

# 超材料的新应用: 调控 Casimir 力

叶颖琦<sup>1</sup>, 郭宏<sup>2</sup>, 赵乾<sup>1</sup>, 孟永钢<sup>1</sup>

1. 清华大学机械工程系; 摩擦学国家重点实验室, 北京 100084

2. 清华大学精密仪器系, 北京 100084

**摘要** 随着机电系统(MEMS)的微型化, 由 Casimir 吸引力导致的器件黏附失效极大影响了 MEMS 的应用, 如何减小 Casimir 吸引力甚至将其转化为斥力成为该领域的研究热点。本文综述 Casimir 力的物理起源、理论计算方法、材料电磁参数的影响规律及电磁超材料在 Casimir 力调控方面的应用等研究进展。

**关键词** Casimir 斥力; 机电系统; 电磁超材料; 外场调控

荷兰物理学家 Hendrik Casimir 于 1948 年理论预测了绝对零度下真空中 2 块不带电理想导体平板之间存在一种相互吸引的作用力<sup>[1]</sup>, 即 Casimir 效应。该相互作用力起源于真空零点能的变化。量子谐振子的基态能量不为零, 而其基态能量对应场的基态能量。在物理定义的真空中, 即所有场都处于基态的状态下, 能量同样不为零。在其中放置理想导体将引入新的边界条件改变原有的电磁场模式, 使真空零点能发生变化, 此时的能量总和即为 Casimir 作用能。该效应被认为是验证真空零点能存在的重要证据之一, 通常表现为吸引力, 当 2 个宏观物体之间的距离小至微米和亚微米量级时, Casimir 力将占主导作用。这种现象会导致机电系统 (microelectromechanical systems, MEMS)、纳机电系统

(nanoelectromechanical systems, NEMS) 中结构件的黏附失效。因此, Casimir 力的大小及从吸引到排斥的调控的相关研究激发了研究者的极大热情。

自 Casimir 现象提出以来, 一大批学者对其理论计算和实验验证开展了大量工作, 并取得了显著的成果。涨落-耗散理论和散射理论等的应用使 Casimir 的理论计算在对不同介质的适用性方面得到长足发展<sup>[2,3]</sup>, 时域有限差分方法的应用进一步将计算范围扩大到任意形状的物体<sup>[4]</sup>。在实验测量方面, 利用 AFM 和精密扭摆等验证 Casimir 现象的存在及理论计算正确性进行了大量的实验工作, 达到 1% 的精度<sup>[5-8]</sup>。理论研究发现将两种材料浸没在特定液体中可以获得排斥力, Munday 等的实验验证了这一预测(图 1)<sup>[9,10]</sup>。然而, 实验验证

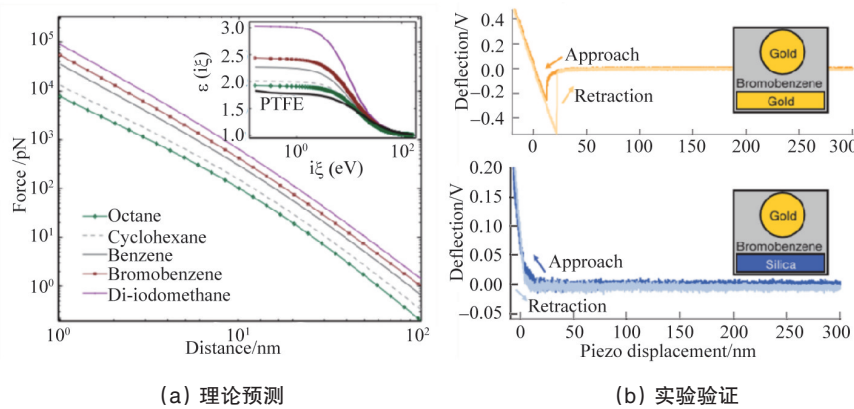


图 1 两种材料浸没在特定液体中得到排斥效果

Fig. 1 Repulsive Casimir force between solid materials in liquid

收稿日期: 2016-04-11; 修回日期: 2016-04-21

基金项目: 国家自然科学基金项目(51575297, 61275176); 教育部“新世纪优秀人才计划”项目; 摩擦学国家重点实验室自主研究课题(SKLT2014B02); 流体动力与机电系统国家重点实验室开放基金项目(GZKF-201509)

作者简介: 叶颖琦, 硕士研究生, 研究方向为 Casimir 力的理论与实验, 电子信箱: yeyq15@mails.tsinghua.edu.cn; 赵乾(通信作者), 副研究员, 研究方向为电磁功能表面科学与技术, 电子信箱: zhaoqian@tsinghua.edu.cn

引用格式: 叶颖琦, 郭宏, 赵乾, 等. 超材料的新应用: 调控 Casimir 力[J]. 科技导报, 2016, 34(18): 70-78; doi: 10.3981/j.issn.1000-7857.2016.18.007

过程中,需要将整个系统置于液体(大多数具有毒性)中,这一要求大大限制了其应用。

具有自然材料所不具有的奇异电磁行为的超材料为 Casimir 斥力的获得提供了一种新的解决途径。研究人员利用左手材料、手征材料和拓扑绝缘体等建立了实现斥力的物理模型,并给其中一些模型赋予切实可行的材料参数。针对材料宽频段内介电响应大于磁响应的问题,研究人员提出了一种基于 Mie 谐振的高频高磁响应介电小球分散至低介电媒介的超-超材料设计思路<sup>[11]</sup>,具有宽频带高磁响应和结构单元较为简单、便于加工的优点。利用两平行板的电磁参数随外场的调控特性控制 Casimir 力的大小和方向的转变也是一个重要的研究方向。但该方面的研究工作较少,如利用磁光材料的 Voigt 效应和拓扑绝缘体等方法<sup>[12,13]</sup>,通过外磁场改变超-超材料中超顺磁介电小球的磁畴排列也是一种 Casimir 力外场调控的实现方法。本文从 Casimir 力的理论计算和影响因素分析、实现 Casimir 斥力的超材料物理模型及其分析和外场调控 Casimir 力的实现方法 3 个方面综述超材料在 Casimir 效应相关研究方面的应用。

## 1 Casimir 力的理论计算研究进展

### 1.1 Casimir 力的基本计算方法

Casimir 力的计算多从真空零点能的理论出发,通过能量的改变量推导相互作用力的值。基于散射理论的算法因其便利性和适用性等优势得到了较为广泛的应用。研究人员也针对不同的复杂情况进行了修正,包括各向异性<sup>[14]</sup>,有限厚度<sup>[15]</sup>和有限温度<sup>[16]</sup>等。对于非平滑的复杂的表面结构,研究人员基于时域有限差分法使用计算机实现了任意形状表面结构之间的 Casimir 力的计算<sup>[4]</sup>。图 2 是计算 Casimir 力的坐标系和介质相对位置关系示意图。

