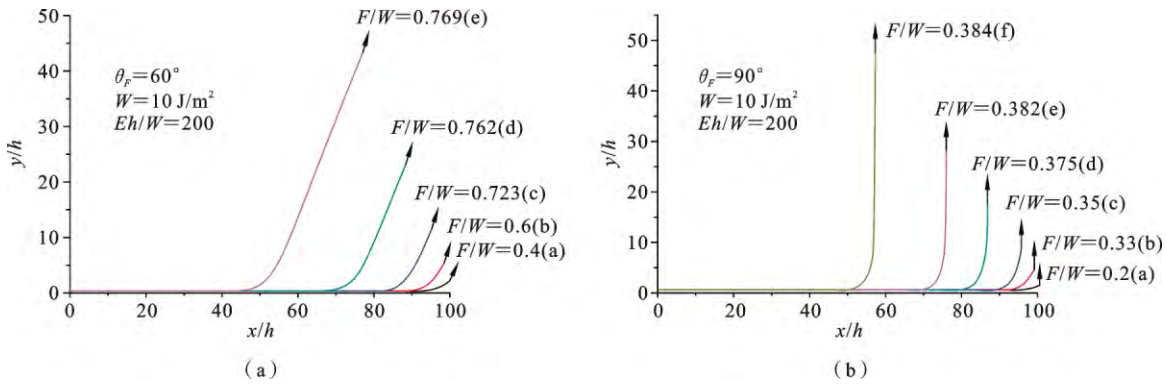


图 5 不同撕脱角下，薄膜构型由起始到稳态撕脱过程中的变化

Fig. 5 Profiles of the deformed film during the peeling process at different peeling angles

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

储存在薄膜内的弯曲能随之增大，进而撕脱力增大；当薄膜达到稳态阶段后，薄膜构型保持不变，储存在其内部的弯曲能保持不变，该过程弯曲能不再影响系统总能量的变化，所以撕脱力保持不变，与弯曲刚度无关.

Peng 和 Chen[44] 进一步基于类似的能量方法，研究了薄膜在粗糙基底上的撕脱行为，建立了弹性薄膜与粗糙基底黏附接触的理论模型，基底粗糙度用常用的余弦函数表示（图 6）. 同理我们可以写出系统总能量：

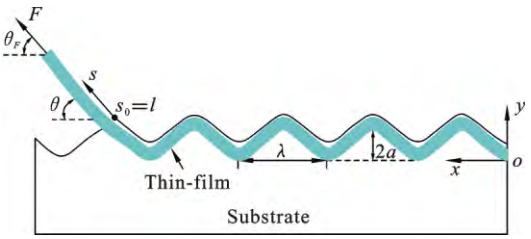


图 6　薄膜与粗糙基底的黏附接触模型

Fig. 6　Adhesive model of a thin film in contact with a rough substrate

$$E=\int_0^l \frac{D}{2}\theta'^2\mathrm{d}s+\int_l^L \frac{D}{2}\theta'^2\mathrm{d}s+\int_l^L \frac{1}{2}E\varepsilon^2 h\mathrm{d}s-\vec{F}\cdot\vec{u_F}$$
$$-\int_l^L F\varepsilon\mathrm{d}s-\int_0^l \Delta\gamma\mathrm{d}s=\int_l^L \frac{D}{2}\theta'^2\mathrm{d}s+\int_l^L \frac{F^2}{2Eh}\cdot$$
$$\cos^2(\theta-\theta_F)\mathrm{d}s-\int_0^L F[\cos(\theta-\theta_F)-1]\mathrm{d}s-$$
$$\int_l^L \frac{F^2}{Eh}\cos(\theta-\theta_F)\mathrm{d}s+U(l)-\Delta\gamma l \tag{7}$$

通过对公式(7)变分，使系统总势能最小并结合相应的边界条件可得：

$$\frac{1}{2}\bar{F}^2+\bar{F}[1-\cos(\theta_F-\varphi)]-\overline{\Delta\gamma}+\frac{(2\pi)^4\bar{a}^2\bar{h}^2[1+\cos(4\pi\bar{x})]}{48\sqrt{1+(2\pi)^2\bar{a}^2\sin^2(2\pi\bar{x})}}=0 \tag{8}$$

由式(8)可得撕脱力随粗糙度及撕脱角变化的解析解：

$$\bar{F}=-[1-\cos(\theta_F-\varphi)]+\sqrt{[1-\cos(\theta_F-\varphi)]^2+2\overline{\Delta\gamma}-\frac{(2\pi)^4\bar{a}^2\bar{h}^2[1+\cos(4\pi\bar{x})]}{24\sqrt{1+(2\pi)^2\bar{a}^2\sin^2(2\pi\bar{x})}}} \tag{9}$$

图 7 表示在撕脱过程中撕脱力随粗糙度的变化关系，发现撕脱力随粗糙度呈现周期性变化，最大撕脱力（撕脱强度）随粗糙度增大而增大；当粗糙度增大到一定临界值时，撕脱力在粗糙度波谷位置为零甚至为负值，表明此处储存在薄膜内的弯曲能大于界面黏附能，随着弯曲能的释放薄膜在波谷位置自发脱黏，与已有数值结果一致[45]；进一步考虑界面能混合度相关性对薄膜撕脱行为的影响，发现考虑界面能混合度相关性可使撕脱力显著提高. Zhao 等[46] 数值模拟了薄膜在具有多级粗糙度（粗糙度同样用余弦函数表示）基底上的撕脱行为，同样发现撕脱力随着基底粗糙的增大而增大，与我们理论结果一致.

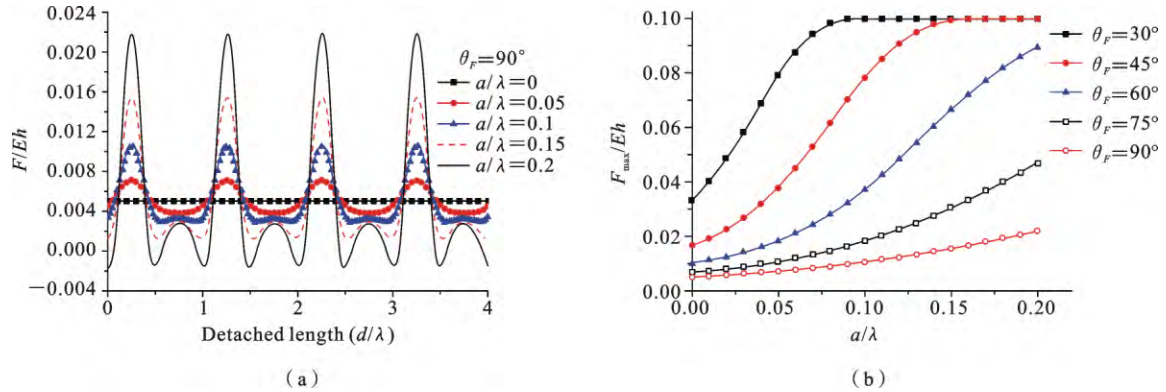


图 7　(a) 撕脱力在粗糙基底表面呈周期性变化；(b) 最大撕脱力随基底粗糙度增大而增大

Fig. 7　(a) Peel-off force varying with the surface roughness periodically;
(b) The maximal peel-off force increases with the surface roughness increasing

1.3　仿生纳米薄膜界面黏附研究

另一方面，由于壁虎类生物黏附系统的最小铲状单元亦类似于有限尺寸的纳米薄膜[47]，薄膜基底界面黏附力学性能也成为我们仿生研究壁虎类生物微观黏附机制所关注的课题. 为了揭示薄膜尺寸、基底粗糙度、环境湿度等因素对壁虎类生物黏附的影

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

响，Huber 等[48]利用原子力显微镜（AFM）实验测量了壁虎最小黏附单元铲状绒毛的黏附力，并进一步研究了环境的相对湿度和基底粗糙度对壁虎最小铲状绒毛黏附力的影响. 陈彬等[30]为了揭示壁虎可逆黏附机理，在经典 Kendall 模型中考虑预应力对薄膜撕脱行为的影响.

然而，壁虎最小黏附单元的真实形状类似于有限尺寸的纳米薄膜. 田煜等[49]建立了摩擦黏附模型，得到了壁虎最小黏附单元撕脱力与撕脱角的变化关系. 作者课题组建立了有限尺寸纳米薄膜与基底黏附接触的系列理论模型，系统研究了影响壁虎黏附力的微观影响因素[50-54]. 结果发现不同撕脱角下，撕脱力受黏附长度的影响[50]，当撕脱角一定时，撕脱力随黏附长度的增大先增大，当黏附长度增大到一定临界值时，撕脱力达到最大值且保持不变，且临界黏附长度随撕脱角的增大而减小，最大临界黏附长度远小于壁虎铲状绒毛尺寸，说明壁虎始终能使黏附力达到最大；无论对于单级薄膜结构还是多级黏附结构，薄膜内预应力在撕脱角较小时均能显著增强界面黏附；当撕脱角较大时预应力反而减弱界面黏附. 由于壁虎可以通过控制撕脱角大小实现在小角度时强黏附，大撕脱角下易脱黏的可逆黏附行为，因此，壁虎最小铲状绒毛内的预应力增强了壁虎可逆黏附机制的鲁棒性[53]；考虑表面粗糙度对界面黏附性能的影响，当薄膜长度大于一个粗糙度波长时，黏附力随粗糙度的增大而减小；当薄膜长度小于一个粗糙度波长时，界面黏附力随粗糙度的增大呈现先减小后增大的趋势[52]，合理解释了 Huber 等[55]实验发现的粗糙度对壁虎黏附力影响的现象：壁虎黏附力随着粗糙度的增加呈现先减小后增大的趋势，即存在一中间尺度的粗糙度使壁虎黏附力最小. 而应用无限长薄膜的经典 Kendall 模型，Persson 和 Gorb[56]以及 Palasantzas 和 De Hosson[57]的研究表明黏附力随着粗糙度增大呈现单调减小或先增大后减小的趋势，无法解释实验发现的粗糙度对壁虎等生物黏附行为影响的现象.

由于壁虎类生物黏附系统最小单元形状及尺寸各异，我们进一步分析了单元形状及尺寸对表面黏附强度的影响. 考虑端部形状为蘑菇型、铲状及圆柱三种单元，最终发现蘑菇型单元与基底黏附强度最强，主要由于蘑菇型单元具有更大的有效黏附区，且端部压应力有效阻止界面裂纹的扩展. 蘑菇型单元存在一个临界接触长度，超过此长度后，黏附力达到最大且保持为常数. 对多纤维黏附结构研究发现，每根纤维承载具有等效性，与实验一致，且界面缺陷及界面摩擦对界面黏附强度及尺寸效应亦具有一定的影响（图 8）[54].

