arXiv:2602.05613v1 [physics.comp-ph] 5 Feb 2026

非对称周期结构角度相关红外透明辐射制冷性能的数值评估

Junwoo Gim、Jun Heo、周永祖和 Dong-Yeop Na,

摘要——红外（IR）透明被动辐射冷却（辐射冷却）无需直接接触冷却对象，即可通过调节辐射热交换实现非接触热管理。尽管人们常强调特定入射角（通常为正入射）下的非对称红外透射，但我们表明，这种单角度非对称性既不足以表征实际冷却性能，也无法预测其表现。本文证明，有效的非接触辐射冷却需要在发射方向上通过半球积分评估角度分布非对称透明性，而非仅考察单一入射角下的非对称性。为量化这一效应，我们采用结合 Bloch 周期边界条件和 Floquet 模态分解的角度分辨全波电磁（EM）模型，计算周期性辐射冷却结构随波长和角度变化的双向反射与透射。随后，将所得电磁响应与基于能量平衡的热模型相耦合，以预测冷却对象的瞬态温度演化。通过比较考虑完整角分布的模型与仅基于正入射的近似模型，我们发现，正入射下显著的非对称传输通常无法在斜入射角下保持。因此，角度积分只能带来微弱的冷却效果，甚至可能导致净加热；而基于正入射的模型则可能大幅高估冷却性能。这些结果确立了角度分布非对称透明性这一电磁设计原则，对红外透明被动辐射冷却和广角非对称超表面至关重要。

索引词—红外透明被动辐射冷却、非对称光传输、离散外微分、Bloch周期边界条件、弗洛凯理论、能量平衡方程、热通量

I. 引言

PASSIVE 辐射冷却（PRC）通过反射太阳辐射，同时将冷却对象的热能发射到环境中，实现无需外部功耗的亚环境温度降低 [1]。传统辐射冷却实现通常依赖于太阳反射涂层，并结合在8–13 μm大气窗口内工作的中红外（mid-IR）发射层。最近，人们提出了红外透明（IR-transparent）辐射冷却概念，以应对与冷却对象直接热接触不切实际的情形，例如植物辐射制冷和纺织品个人冷却 [2]。

Junwoo Gim、Jun Heo 和 Dong-Yeop Na 任职于浦项科技大学电气工程系，韩国庆尚北道浦项 37673（电子邮箱：dyna22@postech.ac.kr）。Weng C. Chew 任职于美国印第安纳州西拉法叶 47907 的普渡大学埃尔莫尔家族电气与计算机工程学院。

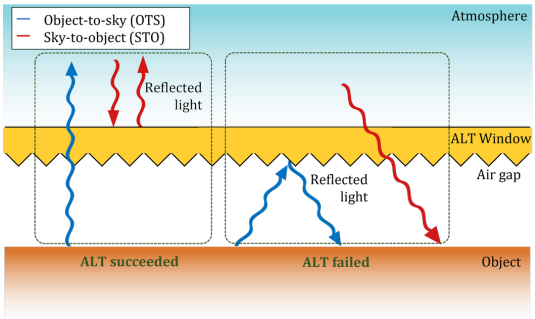
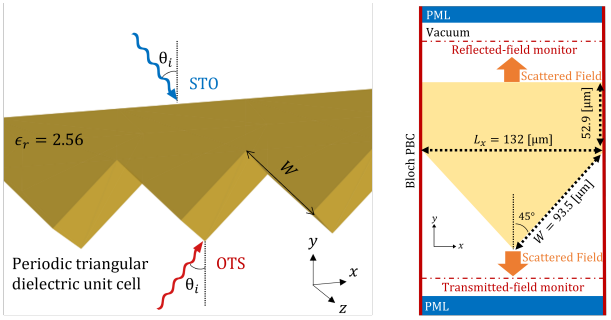


图 1. 配备 ALT功能的AEMT器件示意图。

在这些方法中，红外透明窗口允许物体发射的热辐射逸出，同时阻挡入射的太阳辐射。然而，由于许多红外透明材料对热辐射本质上是双向的，环境红外辐射的向内穿透会在实际环境条件下显著降低冷却性能。