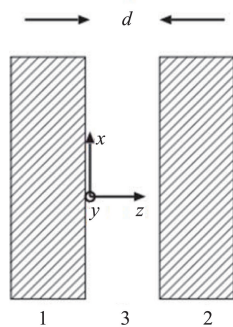


图 2 计算 Casimir 力的坐标系和介质相对位置关系示意

Fig. 2 Configuration and coordinate system of the calculation

散射理论方法是计算电磁相互作用能量的重要手段,在散射理论方法用于计算 Casimir 力之前, Renne 等<sup>[17]</sup>曾经使用散射理论的方法计算物体之间的范德华相互作用能。1978 年, Balian 等<sup>[18]</sup>使用散射理论方法得出了球与板之间的

Casimir 相互作用能。之后的几十年中,散射理论方法被不断扩充和完善,引入了量子光学散射方法、T 算符方法和克莱因公式等计算理论<sup>[19]</sup>,基于散射理论的 Casimir 力的计算方法也得到了长足发展。散射理论方法根据物体对电磁波的散射情况得出电磁能量改变量,其计算原理与 Casimir 提出的力的产生原理相一致。基于散射理论方法的绝对零度下真空中两块无限大平行平板之间的 Casimir 力的计算公式为:

$$\frac{F(d)}{A} = -2\hbar \int_0^\infty d\xi \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} K_3 \text{Tr} \left( \frac{\mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 e^{-2K_3 d}}{1 - \mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 e^{-2K_3 d}} \right) \quad (1)$$

式(1)中所有与频率相关的变量都是使用虚频率( $\omega = i\xi$ )计算所得的量。其中,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $d$  为平板间的间距,  $\mathbf{k}_\parallel = (k_x, k_y)$  为电磁波平行于介质表面的波矢分量,  $d^2k_\parallel$  是对向量的积分。式中  $K_3 = \sqrt{k_\parallel^2 + \mu_3(i\xi)\varepsilon_3(i\xi)\xi^2/c^2}$ ,  $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$  分别为介质 1 和介质 2 的反射矩阵。

反射矩阵的表达式为:

$$\mathbf{R}_j = \begin{bmatrix} r_j^{\text{TE,TE}} & r_j^{\text{TE,TM}} \\ r_j^{\text{TM,TE}} & r_j^{\text{TM,TM}} \end{bmatrix}, \quad (j=1,2) \quad (2)$$

其中,  $r_j^{pp'}$  ( $j=1,2; p, p'=\text{TE}, \text{TM}$ ) 表示偏振模式为  $p'$  的反射波与偏振模式为  $p$  的入射波的振幅之比,即反射系数。

一般情况下, TE 波(横电波)与 TM 波(横磁波)不存在互相耦合,即  $r_j^{\text{TM,TE}} = r_j^{\text{TE,TM}} = 0$ 。根据菲涅尔公式,可以得到  $r_j^{\text{TE,TE}}$  和  $r_j^{\text{TM,TM}}$  的表达式:

$$r_j^{\text{TE,TE}} = \frac{\mu_j(i\xi)K_3 - K'_3}{\mu_j(i\xi)K_3 + K'_3} \quad (3)$$

$$r_j^{\text{TM,TM}} = \frac{\varepsilon_j(i\xi)K_3 - K'_3}{\varepsilon_j(i\xi)K_3 + K'_3} \quad (4)$$

其中,  $K'_3 = \sqrt{k_\parallel^2 + \mu_j(i\xi)\varepsilon_j(i\xi)\xi^2/c^2}$ ,  $\varepsilon_j(i\xi)$ 、 $\mu_j(i\xi)$  分别为材料在虚频率下的介电常数和磁导率。

考虑两块平板放置于非真空的环境下,如水、溴苯等液体中时的情况,需要对式(4)做适当修改。其形式不变,但是介质 3 由真空变成其他非真空的物质,介质 1 与介质 3 的分界面和介质 2 与介质 3 的分界面上的散射情况发生改变,反射矩阵中的元素发生改变。其中  $r_j^{\text{TM,TE}} = r_j^{\text{TE,TM}} = 0$  不变,根据菲涅尔公式,  $r_j^{\text{TE,TE}}$  和  $r_j^{\text{TM,TM}}$  变为:

$$r_j^{\text{TE,TE}} = \frac{\mu_j(i\xi)K_3 - \mu_3(i\xi)K'_3}{\mu_j(i\xi)K_3 + \mu_3(i\xi)K'_3} \quad (5)$$

$$r_j^{\text{TM,TM}} = \frac{\varepsilon_j(i\xi)K_3 - \varepsilon_3(i\xi)K'_3}{\varepsilon_j(i\xi)K_3 + \varepsilon_3(i\xi)K'_3} \quad (6)$$

### 1.2 各向异性材料参数的引入

人为构造的超材料大多呈现各向异性,其各向异性的性质对 Casimir 力的计算会产生影响,需对计算公式进行修正<sup>[14]</sup>。材料各向异性的性质会改变式中反射矩阵元素的值,以最简单的单轴各向异性情况为例,光轴垂直于材料与中间介质的分界面,其介电张量和磁导率张量分别为:

$$\epsilon_2 = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\mu_2 = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (8)$$

其中,  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz}$ ,  $\mu_{xx} = \mu_{yy} \neq \mu_{zz}$ 。

根据折射率椭球关系,材料内部各个方向上的介电常数和磁导率满足:

$$\frac{k_{2x}^2}{\epsilon_{yy}\mu_{zz}} + \frac{k_{2z}^2}{\epsilon_{yy}\mu_{xx}} = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (9)$$

$$\frac{k_{2x}^2}{\epsilon_{zz}\mu_{yy}} + \frac{k_{2z}^2}{\epsilon_{xx}\mu_{yy}} = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (10)$$