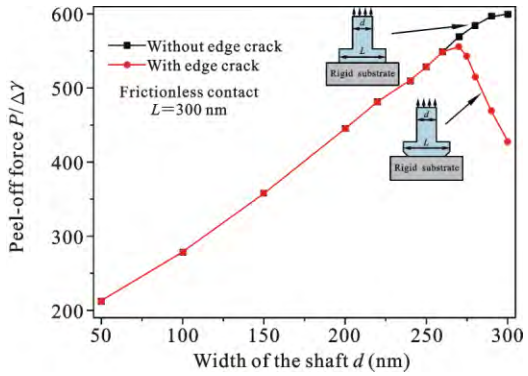


图 8 蘑菇状末端纤维与基底黏附接触时，有、无缺陷的界面撕脱力随纤维尺寸的变化

Fig. 8 Peel-off force varying with the shaft width for a mushroom-shaped fibril contacting a substrate with and without edge defects

尽管实验已证实壁虎黏附的主要机理为分子间范德华力，但环境的相对湿度和水环境对壁虎黏附力亦有重要影响. 实验发现随着环境相对湿度的增大壁虎黏附力单调增大，且与基底亲疏水性无关[58]. 而当壁虎在水中时，壁虎无法在亲水基底上黏附，但在疏水基底上黏附很强，说明基底润湿性对壁虎在水中的黏附力有重要影响[59]. 受此启发，Peng 和 Chen[51,60]首先建立了考虑环境湿度的有限尺寸仿生纳米薄膜黏附模型，模拟环境湿度对壁虎脚最小铲状绒毛单元黏附行为的影响. 结果表明，在一定的相对湿度下，吸附于基底表面的单层水分子膜与基底间的分离压力有效地提高了壁虎与基底间的法向黏附力，法向黏附力随相对湿度的增大而单调增大，且与基底的亲疏水性无关[51].

实验发现壁虎与水环境中不同浸润性表面接触的黏附强度各异. 本课题组仿生壁虎刚毛，建立了水环境下单纤维及多纤维与基底的黏附模型，形成单气桥及多气桥界面，如图 9 所示. 研究发现：对于单气桥模型，疏水表面与亲水表面在水中黏附接触，界面黏附力很弱，甚至表现为排斥；而疏水表面与疏水表面在水中黏附接触，界面黏附力很强，且黏附力随基底疏水性增大而增大. 多气桥模型显示：多纤维结构与水中不同基底间的引力或斥力都分别随纤维根数的增多而增大. 上述结果解释了水环境中壁虎黏

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

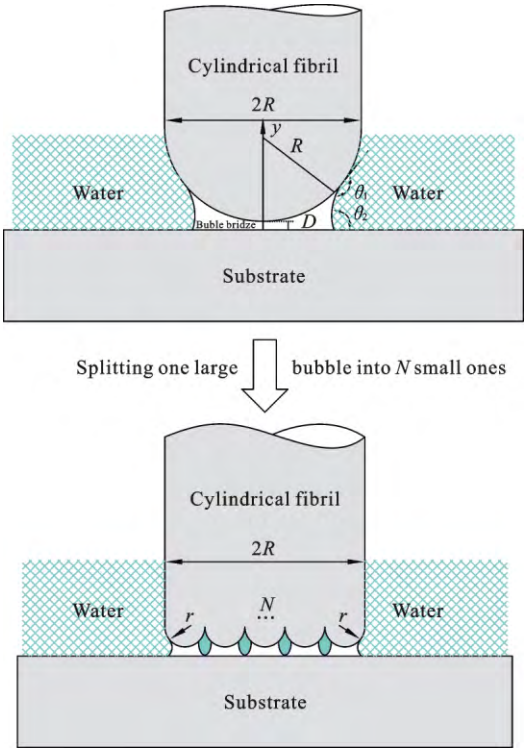


图 9　单根及多根刚毛与水中基底形成的气桥接触模型

Fig. 9　The nano-bubble meniscus model of a single and multi-fibril contacting a substrate underwater

附强度与基底表面亲疏水性的相关性，揭示了纳米气桥对不同浸润表面黏附力的影响机制[60].

为了进一步研究环境湿度对薄膜基底黏附界面强度的影响及环境湿度对壁虎微观黏附机制的影响，本课题组建立了在不同环境湿度影响下薄膜基底的撕脱模型，如图 10 所示. 当环境湿度小于 90% 时，在基底表面则形成单层水分子薄膜. 当薄膜与单层水分子薄膜覆盖的基底表面黏附接触时，界面处则存在较强的分离压力. 撕脱力则由于分离压力的存在而显著增大. 当环境湿度大于 90% 时，水分子凝聚成水滴. 根据薄膜和基底表面浸润性，水滴在表面以两种方式存在：一种对应于一定接触角的液桥，位于薄膜与基底的界面裂纹尖端；一种对应于水滴在薄膜及基底表面以水膜形式铺展的模型. 研究发现，水滴在液桥模型中并不影响稳态撕脱过程的界面强度，主要由于稳态撕脱过程中能量的变化不受液滴表面张力的影响；而在铺展模型中则严重影响界面的稳态撕脱强度，主要由于薄膜-基底的固固界面能与薄膜-水的固液界面能及基底-水的固液界面能三者之间的相互竞争. 相比于 Kendall 干黏附模型，液滴铺展模型中界面撕脱力或大于或小于干黏附结果，取决于固液界面能的大小.

1.4　表面黏附的自组装应用

在表面微观力作用下，小尺度材料将会自发产生黏附及自组装. 研究表面微观力对纳米材料黏附及自组装的影响机制，能够为纳米器件的设计及新型纳米材料的发展提供创新的思想.

碳纳米管作为典型的低维纳米材料，具有高模量、高强度、大比表面积、良好的热、电、物理和化学性质，在复合材料、微纳机电系统、生物医药等诸多领域具有广阔的应用前景. 碳纳米管常被看做理想的圆柱壳结构，但是碳纳米管在制备及使用过程中，受外界条件影响及分子力作用下，其几何构型和结构稳定性将受到影响. Ruoff 等[61] 首先发现了相邻两碳管由于范德华力作用产生径向变形而形成半坍塌结构. 随后，Hertel 等[62] 利用分子动力学研究了单壁碳管和多壁碳管在基底上的黏附变形，发现碳纳米管的径向变形与管径和层数均有关系. 随着碳

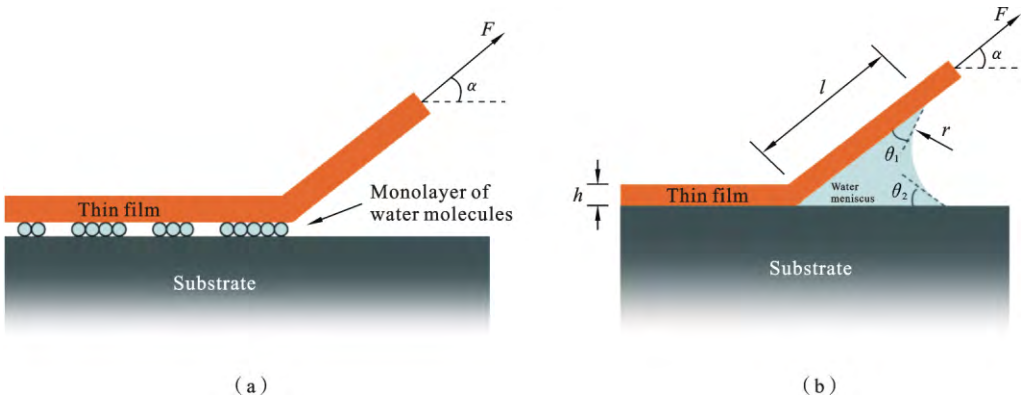


图 10　(a) 湿度小于 90% 的薄膜基底撕脱模型；(b) 湿度大于 90% 的薄膜基底撕脱模型

Fig. 10　The peeling model of a thin film on a substrate when the relative humidity is less than 90% (a) and is larger than 90% (b)

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

纳米管直径的增大，管壁在范德华力作用下也会发生自坍塌结构. Chopra 等[63]通过透射电子显微镜观察了碳纳米管坍塌后的构型. 张田忠教授[64]课题组用分子动力学模拟了温度对碳纳米管黏附自坍塌的影响，发现通过升高温度可以使坍塌的碳纳米管恢复初始构型. 课题组应用连续介质力学及分子动力学模拟分析了两个直径相同且径向坍塌纳米碳管黏附结构的形貌[65]，不仅考虑碳管间的黏附，亦考虑了碳管自身管壁的黏附作用，得到了黏附结构的解析结果，与分子动力学模拟一致. 进一步分析了两个相同单壁纳米碳管黏附结构的势能，发现存在两个临界纳米碳管半径，使得黏附结构中纳米碳管形貌分为三类：圆形、变形、及坍塌（图 11），且坍塌纳米碳管黏附界面具有最高的界面黏附能.

