arXiv:2303.02292v1 [physics.bio-ph] 4 Mar 2023

薄DNA薄膜上的涨落诱导的色散力

葛立新,[1], * 施曦,[2] 李斌中,[1] 和龚科[1]*[1] School of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China [2] Department of physics, Shanghai Normal University, Shanghai, 200234, China*(日期：2023年3月7日)

本研究基于Lifshitz理论，计算了穿过薄DNA薄膜的卡西米尔力，并考察了卡西米尔力随DNA厚度、含水体积分数、覆盖介质和基底的变化。对于悬浮在空气或水中的DNA薄膜，卡西米尔力为吸引力，且随着DNA薄膜厚度和水体积分数的减小，其大小会增加。对于沉积在介电（二氧化硅）基底上的DNA薄膜，在空气环境中，卡西米尔力为吸引力。然而，在水环境中，卡西米尔力表现出不同寻常的特性。在特定条件下，增加DNA薄膜厚度可以使卡西米尔力由吸引转为排斥。最后，我们研究了沉积在金属基底上的DNA薄膜所受的卡西米尔力。在空气和水环境中，当DNA薄膜厚度较小时，排斥相互作用均占主导。在水环境中，当DNA薄膜厚度较大时，卡西米尔力则转为吸引力，并可形成稳定的卡西米尔平衡。除黏附稳定性外，我们的研究结果还可能适用于研究DNA的凝聚和解凝聚问题，因为其中涉及涨落诱导的色散力。

PACS 编号:

I. 引言

色散力由涨落偶极子产生，这些偶极子源于零点真空涨落和热涨落[1]。当涨落偶极子之间波的传播时间大于或接近涨落偶极子的寿命时，迟滞效应（或波动效应）会改变色散力随分离距离衰减的规律[2]。具体而言，对于彼此靠近的物体或界面，色散力称为范德华力[3], ，此时迟滞效应可以忽略。分离距离较大时，迟滞效应便会显现，此时色散力也称为迟滞范德华力[4] 或卡西米尔力[5,6]。在某些构型中，即使分离距离仅为数纳米，迟滞效应也可能十分明显[7]。色散力及其自由能在众多学科领域中发挥着重要作用，从纳米力学[8–12]、润湿现象[13–15]到冰预融化和冰的形成[16–19]等均与之相关。此外，有机薄膜中的色散力及其自由能也受到广泛研究[20–25]。据报道，吸引性色散力会使有机薄膜更加稳定，而排斥力则会产生相反的作用[22–25]。

由两条螺旋状多核苷酸链组成的脱氧核糖核酸（DNA）是生物学中最重要的物质之一。除了其生物学功能外，DNA的材料特性也备受纳米技术前沿领域的关注，这源于其在诸多领域的广阔应用前景，例如胶体纳米粒子的自组装[26–29]、基于DNA的纳米药物[30–33]、有机纳米光子学[34,35]等。作为关键组成部分之一，DNA薄膜已广泛应用于许多生物有机纳米器件中[36–39]。DNA薄膜通常采用旋涂工艺沉积在无机基底上[39]。双链DNA的结构稳定性由核苷酸之间的氢键和碱基堆积相互作用决定[40]。然而，置于基底上的DNA薄膜的黏附稳定性取决于表面力[14], ，例如离子力或静电力、分子内氢键、色散力等。色散力是表面力中的重要组成部分，尤其是在生物有机薄膜的厚度缩小至亚微米尺度时[22]。此外，其他表面力（例如分子内氢键）在某些特定基底的表面可能不存在。因此，色散力的贡献预计会更加显著，有必要对这种力进行定量计算。

本研究在 Lifshitz理论框架下研究 DNA薄膜的卡西米尔力。通过数值计算，考察了 DNA薄膜厚度、水体积分数、背景介质和基底对卡西米尔力的影响。我们发现，对于悬浮在空气或水中的 DNA薄膜，卡西米尔压力为吸引力，其大小会随着 DNA薄膜厚度和水体积分数的降低而增大。对于置于空气背景中的二氧化硅基底上的DNA薄膜，卡西米尔压力呈现出与悬浮构型相似的趋势。然而，当体系浸没在水中时，卡西米尔压力则呈现出丰富的特征。在特定水体积分数下，随着 DNA薄膜厚度增加，湿润 DNA薄膜两侧的卡西米尔压力会改变符号。最后，我们还计算了置于金属基底上的 DNA薄膜的卡西米尔压力。结果发现，对于较薄的 DNA薄膜，在空气和水环境中，卡西米尔压力均主要由排斥相互作用决定，