重新推导非涅尔方程,得到单轴各向异性材料的反射系数变为:

$$r_2^{\text{TE,TE}} = \frac{\mu_{xx}K_3 - \mu_3K'_3}{\mu_{xx}K_3 + \mu_3K'_3} = \frac{\mu_{xx}K_3 - \mu_3 \sqrt{\frac{\mu_{xx}}{\mu_{zz}}k_{\parallel}^2 + \mu_{xx}\epsilon_{yy}\xi^2/c^2}}{\mu_{xx}K_3 + \mu_3 \sqrt{\frac{\mu_{xx}}{\mu_{zz}}k_{\parallel}^2 + \mu_{xx}\epsilon_{yy}\xi^2/c^2}} \quad (11)$$

$$r_2^{\text{TM,TM}} = \frac{\epsilon_{xx}K_3 - \epsilon_3K'_3}{\epsilon_{xx}K_3 + \epsilon_3K'_3} = \frac{\epsilon_{xx}K_3 - \epsilon_3 \sqrt{\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}}k_{\parallel}^2 + \mu_{yy}\epsilon_{xx}\xi^2/c^2}}{\epsilon_{xx}K_3 + \epsilon_3 \sqrt{\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}}k_{\parallel}^2 + \mu_{yy}\epsilon_{xx}\xi^2/c^2}} \quad (12)$$

因为其在分界面内各向同性,所以对  $d^2k_{\parallel}$  积分在分界面内没有变化,不必修正。当分界面内出现各向异性时,不可将  $d^2k_{\parallel}$  转化为极坐标系下的两重积分,只能转化为  $dk_x dk_y$ , 极大地提高了复杂度,使双轴晶体的计算难度增大。上述情况可以看作是双轴晶体中  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz}$ ,  $\mu_{xx} = \mu_{zz}$  的特例。

### 1.3 Casimir 力的影响因素分析

基于以上提出的 Casimir 力的理论计算方法,代入实际自然材料的参数进行计算,可以发现在真空条件下,几乎所有自然材料之间的 Casimir 力都表现为吸引力。为了解决在 MEMS 和 NEMS 器件中出现的黏附失效问题,需要减小吸引力甚至得到排斥力,不少研究人员提出了获得排斥力的理论条件,其中最有效的两种条件是:1) Boyer 条件 ( $\epsilon_1(i\xi) \ll \mu_1(i\xi)$ ,  $\epsilon_2(i\xi) \ll \mu_2(i\xi)$ ), 使用一块电介质板和一块磁性板<sup>[20]</sup>;2) Dzyaloshinskii 条件 ( $\epsilon_1(i\xi) < \epsilon_2(i\xi) < \epsilon_3(i\xi)$ ), 将2块电介质板浸没在介电常数介于两者之间的中间介质(多数为液体)中<sup>[21]</sup>,这两种条件都使得式(1)中括号内的积分项为负,从而最后的计算结果为正,即得到排斥力。不考虑中间介质的影响,式(1)中可调整的变量都在反射矩阵  $R$  内,结合式(3)和(4),高磁性低电性的材料和高电性低磁性的材料之间可以得到排斥的效果,结合式(11)和式(12),得到材料的各向异性性质会影响其相互作用力的大小。常规的自然材料通常具有 Drude 模型或 Drude-Lorentz 模型的介电响应类型

和弱的磁响应强度,  $\epsilon_1(i\xi)$ 、 $\epsilon_2(i\xi)$  与  $\mu_1(i\xi)$ 、 $\mu_2(i\xi)$  的可调性不大,导致反射矩阵  $R$  的可变范围有限,使获得斥力的研究陷入困境。近十几年新型材料的飞速发展给这方面的研究重新带来了希望,其中一些材料具有与自然材料截然不同的电磁特性,正是实现斥力所迫切需求的。左手材料的负介电常数和负磁导率大大改变了自然材料原有的介电常数和磁导率数值范围,手征材料的强电磁耦合效应导致反射矩阵  $R$  中非对角元素的值不为零,这些都给 Casimir 斥力的研究提供了新的途径。

## 2 基于超材料的 Casimir 斥力

自 20 世纪 90 年代起,各种具有不同特异的电磁响应性质的超材料的设想被提出,并被应用于解决微型器件在微纳米量级的短距离内由 Casimir 吸引力导致的吸附问题。超材料可以人为设计其介电常数张量和磁导率张量,得到天然材料所不具备的奇异电磁行为,利用其电磁特性,大大改变材料的反射矩阵,从而影响力的大小和方向。左手材料、手征材料和拓扑绝缘体等因其特异的电磁性能在获得 Casimir 斥力方面得到了应用。

### 2.1 左手材料

左手材料(left-handed metamaterials, LHMs)的介电常数和磁导率同时小于零,导致其出现了负折射等一系列反常的电磁行为,成为当前电磁学和材料学等领域中的热点研究问题,也是最早被考虑用于实现 Casimir 斥力的超材料种类之一。早在 1974 年,Boyer<sup>[20]</sup>就提出在符合以下条件的两块平板间能获得斥力,  $\epsilon_1(i\xi) \ll \mu_1(i\xi)$ 、 $\epsilon_2(i\xi) \ll \mu_2(i\xi)$ , 即磁性板与介电板相互作用。有研究划分了能获得排斥力的材料的介电常数和磁导率的范围区域<sup>[22]</sup>,表明只要找到具有高磁性的材料就能与金属之间发生排斥现象。然而文献中使用石榴石和铁氧体等自然磁性材料获得高磁导率的设想是不现实的<sup>[23]</sup>,由于高磁性天然材料的缺失,Boyer 条件一直无法得到应用。构建出一种在全频率范围内具有高磁性的材料无疑是非常困难的,不过虽然 Casimir 力的计算中的积分求取是全频段的,对其贡献最大的频段是  $\omega < c/d$  的波段,对应于 MEMS 和 NEMS 器件中的间距,影响最大的是可见光至中红外频段的电磁参数。自然材料即使在低频段内具有较强的磁性,在上述频段其磁响应远小于介电响应。LHMs 在特定频段内的谐振现象为实现虚频率下的高频宽带高磁响应提供了可能。

其中一类 LHMs 由金属结构单元构成,如典型的结构单元为金属线和开口谐振环(SRRs)结构<sup>[24]</sup>、分形结构<sup>[25]</sup>、 $\Omega$  结构<sup>[26]</sup>、U 形结构<sup>[27,28]</sup>等。其介电响应和磁响应通常可以分别使用 Drude-Lorentz 模型和 Lorentz 模型表示:

$$\epsilon(\omega) = 1 - f \frac{\Omega_0^2}{\omega^2 + i\gamma_0\omega} - (1-f) \frac{\Omega_c^2}{\omega^2 - \omega_c^2 + i\gamma_c\omega} \quad (13)$$

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{\Omega_m^2}{\omega^2 - \omega_m^2 + i\gamma_m\omega} \quad (14)$$