为缓解这一局限，研究人员提出了超宽带非对称发射/透明（AEMT）结构，以实现非对称光传输（ALT）物理机制，更具体地说，实现方向依赖红外传输：抑制天空到对象（STO）方向的环境热辐射，同时优先透射来自冷却对象的热发射 [3]。多种基于超表面、超材料和纳米光子设计的方案均已报道在正入射条件下呈现显著的非对称传输 [4]–[8]。然而，在单一入射角下观察到的非对称传输通常并不能保证有效的辐射冷却。如图 1 所示，这种非对称性往往无法在斜入射角下保持，导致 STO 方向的透射增强，而对象到天空（OTS）方向的透射减弱。

更广泛地说，AEMT结构体现了一类非接触式辐射冷却系统，其中中间层不会通过吸收或发射充当热沉，而是通过重新分配角度与光谱传输通道来调控辐射热交换。因此，红外透明且实际上无损耗的PRC层能够在不违反热力学第二定律的前提下，实现非对称辐射传输。由于热辐射本质上分布于一个半空间，净冷却性能取决于对各发射方向进行角度加权积分，而非单一入射角下的透射特性。



(a) 测试结构（三维视图） (b) 单元胞

图 2. (a) 对应的测试结构，以及 (b) 用于采用 Bloch周期边界条件进行数值分析的二维周期性单元胞。

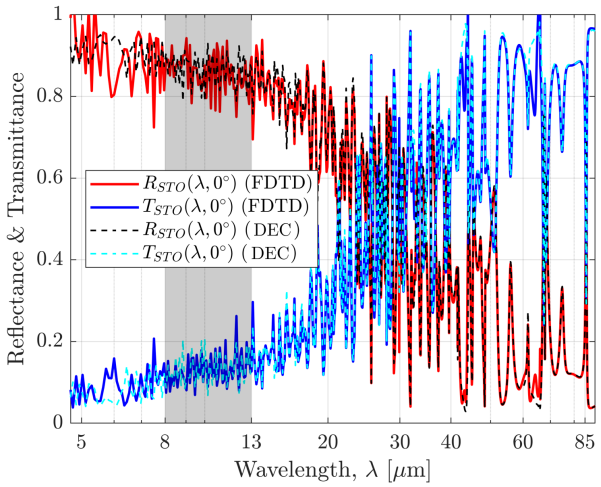


图3. 正入射条件下，采用FDTD和自研DEC求解器得到的AEMT结构反射率（R）和透射率（T）光谱对比。两种结果吻合，验证了所开发DEC求解器的准确性。

因此，局限于有限角度范围内的非对称传输可能几乎无法产生冷却效果，而分布于不同角度的非对称性则能够造成出射与入射热辐射之间的净不平衡。

本文研究角度分布的非对称红外透明性在决定基于 AEMT 的 PRC结构冷却性能方面所发挥的作用。我们采用一个概念验证用的周期性三角形单元胞作为代表性基准结构 [9], , 评估其在正入射下显著呈现的非对称反射和透射特性如何随入射角增大至掠入射而演变，并影响实际的 PRC 性能。我们在离散外微分（DEC）框架 [10]–[16], 内，采用基于 Bloch 周期边界条件（PBC）的角度分辨全波电磁（EM）模型分析该单元胞，并通过 Floquet 模态分解提取双向反射（R）和透射（T）。随后，将所得电磁响应纳入基于能量平衡的热模型，以预测冷却对象的瞬态温度演化。通过比较完整角度模型与仅考虑正入射的近似模型，我们证明，单一角度下的非对称性可能会显著高估冷却性能。研究结果表明，角度分布的非对称透明性是实现宽角度超表面辐射冷却的一项关键电磁设计原则。

II. 全波电磁分析

本节介绍一种基于DEC的二维全波电磁求解器，用于评估斜入射平面波照射周期性辐射冷却单元胞时的反射和透射。假设该结构沿 x 方向周期排列，并由TE^{z}偏振平面波照射。