有趣的是，当 DNA薄膜浸没在水中时，会出现稳定的卡西米尔平衡。我们的研究结果可能适用于由涨落诱导的色散力所导致的 DNA薄膜黏附稳定性、凝聚和解凝聚问题。

II. 理论模型

我们考虑一层厚度为 a 的 DNA薄膜，夹在包层介质与基底之间。假设包层和基底的厚度均为半无限大。此外，整个系统在室温 T 下处于热平衡状态。根据 Lifshitz理论[6,23]的框架计算 DNA薄膜的卡西米尔压力：

$$P_{\rm c}(d) = -\frac{k_b T}{\pi}{\sum_{n=0}^{\infty}}' \int_0^{\infty} k_{\parallel} k_3 dk_{\parallel} \sum_{\alpha=s,p} \frac{r_1^{\alpha} r_2^{\alpha} e^{-2k_3 a}}{1 - r_1^{\alpha} r_2^{\alpha} e^{-2k_3 a}}, \tag{1}$$

其中，求和符号上的撇号表示该项的系数为 1/2，$n = 0$，k_b 是玻尔兹曼常数，$k_3 = \sqrt{k_{\parallel}^2 + \varepsilon_{\rm D}(i\xi_n)}$ ξ_n^2/c^2 是 DNA薄膜中的垂直波矢，$k_{\parallel}$ 是平行波矢，c 是真空中的光速，$\varepsilon_{\rm D}(i\xi_n)$是干燥DNA薄膜的介电常数，$\xi_n = 2\pi\frac{k_b T}{\hbar} n(n = 0, 1, 2, 3...)$是离散的 Matsubara频率，$\hbar$ 是约化普朗克常数，$r^{\alpha}(\alpha = s, p)$是 DNA薄膜的反射系数，其中上标 $\alpha = s$ 和 p 分别对应横电（TE）模和横磁（TM）模的偏振。下标 1 和 2 分别表示 DNA薄膜顶界面和底界面的反射系数。

电磁波从 DNA 薄膜入射到介质（介电常数为 ε_1）时的反射系数表示为[23]：

$$r^{\rm TM} = \frac{\varepsilon_1(i\xi_n)k_3(i\xi_n, k_{\parallel}) - \varepsilon_{\rm D}(i\xi_n)k_1(i\xi_n, k_{\parallel})}{\varepsilon_1(i\xi_n)k_3(i\xi_n, k_{\parallel}) + \varepsilon_{\rm D}(i\xi_n)k_1(i\xi_n, k_{\parallel})} \tag{2}$$

$$r^{\rm TE} = \frac{k_3(i\xi_n, k_{\parallel}) - k_1(i\xi_n, k_{\parallel})}{k_3(i\xi_n, k_{\parallel}) + k_1(i\xi_n, k_{\parallel})} \tag{3}$$

其中，$k_1 = \sqrt{k_{\parallel}^2 + \varepsilon_1(i\xi_n)\xi_n^2/c^2}$ 是介质 1 中的垂直波矢。这里，介质 1 可以是空气、水、二氧化硅或金。

反射系数强烈依赖于不同 Matsubara 频率下的介电常数。这里，所用材料的介电函数采用修正谐振子模型进行拟合，该模型引自近期文献[41]：

$$\varepsilon(i\xi) = 1 + \sum_j \frac{C_j}{1 + (\xi/\omega_j)^{\beta_j}}, \tag{4}$$

其中，C_j 对应第 j个共振频率 ω_j的振子强度，β_j 为幂指数。除 Kramers-Kronig关系外，还考虑了电子介电常数、光学带隙、密度和化学组成对式（4）的影响，其中干燥 DNA、水和二氧化硅的参数列于表 1。

表 I：所用材料的参数[41]。

DNA:	C_j	ω_j(eV)	β_j
j=1	1.766	0.0056	1.03
j=2	1.431	12.95	1.67
水:			
j=1	73.48	8.1×10^{-5}	0.988
j=2	2.534	0.016	1.1
j=3	0.755	16.1	1.751
二氧化硅:			
j=1	1.843	0.0725	1.678
j=2	1.105	15.33	1.71

值得一提的是，表1中的参数所给出的干燥 DNA 介电函数，在从零频率到远紫外的宽频率范围内，与 DNA 的测量数据相符[41–45]。根据克劳修斯-莫索提方程，湿润 DNA（记作 $\varepsilon'_{\rm D}$）的介电常数可表示为以下形式[13,22]：

$$\frac{\varepsilon'_{\rm D}(i\xi_n) - 1}{\varepsilon'_{\rm D}(i\xi_n) + 2} = \Phi\frac{\varepsilon_{\rm w}(i\xi_n) - 1}{\varepsilon_{\rm w}(i\xi_n) + 2} + (1 - \Phi)\frac{\varepsilon_{\rm D}(i\xi_n) - 1}{\varepsilon_{\rm D}(i\xi_n) + 2}, \tag{5}$$