其中,  $f$  为金属材料的填充率,  $\omega_c$  和  $\omega_m$  分别为电和磁谐振频率,  $\gamma_e$  和  $\gamma_m$  分别为电和磁衰减系数,  $\Omega_e$  和  $\Omega_m$  分别为对应的等离子体频率。  $\gamma_D$  和  $\Omega_D$  为金属材料 Drude 模型中的参数。使用这一类超材料作为磁性材料, 设定适当的参数可以与金属在某个距离范围内得到排斥力<sup>[29]</sup>。但是由于超材料中的金属部分 Drude 模型的介电响应行为所导致的低频段极大的虚

频率介电常数使得即使在很低的填充率下, 超材料与金属之间的排斥效果仍然遭到很大的破坏(图 3<sup>[30]</sup>)。有研究人员利用这一特性, 使两块超材料平板相互作用, 在适当的参数选择下, 可以使力随着距离的变化产生吸引和排斥之间的多次转换<sup>[30]</sup>, 使材料板在某个距离段内获得稳定的平衡点, 如图 3 (a) 中的虚点线曲线。

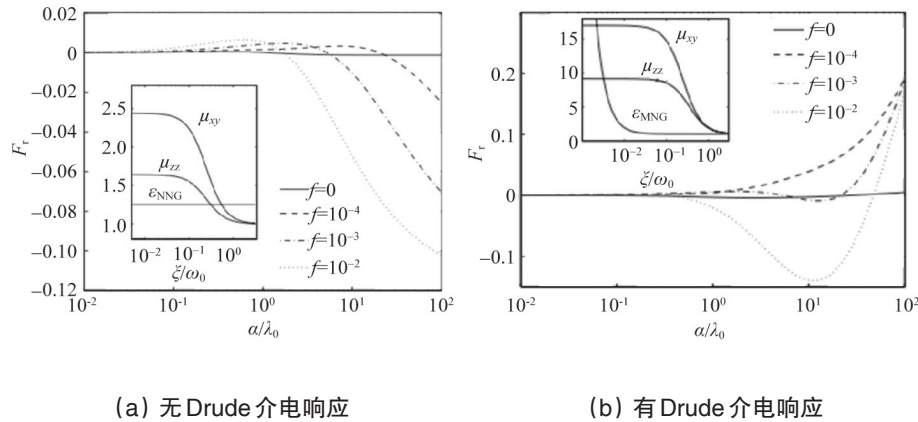


图 3 超材料中 Drude 介电响应的影响使斥力变为引力  
Fig. 3 Repulsion and attraction transition influenced by the Drude background in metamaterials

大部分金属结构单元构成的超材料呈现出各向异性, 材料表面分界面内和分界面外的各向异性性质会影响反射矩阵中 TE 波与 TM 波的反射系数的值。对于光轴垂直于分界面的单轴各向异性材料, 定义电(磁)各向异性的系数  $\delta$  为  $\epsilon_{||} = (1 + \delta)\epsilon_{\perp}$  ( $\mu_{||} = (1 + \delta)\mu_{\perp}$ ), 金属结构单元超材料板间的排斥力随着  $\delta$  的增加而增大<sup>[31]</sup>。另外, 光轴位于材料表面分界面内的两种材料之间的光轴不平行度将导致两物体之间的扭转效应<sup>[32]</sup>, 使两物体倾向于向光轴平行或者垂直的方向偏转。

上述模型中的 Lorentz 型磁响应无法达到需求的强度, 为获得光频高磁响应的超材料, 本课题组基于 Mie 谐振利用介质颗粒构造了可等效为电(磁)偶极子的结构单元<sup>[33-37]</sup>。按一定方式排列的结构单元产生的电磁谐振使得其能在由

结构尺寸决定的谐振频率附近具有强的电(磁)响应。但是介电体材料的谐振频段较低无法满足光频高磁响应的需求。基于这一问题提出了一种将纳米金属颗粒紧密排列的超常介质小球按一定序列组成超-超材料 (meta-metamaterial, MMM) 的构想<sup>[11]</sup>, 其组装过程如图 4 (a) 所示。这一设计将具有光频高磁响应的介质颗粒分散在具有低介电响应的媒介之中, 使新的 MMM 材料兼具高磁响应和低介电响应, 并提出了以超顺磁颗粒作为介质颗粒材料, 利用其在外加磁场下内部磁矩的变化来调控 Casimir 力的变化的构想。在无外加磁场时, MMM 板与金板约在间距  $4 \mu\text{m}$  处获得斥力。

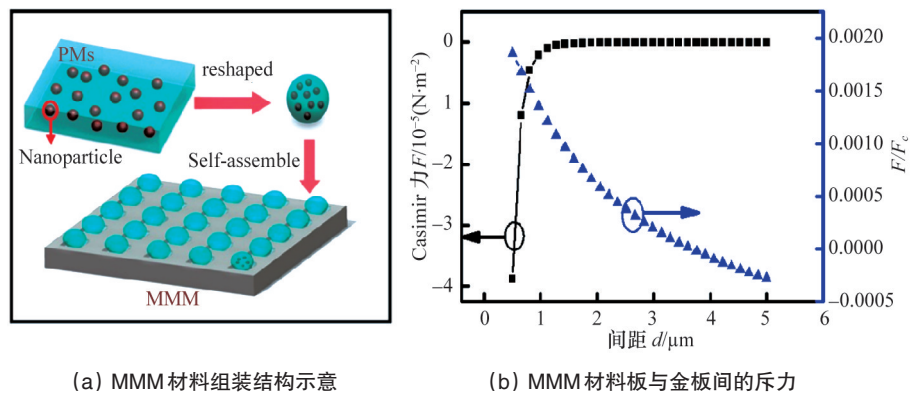


图 4 MMM 材料的结构及其 Casimir 力  
Fig. 4 Structure of MMM slab and Casimir force between MMM and gold plate

## 2.2 手征材料

在不断构想具有高频高磁响应材料的同时,研究人员也基于手征材料的强电磁耦合效应提出了通过改变反射矩阵  $\mathbf{R}$  中的非对角元素的值,即电磁耦合项的值,从而改变 Casimir 力的方法<sup>[38-40]</sup>。手征材料具有性质:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} + \frac{i\mathbf{K}}{c_0} \mathbf{H} \quad (15)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{i\mathbf{K}}{c_0} \mathbf{E} + \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (16)$$

