



特异材料与卡西米尔(Casimir)效应

许静平, 羊亚平, 陈鸿*

同济大学物理系, 上海 200092

* 联系人, E-mail: hongchen@tongji.edu.cn

2011-02-12 收稿, 2011-03-02 接受

国家自然科学基金(10904113, 91021012)和国家重点基础研究发展计划(2007CB13201, 2011CB922203)资助项目

摘要 对平板结构情况下卡西米尔(Casimir)效应的理论研究进展进行了综述, 特别对排斥型卡西米尔力的研究做了较详细的介绍. 随着近年来特异材料(metamaterials)研究与制备技术的快速发展, 人们可以通过人工电磁微结构对材料的电磁特性进行控制, 从而为获取卡西米尔排斥力以及回复力创造了条件. 相关基础研究的成果将在微纳机电系统方面具有广阔的应用.

关键词

卡西米尔力
特异材料
宏观量子现象

卡西米尔效应最早由荷兰物理学家 Casimir 于 1948 年提出, 是指由于真空零点能的变化, 两块靠得很近的电中性金属板之间会产生吸引力^[1,2]. 根据量子场论, 对于频率为 ω 的电磁模, 其能量为 $E_n = (n+1/2)\hbar\omega$. 其中 n 表示频率为 ω 的光子的数目. 对于真空的情况, 即 $n=0$, 其整个真空的能量并不为零, 而是具有能量 $E = \sum_{\omega} \hbar\omega/2$, 也就是真空零点能^[3]. 真空零点能的存在可以产生一些可观测的现象, 典型的 3 种包括: 兰姆位移^[4], 即受激原子发出的光的频率与本征频率相比有微小改变; 原子的自发辐射^[5], 真空的量子涨落诱发处于激发态的原子衰减到基态, 辐射出电磁场; 如果说这两种现象都是微观系统的量子现象的话, 那么由于真空零点能的变化而导致的卡西米尔效应就是零点能导致的宏观量子现象. 这 3 种现象成为量子场论成立的三大佐证. 随着微加工技术和纳米技术的发展, 人们已经在实验上测得了卡西米尔力^[6-8]. 1997 年, Lamoreaux^[6]采用镀金石英表面作为金属板, 利用扭摆系统精确测量两块板间的卡西米尔力随间距的关系, 实验结果与理论预测相差不到 5%. 1998 年 Mohideen 等人^[7]在 0.1~0.9 μm 的范围内, 用原子力显微镜对球板结构的卡西米尔力进行精确测量, 实验与理论偏差在 1% 左右. 随着科技和工艺的进步, 人们已经能够制备纳米

尺度的微型器件和微型动力系统. 然而随着尺度的缩小, 各种由于量子效应而产生的力对系统的影响变得越来越明显, 在摩擦、黏附方面所起的作用也越来越大, 这种力的作用好坏成为微机械系统能否正常工作的关键^[9,10]. 而卡西米尔效应在这一尺度下对系统具有很大的影响. 例如, 距离为 10 nm 的两块理想金属板之间的吸引力产生的压强近似为一个大气压. 因此研究卡西米尔效应对微机电系统和纳机电系统的研究及应用具有非常重要的意义.

特异材料是一种电磁参量小于零的人工材料, 包括左手性材料(介电系数和磁导率都小于零)^[11]和单负材料(介电系数或磁导率小于零)^[12,13]. 左手材料的理论设想最初由前苏联物理学家 Veselago 于 1968 年提出^[11], 他从麦克斯韦方程出发, 分析了电磁波在介电常数以及磁导率同时为负的介质中的传播, 指出在这种情况下, 电场矢量 $\mathbf{E}$ 、磁场矢量 $\mathbf{H}$ 和波矢方向满足左手定则, 而电磁波的能量流方向与波矢方向相反. 在自然界中并没有发现天然的磁导率以及介电常数同时为负的材料. 1996 年, Pendry 等人^[12]用周期阵列的金属丝构成了介电常数为负的人工材料, 随后他们又在 1999 年发现带缝隙的环状谐振器(SRRs)会呈现负磁导率性质^[13]. 2001 年, Smith 等人^[14]用 Pendry 的方法首次合成了磁导率以及介电常数同时为负的人工材料, 由此左手材料成为国内外

学术界关注的热点之一^[15~17].

由于卡西米尔效应与电磁模的空间分布有关,而特异材料能显著改变电磁模的空间分布和零点能,因此研究由特异材料构成的材料板之间的卡西米尔效应,无论对于特异材料的应用还是卡西米尔效应本身都有积极的意义. 本文将对平板结构的卡西米尔效应的理论研究进展和特异材料板之间的卡西米尔效应的研究现状做一介绍. 第1部分回顾了平板结构的卡西米尔力的计算理论,第2部分讨论了排斥卡西米尔力的研究进展以及特异材料板间的卡西米尔回复力,第3部分做了总结.

1 卡西米尔力计算

目前,关于卡西米尔力的计算主要分为平板间的卡西米尔力及平板与球形材料间的卡西米尔力两种情形,这里我们主要介绍第一种情况.

1940年荷兰物理学家Casimir进行范德瓦尔斯力有关的研究时,向物理学大师 Bohr 请教,Bohr 建议Casimir可以考虑量子理论中的零点能. Casimir 做了进一步的工作,与合作者 Polder 在 1948 年发表了一篇关于研究两块互相平行的中性导体板之间的吸引力的文章^[1],这种吸引力后来被称为卡西米尔(Casimir)力. 板单位面积产生力的大小为

$$F(a) = -\frac{\hbar c \pi^2}{240 a^4}, \quad (1)$$

其中 a 为两块导体板间的距离,负号表示吸引力.

对于卡西米尔力产生的原因在当时有两种说法,一种说法认为此力来源于真空能的改变,一种说法认为就是范德瓦尔斯力. 下面我们简单介绍一下这两种解释.

在量子场论里,真空并非空无一物,而具有零点能(真空涨落). 加入两块金属板后自由空间出现了边界条件,从而引起零点能的变化,其变化值为^[1]

$$E_c = \langle g | H | g \rangle_{\text{bound}} - \langle \Omega | H | \Omega \rangle_{\text{free}}, \quad (2)$$

其中 $|g\rangle_{\text{bound}}$ 表示加入金属板后系统的真空态,而 $|\Omega\rangle_{\text{free}}$ 表示没有加入金属板的真空态, H 为电磁场的哈密顿量. 如果真空能发生改变,对能量改变量求空间梯度就得到力,也就是卡西米尔力.