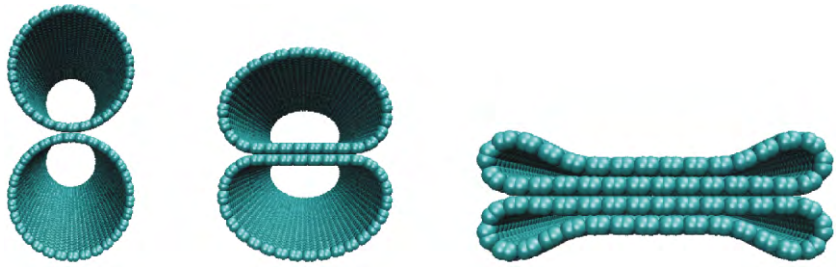
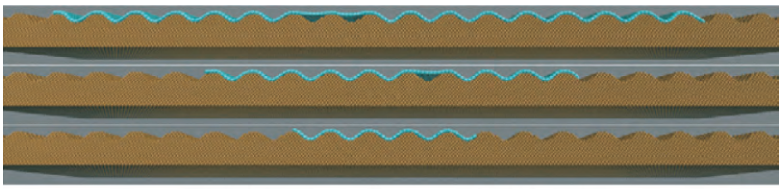


图 11　两相同直径的纳米碳管黏附形貌随碳管直径的变化而发生改变

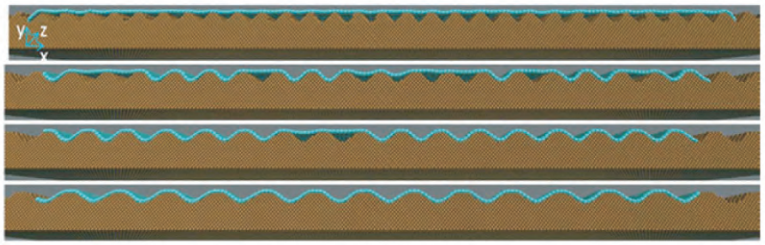
Fig. 11　The configurations formed by two identical carbon nanotubes varying with the diameter of the carbon nanotube

石墨烯作为另一种典型的低维材料，由于厚度仅为单层原子，导致其具有较大的柔度，往往要与其他材料结合才能发挥其作用，另一方面石墨烯作为涂层也能提高材料表面的抗磨损、抗氧化性能. 无论是哪一种应用，石墨烯与基底的界面特性将严重影响着石墨烯器件的性能，界面形貌对其电学、力学性能也具有明显的影响. 鉴于自然界表面并非理想光滑，石墨烯与粗糙表面的黏附界面形貌自然成为科研工作者关心的问题. 课题组应用分子动力学及理论模型研究发现[66]，石墨烯与粗糙基底的黏附界面形貌不仅与基底的表面粗糙度有关，还与石墨烯的长度相关，可以形成三种不同的界面形貌：石墨烯平铺在粗糙基底、石墨烯与粗糙基底部分黏附、以及完全黏附（图 12）；并提出了一种倾斜法，在热振荡及界面范德华力的竞争下，部分黏附界面能够实现完美黏附.



（a）不同长度石墨烯在同一基底上的黏附形貌

（a）Configuration of a graphene with different lengths on a rough substrate



（b）石墨烯在不同粗糙度基底上的黏附形貌

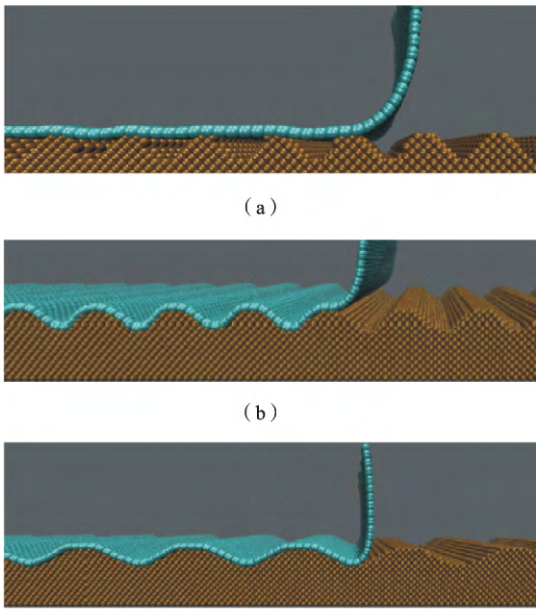
（b）Configuration of a graphene on a substrate with different roughness

图 12　石墨烯与粗糙基底的黏附自组装

Fig. 12　The self-assembly of a graphene sheet on a rough substrate

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

进一步应用撕脱方法对石墨烯与粗糙基底界面黏附强度进行了分析[45]. 研究发现基底粗糙度及撕脱角对撕脱过程具有明显的影响，存在三种撕脱行为：石墨烯片直接越过粗糙基底的波谷（图 13(a)）、石墨烯从基底上发生弹跳撕脱（图 13(b)）、以及连续的撕脱过程（图 13(c)）.



(a)

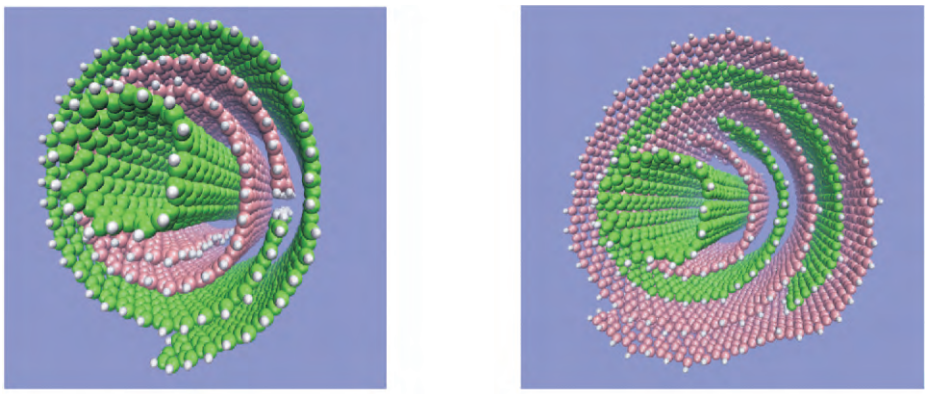
(b)

(c)

图 13　石墨烯在不同表面粗糙度基底上的撕脱方式

Fig. 13　The peeling modes of a graphene detachment from a substrate with different roughness

当石墨烯条带与碳纳米管两种低维材料相互作用时，Jiang 等[67]发现石墨烯条带在碳纳米管内自组装可聚合形成类似 DNA 的双螺旋结构. Patra 等[68]发现在碳纳米管辅助作用下石墨烯条带可形成碳纳米卷、螺旋条带及“绳结”等三种结构. Wang 等[69]利用分子动力学研究了碳纳米管辅助石墨烯条带自组装制备碳纳米管/碳纳米卷复合结构的过程. 发现对于给定直径的碳纳米管，当石墨烯条带长度达到一定临界值时，石墨烯条带无法形成碳纳米卷；两片石墨烯在碳纳米管上自组装可形成两种稳定构型：两片石墨烯首尾对接结构和两片石墨烯平行卷曲结构（图 14）. 并进一步应用连续介质理论分析了碳纳米管/碳纳米卷核壳结构的几何构型，发现其层间距与多壁碳纳米管类似.



(a) 对接结构　　(b) 平行结构

图 14　多个石墨烯条带在纳米碳管表面自组装为纳米碳卷

Fig. 14　Carbon nanoscroll can be formed by graphene sheets self-assembling onto a carbon nanotube

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

课题组利用石墨烯条带和碳纳米管的黏附自组装行为提出了一种手性和缺陷可控的碳纳米管制备新思想[70]. 应用分子动力学模拟发现：石墨烯条带在纳米碳管表面自组装构型主要受温度、初始螺旋角的影响；在恒温环境下，存在三种自组装构型：疏松螺旋状、纳米碳管、准直条带，如图 15 所示；进一步通过升温或升温淬火的方式，使得疏松螺旋结构及直条带进一步自组装为碳纳米管，且该自组装形成的碳纳米管的手性由石墨烯条带的宽度及辅助纳米碳管的半径决定，即可以通过调控石墨烯条带宽度及辅助纳米碳管的半径自组装形成手性可控的纳米碳管. Lim 等[71]实验验证了石墨烯螺旋条带在碳纳米管内可聚合形成新的碳纳米管，其手性具有单一性，与我们数值模拟结果一致.

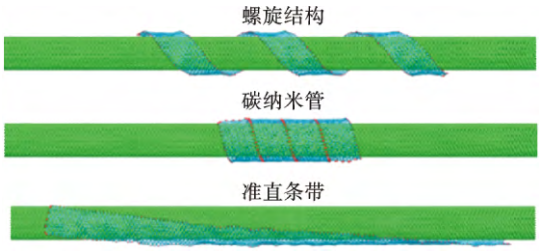


图 15 在一定螺旋角情况下，石墨烯条带在碳纳米管表面自组装为可能的三种构型

Fig. 15 Three configurations of twisted graphene nanoribbons rolling outside basal carbon nanotubes

基于我们提出的手性可控纳米碳管的自组装制备技术，考虑在一维纳米碳管表面较难直接制备可控缺陷或可控异质原子掺杂，而在二维石墨烯上相对容易制备可控缺陷或可控异质原子分布. 应用分子动力学方法，将缺陷或异质原子掺杂可控的石墨烯条带与辅助纳米碳管进行自组装[72]，在界面摩擦耗能、石墨烯条带动能及势能的作用下，有效制备出缺陷可控及异质掺杂原子可控的纳米碳管，且该纳米碳管的手性同样可控，如图 16 所示；当缺陷原子份数过大时，由于石墨烯的弯曲刚度改变太多，自组装可能失败，并发生石墨烯条带的自缠绕现象. 该工作为改变纳米碳管的导电性能提供了制备新方法.

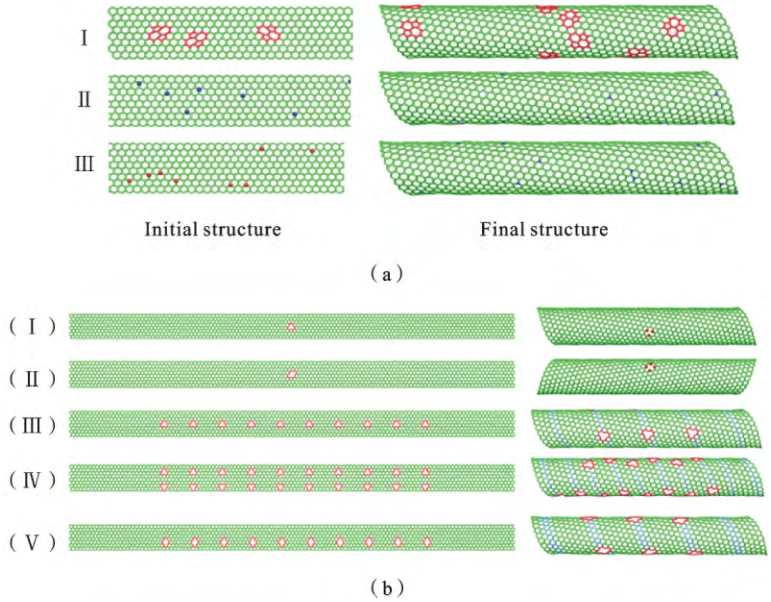


图 16 (a) 含随机缺陷及掺杂的石墨烯条带自组装为 CNT；(b) 缺陷可控的石墨烯条带自组装为缺陷可控的 CN

Fig. 16 (a) CNT fabricated by the self-assembly of graphene nanoribbons with arbitrarily distributed defects or dopants; (b) Graphene nanoribbons with regularly distributed defects self-assembled into defect-controlled CNT

2 表面输运

表面微尺度输运效应与表面黏附密切关联，输运行为往往伴随着表面黏附作用. 微尺度输运机理多样，广泛存在于自然界. 美国加州 Sequoia National Park 有一棵号称“目前还活着的世界上最高的树”，叫“General Sherman”，有 1000 多岁，据测量，其身高 115.2 米，可与一幢三十层的大厦比拟，毛细现象就是流体的一种微观输运. 此外可吸入颗

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

粒物污染也可视为一种代表性呼吸道输运：几乎所有生物细胞膜中都存在水通道蛋白[73]和离子通道蛋白[74]，水通道或离子通道蛋白能够让水或特定离子高效率通过，并将其他分子阻挡在细胞膜外. 选择性分子输运功能对生物医学具有重要的价值，DNA、蛋白质等生物分子转移输运，特定药物分子定向输运等也是生物医学工程关键的技术需求[75]，对各种不同的微尺度输运机理研究，对微纳器件的设计、生命医学治疗、能源环境保护，甚至人类的日常生活都是非常必要和重要的.