其中，$\varepsilon_{\rm w}(i\xi_n)$ 是水的介电常数，而 Φ 是 DNA 薄膜中的水的体积分数。

金的介电函数由德鲁德模型和修正谐振子相加得到，写作：[41]

$$\varepsilon(i\xi) = 1 + \frac{C_1}{1 + (\xi/\omega_1)^{\beta_1}} + \frac{\omega_p^2}{\xi^2 + \gamma\xi}, \tag{6}$$

其中参数 C_1=6.5、ω_1=5.9（eV）、β_1=1.42、ω_p=9.1（eV）和 γ=0.06（eV）。我们发现，基于公式（6）中金的介电常数进行的卡西米尔计算，与广义德鲁德-洛伦兹模型给出的结果相同[46]。

III. 结果与讨论

图1(a)显示了所用材料在虚频下的介电常数。结果表明，对于松原项$n > 0$，干燥 DNA 的介电常数大于水和二氧化硅的介电常数。在很宽的频率范围内，水的介电常数最小。图1(b)显示了不同水体积分数下 DNA 的介电常数。正如预期，随着 Φ的增大，湿润 DNA 的介电常数会降低，这是由于低折射率水的贡献增加所致。

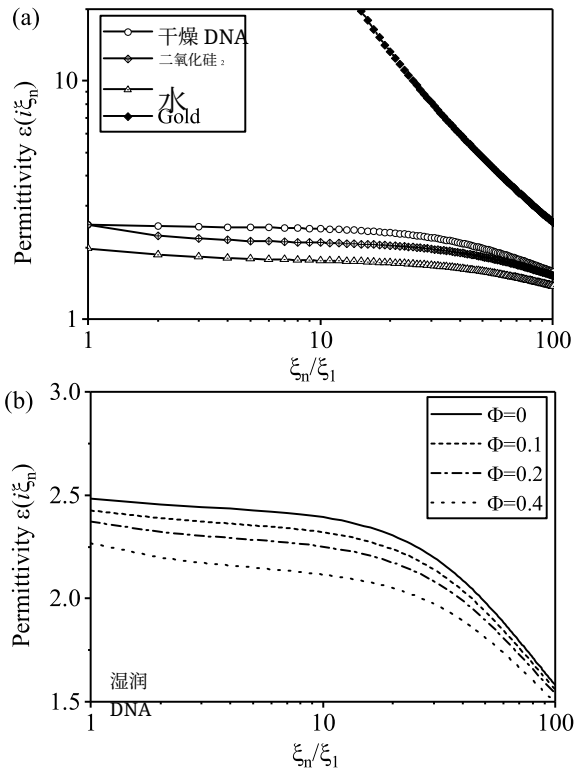

图 1：（a）所用材料在虚频下评估的介电常数。（b）含有不同体积分数水的湿润 DNA 的介电常数。

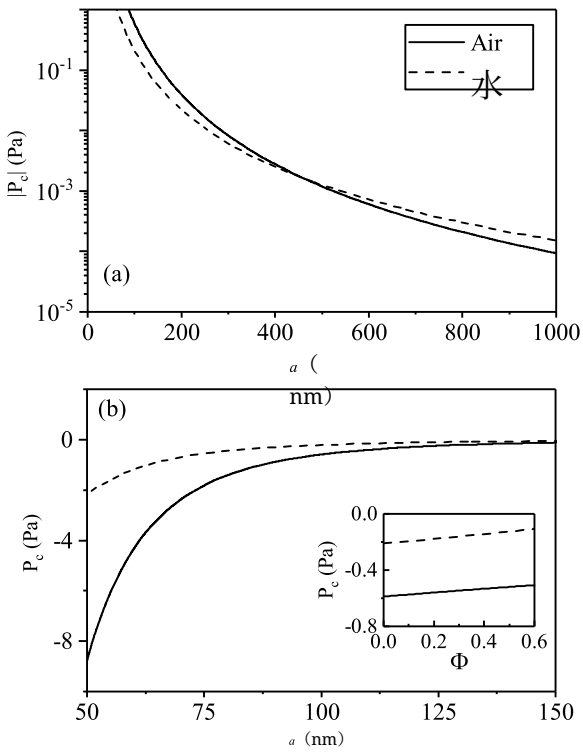

图 2：（a）悬浮在空气和水背景介质中的干燥DNA薄膜，其卡西米尔压力大小随薄膜厚度的变化。（b）线性坐标下较薄 DNA 薄膜的卡西米尔压力。插图显示了卡西米尔压力随水体积分数的变化，其中 DNA 薄膜厚度 a=100 nm 保持不变。温度为 300 K。