我们以图 1 所示的结构为例来说明两块金属板由于真空能的改变而引起的卡西米尔力. 为简单起见,只考虑一维情况,即只考虑波矢垂直于金属板的

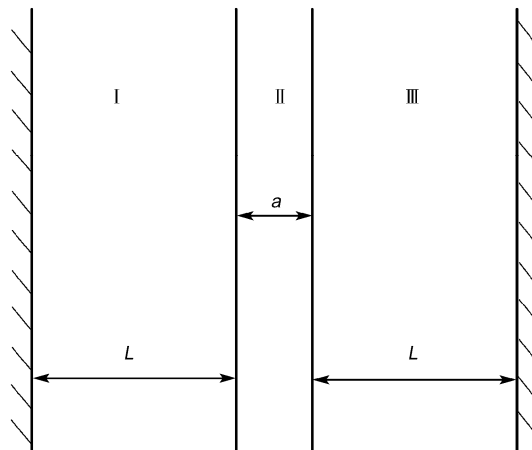


图 1 两个金属平板位于一个腔之中,金属板之间的距离为 a ,离腔壁距离为 L

模式. 由于实验上测量卡西米尔力时都是在一定的封闭空间内进行,因此引入了两个边界,与金属板的距离为 L .

对于图 1 的情况,加入金属板后引起的零点能的改变为(这里考虑了对每个频率有两个偏振模式)

$$E_c = \frac{2L}{\pi} \int_0^\infty dk \hbar \omega + \sum_{k=0}^\infty \hbar \omega - \frac{2L+a}{\pi} \int_0^\infty dk \hbar \omega. \quad (3)$$

(3)式右侧的前两项表示加入两块金属板后整个系统的零点能,第一项为 I 和 III 区域的零点能,第二项为 II 区域中的零点能. 由于金属板的存在,II 区域中只有分立模 $k = l\pi/a$. 第三项为没有加金属板前的零点能. 由于 $L \gg a$, I 和 III 区域以及没有加金属板前的模式可以看作连续模. (3)式的值随着 k 积分到无穷大而会发散. 考虑到金属板在电磁波频率超过一个截断频率 ω_c 后会对电磁波透明,因此引入一个指数函数 $\chi(\omega) = \exp(-\lambda \omega/c)$ 来保证(3)式收敛,得

$$E_c = \sum_{k=0}^\infty \hbar \omega \chi(\omega) - \frac{a}{\pi} \int_0^\infty dk \hbar \omega \chi(\omega) \\ = \frac{\hbar c \pi}{a} \left[\sum_{l=0}^\infty l \chi(l\pi c/a) - \int_0^\infty dl l \chi(l\pi c/a) \right]. \quad (4)$$

注意(4)式中第一项的 l 只能取整数,而第二项的 l 则为实数. 经过解析计算在 $\lambda \rightarrow 0$ 时可得

$$E_c = -\frac{\hbar c \pi}{12a}. \quad (5)$$

将卡西米尔能对 a 求导就得到卡西米尔力:

$$F_c = \hbar c \pi / 12a^2. \quad (6)$$

由于只考虑了一维情况, 因此得到力与金属板间距离 a 的平方成反比, 如果考虑三维模式, 就会得到(1)式的结果.

将卡西米尔力看成原子间的范德瓦尔斯力也能得到相同的结果. 范德瓦尔斯力是指中性原子间由于真空涨落而引起的电磁吸引力^[18]. 由于金属板可以看成是很多金属原子规则排列形成的, 每一个原子宏观上不显电性. 对于如图 1 所示的两个金属板, 每个金属板中的原子都会受真空扰动而诱发偶极动量, 从而就会在两个金属板间产生电磁力. 对于第一块金属板上的原子, 真空扰动引起的偶极动量为 $d_1 = \alpha_1 E_0(-a/2)$. 而第二块金属板上的原子由真空扰动引起的偶极动量为 $d_2 = \alpha_2 E_0(a/2)$. 由 d_1 产生的电磁场到达第二块板位置时的大小为 $E_{1 \rightarrow 2} \propto \ddot{d}_1 / (c^2 a)$, 然后就会与 d_2 发生电磁作用, 其时间平均的相互作用势能为^[19]

$$V = \frac{1}{2} d_2 E_{1 \rightarrow 2} \propto \int_0^\infty d\omega \alpha_2(\omega) E_0(\omega, a/2) \times \frac{\omega^2}{c^2 a} \alpha_1(\omega) E_0(\omega, -a/2) N(\omega), \quad (7)$$

其中 $\alpha_{1/2}(\omega)$ 为两块金属板上原子的极化率, $N(\omega)$ 为模密度函数. 如果板间的距离足够小, 以至真空模 $E_0(-a/2) \approx E_0(a/2)$. 对于较大的频率 $\omega > a/c$, 积分项为快变函数, 相互抵消, 因此(7)式可以简化为

$$V \propto \int_0^{c/a} d\omega \alpha_1(\omega) \alpha_2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2 a} |E_0(\omega)|^2 N(\omega), \quad (8)$$

其中 $|E_0(\omega)|^2 N(\omega) \propto \hbar \omega^3 / c^3$, 同时假定 $\alpha(\omega)$ 在 $\omega < a/c$ 时近似为常数, 则可得到

$$V \approx \frac{\hbar c \alpha_1 \alpha_2}{a^7}. \quad (9)$$

如果考虑原子的分布, 将相互作用势对空间求梯度就可以得到(1)式一样的卡西米尔力^[20]. 需要指出的是, 利用范德瓦尔斯力的概念可以很容易地理解中性平板间的力的性质. 对于两块完全相同的平板, 平板内的原子性质一样, 极化率也一样, 那么对于同一个电磁模就能诱导出同向的偶极动量. 两个同相位的电偶极子间是引力, 因此相同的中性平板间的卡西米尔力一定是吸引力. 而对于不同的平板, 即介电系数或磁导率不同的两块平板, 也对应着两块平板中的原子具有不同的极化率. 只要两种原子的极化率同号 $\alpha_1 \cdot \alpha_2 > 0$, 那么卡西米尔力就是吸引力; 而两种原子的极化率异号,

$\alpha_1 \cdot \alpha_2 < 0$, 卡西米尔力为排斥力. 而原子的极化率与宏观参量介电系数存在着对应关系, 这就为寻找排斥卡西米尔力提供了方向.