A. 问题描述与控制方程

我们考虑一个尺寸为 $L_x \times L_y$ 的二维单元胞，其中包含介电常数为 $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_r(\mathbf{r})\epsilon_0$ 的非均匀非磁性介质，并嵌入自由空间中。该结构沿 x 方向周期性排列，计算区域记为 Ω。除非另有说明，假设介电常数 $\epsilon_r = 2.56$ 无色散。一个 TE^z 偏振平面波以角度 $L_x \times$入射到该单元胞上，入射电场为$\mathbf{E}^{(\mathrm{i})}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$，其中波矢 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 满足$|\mathbf{k}| = k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ 且 $\theta_i = \tan^{-1}(|k_y|/|k_x|)$。采用散射场公式，散射电场 $\mathbf{E}^{(\mathrm{s})}$ 满足

$$\left[\nabla \times \mu_0^{-1}\nabla \times -\omega^2\epsilon(\mathbf{r})\right]\mathbf{E}^{(\mathrm{s})}(\mathbf{r}) = \omega^2\chi_e(\mathbf{r})\,\mathbf{E}^{(\mathrm{i})}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

其中，$\chi_e(\mathbf{r})$表示电极化率。总电场表示为$\mathbf{E}^{(\mathrm{t})} = \mathbf{E}^{(\mathrm{i})} + \mathbf{E}^{(\mathrm{s})}$。

*B. DEC*离散

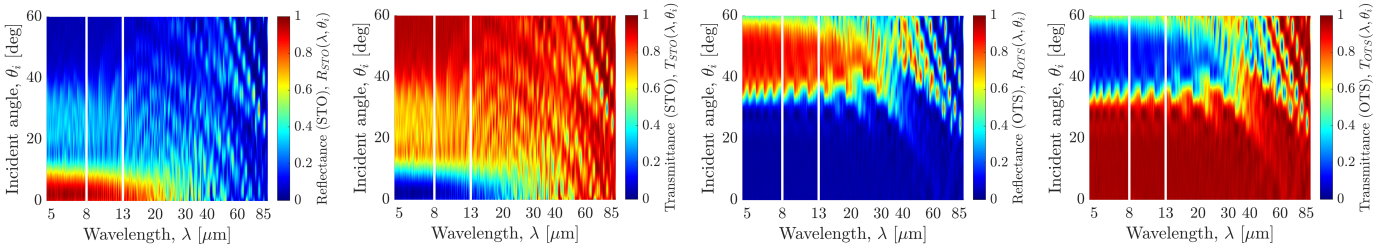
我们使用DEC框架对式（1）进行离散。散射电场以 Whitney 1-形式 [17] 展开为$\mathbf{E}^{(\mathrm{s})}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N_e} e_i\,\mathbf{W}_i^{(1)}(\mathbf{r})$，其中 e_i 表示与第 i条网格边相关联的线积分自由度。应用DEC可得稀疏线性系统

$$\left(\overline{\mathbf{C}}^T \cdot [\star_{\mu^{-1}}] \cdot \overline{\mathbf{C}} - \omega^2[\star_\epsilon]\right) \cdot \mathbf{E} = \mathbf{f}, \quad (2)$$

其中$\mathbf{C}$ 是表示离散旋度算子的关联矩阵。离散Hodge矩阵和源向量定义为 $[\star_\epsilon]_{ij} = \int \epsilon \; {}^{(1)}_{i} \cdot \; {}^{(1)}_{j}\, dV \quad [\star_{\mu^{-1}}]_{ij} = \Omega(\mathbf{r}) \int \mu_0^{-1} \; {}^{(2)}_{i} \cdot \; {}^{(2)}_{j}\, dV \quad [\,]_i = \int \omega^2\chi_e \; \epsilon_0 \; {}^{(\mathrm{i})} \cdot \mathbf{W}\mathbf{W}, \Omega\,\mathbf{W}\mathbf{W}$以及$\mathbf{f}\Omega(\mathbf{r})\mathbf{E}\mathbf{W}_i^{(1)}\, dV$。