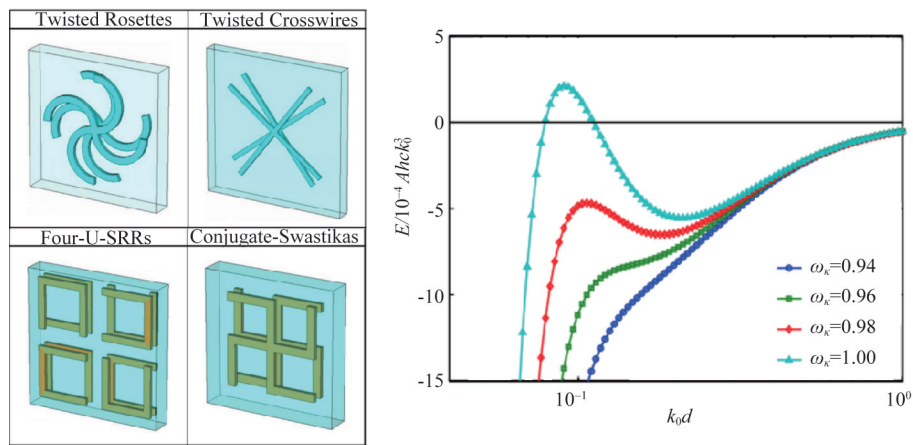
其中,  $\mathbf{K}$  表征手征材料电磁耦合的性质,在一些手征材料中具有形式:

$$\kappa(\omega) = \frac{\omega_\kappa \omega}{\omega^2 - \omega_{\text{KR}}^2 + i\gamma \omega} \quad (17)$$

基于已有的研究成果,研究人员设计了几种便于加工的层状结构的手征材料进行比较<sup>[38]</sup>,其结构如图 5(a)所示。其中 Four-U-SRRs 和 Conjugate Swastikas 结构较容易获得排斥力。这两种结构通过参数反演得到的手征系数  $\omega_\kappa$  较大,并且其自身结构单元的尺寸相对于谐振波长较小。随着手征材料的手征系数  $\omega_\kappa$  的增大,手征材料间的 Casimir 力在短距离下的某个距离段由吸引向排斥变化<sup>[39]</sup>,如图 5(b)所示。然

而如何增大手征材料的手征系数正是手征材料的研究难点之一,以上述 4 种结构为例,手征系数的值都还远没有达到理论的临界值。

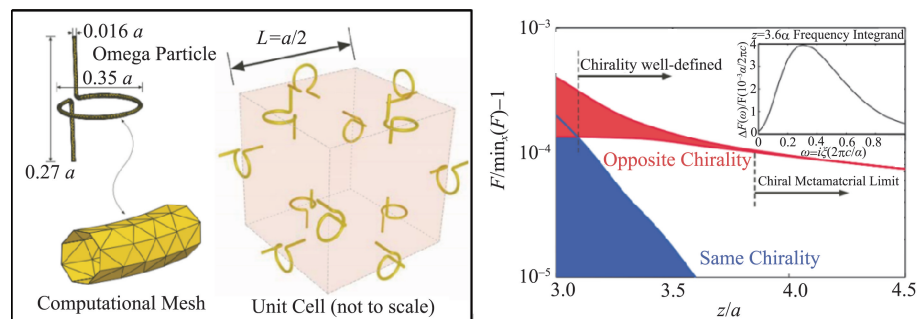
由于手征材料结构单元在微观上具有不对称性,当两手征材料的距离足够小时,其电磁参数计算中采用的有效媒介近似 (effective medium approximation, EMA) 的均质化处理会给计算带来较大误差。以图 5(a)中第 4 种结构为例,不同的放置情况下(中心是否对称等),在两物体间距和结构单元尺寸相近时,使用 EMA 理论与使用时域有限差分方法计算得到的结果误差高达 25%<sup>[40]</sup>。同时,手征材料大多具有强的各向异性性质,手征系数对 Casimir 力的影响与各向异性性质的影响混杂在一起。对此研究人员使用螺旋结构作为基础单元构造了一种趋于各向同性的手征材料,如图 6(a)所示。图 6(b)排除了各向异性的影响,单独分析了手征系数对力的影响。图 6(b)中右半部分是 EMA 理论适用的,左半部分由于结构尺寸的差异,手征系数对力的影响存在一个范围。手征材料由于其加工难度和复杂度,难以用实验对理论计算结果加以验证。



(a) 4 种不同层状结构的手征材料结构示意图 (b) 不同手征系数  $\omega_\kappa$  的手征材料间的 Casimir 作用能

图 5 手征材料的结构及其 Casimir 力

Fig. 5 Structure of chiral materials and Casimir force between them



(a) 各向同性手征材料结构示意图

(b) 排除各向异性后手征系数  $\omega_\kappa$  对力的影响

图 6 各向同性手征材料的结构及其 Casimir 力

Fig. 6 Structure of isotropic chiral material and Casimir force between them

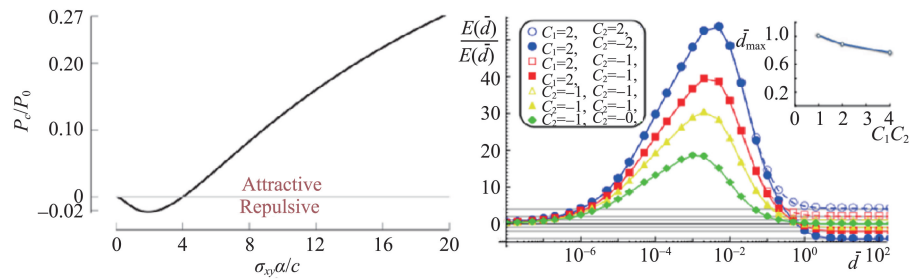
### 2.3 拓扑绝缘体和拓扑金属

拓扑绝缘体和拓扑金属具有奇异的电磁性能,如拓扑绝缘体在外加磁场下表现出量子霍尔导电性,能得到排斥的Casimir力。Weyl半金属和Chern绝缘体两种材料都被应用于构造实现斥力的物理模型<sup>[41,42]</sup>。在外加磁场下,Weyl半金属体发生霍尔效应,霍尔电导率为:

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 b}{2\pi^2 h} \quad (18)$$

从而介电常量中的非对角元素变为:

$$\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \frac{i\sigma}{\omega} \quad (19)$$



(a) Weyl半金属体间的Casimir力 (b) Chern绝缘体间的Casimir力

图7 拓扑绝缘体和拓扑金属的Casimir力

Fig. 7 Casimir force between topological insulators and topological metals

### 2.4 其他超常介质

除了上述几种不同性质的材料外,利用其他方法改变物体间Casimir力的大小和方向的构想还有很多并取得了一定的成果。其中一种有效方式是利用结构不对称性,通过设计表面结构使得两物体之间的相互作用力总和表现为排斥。如图8(a)所示的结构中<sup>[43]</sup>,当两平板互相靠近时,左边表面和右边表面的凸起结构相互嵌入,两边凸起物间的吸引力倾向于将整个结构拽回不嵌入的状态,使得两块平板之间整体表

反射矩阵也随之变为:

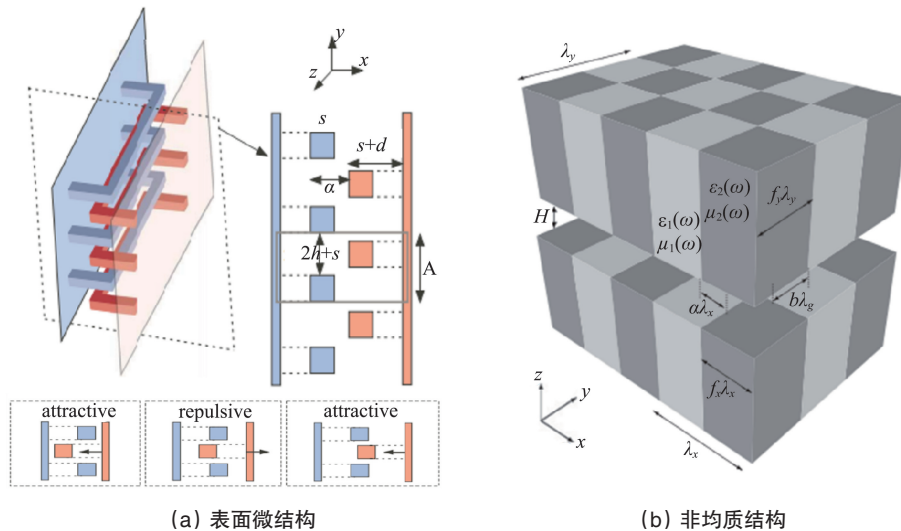
$$R_{\infty} = \begin{pmatrix} Q_- - \frac{\sigma_{xy}}{c} & -Q_+ + 2k_z \\ Q_+ - 2k_z & Q_- - \frac{\sigma_{xy}}{c} \end{pmatrix} \quad (20)$$

其中,  $Q_{\pm} = \sqrt{2k_z \left( \sqrt{k_z^2 + \sigma_{xy}^2/c^2} \pm k_z \right)}$ 。

在适当的参数设计下,2块相同的Weyl半金属体可以在短距离内实现斥力,而在长距离下表现为吸引力,而两块Chern绝缘体在Chern数相反时,在短距离内表现为吸引力,长距离下实现斥力,如图7(b)所示。

现为排斥力。图8(b)所示的不对称结构间的Casimir力随着结构不对称率( $f_x, f_y$ )和排列不对称率( $a, b$ )的变化而变化<sup>[44]</sup>,当其结构不对称性最大而排列对称时,可得到最大的斥力。在此结构中,结构和排列的不对称性还会带来Casimir横向力,其横向力的向量场随着这些参数的变化而变化。

另外,Inui等<sup>[45]</sup>和Drosdoff等<sup>[46]</sup>利用石墨烯超薄超轻的性质和特殊的导电性质分别作出了石墨烯悬浮<sup>[45]</sup>和通过石墨烯插层减小材料之间的Casimir吸引力<sup>[46]</sup>的构想。Leonhardt



(a) 表面微结构 (b) 非均质结构

图8 两种不对称表面结构示意图

Fig. 8 Two kinds of asymmetric surface structure

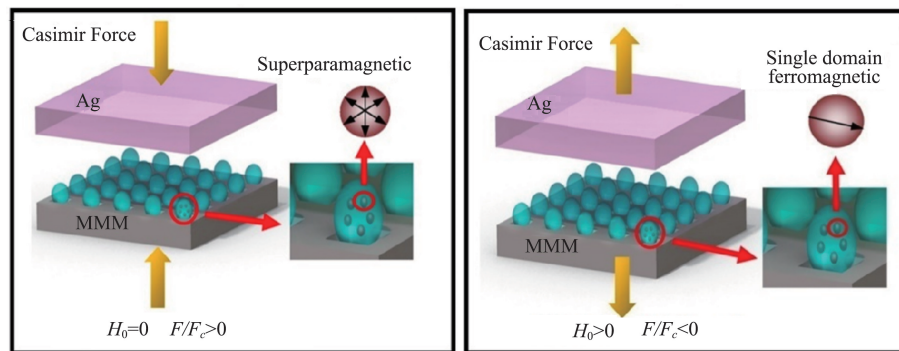
等<sup>[47]</sup>和 Simpson 等<sup>[48]</sup>从改变中间介质的性质着手,通过在两种介质之间嵌入完美透镜或者压缩介质,改变不同频率的电磁波的传播特性,从而达到减小吸引力甚至获得排斥力的目标。随着更多新材料的出现,实现调控 Casimir 力的新设想也不断被提出。

### 3 Casimir 力的外场调控

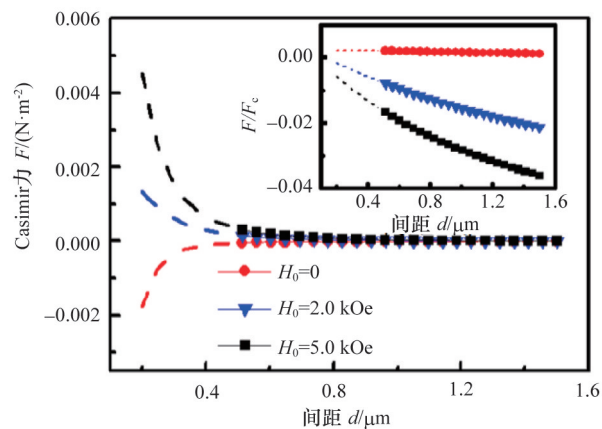
外场调控材料电磁特性的研究取得了一系列研究进展<sup>[49-57]</sup>,为 Casimir 力的调控提供了可能。利用摩擦副的电磁参数随外场的变化特性,可以实现 Casimir 力调控,进而为 MEMS 器件的智能化提供一个重要途径。主要研究进展如下:在摩擦副间引入磁光材料,利用其介电常数随外磁场变化的 Voigt 效应,通过改变外磁场的大小实现对 Casimir 力的外场调控<sup>[12]</sup>。但是其调节范围限制在引力内,无法实现从吸引到排斥的转变。此外,利用外场调控拓扑绝缘体的磁电极化率  $\theta$  的变化,改变其电磁本征方程,从而改变其 Casimir