Casimir 在推导卡西米尔力时是基于两块具有全反射的导体板^[1], 这样的两块导体板间只能存在分立的模式, 从而可以方便地利用系统的零点能改变来计算卡西米尔力. 然而实际中的平板, 即使是金属平板, 也不能在全频率范围内具有全反射率, 因此讨论两块普通介质板间的卡西米尔力就成为理论研究的重点^[20-23]. 由于介质板不具备全反射性质, 它可以部分地反射和透射电磁模, 因此每一个模式都能在全空间分布, 利用零点能的改变来计算卡西米尔力就显得非常困难. 为此第三种计算方法也就是目前比较流行的算法就被提出来了, 即利用辐射压来计算平板间的卡西米尔力.

根据麦克斯韦的经典电磁场理论, 光照射在物体表面会产生光压, 光压的大小与能量密度和量 $(1+R)$ 成正比, 其中 R 为物体的反射系数. 对于图 1 所示的两块全同的厚度为 d 的平板, 电磁波垂直照射在平板表面所产生的压力张量在 z 方向的分量为

$$T_{zz}(x) = \frac{1}{8\pi} [E^2(x) + B^2(x)]. \quad (10)$$

而每个平板单位面积上所受到的压力为每块板的左右两侧受到的压力之差^[24]:

$$F = T_{zz}^{(I)}[x = -(a/2) - d] - T_{zz}^{(II)}[x = -a/2]. \quad (11)$$

对于由真空涨落引起的卡西米尔力, 关键就是要用量子化的电磁场真空态对压力(11)式求期望值来计算, 即

$$F_c = \langle g | T_{zz}^{(I)}(-a/2 - d) | g \rangle - \langle g | T_{zz}^{(II)}(-a/2) | g \rangle. \quad (12)$$

对于无吸收的电介质板, 可以用模式展开来量子化电磁场, 对于 I 区的电磁场算符, 满足^[24]

$$E_1(x) = \sum_{\lambda} \int_0^\infty dk \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_k} \right)^{1/2} \times e_{\lambda} [b_{k\lambda} i\omega_k e^{-i\omega_k t} (e^{ikx} + R_k e^{-ikx}) + H.c.] + \sum_{\lambda} \int_{-\infty}^0 dk \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_k} \right)^{1/2} \times e_{\lambda} [b_{k\lambda} i\omega_k e^{-i\omega_k t} T_k^* e^{-ikx} + H.c.]. \quad (13)$$

R_k 为从 I 区域向右入射时两个介质板的总的反射系数,

T_k 则为总的透射系数. 第一个积分代表从左向右入射的电磁波, 第二个积分代表从右向左入射的电磁波. II 区的电场算符为

$$E_{\text{II}}(x) = \sum_{\lambda} \int_0^{\infty} dk \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_k} \right)^{1/2} \times e_{\lambda} [b_{k\lambda} i\omega_k e^{-i\omega_k t} (C_k e^{ikx} + D_k e^{-ikx}) + H.c.] + \sum_{\lambda} \int_{-\infty}^0 dk \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_k} \right)^{1/2} \times e_{\lambda} [b_{k\lambda} i\omega_k e^{-i\omega_k t} (C_k^* e^{ikx} + D_k^* e^{-ikx}) + H.c.], \quad (14)$$

其中 C_k 和 D_k 由电磁场边界条件求出^[21], $b_{k\lambda}$ 和 $b_{k\lambda}^+$ 为第 $k\lambda$ 模的湮灭和产生算符, 满足 $[b_{k\lambda}, b_{k'\lambda'}^+] = 2\pi\delta(k-k')\delta_{\lambda\lambda'}$, $[b_{k\lambda}, b_{k'\lambda'}] = 0$. 将(13)和(14)式代入(12)式, 经过推导可以得到^[24]

$$F_c = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^{\infty} dk \left(1 - \frac{1-|r|^4}{|1-r^2 e^{2ika}|^2} \right) k, \quad (15)$$

其中 r 为单个介质板的反射系数, 该反射系数与介质板的折射率 n 和厚度 d 有关, 即

$$r = \left[\frac{n-1}{n+1} (e^{2iknd} - 1) \right] / \left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 e^{2iknd} \right]. \quad (16)$$

这样宏观量子效应-卡西米尔力就可以用宏观量-反射系数来计算. 取极限情况, 即材料板的反射系数对于任何频率都为 1, 这可以解析得到(6)式相同的结果. 这也证明了辐射压方法的有效性.

以上考虑的是没有吸收的电介质板之间的卡西米尔力的情况. 然而根据 Kramers-Kronig 关系, 介电系数必须是复数, 其虚部始终伴随着实部变化. 而且现实中的各种材料都会有吸收, 因此如何计算有吸收的介质板之间的卡西米尔力就具有更为实际的意义. 与无吸收材料的情况相比, 计算卡西米尔力的最终公式也就是(12)式, 并没有什么不同, 关键就是对电磁场量子化以及找出真空态. 材料有了吸收以后, 宏观上表现在介电系数是复数, 在微观上则体现材料里存在热库, 这时就不能用模式展开来量子化电磁场. 关于有吸收材料的电磁场量子化, 开创性的工作由 Huttner 和 Barnett^[25]做出. 他们把材料和电磁场看作一个系统, 分为三个部分: 谐振子、热库和电磁场. 其中谐振子表示电介质材料的色散性质, 热库表示电介质的耗散性质. 以此为基础, Kupiszewska^[26]

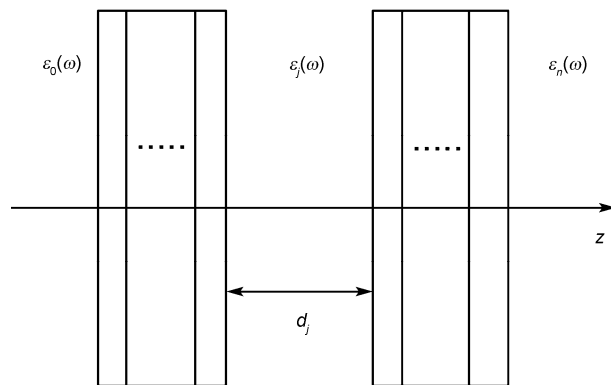


图2 多层结构间的卡西米尔力

讨论了一维情况下两块全同的有吸收的电介质板间的卡西米尔力, 最终得到了与(15)式相同的表达式. 也就是说, 不论是透明的电介质板还是有吸收的电介质板, 虽然量子化的电磁场本质上不同, 但是在计算卡西米尔力方面, 两种情况的计算公式形式相同. 区别仅仅在于反射系数 r 的计算上(见(16)式), 折射率 n 在有吸收的电介质板情况下为复数, 在透明的电介质板情况下为实数.