针对不同的表面输运物理机制及影响因素，国内外科研工作者们已经开展了相关的研究工作，并取得了一定的创新成果积累.

通常人们认为水中的气泡运动方向与水流方向一致，Shanahan 等[76]发现在特定温度梯度存在的情况下，气泡会逆水流方向运动. Becton 等[77]的研究发现，温度梯度可以驱动小石墨烯片在大石墨烯表面从温度高的一侧滑向温度低的一侧. Longhurst 等[78]发现，给碳管中的流体加热，能够实现将容器中流体持续吸入，并由碳管排出的纳米泵功能，进一步给出了泵流量与碳管直径和温度关系的理论预测. 中科院上海应用物理所的方海平研究员课题组模拟生物水通道的情况，利用电荷控制水流，形成可输运水分子的纳米水泵[79]. 郭万林教授课题组模拟了方向相反的电场作用下碳纳米管内水分子的流动，发现对称放置的电荷并不能保证管内液体发生稳定的单向流动，水分子的热扰动和电荷作用的竞争机制将对液体流动方向产生重要影响；同时发现强迫振动的悬臂碳纳米管也可用作纳米水泵，而且输运的水量随着碳管直径的增大而增大[80]. Su 等[81]分析了纳米管的长度和半径对液体输运的影响. Duan 等[82]提出端部扭曲的碳纳米管更有利于实现水分子的平稳输运. Regan 等[83]在碳管两端接通电流，发现在碳管外表面沉积的铟纳米颗粒将发生定向迁移，且迁移方向由碳管两端电压方向调控. Svensson 等[84]通过碳管两端接通电流，实现纳米吸管功能，使金属纳米颗粒在碳管内部发生迁移. 张田忠教授等[85]研究发现，石墨烯滑片在刚度梯度表面，自发地从刚度小的区域滑向刚度大的区域，而无需外界能量输入. 江雷研究员课题组[86]发现蜘蛛丝表面非均匀几何结构及化学性质能够驱动露水定向运动，达到收集露水的目的. 郑泉水课题组模拟了纳米液滴在纳米碳锥体内表面和外表面的自发运动，发现液滴在外表面时从锥尖向锥底运动，而在内表面时则正好相反[87]. 冯西桥教授等分析了液滴在曲率梯度和刚度梯度表面上的运动趋势[88,89]. 锂离子电池的充放电过程中，在电化学势的驱动下，锂离子通过电解液在两极之间发生运动[90]. 同样，磁场可以实现超顺磁性液滴在两个疏水材料表面之间的可逆输运[91]. Russell 等[92]运用分子动力学模拟发现，通过在碳管一端施加周期性振动，碳管外侧纳米水滴将向碳管被迫振动的一端运动.

除了液滴及带电离子的输运外，加拿大 Wang 等[93]发现通过对碳管施加压缩或扭转变形，及张田忠教授[94]发现的碳管多米诺坍塌，同样可以驱动内部分子运动. 对碳管进行表面处理后，无毒碳管具有生物相容性，进而被用来实现药物输运[95].

微尺度输运取得的研究成果一方面解释了自然界一些奇妙的现象，另一方面为未来微尺度传输器件的设计、智能表面的设计提供了创新的设计思路. 已有表面输运研究表明不同输运行为的力学机理及影响因素截然不同，涉及生物及药物输运问题时，如血细胞运动、蛋白质分子、可吸入颗粒物的输运等，由于生物和环境的复杂性，输运机理更为复杂而多样，目前只能针对特定的输运现象，开展深入的分析研究，揭示不同驱动机理，逐步达到全面认识微尺度输运.

课题组通过仿生受精卵在输卵管壁的黏附输运，开展了相应的仿生实验、理论和数值模拟研究[96,97]，发现了输卵管平滑肌有节奏的收缩产生定向节段波，在输卵管内产生类似于非均匀的应变场，从而实现受精卵定向输运的力学机制.

2.1　应变梯度驱动输运的实验研究

为了模拟输卵管节段波在输卵管中产生的非均匀应变，进而驱动受精卵的输运，我们设计了一个简单实验[97]，如图 17(a)所示，一个由热塑性橡胶制成的薄膜黏附于刚度较大的环氧树脂基底上，薄膜上放置一个软的弹性乳胶泡. 拉伸薄膜的一端，当薄膜应变达到一临界应变时，薄膜与基底之间产生界面裂纹. 随着薄膜的不断拉伸，裂纹往前传播，界面裂纹前方的薄膜内部产生非均匀应变梯度场，且应变梯度场随着裂纹的扩展在薄膜内部向前传播. 乳胶泡放置于裂纹前端的某一个位置，在界面裂纹没有达到乳胶泡下方时，乳胶泡静止在薄膜上. 当界面裂纹端部抵达乳胶泡下方，乳胶泡则开始向前滚动，如图 17(b)所示. 通过设计向上倾斜的基底，仍然发现乳胶泡向上运动的行为，排除了重力驱动乳胶泡滚

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

动的可能性. 实验发现界面裂纹扩展越快,小球滚动则越快;如果裂纹停止扩展,小球则快速减速,最终在裂纹前端某一个位置停止滚动. 如果把小球放置于裂纹尖端的后方,即拉脱薄膜上方,小球则相对拉脱薄膜的伸长保持相对静止. 整个实验过程中没有对小球施加任何外力的作用. 实验表明,裂纹前方的非均匀应变梯度场应为驱动乳胶泡滚动的动力.

2.2 基底均匀应变对球膜的影响

为了理解实验中发现的现象,我们首先分析了基底受均匀应变作用时,基底上方黏附球膜的响应,如图 18 所示. 整个黏附模型分为三个阶段:第一阶段为球膜自由充气引起球膜内应变;第二阶段为充气球膜与弹性基底的自由粘附;第三阶段是充气球膜对弹性基底受外力拉伸的响应[98]. 其中 θ_a 及 θ_F 分别为基底未受外力及受外力 F 作用下的接触中心角,ΔP_i 为球膜内外压力差,$E_m t_m$ 及 $E_s t_s$ 分别为球膜及基底的拉伸刚度,W_0 为界面黏附功. 该模型主要分析基底应变如何影响球膜与基底的黏附接触行为.

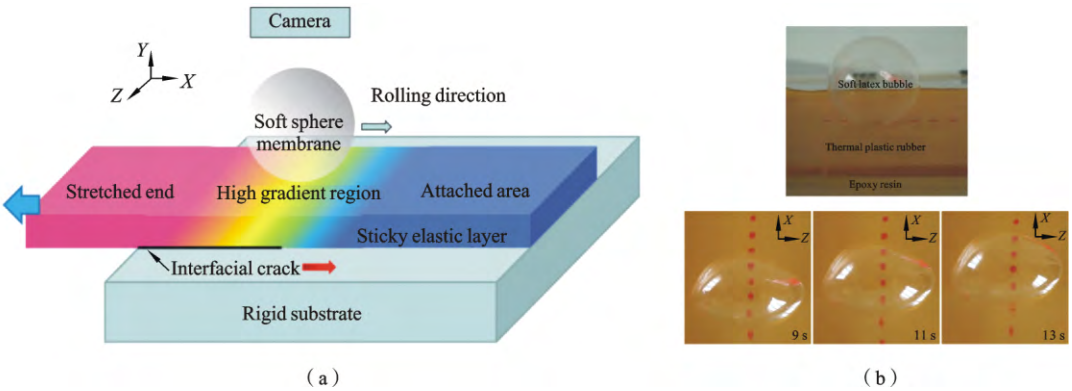


图 17 (a) 非均匀应变作用下球泡滚动的实验装置示意图;(b) 球泡沿界面裂纹扩展方向滚动

Fig. 17 (a) Schematic of the experimental set-up of a soft bubble rolling driven by the non-uniform strain; (b) The soft latex bubble rolling along the propagation of the interfacial crack

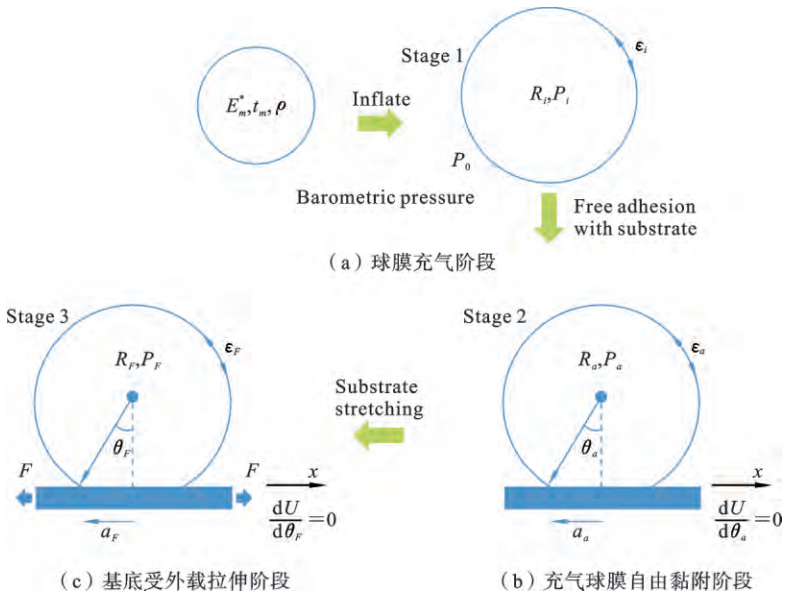


图 18 充气球膜与弹性基底粘附接触的三阶段示意图

Fig. 18 Schematic of the three stages of an elastic gas-filled circular membrane adhesively contact with an elastic substrate

应用能量法,考虑球膜压力、球膜弹性刚度及界面粘附能的影响,最终给出界面接触宽度与基底所受外力之间的关系. 整个黏附接触受基底外力的影响被两个临界外载分为三个阶段,如图 19 所示:当

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

基底应变小于第一个临界应变时，球膜与基底的接触面积几乎不改变；当基底应变在第一及第二临界应变之间时，接触面积急剧减小；而到达第二临界应变时，界面成为点接触. 整个过程与细胞在振荡基底上重新排列方向的实验现象类似，但在这一过程中除了接触面积的减小，并未发生球膜在基底表面发生滚动的趋势.