如[22,47]所述，要预测卡西米尔压力的符号，$n=0$ 处的介电常数十分重要，因为在厚度（或间距）较大时，它起主导作用。二氧化硅、DNA 和水的静态介电常数分别约为 3.9、4.2 和 81。然而，与高频下的情况相比，湿润DNA薄膜在 $n=0$ 处的介电函数呈现不同的变化趋势。静态介电常数 $\varepsilon'_{\mathrm{D}}$ 随着 Φ 从 0 增至 0.6，由 4.2 增至 11.9。

A. 悬浮 DNA 薄膜的卡西米尔压力

我们首先考虑悬浮于均匀背景介质中的 DNA 薄膜所受的卡西米尔力。正如先前对悬浮肽薄膜的报道，卡西米尔力是吸引力[23]。图 2(a) 展示了悬浮 DNA 薄膜的卡西米尔压力绝对值随薄膜厚度的变化，其中实线和虚线分别表示背景介质为空气和水。可以发现，随着 DNA 厚度增加，卡西米尔压力的大小单调减小。在薄膜厚度较小时，空气中的卡西米尔压力大于水中的情况；而在厚度较大时则较小。

卡西米尔压力的方向和大小取决于材料的介电响应。考虑到DNA薄膜被介质1和介质2包围，卡西米尔压力将与两种介质的介电常数反差成正比[48]

$$P_c \propto \left(\frac{\varepsilon_1(i\xi)-\varepsilon_{\mathrm{D}}(i\xi)}{\varepsilon_1(i\xi)+\varepsilon_{\mathrm{D}}(i\xi)}\right)\left(\frac{\varepsilon_2(i\xi)-\varepsilon_{\mathrm{D}}(i\xi)}{\varepsilon_2(i\xi)+\varepsilon_{\mathrm{D}}(i\xi)}\right), \quad (7)$$

其中，ε_1 和 ε_2 分别是介质1和介质2的介电常数。当DNA薄膜分别悬浮于空气和水中时，我们有 $\varepsilon_1(i\xi)=\varepsilon_2(i\xi)=1, \varepsilon_1(i\xi)=\varepsilon_2(i\xi)=\varepsilon_{\mathrm{w}}$({v13)。对于 $n>0$，DNA薄膜与空气之间的介电反差大于其与水之间的介电反差。已知，在间距较小时，高频分量对卡西米尔力的计算起主导作用[49]。因此，当DNA薄膜较薄时，空气中的卡西米尔压力大于水中的卡西米尔压力。相反，在 n=0处，DNA薄膜与水之间的介电反差远大于其与空气之间的介电反差，而这一项在DNA薄膜较厚时占主导地位。因此，DNA薄膜较厚时（例如，$a>500$ nm），水环境中的卡西米尔压力大于空气环境中的卡西米尔压力，这并不令人意外。

另一方面，考虑湿润DNA薄膜两侧的卡西米尔压力将很有意思。举例来说，我们设定厚度为 a=100nm，卡西米尔

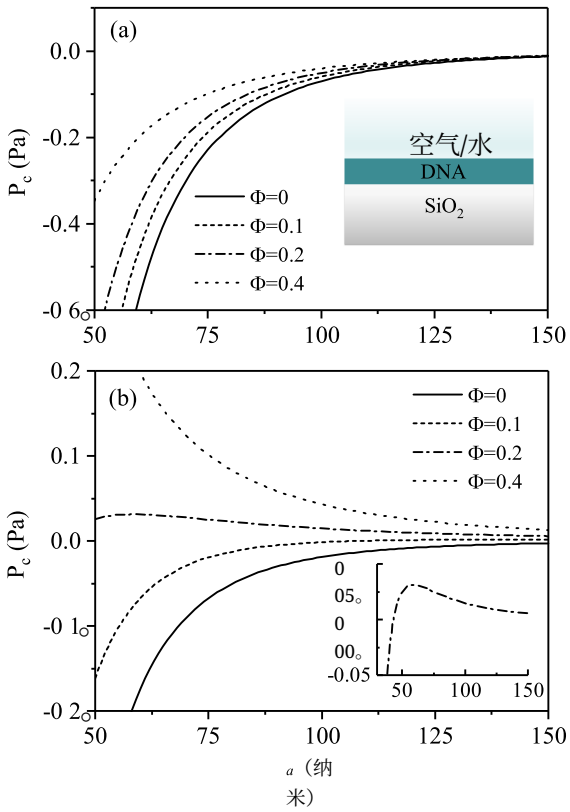

图 3：不同体积分数 Φ下，卡西米尔压力随 DNA薄膜厚度的变化。基底由半无限大的二氧化硅构成。(a) DNA薄膜暴露于空气中。(b) DNA薄膜浸没在水中。(b)中的插图以更清晰的绘图比例显示了 Φ=0.2 时的卡西米尔压力。压力为正（负）对应排斥（吸引）力。