2002 年 Tomas^[27]利用格林函数量子化方法, 讨论了含色散和吸收的多层材料结构间的卡西米尔力, 算是对于平板结构的卡西米尔力计算给出了通用公式.

Tomas 考虑如图 2 所示的多层结构, 各层的介电系数为 $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon'(\mathbf{r}, \omega) + i\varepsilon''(\mathbf{r}, \omega)$, 磁导率为 $\mu=1$. 第 j 层材料无吸收. 多层结构的外围为真空. $\mathbf{F}_{jl}$ 为作用在第 j 层和第 l 层之间的多层结构上的力, 为

$$\mathbf{F}_{jl} = A f_{jl} \hat{\mathbf{z}}, \quad f_{jl} = \pm(\tilde{T}_{l,zz} - \tilde{T}_{j,zz}), \quad (17)$$

其中 $\tilde{T}_{j,zz}$ 为 j 层中的归一化压力张量, 满足

$$\tilde{T}_{j,zz} = T_{j,zz} - T_{j,zz}^0, \quad (18)$$

其中 $T_{j,zz}$ 和 $T_{j,zz}^0$ 分别为在图 2 中的多层结构和只存在 j 层均匀介质时 j 层中的麦克斯韦压力张量. 在(17)式中, A 为表面面积, “+(-)”表示 $l>j$ ($l<j$). 在最外层的半无穷大真空中, 归一化压力张量为零, 所以 j 层左侧的多层结构和右侧结构所受的压强分别为 $f_{j-} = f_{j/0}$ 和 $f_{j+} = f_{j/n}$, 即

$$f_{j-} = -f_{j+} = \tilde{T}_{j,zz}. \quad (19)$$

也就是第 j 层的归一化压力张量就代表了第 j 层左侧的多层结构所受到的卡西米尔力. 根据作用力与反

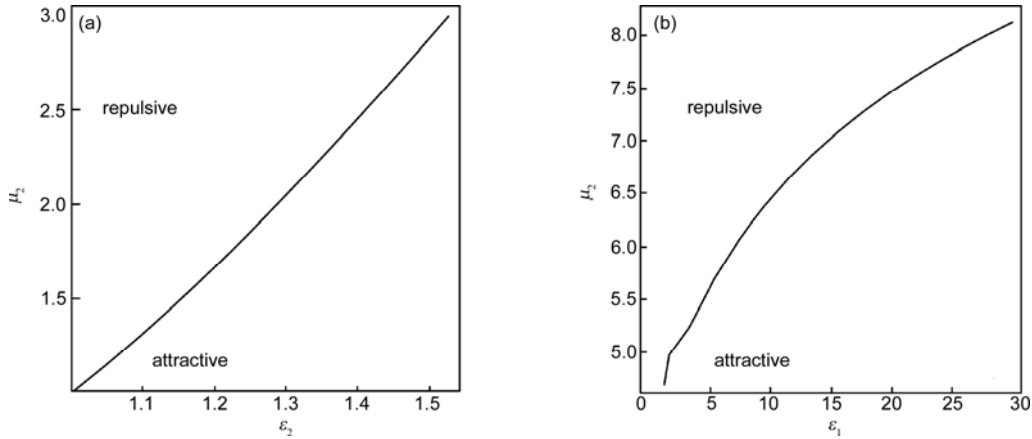


图3 排斥和吸引力区域

(a) 固定第1层材料的参数 $\epsilon_1=2$ 和 $\mu_1=1$, 变化 ϵ_2 和 μ_2 ; (b) 确定 $\mu_1=1$ 和 $\mu_2=20$, 改变 ϵ_1 和 ϵ_2

作用力, 第 j 层右侧的多层结构也受到相同大小的卡西米尔力。

利用格林张量及其特性^[28], 可以得到卡西米尔力的表达式为

$$\tilde{T}_{j,zz} = -\frac{\hbar}{\pi} \text{Re} \int_0^\infty d\omega \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \beta_j \times \sum_{q=p,s} \frac{r_{j-}^q(\omega, \mathbf{k}) r_{j+}^q(\omega, \mathbf{k}) e^{2i\beta_j d_j}}{1 - r_{j-}^q(\omega, \mathbf{k}) r_{j+}^q(\omega, \mathbf{k}) e^{2i\beta_j d_j}}, \quad (20)$$

其中 $\mathbf{k}$ 为平行于界面的波矢分量, $r_{j-}^q(\omega, \mathbf{k})$ 代表在 j 层中向左以 $\mathbf{k}$ 入射的电磁波被 j 层左侧所有结构的反射系数, 而 $r_{j+}^q(\omega, \mathbf{k})$ 则代表在 j 层中向右以 $\mathbf{k}$ 入射的电磁波被右侧所有结构的反射系数. 这样卡西米尔力就可以通过宏观参量(即材料的介电系数和厚度的函数的反射系数)来计算. 而且不同于前面的一维情况, 这种计算方法考虑了三维的波矢分布, 对任何一种平板结构都适用, 不论是金属板、电介质板、磁介质板、半无穷大板还是多层结构, 只要是分隔开的平板结构, 都可以通过反射系数来计算计算卡西米尔力。

2 排斥卡西米尔力的研究

在以往的关于卡西米尔力的研究中, 绝大多数情况下得到的都是吸引力. 随着微加工技术和纳米技术的发展, 在微米尺度内, 卡西米尔力已成为显著影响器件性能的力之一, 会造成器件黏合在一起, 因此研究排斥卡西米尔力具有更为实际的应用前景. 对排斥卡西米尔力的研究最早是基于范德瓦尔斯力,