2.3　基底非均匀应变对球膜影响的二维模型

我们进一步建立了基底受非均匀应变作用下的平面应变黏附接触模型，分析基底非均匀应变对弹性圆柱的影响，如图 20 所示[96].

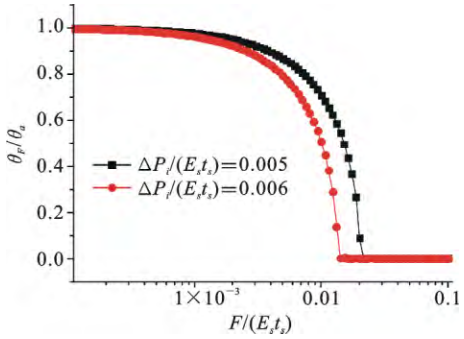
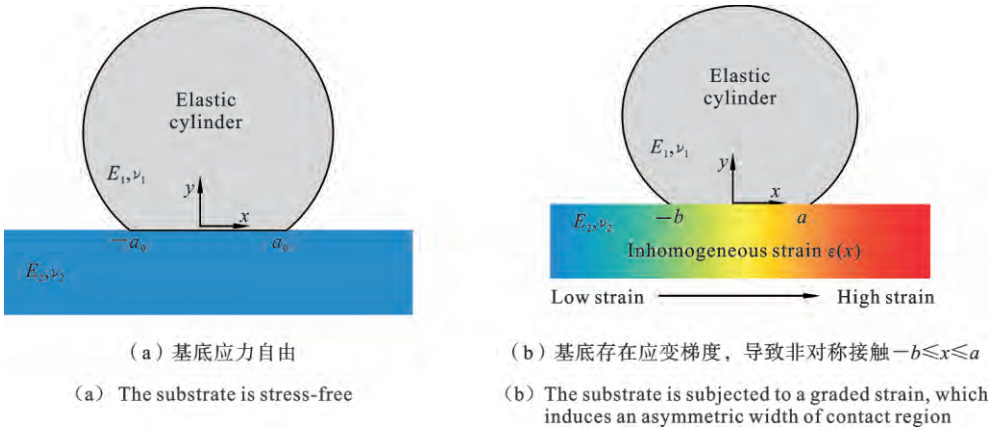


图 19　接触面积（接触中心角）随外载的变化

Fig. 19　The contact central angle as a function of the external applied load



（a）基底应力自由

（a）The substrate is stress-free

（b）基底存在应变梯度，导致非对称接触 $-b\leqslant x\leqslant a$

（b）The substrate is subjected to a graded strain, which induces an asymmetric width of contact region

图 20　二维弹性圆柱体与弹性基底的粘附接触模型

Fig. 20　A two-dimensional adhesive contact model of an elastic cylinder in contact with an elastic substrate

应用黏附接触力学理论，最终可以得到两个接触边界处的能量释放率. 由于图中假设基底左侧应变小于右侧应变，即可能发生的滚动方向应该是从右侧向左侧滚动. 考虑弹性圆柱在左侧接触边界处起始滚动时，并不受基底应变的影响，则起始滚动时刻对应两边的能量释放率可以写为：

$$\begin{cases} G_{\text{right}}=\dfrac{\pi E^*(a+b)}{16\cosh^4(\pi\kappa)(1-\beta^2)^2}\left\{\begin{array}{l}\left[2\kappa(\varepsilon_A+a\eta)+\dfrac{1}{R}\left(\dfrac{a+b}{4}(1+4\kappa^2)-a\right)\right]^2\\+\left[\eta\left(\dfrac{a+b}{4}(1+4\kappa^2)-a\right)-\varepsilon_A-\dfrac{2\kappa a}{R}\right]^2\end{array}\right\} \\ G_{\text{left}}\Big|_{\substack{\varepsilon_A=0\\ \eta=0}}=\dfrac{\pi E^*}{16\cosh^4(\pi\kappa)(1-\beta^2)^2}\dfrac{a_0^3(4\kappa^2+1)^2}{2R^2}\end{cases} \tag{10}$$

起始滚动的准则为：

$$\left|G_{\text{right}}-G_{\text{left}}\Big|_{\substack{\varepsilon_A=0\\ \eta=0}}\right|\geqslant\Delta\Gamma,\quad \Delta\Gamma=\Delta\gamma_{\text{trailing}}-\Delta\gamma_{\text{leading}} \tag{11}$$

其中 $\Delta\Gamma$ 为两接触边界处粘附功的差值.

最终得到弹性圆柱发生起始滚动的条件：

$$\frac{\pi E^*(1+4\kappa^2)}{16\cosh^4(\pi\kappa)(1-\beta^2)^2}\left\{\begin{array}{l}\dfrac{[(a+b)^3-8a_0^3](1+4\kappa^2)}{16R^2}+\dfrac{a(a^2-b^2)}{2R^2}+\dfrac{(a+b)^2\kappa}{R}\varepsilon_A+(a+b)\varepsilon_A{}^2\\+\dfrac{(3a-b)(a+b)}{2}\varepsilon_A\eta+\left[\dfrac{(a+b)^3}{16}(1+4\kappa^2)+\dfrac{a(a^2-b^2)}{2}\right]\eta^2\end{array}\right\}\geqslant\Delta\Gamma \tag{12}$$

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

由此可以发现二维圆柱的起始滚动不仅依赖于应变梯度，而且依赖基底应变以及接触区的宽度. 通过 $\left|G_{\text{right}}-G_{\text{left}}\right|_{\substack{\varepsilon_A=0\\ \eta=0}}\Big|=\Delta\Gamma$ 可以得到一个临界应变梯度 η_{cr}，其中 ε_A 表示 $x=0$ 处的应变. 图 21 给出了起始滚动需要的临界应变梯度随着弹性圆柱半径的变化曲线. 临界应变梯度随着弹性圆柱半径的增大而减小，在给定的弹性圆柱半径情况下，临界应变梯度随着 ε_A 的增大而减小. 应变梯度一定的情况下，

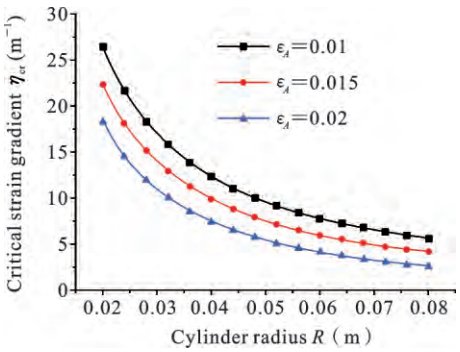


图 21 临界应变梯度随圆柱半径的变化关系图

Fig. 21 The critical strain gradient varying with the cylinder radius

弹性圆柱的半径越大，触发圆柱滚动的应变越小.

2.4 基底非均匀应变对球膜影响的三维模型

最后，我们建立了与实验一致的三维黏附接触模型[97]，如图 22 所示. 三维球膜的初始应变为 ε^0，当球膜自由黏附于应力自由的弹性基底时，假设基底接触区的球膜应变不变. 当基底受非均匀应变 $\varepsilon_s(x)$ 作用时，接触区球膜的应变将受基底应变的影响，变为 $\varepsilon_m(x,z)=\varepsilon_s(x)+\varepsilon^0$. 假设在基底的 x 方向中存在一阶应变梯度场 $\varepsilon_s(x)=\varepsilon_1-\eta x$，其中应变梯度表示为 $\eta=(\varepsilon_1-\varepsilon_2)/2a$，$\varepsilon_1$ 和 ε_2 为接触区后缘及前沿的应变，a 为初始自由接触时的接触半径. 接触区内球膜的应变则变为 $\varepsilon_m^{\text{init}}(x,z)=\varepsilon_0+\varepsilon_1-\eta x$.

假设沿 x 方向发生一个无限小滚动位移 δx，则后缘发生 $\delta A_t\approx 2a\delta x$ 面积的脱黏（左边的阴影面积）且前沿发生 δA_l 面积的黏附（右边的阴影面积）. 同时在接触后缘处，球膜内由基底导致的超过球膜初始应变 ε_0 的变形将被释放，引发后缘处的能量释放率为：

$$G_{\text{init}}^t=\frac{1}{4}E_m h_m\left[2\bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon}+2\varepsilon_0)+\pi(\bar{\varepsilon}+\varepsilon_0)a\eta+\frac{4a^2\eta^2}{3}\right] \tag{13}$$

其中 $\bar{\varepsilon}=(\varepsilon_1+\varepsilon_2)/2$ 为基底平均应变.

在接触前沿处，微小滚动引起球膜与基底的自

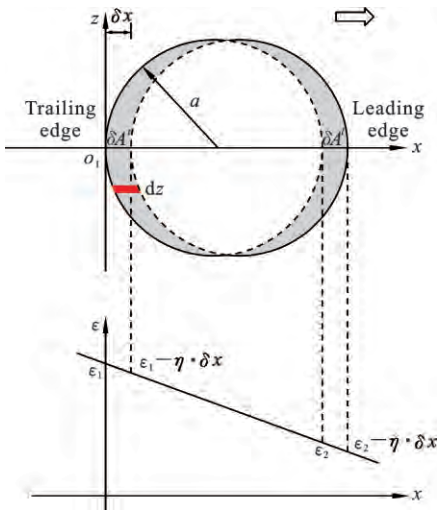


图 22 球膜在具有应变梯度的基底上黏附滚动一个微小位移 δx

Fig. 22 A spherical bubble rolling a small displacement on a substrate with an elastic strain gradient

由黏附，并不引起能量的改变，即 $G_{\text{init}}^l=0$.