力随 DNA 薄膜中水的体积分数变化的关系如图 2(b) 插图所示。结果表明， Φ的值越小，力的大小越大。当 Φ=0 时，空气和水环境中的吸引性卡西米尔压力分别约为 0.2 Pa 和 0.6 Pa。卡西米尔压力的大小是 DNA 薄膜重力（厚度为 a=100nm 时约为 1.7 mPa）的数百倍，凸显了涨落诱导力的重要作用。可以看出，当厚度 a 从 100 nm 进一步减小至 50 nm 时，卡西米尔压力的大小可增大 10 倍以上。请注意，DNA 的凝聚会使其厚度和水的体积分数降低（即将水从 DNA 薄膜中挤出）。因此，可以得出结论：对于悬浮构型，由于吸引性卡西米尔力，DNA 薄膜趋于凝聚。

B. 二氧化硅基底的卡西米尔压力

在许多有机器件中，DNA薄膜通常沉积在介电基底上。卡西米尔压力

对于置于二氧化硅基底上的DNA薄膜，其卡西米尔压力如图3(a)所示，其中包层背景介质为空气。结果表明，卡西米尔压力为负，且随着DNA薄膜厚度减小，其绝对值增大。我们注意到，对于厚度为100 nm的干燥DNA薄膜，卡西米尔压力的绝对值约为0.07 Pa，与悬浮构型（约0.6 Pa）相比显著降低。此外，湿润DNA薄膜的卡西米尔压力绝对值会随着体积分数 Φ 的增加而进一步降低。当体积分数为 Φ=0 时，压力仅约为0.04 Pa。尽管如此，沉积在二氧化硅基底上的湿润DNA所受卡西米尔压力仍远大于DNA薄膜的重力。总的来说，较薄的DNA薄膜和较低的水体积分数有利于提高DNA薄膜的稳定性。

DNA薄膜浸没在水中时，与空气环境相比，会得到一些复杂甚至相反的结论。卡西米尔压力随厚度 a 变化的情况如图 3(b) 所示。结果表明，在体积分数为 0 和 0.1 时，卡西米尔压力呈长程负值，且其大小随 DNA 薄膜厚度增加而迅速减小。这些性质表明，由于卡西米尔吸引力的作用，较薄的 DNA薄膜更有利于稳定性，这与图 3(a) 中空气环境下的情况类似。然而，体积分数较大 Φ 时的卡西米尔压力则呈现不同特征。当 Φ=0.4 时，卡西米尔压力呈长程正值，这意味着较薄的厚度不利于DNA薄膜的稳定性。对于中间值 Φ=0.2，随着厚度 a 增加，卡西米尔压力由负转正，如图 3(b) 的插图所示。随后，在 60 nm 附近出现卡西米尔排斥的峰值，这对稳定性产生负面影响。厚度 a 进一步增加时，卡西米尔压力将会减小。

水作为背景介质时，卡西米尔压力表现出的反常行为，可用吸引和排斥卡西米尔分量之间的竞争来解释。对于较小的 Φ，在很宽的频率范围（$n>0$）内，湿润 DNA 的介电常数都大于二氧化硅和水的介电常数。DNA 与二氧化硅在零频率下的介电常数非常接近，因此项 $n=0$ 的贡献可以忽略不计。因此，根据方程（7），卡西米尔压力表现为吸引力；如图 3(b) 中 Φ=0 和 0.1 所示，随着 DNA 薄膜厚度减小，其大小迅速增加。对于较大的 Φ=0.4，当 $n>0$ 时，湿润 DNA 的介电常数小于（大于）二氧化硅（水）的介电常数，因此产生排斥性卡西米尔力。当静态频率下 n=0 时，湿润 DNA 的介电常数大于（小于）二氧化硅（水）的介电常数，这同样会导致排斥性卡西米尔力。因此，较大的 Φ 下，卡西米尔压力会呈现长程排斥。对于中间值 Φ=0.2，当 $n>0$ 时，湿润 DNA 的介电常数仍大于二氧化硅（水）的介电常数，因此在厚度较小（ a）时产生吸引性卡西米尔力。然而， n=0 的贡献仍为正，导致