即如果两种不同的极化分子之间的媒质的性质介于这两种分子的性质之间, 那么这两个分子间的范德瓦尔斯力就是排斥力^[29]. 然而, 如果媒质是真空, 如何能得到排斥力? 一个纯电极化的粒子与一个纯磁极化的粒子间会产生斥力^[30]. 以此为基础 Boyer^[30] 指出一块理想的导体板与一块具有无穷大磁导率的材料板之间会存在排斥力, 从此引起了人们的注意^[31,32]. 2002 年, Kenneth 等人^[33] 重新考虑这一问题, 并从辐射压角度来考察两块板能产生排斥力的条件. 她们讨论了具有固定介电系数和磁导率的、间隔为 a 的两块半无穷大材料板之间的卡西米尔力的情况, 在卡西米尔力的基础上, 以卡西米尔能为研究对象:

$$E_c = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} \sum_{q=p,s} \ln[1 - r_q(\epsilon_1, \mu_1) r_q(\epsilon_2, \mu_2) e^{-2a|\mathbf{k}|}], \quad (21)$$

式中 $\mathbf{k} = (k_x, k_y, i\omega)$, $r_q(\epsilon_1, \mu_1)$ ($r_q(\epsilon_2, \mu_2)$) 为电磁波以波矢 $\mathbf{k}$ 入射到介电系数和磁导率为 $\epsilon_1(\epsilon_2)$ 和 $\mu_1(\mu_2)$ 的第 1(2) 层半无穷大材料板的反射系数. 卡西米尔力与卡西米尔能之间的关系为 $F_c = -\partial E_c / \partial a$. 以此为基础, Kenneth 等人计算了两层材料间为排斥力或吸引力时的参数条件, 如图 3.

从图中可以得出几个结论: (1) 两个全同的半无限大材料板间只有吸引力; (2) 两个电介质板间只有吸引力 ($\mu \equiv 1$); (3) 如果某一个材料介电系数大于磁导率, 另一个材料板只有磁导率大于介电系数才可能产生排斥力. 然而这一工作最大的问题在于其结果是建立在材料没有色散的情况下, 即材料对于任

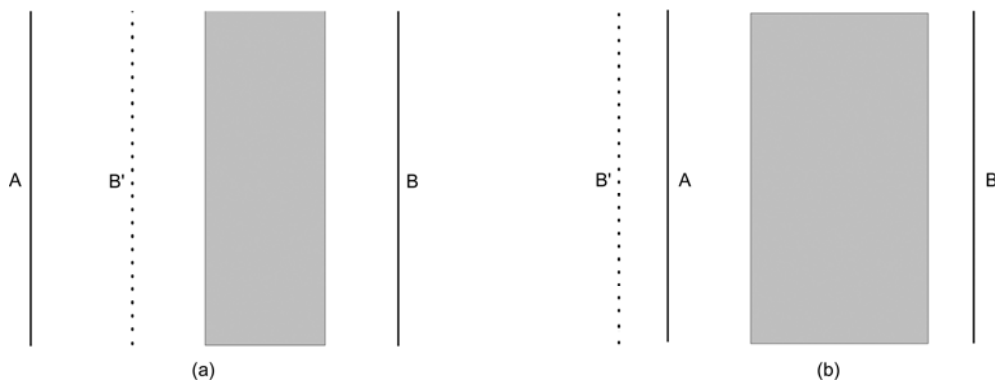


图4 A和B为金属材料板,之间的距离为 c ,在两板之间加一厚度为 d 的负折射材料板,介电系数和磁导率为 $\varepsilon = \mu = -1$,
B'为B通过负折射材料板的成像
(a) $c > 2d$; (b) $c < 2d$

何频率都具有相同的介电系数和磁导率,这显然并不符合实际情况.但是这一工作启发我们,要想产生排斥卡西米尔力,则必须使两块材料板的性质不同.关于排斥力的最新实验与理论发展可参阅文献[34~37].

根据上面的结论,需要有效地选择具有不同性质的材料来实现排斥卡西米尔力.特异材料的出现使得人们可以自由调控材料的介电系数和磁导率,更实现了在特定频率下,材料具有等效的负的介电系数和负的磁导率.因此关于特异材料之间的卡西米尔力的研究立即引起了人们的注意^[38~42].

Leonhardt等人^[38]首先考虑利用负折射材料的平面成像及相位补偿特性,建议在两块金属板之间加入负折射材料板,可以使吸引力转变成排斥力.其想法如下:如图4所示,相距为 c 的两块金属材料板A和B之间的卡西米尔力为吸引力,其单位面积所受力的大小为 $F(a) = \hbar c \pi^2 / (240 c^4)$.但若在两板之间加一厚度为 d 的负折射材料板,其介电系数和磁导率为 $\varepsilon = \mu = -1$,则两金属板所受力大小会发生变化.假定B'为B通过负折射材料板的成像,则所有作用在A板上的电磁场分布与将B板放置在B'位置时的电磁场分布完全相同.因此A和B板之间的卡西米尔作用力与A和B'板之间的作用力等价.当A和B板之间距离与负折射材料板厚度满足 $c > 2d$ 关系时,B'依然在A板的右边(如图4a)所示,两金属板之间的卡西米尔力依然是吸引力,其大小为 $F(a) = \hbar c \pi^2 / (240 |c - 2d|^4)$.当A和B板之间距离与负折射材料板厚度满足

$d < c < 2d$ 关系时,B'处于A板的左侧(如图4b)所示),A和B'板之间的吸引力则相当于A和B金属板之间的排斥力.因此,在这种情况下,两板之间的卡西米尔力则由吸引力转变成排斥力,其大小为 $F(a) = \hbar c \pi^2 / (240 |c - d|^4)$.研究人员进一步指出即使考虑色散,依然可以得到排斥力.

该工作给予人们一定的启示,利用负折射率材料有可能获得排斥力,但也受到了质疑^[40,41].由于卡西米尔力是所有频率模式电磁场的贡献,因此利用 $\varepsilon = \mu = -1$ 非色散关系是不合适的,违背了因果律.尽管论文中指出在色散情况下也可以得到排斥力,但他们利用的是增益材料的色散关系.而对于一般具有吸收的负折射材料来说,并不一定能得到相似的结果.因此,人们通过负折射材料的各向异性及调控色散关系来研究获得排斥力的可能^[39~42].