应用起始滚动准则：

$$G_{\text{init}}\geqslant\Delta\Gamma,\quad \Delta\Gamma=\Delta\gamma_{\text{trailing}}-\Delta\gamma_{\text{leading}} \tag{14}$$

最终得到三维球膜起始滚动条件：

$$G_{\text{init}}=G_{\text{init}}^t-G_{\text{init}}^l=\frac{1}{4}E_m h_m\left[2\bar{\varepsilon}(\bar{\varepsilon}+2\varepsilon_0)+\pi(\bar{\varepsilon}+\varepsilon_0)a\eta+\frac{4a^2\eta^2}{3}\right] \tag{15}$$

进一步分析了应变梯度作用下，球膜发生稳态滚动的条件为：

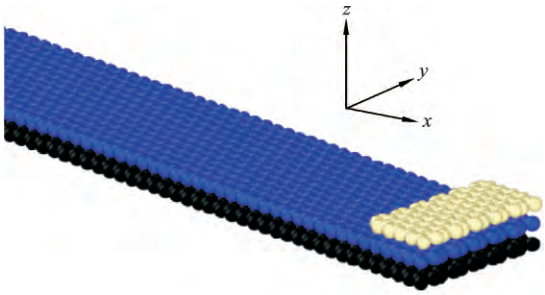
$$G_{ss}=\lim_{\delta x\to 0}\frac{\delta U_{ss}^t}{\delta A_t}=E_m h_m a\eta\left(\frac{4}{3}a\eta+\frac{\pi}{2}\varepsilon_0\right) \tag{16}$$

比较起始滚动及稳态滚动条件不难发现：起始滚动依赖于平均应变 $\bar{\varepsilon}$ 及应变梯度 η，而稳态滚动仅仅依赖于应变梯度 η. 也就是在没有应变梯度的情况下，球膜可以发生与基底的脱黏，而无后续的方向性滚动，与文献[11-14，21，99，100]结果一致. 基底中的平均应变仅仅影响起始滚动的能量释放率 G_{init}，从而引发起始脱黏，但对稳态滚动能量释放率 G_{ss} 没有影响. 当然，无论是起始滚动还是稳态滚动都依赖于初始接触半径 a 及球膜初始应变 ε_0. 所有三维模型的理论预测与二维模型预测一致.

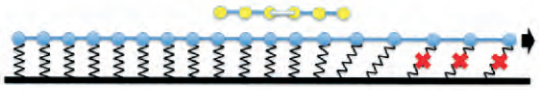
2.5 应变梯度驱动输运的分子动力学模拟

所有上述关于表面球膜滚动的研究揭示了一个新机制：应变梯度场或非均匀应变场可以作为驱动力引发表面滚动. 为了进一步研究该机制是否普遍存在，我们应用分子动力学研究了纳尺度滑块在应

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



（a）石墨烯滑块处于石墨烯薄膜的一端
（a） A small graphene slider lying on a long graphene strip substrate



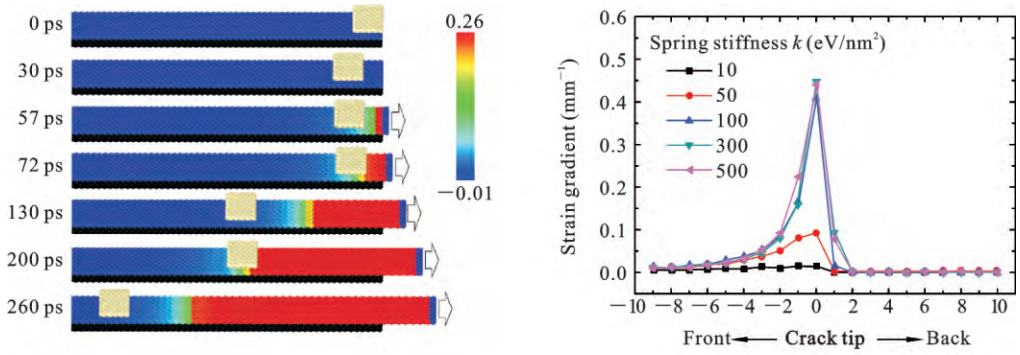
（b）基底与刚性基底的弹簧连接
（b） The graphene strip is linked to a rigid base through identical springs

图 23　数值模型

Fig. 23　The numerical model

变梯度场作用下的滑动行为[101]，如图 23 所示. 最底层的刚性基底层为单片石墨烯，在整个模拟过程中固定不动. 刚性基底层的上部是可拉伸的石墨烯薄膜层，该层的每个碳原子与刚性基底上的对应碳原子用弹簧连接，最顶层是一个小石墨烯滑片，它与可拉伸石墨烯薄膜之间是范德华作用.

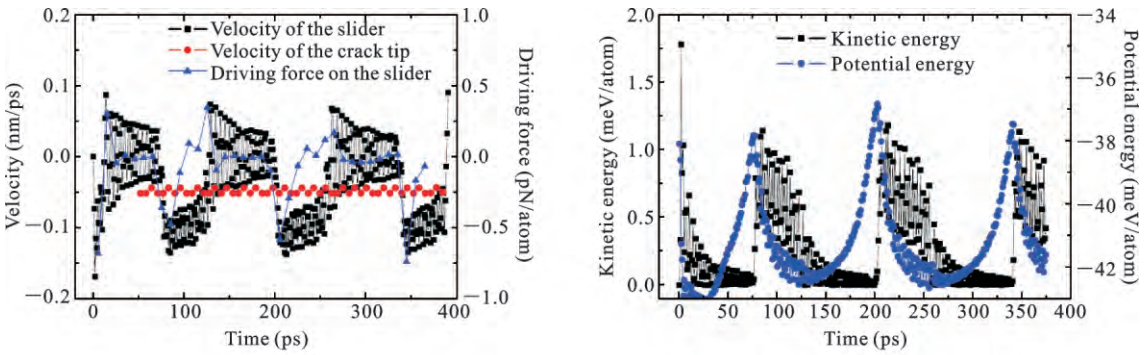
当拉伸石墨烯薄膜的一端时，石墨烯薄膜以及下面的弹簧均被拉伸，弹簧长度存在一个临界值，当大于该临界值时，弹簧断裂，此时，石墨烯薄膜与刚性基底之间产生界面裂纹. 随着薄膜被不断拉伸，界面裂纹不断向前传播. 同时，在裂纹前端，在薄膜内部发生非均匀变形，产生了应变梯度场. 如图 24(a) 所示，拉伸薄膜上的不同颜色表示不同的拉伸应变，可以看到存在一个应变梯度场，该梯度场的强度可以通过弹簧刚度进行调控（图 24(b)），当该梯度场抵达小滑块下方时，小滑块即被驱动向前滑动. 图 25(a) 给出了滑块速度以及所受驱动力的周期性变



（a）　　（b）

图 24　(a) 石墨烯滑块在基底应变梯度场驱动下向前运动；(b) 不同弹簧刚度情况下，裂纹尖端附近的应变梯度变化

Fig. 24　(a) The strain gradient driving the movement of a small graphene slider on a graphene substrate; (b) Distribution of the strain gradient field at the crack tip for the case of different spring stiffness



（a）　　（b）

图 25　(a) 滑块的速度、裂纹扩展速度以及作用于滑块的驱动力随时间的变化曲线；(b) 滑块的动能与势能随时间的变化曲线

Fig. 25　(a) Velocities of the slider and crack tip as well as the driving force of the slider as a function of the simulation time; (b) The kinetic energy and the potential one of the slider varying with the simulation time

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

化图，图 25(b)给出了滑块的动能与势能的周期性变化图. 可以看出当界面裂纹抵达滑块下端时，滑块的势能增加，所受驱动力增大，滑块开始加速运动，由于滑块的速度大于裂纹扩展的速度，滑块滑向裂纹的前方，随着滑块远离裂纹，其所受驱动力和势能均降低，动能增加，由于滑块同时还受到粘性阻力，滑块的动能不断耗散为热能，最终在裂纹前方停止运动. 当裂纹传播到滑块下方时，滑块随即被再次驱动，重复上述过程.

分子动力学研究结果进一步证明了非均匀应变场驱动表面输运的新机制，该发现为纳尺度颗粒的操控及定向输运提供了新颖的思想.

3 表面黏附与输运的研究展望

本文主要综述了课题组近几年在表面黏附及表面输运方面的最新研究进展，纵观所开展的工作，可以发现目前所研究的表面黏附及表面输运只涉及力场或单一外场的作用. 然而，一般情况下的材料和结构服役不仅仅处于单一外场中，总不可避免的遇到温度的变化、电场及磁场的作用. Kim 等[102]，Reddy 等[103]利用形状记忆聚合物仿生设计了通过改变温度实现可逆黏附的多纤维表面. Drotlef 等[104]，Northen 等[105]将高分子材料与磁性材料混合仿生制备了柱形纤维阵列，发现可以通过外界磁场的变化实现纤维阵列与基底间的强黏附与易脱黏. 不同场耦合作用下的表面/界面黏附如何？目前同时考虑多场耦合作用及表/界面黏附效应的模型相对较少，而考虑多场作用下不同类型材料的赫兹接触力学模型，及考虑黏附未考虑多场作用影响的薄膜/基底模型较多. 如何合理地考虑多场作用对材料表界面黏附的影响，是未来工作中首要解决的关键科学问题之一，能够为多场条件作用下表界面黏附性能提供宏观的判断.

粘附材料表面的仿生设计基本基于壁虎等爬行生物的微纳米黏附结构特征. 该类仿生材料的应用，不可避免遇到多场条件的作用. 然而多场耦合对仿生材料表面的黏附效应影响机制并不清晰，尤其是针对多级材料表面黏附效应、多级微结构表面的黏附效应. 系统开展多场条件下仿生黏附微观机制的研究非常必要.