力的大小,Grushin 等构建了实现吸引到排斥的转变的理论模型<sup>[5]</sup>。由于此模型的设计过于理想,其可行性仍需进一步的验证。

基于超-超材料的设计思路,以纳米超顺磁颗粒作为介质小球颗粒的材料,在外加偏置磁场后,超顺磁颗粒内部随外场强度的不同出现不同的永磁矩,从而磁导率发生改变,实现 Casimir 力的大小调节<sup>[11]</sup>,如图 9(a)所示,以纳米镍颗粒组成的 MMM 板与金板相互作用,当板间距  $d > 0.7 \mu\text{m}$  时,改变偏置磁场  $H_0$  的大小能够实现 Casimir 力从吸引到排斥的调控。增大镍颗粒的填充率,力的调节范围随之增大。为了获得更大的调节范围,使用具有更大饱和磁化强度的铁钴合金颗粒代替镍颗粒。如图 9(b)所示,在无外加磁场时,MMM 板与金板间在图示距离范围内为吸引力,外加磁场  $H_0 = 2.0 \text{ kOe}$  时,作用力已经从吸引变为排斥,继续增大外加磁场,斥力也随之增大。



(a) 外场调控原理



(b) 外场调控结果

图 9 MMM 板与金属板间 Casimir 力的外场调控

Fig. 9 Tunable Casimir force by external magnetic field between MMM slab and gold plate

### 4 结论

Casimir 效应自 60 多年前被提出以来,学术界就对其产生机理存在很大的争议。随着 MEMS 器件的制造和应用,Casimir 力的作用就更加地凸显出来,其研究受到了极大的关

注。解决由于其吸引效应而带来的器件黏附失效问题具有重大的实用意义。超材料的出现拓宽了摩擦副材料的电磁参数体系,为 Casimir 力的研究注入了新的活力,提供了实现排斥 Casimir 力的新的可能途径。目前已取得了一系列的理

论研究成果,但与此同时,存在一些有争议的观点,如有研究指出通过理论计算得到金属和介电体材料构成的超材料在对称结构下永远无法获得长程的斥力的结论<sup>[58]</sup>。Silveirinha等<sup>[59]</sup>指出利用手征材料获得斥力的物理模型违反了电磁参数的基本准则。因而,Casimir力的实验测量与理论验证工作显得尤为重要,但由于实验条件和测试精度的限制,缺少相应的实验工作报告。目前亟待开展系统深入的理论计算、新型超材料的构筑以及高精度的力测量等工作。随着超材料的发展,Casimir力的理论和实验研究也必将取得长足发展和丰硕的成果。

### 参考文献(References)

- [1] Casimir H B G. On the Attraction between two perfectly conducting plates[C]//Centenary issue of the Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences. Amsterdam, 1948, 51: 793-795.
- [2] Lifshitz E M. The theory of molecular attractive forces between solids [J]. Soviet Physics, 1956, 2: 73-83.
- [3] Rahi S J, Emig T, Graham N, et al. Scattering theory approach to electrodynamic Casimir forces[J]. Physical Review D, 2009, 80: 085021.
- [4] Rodriguez A W, McCauley A P, Joannopoulos J D, et al. Casimir forces in the time domain: Theory[J]. Physical Review A, 2009, 80: 012115.
- [5] Svetovoy V B, Zwol P J, Palasantzas G, et al. Optical properties of gold films and the Casimir force[J]. Physical Review B, 2008, 77: 035439.
- [6] Bressi G, Carugno G, Onofrio R, et al. Measurement of the Casimir force between parallel metallic surfaces[J]. Physical Review Letters, 2002, 88: 041804.
- [7] Chan H B, Aksyuk V A, Kleiman R N, et al. Quantum mechanical actuation of microelectromechanical systems by the casimir force[J]. Science, 2001, 291(5510): 1941-1944.
- [8] Harris B W, Chen F, Mohideen U. Precision measurement of the Casimir force using gold surfaces[J]. Physical Review A, 2000, 62: 052109.
- [9] Zwol P J, Palasantzas G. Repulsive Casimir forces between solid materials with high-refractive-index intervening liquids[J]. Physical Review A, 2010, 81: 062502.
- [10] Munday J N, Capasso F, Parsegian V A. Measured long-range repulsive Casimir-Lifshitz forces[J]. Nature, 2009, 457(7226): 170-173.
- [11] Ma J M, Zhao Q, Meng Y G. Magnetically controllable Casimir force based on a superparamagnetic metamaterial[J]. Physical Review B, 2014, 89: 075421.
- [12] Wang J, Zhang X, Pei S Y, et al. Tunable Casimir forces by means of the external magnetic field[J]. Physical Review A, 2006, 73: 042103.
- [13] Grushin A G, Cortijo A. Tunable Casimir repulsion with three-dimensional topological insulators[J]. Physical Review Letters, 2011, 106: 020403.
- [14] Rosa F S S, Dalvit D A R, Milonni P W. Casimir interactions for anisotropic magnetodielectric metamaterials[J]. Physical Review A, 2008, 78: 032117.
- [15] Zhou F, Spruch L. Van der Waals and retardation (Casimir) interactions of an electron or an atom with multilayered walls[J]. Physical Review A, 1995, 52: 297-310.
- [16] Brevik I, Ellingsen S A, Milton K A. Thermal corrections to the Casimir effect[J]. New Journal of Physics, 2006, 236(8): 1-20.
- [17] Renne M J. Microscopic theory of retarded van der Waals forces between macroscopic dielectric bodies[J]. Physica, 1971, 56: 125-137.
- [18] Balian R, Duplantier B. Electromagnetic waves near perfect conductors. II. Casimir effect[J]. Annals of Physics, 1978, 112: 165-208.
- [19] Ingold G L, Lambrecht A. Casimir effect from a scattering approach[J]. American Journal of Physics, 2015, 83: 156.
- [20] Boyer T H. Van der Waals forces and zero-point energy for dielectric and permeable materials[J]. Physical Review A, 1974, 9: 2078.
- [21] Dzyaloshinskii I E, Lifshitz E M, Pitaevskii L P. General theory of van der Waals forces[J]. Physics-Uspekhi, 1961, 4(2): 153-176.
- [22] Kenneth O, Klich I, Mann A, et al. Repulsive Casimir forces[J]. Physical Review Letters, 2002, 89: 033001.
- [23] Iannuzzi D, Capasso F. Comment on "repulsive Casimir forces" [J]. Physical Review Letters, 2003, 91: 029101.
- [24] Shelby R, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(5514): 77-79.
- [25] Zhou X, Zhao X P. Resonant condition of unitary dendritic structure with overlapping negative permittivity and permeability[J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(18): 181908.
- [26] Ran L, Huangfu J, Chen H, et al. Microwave solid-state left-handed material with a broad bandwidth and an ultralow loss[J]. Physical Review B, 2004, 70: 073102.
- [27] Linden S, Enkrich C, Wegener M, et al. Magnetic response of metamaterials at 100 Terahertz[J]. Science, 2004, 306(5700): 1351-1353.
- [28] Cheng Q, Jiang W X, Cui T J. Spatial power combination for omnidirectional radiation via anisotropic metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2012, 108: 213903.
- [29] Rosa F S S, Dalvit D A R, Milonni P W. Casimir-lifshitz theory and metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2008, 100: 183602.
- [30] Zeng R, Yang Y P, Zhu S Y. Casimir force between anisotropic single-negative metamaterials[J]. Physical Review A, 2013, 87: 063823.
- [31] Deng G, Liu Z. Z, Luo J. Attractive-repulsive transition of the Casimir force between anisotropic plates[J]. Physical Review A, 2008, 78: 062111.
- [32] Deng G, Liu Z Z, Luo J. Impact of magnetic properties on the Casimir torque between anisotropic metamaterial plates[J]. Physical Review A, 2009, 80: 062104.
- [33] Zhao Q, Xiao Z Q, Zhang F L, et al. Tailorable zero-phase delay of subwavelength particles toward miniaturized wave manipulation devices[J]. Advanced Materials, 2015, 27(40): 6187-6194.
- [34] Zhao Q, Zhou J, Zhang F L, et al. Mie resonance-based dielectric metamaterials[J]. Materials Today, 2009, 12(12): 60-69.
- [35] Zhao Q, Kang L, Du B, et al. Experimental demonstration of isotropic negative permeability in a three-dimensional dielectric composite[J]. Physical Review Letters, 2008, 101: 027402.
- [36] Zhang F L, Zhao Q, Lan C W, et al. Magnetically coupled electromagnetically induced transparency analogy of dielectric metamaterial[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104: 131907.
- [37] Zhang F L, Zhao Q, Kang L, et al. Experimental verification of isotropic and polarization properties of high permittivity-based metamaterial[J]. Physical Review B, 2009, 80: 195119.
- [38] Zhao R, Koschny Th, Economou E. N, et al. Comparison of chiral metamaterial designs for repulsive Casimir force[J]. Physical Review D, 2010, 82: 065025.
- [39] Zhao R, Zhou J, Koschny Th, et al. Repulsive Casimir force in chiral metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2009, 103: 103602.