*C. Bloch*周期边界条件

通过在 $\pm x$边界上施加Bloch周期边界条件来实现横向周期性。对于具有面内波矢分量 $k_x = k_0 \sin\theta_i$的斜入射平面波，电场满足 $\mathbf{E}(x + L_x, y) = e^{ik_x L_x}\mathbf{E}(x, y)$。在DEC公式中，左右边界上对应的基于边的自由度通过复相位因子相关联，从而消除冗余未知量，并得到一个隐式包含Bloch相位延迟的约化系统。这使得仅使用一个周期性单元即可高效进行角度分辨仿真。



(a) 反射率（STO） (b) 透射率（STO） (c) 反射率（OTS） (d) 透射率（OTS）

图 4. 天空到物体和物体到天空入射条件下，反射与透射系数的角度-波长分布图：(a) $R_{\mathrm{STO}}(\lambda,\ \theta_i)$，(b) $T_{\mathrm{STO}}(\lambda,\ \theta_i)$，(c) $R_{\mathrm{OTS}}(\lambda,\ \theta_i)$，以及 (d) $T_{\mathrm{OTS}}(\lambda,\ \theta_i)$。显著的正入射不对称性随着斜入射角增大而逐渐减弱，在较宽的光谱范围内，STO 透射增加，而 OTS 透射降低。

D. Floquet 反射与透射系数

在Bloch 周期激励下，均匀区域中的电磁场展开为按衍射级次 m编号的Floquet 谐波。对于每个级次，波矢分量为 $k_x^{(m)} = k_x + \frac{2\pi m}{L_x}$ $k_y^{(m)} =$ ，其 $\sqrt{k_0^2 - \left(k_x^{(m)}\right)^2}$ 中仅考虑 $k_y^{(m)}$为实数的传播模式。在参考平面上，将计算得到的电磁场投影到相应的Floquet模式，即可获得反射系数和透射系数，

$$R_m = \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} E_x^{(\mathrm{s})}(x, y_{\mathrm{top}}) e^{-ik_x^{(m)}x}\, dx, \tag{3}$$

$$T_m = \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} E_x^{(\mathrm{t})}(x, y_{\mathrm{bot}}) e^{-ik_x^{(m)}x}\, dx. \tag{4}$$

总反射和透射功率系数分别计算为 $R = \sum_{m\in\mathcal{P}} \frac{k_y^{(m)}}{k_y^{(0)}} |R_m|^2$ 和 $T = \sum_{m\in\mathcal{P}} \frac{k_y^{(m)}}{k_y^{(0)}} |\overline{T_m}|^2$，其中因子 $k_y^{(m)}/k_y^{(0)}$表示法向坡印廷通量比。