除了单纯的排斥力,我们利用特异材料电与磁特性可以独立调控的特点,在研究回复型的卡西米尔力方面作了一些有意义的尝试^[43].所谓回复力,即两块材料板在某一距离时卡西米尔力为零,小于这一距离为排斥力,大于这一距离为吸引力.这可能使微机电系统结构更趋稳定.我们得到了以下的一些结论:

(1) 考虑两块材料平行板A和B,如果在某段频率区间,两块板表现为相同的电磁特性,主要是电性的或主要是磁性的,则该频段对卡西米尔力的贡献是吸引力;如果在某段频率区间两块板的电磁特性相反,一块主要是电性的而另一块主要是磁性的,则

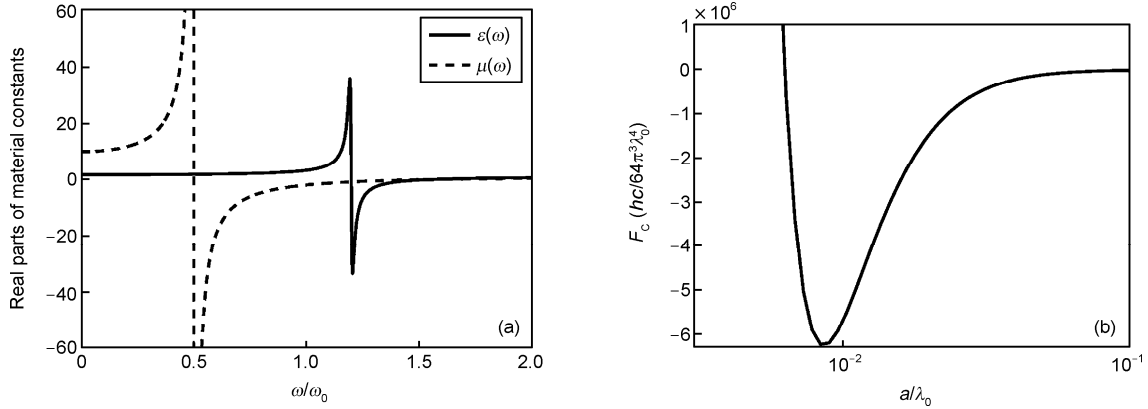


图5 (a) 材料B的介电系数和磁导率的实部, 相关参数参见文献[39]中图3; (b) 材料A与材料B之间的卡西米尔力随距离 a 的变化

该频段对卡西米尔力的贡献是排斥力。

(2) 研究了各种频率对卡西米尔力的贡献, 发现并证明了当两块板的距离增大时, 低频部分的贡献增大, 而当板间距离减少时, 高频部分的贡献增大。

(3) 对于所有实际材料, 在频率极高时均表现为电性, 而两块板距离趋向于零时, 主要贡献来自于高频的贡献, 因此所有材料在距离趋向于零时一定是吸引力。

(4) 利用特异材料电与磁特性可以独立调控的特点, 通过调控材料高低频段的不同电磁特性, 可以得到人们所需要的不同类型的卡西米尔力, 包括排斥力及回复力。

设定材料A为金属, 则在所有频率范围表现为电性, 而材料板B为特异材料, 板间距为 a 。如果我们需要得到的卡西米尔力在近距离为吸引力, 而远距离为排斥力, 则需要材料板B在低频区间表现为磁性, 此频率区域对卡西米尔力的贡献为排斥力, 这样在远距离时低频区域排斥力的贡献是主要的, 整体表现为排斥力。而高频区域主要表现为电性, 使得在板间距较小时, 高频的吸引力的贡献占主要, 从而表现为吸引力, 如图5所示。尽管在距离增大的过程中出现了由吸引力向排斥力转化的平衡位置(受力为零的位置), 但这样的平衡是不稳定的平衡, 一旦受到扰动将会远离平衡。

如果所需要的卡西米尔力在近距离时表现为吸引力, 距离增大时出现排斥力, 距离进一步增大又改变为吸引力(即出现回复力), 则需要B板在低频与高

频区域主要表现为电性, 而在中间频率区域表现为磁性(如图6(a)所示)。当板间距很小时($a/\lambda_0 < 0.5 \times 10^{-2}$), 对卡西米尔力作主要贡献的是高频区域, B板在此区域表现为电性, 因此卡西米尔力是吸引力。随着距离 a 的增大, 作主要贡献的频率区域逐渐向中间区域移动, 而中间频率区域B板表现为磁性, 其贡献的是排斥力, 因此卡西米尔吸引力随距离增长快速下降, 在 $a/\lambda_0 = 0.5 \times 10^{-2}$ 时降为零, 随着间距 a 的继续增大, 卡西米尔力变为排斥力。随着 a 的继续增大, 作主要贡献的频率区域逐渐向低频区域移动, 此时B板表现为电性, 贡献的是吸引力, 因此卡西米尔排斥力减小, 并在 $a/\lambda_0 > 0.23$ 后重新转换为吸引力(见图6(b)插图)。也就是说, 在 $a/\lambda_0 = 0.23$ 附近可以实现回复力。在该位置存在一个稳定的平衡点。可见利用特异材料的电磁可独立调控的特点, 能够控制特异材料板之间的卡西米尔力, 并且可以实现回复力。

近年来, 利用特异材料或其他新型材料获取排斥型的卡西米尔力受到了广泛关注。例如, 人们提出利用手征特异材料可以在实际参数下获得排斥型卡西米尔力^[44]; 采用第一性原理研究了特异材料平板间或平板与球间排斥力^[45]; 在增益型特异材料的情况下, 卡西米尔力可以由经典格林函数给出, 并可以分为共振与非共振分量^[46]; 利用三维拓扑绝缘体也可以获得卡西米尔力排斥力^[47]; 利用外加电磁场也可以对材料的电磁性质进行调控, 从而控制卡西米尔力的方向^[48]等。尽管在文中很少涉及平板与球之间及有限温度的卡西米尔力的进展状况, 但这两方面的