自然界黏附爬行生物有其喜好的生存环境，环境对其最基本的生存行为是一个重要的外在条件. 贻贝依靠分泌的黏附蛋白在水下具有极强的黏附能力，且黏附具有极强的耐水性和耐候性，在巨浪的冲刷下仍能牢固的黏附于基底. Lee 等[106]将壁虎脚掌的多级微结构与贻贝的黏附蛋白相结合，仿生设计了在水中和干燥环境下都具有优异黏附特性的新型黏附纤维，而壁虎与贻贝的黏附组织、结构及黏附物理机理完全不同. 最近，Stark 等实验研究了壁虎在水中的黏附力，发现材料表面的亲疏水性对壁虎的黏附能力有非常明显的影响[70]. 如何将不同环境条件下不同的黏附机理有机结合，如何考虑材料表面的浸润性对界面黏附强度的影响，将涉及到材料表面浸润性、表面化学及环境等因素对黏附效应的影响. 对这一方面的探讨，将是仿生材料黏附机制研究的升华，亦是未来综合应用的需求.

在仿生研究受精卵在输卵管表面输运行为的工作中，仅仅考虑了节段波对表面输运的作用. 而整个输运过程存在多个因素影响着受精卵能否成功输运：例如输卵管的结构完整性、输卵管的通畅性、输卵管的柔韧性、输卵管环形肌和纵行肌的规律收缩功能和规律性(输送能力)、输卵管粘膜细胞结构的完整性、粘膜表面纤毛细胞的纤毛摆动是否正常、粘膜表面无纤毛细胞的分泌功能是否健全、输卵管腔内粘液的酸碱度、输卵管伞端的位置及拾卵能力、盆腔的炎症及粘连情况、体内性激素的水平和比例等. 整个复杂的生理过程是科研界一直努力探索的热点及难点，不仅涉及到细胞生物学、神经生物学，亦与输卵管材料性能、输卵管液流动、输卵管肌层蠕动节段波、纤毛摆动及方向性、受精卵与输卵管黏附、脱黏密切相关. 可见，受精卵输运本身就是一个多场作用的过程. 目前为止，受精卵在输卵管中的综合输运机理仍未知. 通过仿生研究输卵管的表面输运效应，一方面为实现一类细胞或生物大分子运动的有效操控，解决人类繁衍所遇问题提供指导思想，另一方面为智能表面器件及微纳米传输的设计等提供理论基础，更主要的是推动该方向的基础研究发展.

要解决以上问题，需要进一步通过实验、理论和数值模拟相结合的手段，发展多尺度力学的研究方法，系统探索力、热、电、磁等多场耦合作用下表/界面黏附及输运行为的宏微观机制及影响因素，为智能材料表面设计提供新思想，同时推动表/界面力学学科的全面发展.

致谢

作者陈少华感谢国家自然科学基金 No.

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

11532013，11372317，11125211 及科技部重大科学研究计划(2012CB937500)的支持；彭志龙感谢国家自然科学基金 No. 11302228 的支持；姚寅感谢国家自然科学基金 No. 11402270 的支持.

参考文献

[1] 赵亚溥. 表面与界面物理力学[M]. 北京：科学出版社，2012.

[2] Hoffmann R. Solid and Surface (固体与表面)[M]. Beijing: Chemistry Industry Press，1996.

[3] 胡福增，陈国荣，杜永娟. 材料表界面(第二版)[M]. 上海：华东理工大学出版社，2007.

[4] 朱静. 纳米材料和器件[M]. 清华大学出版社有限公司，2003.

[5] 江雷，冯琳. 仿生智能纳米界面材料[M]. 化学工业出版社，2007.

[6] Wei Z，Zhao Y P. Growth of liquid bridge in AFM [J]. Journal of Physics D Applied Physics，2007，40 (14)：4368-4375.

[7] 余寿文. 薄膜-基底的几个力学问题[J]. 力学与实践，1993(4)：1-8.

[8] Johnson K L. Contact Mechanics [M]. Cambridge: Cambridge University，1971.

[9] Derjaguin B V，Muller V M，Toporov Y P. Effect of contact deformations on adhesion of particles [J]. Journal of Colloid and Interface Science，1975，53(2)：314-326.

[10] Maugis D. Adhesion of spheres：the JKR-DMT transition using a dugdale model[J]. Journal of Colloid and Interface Science，1992，150(1)：243-269.

[11] Chen S H，Gao H J. Non-slipping adhesive contact of an elastic cylinder on stretched substrates[J]. Proceedings of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences，2006，462(2065)：211-228.

[12] Chen S，Gao H. Non-slipping adhesive contact between mismatched elastic spheres：A model of adhesion mediated deformation sensor[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids，2006，54(8)：1548-1567.

[13] Chen S H，Gao H J. Generalized Maugis-Dugdale model of an elastic cylinder in non-slipping adhesive contact with a stretched substrate[J]. International Journal of Materials Research，2006，97(5)：584-593.

[14] Chen S H，Gao H J. Bio-inspired mechanics of reversible adhesion：Orientation-dependent adhesion strength for non-slipping adhesive contact with transversely isotropic elastic materials[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids，2007，55(5)：1001-1015.

[15] Giannakopoulos A E，Suresh S. Indentation of solids with gradients in elastic properties . 1. Point force[J]. International Journal of Solids and Structures，1997，34(19)：2357-2392.

[16] Giannakopoulos A E，Suresh S. Indentation of solids with gradients in elastic properties . 2. Axisymmetric indentors [J]. International Journal of Solids and Structures，1997，34(19)：2393-2428.

[17] Chen S H，et al. Mechanics of adhesive contact on a power-law graded elastic half-space[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids，2009，57(9)：1437-1448.

[18] Chen S H，Yan C，Soh A K. Adhesive behavior of two-dimensional power-law graded materials[J]. International Journal of Solids and Structures，2009，46 (18-19)：3398-3404.

[19] Guo X，Jin F. A generalized JKR-model for two-dimensional adhesive contact of transversely isotropic piezoelectric half-space [J]. International Journal of Solids and Structures，2009，46(20)：3607-3619.

[20] Jin F，Guo X. Non-slipping adhesive contact of a rigid cylinder on an elastic power-law graded half-space [J]. International Journal of Solids and Structures，2010，47(11-12)：1508-1521.

[21] Jin F，Guo X. Mode-mixity-dependent adhesion of power-law graded elastic solids under normal load and substrate stretch-induced mismatch strain[J]. International Journal of Solids and Structures，2012，49 (17)：2349-2357.

[22] Jin F，Guo X，Gao H J. Adhesive contact on power-law graded elastic solids：The JKR-DMT transition using a double-Hertz model[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids，2013，61(12)：2473-2492.

[23] Jin F，Guo X，Zhang W. A unified treatment of axisymmetric adhesive contact on a power-law graded elastic half-space [J]. Journal of Applied Mechanics-Transactions of the Asme，2013，80(6).

[24] Kendall K. Thin-film peeling-elastic term[J]. Journal of Physics D-Applied Physics，1975，8 (13)：1449-1452.

[25] Kim K S，Aravas N. Elastoplastic analysis of the peel test [J]. International Journal of Solids and Structures，1988，24(4)：417-435.

[26] Kim K S，Kim J. Elasto-plastic analysis of the peel

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

test for thin-film adhesion[J]. Journal of Engineering Materials and Technology-Transactions of the Asme, 1988,110(3):266-273.

[27] Loukis M J, Aravas N. The effects of viscoelasticity in the peeling of polymeric films[J]. Journal of Adhesion, 1991,35(1):7-22.

[28] Chen H, et al. Experiments and viscoelastic analysis of peel test with patterned strips for applications to transfer printing[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2013,61(8):1737-1752.

[29] Xia S M, et al. Adhesion of heterogeneous thin films-I: Elastic heterogeneity[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2013,61(3):838-851.

[30] Chen B, Wu P D, Gao H J. Pre-tension generates strongly reversible adhesion of a spatula pad on substrate[J]. Journal of the Royal Society Interface, 2009,6(35):529-537.

[31] Sauer R A. The peeling behavior of thin films with finite bending stiffness and the implications on gecko adhesion[J]. Journal of Adhesion, 2011,87(7-8):624-643.

[32] Molinari A, Ravichandran G. Peeling of elastic tapes: Effects of large deformations, pre-straining, and of a peel-zone model[J]. Journal of Adhesion, 2008, 84(12):961-995.

[33] Lu Z X, et al. Effect of interfacial slippage in peel test: Theoretical model[J]. European Physical Journal E, 2007,23(1):67-76.

[34] **亢一澜. 界面力学若干问题的实验研究[J]. 力学与实践**, 1999,21(3):9-15.

[35] **亢一澜, 贾有权, 邱宇, 张继平. 粘接双材料界面微区内力学行为的细观实验分析[J]. 实验力学**, 1995,10(4):285-291.

[36] Wei Y G. Modeling nonlinear peeling of ductile thin films-critical assessment of analytical bending models using FE simulations[J]. International Journal of Solids and Structures, 2004,41(18-19):5087-5104.

[37] Williams J G, Hadavinia H. Analytical solutions for cohesive zone models[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2002,50(4):809-825.

[38] **周益春, 蒋丽梅, 郝红肖, 肖良红. 韧性膜/韧性基底界面结合性能的表征[C]. 中国力学学会学术大会论文集**, 2009.

[39] Gent A N, Petrich R P. Adhesion of viscoelastic materials to rigid substrates[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences, 1969,310(1502):433-448.

[40] Li R, et al. Thermo-mechanical modeling of laser-driven non-contact transfer printing: two-dimensional analysis[J]. Soft Matter, 2012,8(27):7122-7127.

[41] Feng X, et al. Competing fracture in kinetically controlled transfer printing[J]. Langmuir, 2007,23(25):12555-12560.

[42] Peng Z L, Chen S H. Effect of bending stiffness on the peeling behavior of an elastic thin film on a rigid substrate[J]. Physical Review E, 2015,91(4).

[43] Peng Z L, et al. Peeling behavior of a viscoelastic thin-film on a rigid substrate[J]. International Journal of Solids and Structures, 2014,51(25-26):4596-4603.

[44] Peng Z L, Chen S H. Peeling behavior of a thin-film on a corrugated surface[J]. International Journal of Solids and Structures, 2015,60-61:60-65.

[45] Chen H, Chen S H. The peeling behaviour of a graphene sheet on a nano-scale corrugated surface[J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 2013,46(43):435305.

[46] Zhao H P, et al. Improvement of the peeling strength of thin films by a bioinspired hierarchical interface[J]. International Journal of Applied Mechanics, 2013,5(2):1350012.

[47] **陈少华, 彭志龙. 壁虎粘附微观力学机制的仿生研究进展[J]. 力学进展**, 2012,42(3):282-293.

[48] Huber G, et al. Resolving the nanoscale adhesion of individual gecko spatulae by atomic force microscopy[J]. Biology Letters, 2005,1(1):2-4.