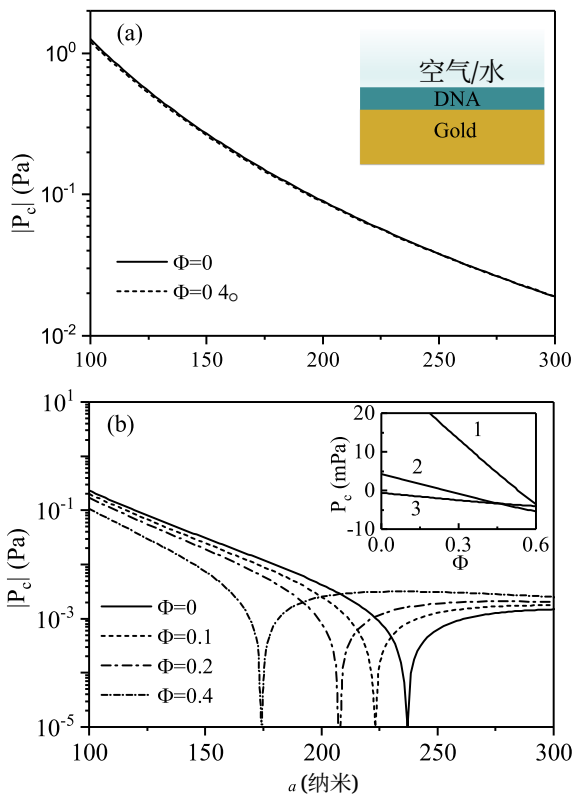

图 4：金基底上的 DNA 薄膜，其卡西米尔压力的大小随薄膜厚度的变化。(a) DNA 薄膜暴露在空气中，体积分数为 Φ=0（实线）和 0.4（虚线）。(b) DNA 薄膜浸没在水中。插图显示了相应的卡西米尔压力随 Φ 的变化。标签 1、2 和 3 分别表示 DNA 薄膜的厚度为 150 纳米、200 纳米和 250 纳米。

在 a 较大时产生排斥性卡西米尔力。由于吸引和排斥卡西米尔分量之间存在竞争，预计卡西米尔排斥会在中等厚度时达到峰值，如图 3(b) 插图所示。

C. 金属基底上的卡西米尔压力

现在我们考虑沉积在金属基底上的 DNA 薄膜的情况。图 4(a) 展示了卡西米尔压力的大小随厚度 a 的变化，其中包层介质为空气。根据式 (7)，我们可以预测卡西米尔压力具有长程排斥性，因为对于 $n \geq 0$，$\varepsilon_{\mathrm{air}} < \varepsilon'_{\mathrm{D}} < \varepsilon_{\mathrm{Au}}$ 得以满足（例如，参见参考文献 [50]）。随着 DNA 薄膜厚度的增加，卡西米尔压力的大小单调减小。因此，色散力会降低较薄 DNA 薄膜的稳定性。请注意，体积分数为 Φ=0 和 0.4 时作用于 DNA 薄膜的卡西米尔压力差异很小。

作用于浸没在水中的 DNA薄膜上的卡西米尔压力呈现出不同的特征，如图 4(b) 所示。薄膜厚度较小时，卡西米尔压力表现为排斥；厚度较大时则转为吸引。在某一特定厚度下，会出现稳定的卡西米尔平衡，即压力等于零。卡西米尔平衡的临界厚度可通过调节 Φ 的大小来改变。当 Φ 从 0 增加到 0.4 时，临界厚度相应地从约 237 nm 降至 174 nm。水背景下这一有趣的卡西米尔平衡，可以通过式 (7) 中的介电常数反差来理解。对于 $n > 0$，排斥关系 $\varepsilon_{\mathrm{w}} < \varepsilon'_{\mathrm{D}} < \varepsilon_{\mathrm{Au}}$ 得以满足；随着 Φ 增大，水与湿润 DNA 之间的介电常数反差减小，从而导致卡西米尔排斥减弱。另一方面，厚度较大时出现的吸引性卡西米尔相互作用 a，可归因于首项 $n = 0$ 中的关系 $\varepsilon_{\mathrm{w}} > \varepsilon'_{\mathrm{D}}$。

图 4(b) 的插图显示，在 DNA 薄膜厚度固定时，卡西米尔压力随水的体积分数而变化。我们发现，对于厚度为 150 nm 和 200 nm 的薄膜，增大体积分数 Φ 可使卡西米尔压力由正转负。对于厚度为 250 nm 的薄膜，卡西米尔压力为负，且其绝对值随体积分数增大而增加 Φ。因此，根据其色散力的性质，沉积在金属基底上的 DNA 薄膜在水环境中趋于解凝聚。