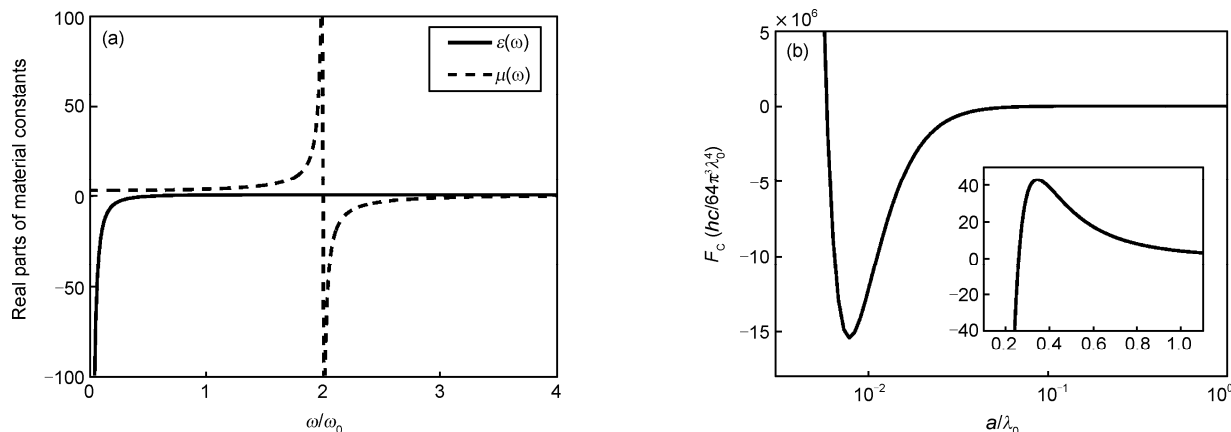


图6 (a) 材料B的介电系数和磁导率的实部, 相关参数参见文献[39]中图4; (b) 材料A与材料B之间的卡西米尔力随距离 a 的变化, 插图为放大图

研究一直也是研究的热点, 如理论和实验研究了金属板和金属球之间的作用力^[49,50]; 探讨了温度对金属薄膜间及平板与球之间, 具有二维周期结构之间的卡西米尔力的影响^[51~53].

3 总结

本文回顾了平板结构的卡西米尔力计算的理论进展, 对零点能算法、范德瓦尔斯力算法和辐射

压算法进行了介绍. 对于包含色散和吸收的材料板, 甚至多层结构的情况, 利用辐射压法结合格林张量量子化方法, 可以得到计算平板结构卡西米尔力的通用公式. 以此为基础, 介绍了在卡西米尔排斥力方面的研究进展, 尤其是随着特异材料技术的发展, 可以人为调控材料的电磁特性, 这就使得实现具有回复力性质的卡西米尔力成为可能, 这对于微机电系统和纳机电系统具有非常积极意义.

参考文献

- 1 Casimir H B G, Polder D. The influence of retardation on the London-van der Waals forces. *Phys Rev*, 1948, 73: 360–372
- 2 Casimir H B G. On the attraction between two perfectly conducting plates. *Proc K Ned Akad Wet*, 1948, 51: 793–795
- 3 Scully M O, Zubairy M S. *Quantum Optics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1997. 11
- 4 Lamb W E, Retherford R C. Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method. *Phys Rev*, 1947, 72: 241–243
- 5 Weisskopf V, Wigner E. Berechnung der natürlichen linienbreite auf grund der diracschen lichttheorie. *Z Physik*, 1930, 63: 54–73
- 6 Lamoreaux S K. Demonstration of the Casimir force in the 0.6 to 6 μm range. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 5–8
- 7 Mohideen U, Anushree R. Precision measurement of the Casimir force from 0.1 to 0.9 μm . *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 4549–4552
- 8 Bressi G, Carugno G, Onofrio R, et al. Measurement of the Casimir force between parallel metallic surfaces. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 041804
- 9 Bordag M, Mohideen U, Mostepanenko V M. New developments in the Casimir effect. *Phys Rep*, 2001, 353: 1–205
- 10 Buks E, Roukes M L. Stiction, adhesion energy, and the Casimir effect in micromechanical systems. *Phys Rev B*, 2001, 63: 033402
- 11 Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov Phys Usp*, 1968, 10: 509–514
- 12 Pendry J B, Holden A J, Stewart W J. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Phys Rev Lett*, 1996, 76: 4773–4776
- 13 Pendry J B, Holden A J, Robbins D, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 1999, 47: 2075–2084
- 14 Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 4184–4187
- 15 Cheng X C, Fu Q H, Zhao X P. Spatial separation of spectrum inside the tapered metamaterial optical waveguide. *Chinese Sci Bull*, 2011, 56: 209–214
- 16 Ma H F, Chen X, Yang X M, et al. A broadband metamaterial cylindrical lens antenna. *Chinese Sci Bull*, 2010, 55: 2066–2070