- [40] McCauley A P, Zhao R K, Reid M T, et al. Microstructure effects for Casimir forces in chiral metamaterials[J]. *Physical Review B*, 2010, 82: 165108.
- [41] Wilson J H, Allocca A A, Galitski V. Repulsive Casimir force between Weyl semimetals[J]. *Physical Review B*, 2015, 91: 235115.
- [42] Rodríguez-Lopez P, Grushin A G. Repulsive Casimir effect with chiral insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 056804.
- [43] Rodríguez A W, Joannopoulos J D, Johnson S G. Repulsive and attractive Casimir forces in a glide-symmetric geometry[J]. *Physical Review A*, 2008, 77: 062107.
- [44] Azari A, Miri M, Golestanian R. Effect of the heterogeneity of metamaterials on the Casimir-Lifshitz interaction[J]. *Physical Review A*, 2010, 82: 032512.
- [45] Inui N, Miura K. Quantum levitation of graphene sheet by repulsive Casimir forces[J]. *Surface Science and Nanotechnology*, 2010, 8: 57-61.
- [46] Drosdoff D, Woods L M. Casimir interactions between graphene sheets and metamaterials[J]. *Physical Review A*, 2011, 84: 062501.
- [47] Philbin L U. Quantum levitation by left-handed metamaterials[J]. *New Journal of Physics*, 2007, 254(9): 1-11.
- [48] Simpson W M R. Casimir force in a compressive transformation medium[J]. *Physical Review A*, 2013, 88: 063852.
- [49] Zhang F L, Feng S Q, Qiu K P, et al. Mechanically stretchable and tunable metamaterial absorber[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(9): 091907.
- [50] Fan Y C, Zhang F L, Zhao Q, et al. Tunable terahertz coherent perfect absorption in a monolayer graphene[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(21): 6269.
- [51] Zhang F L, Zhao Q, Zhang W H, et al. Voltage tunable short wire-pair type of metamaterial infiltrated by nematic liquid crystal[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(13): 134103.
- [52] Zhao H J, Zhou J, Kang L, et al. Tunable two-dimensional left-handed material consisting of ferrite rods and metallic wires[J]. *Optics Express*, 2009, 17(16): 13373-13380.
- [53] Kang L, Zhao Q, Zhao H J, et al. Magnetic tuning of electrically resonant metamaterial with inclusion of ferrite[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(17): 171909.
- [54] Zhao Q, Du B, Kang L, et al. Tunable negative permeability in an isotropic dielectric composite[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(5): 051106.
- [55] Kang L, Zhao Q, Zhao H J, et al. Ferrite-based magnetically tunable left-handed metamaterial composed of SRRs and wires[J]. *Optics Express*, 2008, 16(22): 17269-17275.
- [56] Zhao Q, Kang L, Du B, et al. Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(1): 011112.
- [57] Zhang F L, Zhao Q, Kang L, et al. Magnetic control of negative permeability metamaterials based on liquid crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(19): 193104.
- [58] Silveirinha M G. Casimir interaction between metal-dielectric metamaterial slabs: Attraction at all macroscopic distances[J]. *Physical Review B*, 2010, 82: 085101.
- [59] Silveirinha M G, Maslovski S I. Comment on "repulsive Casimir force in chiral metamaterials" [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105: 189301.

## New applications of metamaterials in tuning Casimir force

YE Yingqi<sup>1</sup>, GUO Hong<sup>2</sup>, ZHAO Qian<sup>1</sup>, MENG Yonggang<sup>1</sup>

1. State Key Laboratory of Tribology; Department of Mechanical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China

2. Department of Precision Instrument, Tsinghua University, Beijing 100084, China

**Abstract** Along with the miniaturization of MEMS (micro-electro-mechanical system) components, the influence of adhesion failure in micro/nano systems caused by Casimir attraction becomes more and more important. An effective method to solve this problem is to reduce the attraction and achieve repulsion. In this paper the resource of Casimir force, its theoretical calculation, and the influence of electromagnetic parameters are studied, especially the application of electromagnetic metamaterials in Casimir force adjustment. The development of electromagnetic materials brings both opportunity and challenge to design and adjustment of Casimir force, along with controversial comments. More researches on general and systematical theoretical calculation, new construction of metamaterial models and experimental measurement with extra precision are desperately needed. The application of Casimir force will be universalized with these improvements.

**Keywords** repulsive Casimir force; MEMS; electromagnetic metamaterials; actively tunable

(责任编辑 王媛媛)