IV. 结论

总之，本文基于Lifshitz理论，计算了几种构型下DNA薄膜的卡西米尔压力。当DNA薄膜悬浮于空气或水中时，卡西米尔压力表现为吸引力，且随着DNA薄膜厚度和/或水体积分数的降低，其大小会增加。因此，悬浮的DNA薄膜会在卡西米尔力作用下趋于凝聚。对于中等厚度（例如100 nm）的DNA薄膜，卡西米尔压力比其重力大数百倍，彰显了涨落诱导相互作用的重要作用。对于沉积在二氧化硅基底上的DNA薄膜，在空气环境中，卡西米尔压力表现为吸引力。此外，较薄的DNA薄膜和较低的水分数有利于其稳定性。相反，在水环境中，卡西米尔压力呈现出丰富的特征。随着DNA薄膜厚度和水分数的增加，卡西米尔压力可由吸引力转变为排斥力。最后，本文探讨了沉积在金属基底上的DNA薄膜所受的卡西米尔力。在空气和水环境中，当DNA薄膜厚度较小时，卡西米尔压力均以排斥相互作用为主。对于浸没在水中的构型，当DNA薄膜厚度较大时，卡西米尔压力转为吸引力，并且在特定厚度下可出现稳定的卡西米尔平衡。我们的发现为由涨落诱导色散力导致的DNA薄膜黏附稳定性、凝聚和解凝聚提供了理论指导。

DNA薄膜，由涨落诱导的色散力形成。

致谢

本研究得到中国国家自然科学基金（项目编号：11804288和项目编号：61974127）的资助，以及上海市浦江人才计划（21PJ1411400）的资助。L.X. Ge 的研究还得到信阳师范大学南湖青年学者计划的资助。