[49] Tian Y, et al. Adhesion and friction in gecko toe attachment and detachment[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2006,103(51):19320-19325.

[50] Peng Z L, Chen S H, Soh A K. Peeling behavior of a bio-inspired nano-film on a substrate[J]. International Journal of Solids and Structures, 2010, 47(14-15):1952-1960.

[51] Peng Z L, Chen S H. Effects of the relative humidity and water droplet on adhesion of a bio-inspired nano-film[J]. Colloids and Surfaces B: Biointerfaces, 2011, 88(2):717-721.

[52] Peng Z L, Chen S H. Effects of surface roughness and film thickness on the adhesion of a bioinspired nano-film[J]. Physical Review E, 2011,83(5):051915.

[53] Peng Z, Chen S. Effect of pre-tension on the peeling behavior of a bio-inspired nano-film and a hierarchical adhesive structure[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(16):163702.

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[54] Peng Z, Chen S. The effect of geometry on the adhesive behavior of bio-inspired fibrils[J]. Soft Matter, 2012, 8(38): 9864-9869.

[55] Huber G, et al. Influence of surface roughness on gecko adhesion[J]. Acta Biomaterialia, 2007, 3(4): 607-610.

[56] Persson B N J, Gorb S. The effect of surface roughness on the adhesion of elastic plates with application to biological systems[J]. Journal of Chemical Physics, 2003, 119(21): 11437-11444.

[57] Palasantzas G, De Hosson J T M. Influence of surface roughness on the adhesion of elastic films[J]. Physical Review E, 2003, 67(2): 021604.

[58] Huber G, et al. Evidence for capillarity contributions to gecko adhesion from single spatula nanomechanical measurements[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2005, 102(45): 16293-16296.

[59] Stark A Y, et al. Surface wettability plays a significant role in gecko adhesion underwater[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2013, 110(16): 6340-6345.

[60] Peng Z L, Wang C, Chen S H. Effects of surface wettability on gecko adhesion underwater[J]. Colloids and Surfaces B-Biointerfaces, 2014, 122: 662-668.

[61] Ruoff R S, et al. Radial deformation of carbon nanotubes by van-der-Waals forces[J]. Nature, 1993, 364(6437): 514-516.

[62] Hertel T, Walkup R E, Avouris P. Deformation of carbon nanotubes by surface van der Waals forces[J]. Physical Review B, 1998, 58(20): 13870-13873.

[63] Chopra N G, et al. Fully collapsed carbon nanotubes [J]. Nature, 1995, 377(6545): 135-138.

[64] Chang T C, Guo Z R. Temperature-induced reversible dominoes in carbon nanotubes[J]. Nano Letters, 2010, 10(9): 3490-3493.

[65] Zhang C, Chen L, Chen S H. Adhesion between two radially collapsed single-walled carbon nanotubes[J]. Acta Mechanica, 2013, 224(11): 2759-2770.

[66] Chen H, Yao Y, Chen S H. Adhesive contact between a graphene sheet and a nano-scale corrugated surface [J]. Journal of Physics D-Applied Physics, 2013, 46(20): 205303.

[67] Jiang Y Y, et al. Helical encapsulation of graphene nanoribbon into carbon nanotube[J]. Acs Nano, 2011, 5(3): 2126-2133.

[68] Patra N, Song Y B, Kral P. Self-assembly of graphene nanostructures on nanotubes[J]. Acs Nano, 2011, 5(3): 1798-1804.

[69] Wang T C, Zhang C, Chen S H. Mechanical behaviors of carbon nanoscrolls[J]. Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 2013, 13(2): 1136-1140.

[70] Zhang C, Peng Z L, Chen S H. Chirality-controlled carbon nanotubes fabricated by self-assembly of graphene nanoribbons[J]. Journal of Physical Chemistry C, 2014, 118(33): 19477-19483.

[71] Lim H E, et al. Growth of carbon nanotubes via twisted graphene nanoribbons[J]. Nature Communications, 2013, 4.

[72] Zhang C, Chen S H. Defect-and dopant-controlled carbon nanotubes fabricated by self-assembly of graphene nanoribbons[J]. Nano Research, 2015, 8(9): 2988-2997.

[73] Tajkhorshid E, et al. Control of the selectivity of the aquaporin water channel family by global orientational tuning[J]. Science, 2002, 296(5567): 525-530.

[74] **徐文洪, 王晓良. 离子通道的调控和受体依赖的离子通道研究进展[J]. 中国药理学通报**, 1997, 13(5): 401-404.

[75] Wu Nan W Q a A B. Ejection of DNA molecules from carbon nanotubes[J]. Carbon, 2012, 50(13): 4945-4952.

[76] Shanahan M E, Sefiane K. Recalcitrant bubbles[J]. Scientific Reports, 2014, 4: 4727.

[77] Becton M, Wang X. Thermal gradients on graphene to drive nanoflake motion[J]. Journal of Chemical Theory and Computation, 2014, 10(2): 722-730.

[78] Longhurst M, Quirke N. Temperature-driven pumping of fluid through single-walled carbon nanotubes[J]. Nano Letters, 2007, 7(11): 3324-3328.

[79] Gong X J, et al. A charge-driven molecular water pump[J]. Nature Nanotechnology, 2007, 2(11): 709-712.

[80] Qiu H, Shen R, Guo W L. Vibrating carbon nanotubes as water pumps[J]. Nano Research, 2011, 4(3): 284-289.

[81] Su J Y, Guo H X. Effect of nanochannel dimension on the transport of water molecules[J]. Journal of Physical Chemistry B, 2012, 116(20): 5925-5932.

[82] Duan W H, Wang W. Water transport with a carbon nanotube pump[J]. Acs Nano, 2010, 4(4): 2338-2344.

[83] BC Regan S A, Ritchie R O, Dahmen U, Zettl A. Carbon nanotubes as nanoscale mass conveyors[J]. Nature, 2004, 428(2004): 924-927.

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

[84] Svensson K, Olin H, Olsson E. Nanopipettes for metal transport[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(14): 145901.

[85] Chang T, et al. Nanoscale directional motion towards regions of stiffness[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(1): 015504.

[86] Zheng Y, et al. Directional water collection on wetted spider silk[J]. Nature, 2010, 463(7281): 640-643.

[87] Lv C J, et al. Substrate curvature gradient drives rapid droplet motion[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(2).

[88] Liu J L, et al. Directional motion of droplets in a conical tube or on a conical fibre[J]. Chinese Physics Letters, 2007, 24(11): 3210-3213.

[89] Zheng X P, et al. Elasticity-driven droplet movement on a microbeam with gradient stiffness: A biomimetic self-propelling mechanism[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2008, 323(1): 133-140.

[90] Bruce P G, Scrosati B, Tarascon J M. Nanomaterials for rechargeable lithium batteries[J]. Angewandte Chemie-International Edition, 2008, 47(16): 2930-2946.

[91] Hong X, Gao X F, Jiang L. Application of superhydrophobic surface with high adhesive force in no lost transport of superparamagnetic microdroplet[J]. Journal of the American Chemical Society, 2007, 129(6): 1478-1479.

[92] Russell J T, Wang B, Kra P. Nanodroplet transport on vibrated nanotubes[J]. The Journal of Physical Chemistry Letters, 2012, 353(1): 353-357.

[93] Wang Q. Atomic transportation via carbon nanotubes[J]. Nano Letters, 2008, 9(1): 245-249.

[94] Chang T. Dominoes in carbon nanotubes[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(17): 175501-175501.

[95] Alberto Bianco K K a M P. Applications of carbon nanotubes in drug delivery[J]. Current Opinion in Chemical Biology, 2005, 9: 674-679.

[96] Chen L, Chen S. Rolling motion of an elastic cylinder induced by elastic strain gradients[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 116(16): 164701-164701.

[97] Chen L, Chen S, Gao H. Biomimetic study of rolling transport through smooth muscle contraction[J]. Colloids and Surfaces B: Biointerfaces, 2014, 123: 49-52.

[98] Chen L, Chen S. Adhesion of a gas-filled membrane on a stretched substrate[J]. International Journal of Solids and Structures, 2015, 69-70: 189-194.

[99] Chen S H, Gao H J. Non-slipping adhesive contact between mismatched elastic cylinders[J]. International Journal of Solids and Structures, 2007, 44(6): 1939-1948.

[100] Waters J F, et al. Axisymmetric adhesive contact under equibiaxial stretching[J]. Journal of Adhesion, 2012, 88(2): 134-144.

[100] Wang C, Chen S. Motion driven by strain gradient fields[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 13675-13675.

[102] Kim S, et al. Reversible dry micro-fibrillar adhesives with thermally controllable adhesion[J]. Soft Matter, 2009, 5(19): 3689-3693.

[103] Reddy S, Arzt E, del Campo A. Bioinspired surfaces with switchable adhesion[J]. Advanced Materials, 2007, 19(22): 3833-3837.

[104] Drotlef D M, Blumler P, del Campo A. Magnetically actuated patterns for bioinspired reversible adhesion (dry and wet)[J]. Advanced Materials, 2014, 26(5): 775-779.

[105] Northen M T, et al. A gecko-inspired reversible adhesive[J]. Advanced Materials, 2008, 20(20): 3905-3909.

[106] Lee H, Lee B P, Messersmith P B. A reversible wet/dry adhesive inspired by mussels and geckos[J]. Nature, 2007, 448(7151): 338-342.

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

The Latest Research Progress in Surface Adhesion and Transportation

Shaohua Chen[1]　Zhilong Peng[1]　Yin Yao[2]　Chao Wang[2]

([1] *Institute of Advanced Structure Technology*, *Beijing Institute of Technology*, *Beijing*, 100081)

([2] *LNM*, *Institute of Mechanics*, *Chinese Academy of Sciences*, *Beijing*, 100190)

Abstract　Surface adhesion and transportation, as two typical surface behaviors of material, have been the important topics and academic frontier in the field of surface mechanics. Exploring the forming mechanism and the influence factors of the two surface effects is significantly important to the design of micro/nano-device, micro/nano-sensor, micro/nano-transportation and smart materials. The latest research progress in the fields of surface adhesion and transportation are reviewed in the present paper. The research work of the authors' group are mainly introduced. Finally, some suggestions and future development of the surface effects are proposed.

Key words　surface mechanics, adhesion mechanism, transportation mechanism, micro-force of surface, non-uniform strain field

?1994-2017 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net