- 17 Zhao Q, Kang L, Du B, et al. Isotropic negative permeability composite based on Mie resonance of the BST-MgO dielectric medium. *Chinese Sci Bull*, 2008, 53: 3272–3276
- 18 London F. Zur theorie und systematik der molekularkräfte. *Z Physik*, 1930, 63: 245–279
- 19 Spruch L. Retarded, or Casimir, long-range potentials. *Phys Today*, 1986, 39: 37–45
- 20 Lifshitz E M. The theory of molecular attraction forces between solid bodies. *Sov Phys JETP*, 1956, 2: 73–83
- 21 Schwinger J, DeRaad L L, Milton K A. Casimir effect in dielectrics. *Ann Phys*, 1978, 115: 1–23
- 22 Milton K A. Semiclassical electron models: Casimir self-stress in dielectric and conducting balls. *Ann Phys*, 1980, 127: 49–61
- 23 Barash Y S, Ginzburg V L. Some problems in the theory of van der Waals forces. *Sov Phys Usp*, 1984, 27: 467–491
- 24 Kupiszewska D, Mostowski J. Casimir effect for dielectric plates. *Phys Rev A*, 1990, 41: 4636–4644
- 25 Huttner B, Barnett S M. Dispersion and loss in a hopfield dielectric. *Europhys Lett*, 1992, 18: 487–492
- 26 Kupiszewska D. Casimir effect in absorbing media. *Phys Rev A*, 1992, 46: 2286–2294
- 27 Tomas M S. Casimir force in absorbing multilayers. *Phys Rev A*, 2002, 66: 052103
- 28 Scheel S, Knoll L, Welsch D G. QED commutation relations for inhomogeneous Kramers-Kronig dielectrics. *Phys Rev A*, 1998, 58: 700–706
- 29 Israelachvili J N. *Intermolecular and Surface Forces*. London: Academic Press, 1992
- 30 Boyer T H. Van der Waals forces and zero-point energy for dielectric and permeable materials. *Phys Rev A*, 1974, 9: 2078–2084
- 31 Alves D T, Farina C, Tort A C. Spontaneous emission between two parallel plates, one or both infinitely permeable. *Phys Rev A*, 2000, 61: 034102
- 32 da Silva J C, Matos Neto A, Placido H Q, et al. Casimir effect for conducting and permeable plates at finite temperature. *Physica A*, 2001, 292: 411–421
- 33 Kenneth O, Klich I, Mann A, et al. Repulsive Casimir forces. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 033001
- 34 Munday J N, Capasso F, Parsegian V A. Measured long-range repulsive Casimir-Lifshitz forces. *Nature*, 2009, 457: 170–173
- 35 Lambrecht A, Marachevsky V N. Casimir interaction of dielectric gratings. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 160403
- 36 Schmidt F M, Diehl H W. Crossover from attractive to repulsive Casimir forces and vice versa. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 100601
- 37 Schaden M. Dependence of the direction of the Casimir force on the shape of the boundary. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 060402
- 38 Leonhardt U, Philbin T G. Quantum levitation by left-handed metamaterials. *New J Phys*, 2007, 9: 254
- 39 Yang Y P, Zeng R, Xu J P, et al. Casimir force between left-handed-material slabs. *Phys Rev A*, 2008, 77: 015803
- 40 Rosa F S S, Dalvit D A R, Milonni P W. Casimir-Lifshitz theory and metamaterials. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 183602
- 41 Rosa F S S, Dalvit D A R, Milonni P W. Casimir interactions for anisotropic magnetodielectric metamaterials. *Phys Rev A*, 2008, 78: 032117
- 42 Deng G, Liu Z, Luo J. Attractive-repulsive transition of the Casimir force between anisotropic plates. *Phys Rev A*, 2008, 78: 062111
- 43 Yang Y P, Zeng R, Chen H, et al. Controlling the Casimir force via the electromagnetic properties of materials. *Phys Rev A*, 2010, 81: 022114
- 44 Zhao R, Zhou J, Koschny T, et al. Repulsive Casimir force in chiral metamaterials. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 103602
- 45 Yannopapas V, Vitanov N V. First-principles study of Casimir repulsion in metamaterials. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 120401
- 46 Sambale A, Buhmann S Y, Dung H T, et al. Impact of amplifying media on the Casimir force. *Phys Rev A*, 2009, 80: 051801(R)
- 47 Grusgin A G, Cortijo A. Tunable Casimir repulsion with three-dimensional topological insulators. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 020403
- 48 Zeng R, Yang Y P. Tunable polarity of the Casimir force based on the saturated ferrites. *Phys Rev A*, 2011, 83: 012517
- 49 Canaguier-Durand A, Maia Neto P A, Cervero-Pelaez I, et al. Casimir interaction between plane and spherical metallic surfaces. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 230404
- 50 Bao Y, Guérout R, Lussange J, et al. Casimir force on a surface with shallow nanoscale corrugations: Geometry and finite conductivity effects. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 250402
- 51 Yampol'skii V A, Savel'ev S, Mayselis Z A, et al. Anomalous temperature dependence of the Casimir force for thin metal films. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 096803
- 52 Canaguier-Durand A, Maia Neto P A, Lambrecht A, et al. Thermal Casimir effect in the plane-sphere geometry. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 040403
- 53 Davids P S, Intravaia F, Rosa F S S, et al. Modal approach to Casimir forces in periodic structures. *Phys Rev A*, 2010, 82: 062111

Metamaterials and Casimir effect

XU JingPing, YANG YaPing & CHEN Hong

Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China

We provide a review of new theoretical development in the Casimir effect, especially stress on the research of repulsive Casimir force. Recently, with the theoretical and experimental development of metamaterials, it is possible to manipulate the electromagnetic property of artificial microstructure. As the result, it is feasible to switch Casimir force from attractive to repulsive even restore style with the help of metamaterials. These progresses have promising applications on micromechanical systems and nanoelectromechanical systems.

Casimir force, metamaterials, macroscopic quantum phenomenon

doi: 10.1360/972011-211

· 动 态 ·

2011 杭州量子物质国际学术研讨会成功召开

2011 年 4 月 10~13 日, 浙江大学物理系和浙江大学量子物质国际合作中心(ICCQM)举办了 2011 杭州量子物质国际学术研讨会——非常规超导和关联电子。本次研讨会与基于复杂自适应物质国际研究机构(ICAM)的 2011 年度会议联合举行, 会议代表约 120 人, 其中境外代表约 40 人。会议邀请美国 Rice 大学斯其苗教授、浙江大学物理系许祝安教授以及中国科学院物理研究所戴希研究员共同担任大会主席, 并邀请了中国科学院物理研究所于渌院士和美国加州大学洛杉矶分校 Elihu Abrahams 教授(美国科学院院士)担任会议科学顾问。本次研讨会的主题为“非常规超导和关联电子体系”, 会议邀请了众多国内外知名专家学者作大会报告, 共同就铁基超导体等非常规超导体及相关化合物的性质和机理等前沿热点问题展开深入的交流与讨论。本次研讨会共安排特邀报告 32 个。

追求更高临界温度的高温超导材料是各国科学家梦寐以求的目标, 高温超导材料的大规模应用必将带来新的工业革命。继 1986 年发现铜氧化物高温超导体以后, 2008 年又发现了铁基磷族化合物高温超导体, 中国科学家在铁基超导体的研究开发中做出了巨大的贡献, 得到全世界的瞩目。本次会议是从 2008 年以来每年在浙江大学召开的“杭州量子物质国际学术研讨会”的系列会议之一。由于 2011 年是超导发现 100 周年, 所以本次会议的主题更加侧重非常规超导电性和量子临界现象, 包括高温超导体、铁基超导体、重费米子超导体、有机超导体以及相关化合物。同时, 主办方还与 ICAM 年度会议联合举办了一个超导发现 100 周年的专场纪念活动。

另外, 本次研讨会还专门安排了海报(poster)分会, 共有 24 位博士后和研究生代表在会议期间张贴了 poster, 其中评选出 5 名优秀奖。