* 电子邮箱：lixinge@hotmail.com [1] G. Feinberg、J. Sucher 和 C.-K. Au, 《物理报告》180，83（1989）。[2] A. W. Rodriguez、F. Capasso 和 S. G. Johnson, 《自然·光子学》5，211（2011）。[3] V. A. Parsegian, *Van der Waals forces: a handbook forbiologists, chemists, engineers, and physicists*（剑桥大学出版社，2005）。[4] R. R. Dagastine、D. C. Prieve 和 L. R. White, 《胶体与界面科学杂志》249，78（2002）。[5] M. Bordag、G. L. Klimchitskaya、U. Mohideen 和 V. M. Mostepanenko, *Advances in the Casimir effect*，第145卷（牛津大学出版社，2009）。[6] G. L. Klimchitskaya、U. Mohideen 和 V. M. Mostepa- nenko, 《现代物理评论》81，1827（2009）。[7] S.-w. Lee 和 W. M. Sigmund, 《胶体与界面科学杂志》243，365（2001）。[8] T. Gong、M. R. Corrado、A. R. Mahbub、C. Shelden 和 J. N. Munday, 《纳米光子学》10，523（2021）。[9] D. A. Somers、J. L. Garrett、K. J. Palm 和 J. N. Munday, 《自然》564，386（2018）。[10] L. Ge、X. Shi、L. Liu 和 K. Gong, 《物理评论B》102，075428（2020）。[11] B. Munkhbat、A. Canales、B. K¨u¸c¨uk¨oz、D. G. Baranov 和 T. O. Shegai, 《自然》597，214（2021）。[12] V. Esteso、S. Carretero-Palacios 和 H. M´ıguez, 《物理化学杂志C辑》119，5663（2015）。[13] D. B. Hough 和 L. R. White, 《胶体与界面科学进展》14，3（1980）。[14] L. Boinovich 和 A. Emelyanenko, 《胶体与界面科学进展》165，60（2011）。[15] A. Squarcini、J. M. Romero-Enrique 和 A. O. Parry, 《物理评论快报》128，195701（2022）。[16] Y. Li、K. A. Milton、I. Brevik、O. I. Malyi、P. Thiyam、C. Persson、D. F. Parsons 和 M. Bostr¨om, 《物理评论B》105，014203（2022）。[17] J. Luengo-M´arquez 和 L. G. MacDowell, 《胶体与界面科学杂志》590，527（2021）。[18] V. Esteso、S. Carretero-Palacios、L. G. MacDowell、J. Fiedler、D. F. Parsons、F. Spallek、H. M´ıguez、C. Pers- son、S. Y. Buhmann、I. Brevik 等, 《物理化学化学物理》22，11362（2020）。[19] J. Fiedler、M. Bostro?m、C. Persson、I. Brevik、R. Corkery、S. Y. Buhmann 和 D. F. Parsons, 《物理化学杂志B辑》124，3103（2020）。[20] B.-S. Lu 和 R. Podgornik, 《物理评论E》92，022112（2015）。[21] R. Blackwell、A. Hemmerle、A. Baer、M. Sp¨ath、W. Peuk- ert、D. Parsons、K. Sengupta 和 A.-S. Smith, 《胶体与界面科学杂志》598，464（2021）。[22] M. A. Baranov、G. L. Klimchitskaya、V. M. Mostepanenko 和 E. N. Velichko, 《物理评论E》99，022410（2019）。[23] G. L. Klimchitskaya、V. M. Mostepanenko 和 E. N. Velichko, 《物理评论B》102，161405(R)（2020）。[24] G. L. Klimchitskaya、V. M. Mostepanenko 和 E. N. Velichko, 《物理评论B》103，245421（2021）。[25] G. L. Klimchitskaya、V. M. Mostepanenko 和 O. Y. Tsy- bin, 《Symmetry》14，2196（2022）。[26] D. Nykypanchuk、M. M. Maye、D. Van Der Lelie 和 O. Gang, 《自然》451，549（2008）。[27] L. Y. Chou、K. Zagorovsky 和 W. C. Chan, 《自然·纳米技术》9，148（2014）。[28] W. B. Rogers、W. M. Shih 和 V. N. Manoharan, 《自然评论：材料》1，1（2016）。[29] F. Cui、S. Marbach、J. A. Zheng、M. Holmes-Cerfon 和 D. J. Pine, 《自然通讯》13，2304（2022）。[30] M. J. Ca mpolongo、S. J. Tan、J. Xu 和 D. Luo, 《药物递送进展评论》62，606（2010）。[31] Q. Hu、H. Li、L. Wang、H. Gu 和 C. Fan, 《化学评论》119，6459 2018( )。[32] J. Weiden 和 M. M. Bastings, 《胶体与界面科学前沿》52，101411（2021）。[33] W. Gu、F. Meng、R. Haag 和 Z. Zhong, 《控释杂志》329，676（2021）。[34] A. J. Steckl, 《自然·光子学》1，3（2007）。[35] H. Bui、S. A. D´ıaz、J. Fontana、M. Chiriboga、R. Veneziano 和 I. L. Medintz, 《先进光学材料》7，1900562 2019( )。[36] Y. Kawabe、L. Wang、S. Horinouchi 和 N. Ogata, 《先进材料》12，1281（2000）。[37] Y. Zhang、P. Zalar、C. Kim、S. Collins、G. C. Bazan 和 T.-Q. Nguyen, 《先进材料》24，4255（2012）。[38] R. Khazaeinezhad、S. Hosseinzadeh Kassani、B. Paulson、H. Jeong、J. Gwak、F. Rotermund、D.-I. Yeom 和 K. Oh, 《科学报告》7，1（2017）。[39] W. Jung 、 H. Jun 、 S. Hong 、 B. Paulson 、 Y. S. Nam 和 K. Oh, 《光学材料快报》7，3796（2017）。[40] P. Yakovchuk、E. Protozanova 和 M. D. Frank- Kamenetskii, 《核酸研究》34，564（2006）。[41] M. Moazzami Gudarzi 和 S. H. Aboutalebi, 《科学进展》7，eabg2272（2021）。[42] A. Wittlin、L. Genzel、F. Kremer、S. H¨aseler、A. Poglitsch 和 A. Rupprecht, 《物理评论A》34，493（1986）。[43] T. Inagaki、R. Hamm、E. Arakawa 和 L. Painter, 《化学物理学杂志》61，4246（1974）。[44] T. Weidlich、S. Lindsay 和 A. Rupprecht, 《生物聚合物：生物分子原创研究》26，439（1987）。[45] B. Paulson、I. Shin、H. Jeong、B. Kong、R. Khazaeinezhad、S. R. Dugasani、W. Jung、B. Joo、H.-Y. Lee、S. Park 等, 《科学报告》8，1（2018）。

[46] L. Ge、X. Shi、Z. Xu 和 K. Gong，《物理评论B》101，104107 2020( )。[47] V. Esteso、S. Carretero-Palacios 和 H. M´ıguez，《应用物理学杂志》119，144301（2016）。[48] I. E. Dzyaloshinskii、E. M. Lifshitz 和 L. P. Pitaevskii，《物理学进展》10，165（1961）。[49] Y. Yang、R. Zeng、H. Chen、S. Zhu 和 M. S. Zubairy，《物理评论A》81，022114（2010）。[50] J. N. Munday、F. Capasso 和 V. A. Parsegian，《自然》457，170（2009）。