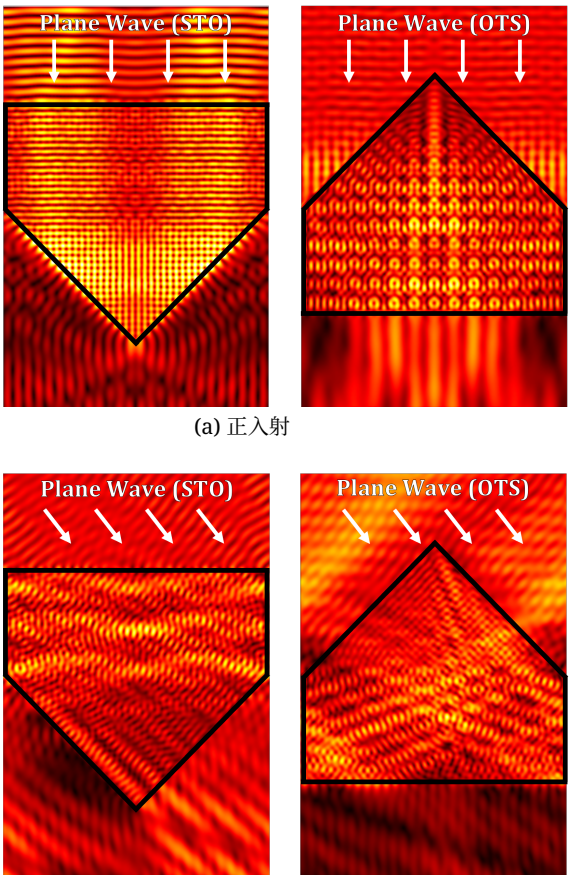
III. 基于能量平衡的热分析

我们考虑一种非接触式透射型 PRC 配置，其中热辐射物体位于经过设计、具有方向依赖光学响应的红外透射层后方。忽略太阳辐照，这对应于夜间运行或理想太阳辐射抑制；周围环境则建模为温度为 T_{amb}的各向同性热辐射场。

温度为 T时的黑体光谱辐亮度由普朗克定律给出，$I_{\mathrm{bb}}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_{\mathrm{B}} T}\right) - 1\right]^{-1}$ 。对于平面界面，辐射功率交换通过半球角积分计算，并以投影面积因子 $\cos\theta$加权。因此，通过半空间交换的辐射功率写为

$$\frac{\mathcal{P}(T;q)}{2\pi} = \int_0^{\theta_{\max}} \cos\theta \sin\theta \left[\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} q(\lambda,\theta)\, I_{\mathrm{bb}}(\lambda, T)\, d\lambda\right] d\theta, \tag{5}$$

其中 $q(\lambda,\theta)$是一个无量纲的光谱-角度加权系数（ $0 \le q \le 1$），用于计入中间 PRC 层的方向相关光学响应，且$\theta_{\max} = 60^\circ$ 的选取旨在匹配可用的角散射数据。波长上下限 $\lambda_{\min}$ 和 $\lambda_{\max}$ 界定了评估 PRC 结构电磁响应的有限光谱带宽，对应于全波仿真解析的波长范围，并涵盖主要热辐射波段。PRC 层的特征是具有方向依赖性的光谱透射率，对于物体到天空方向记为 $\tau_{\mathrm{OTS}}(\lambda,\ \theta)$，对于天空到物体方向记为 $\tau_{\mathrm{STO}}(\lambda,\ \theta)$。来自环境、入射到物体上的辐射功率，以及物体向环境发射的辐射功率分别表示为 $P_{\mathrm{in}}(T_{\mathrm{amb}}) =$



(a) 正入射

(b) 斜入射

图5. 波长为 10 μm时电场强度 $|\mathbf{E}|$的空间分布：(a) STO与OTS的正入射，以及(b) STO与OTS的斜入射（50°）。结果凸显了基于STO和OTS的结构在掠入射下截然不同的透射行为。

$\mathcal{P}(T_{\mathrm{amb}};\tau_{\mathrm{STO}})$ 和 $P_{\mathrm{out}}(T) = \mathcal{P}(T;\tau_{\mathrm{OTS}})$。为阐明角度选择性的影响，本文比较了两种建模假设。在案例A中，法向入射透射率均匀应用于所有角度，即 $\tau(\lambda,\theta) \equiv \tau(\lambda,0)$。在案例B中，将从电磁仿真获得的完整角度依赖透射率 $\tau(\lambda,\theta)$ 直接纳入半球积分。将物体及与其热耦合良好的任何基底建模为具有有效面热容 C 的集中热系统。物体的净热通量为

$$P_{\mathrm{net}}(T) = P_{\mathrm{in}} - P_{\mathrm{out}}(T) - h_c(T - T_{\mathrm{amb}}), \tag{6}$$

其中，h_c 表示有效对流（和传导）传热系数。瞬态温度演化遵循

$$C\frac{dT}{dt} = P_{\mathrm{net}}(T), \tag{7}$$

该方程从初始条件$T(0) = T_0$出发进行数值积分。时域积分的长时间极限定义了动态稳定的稳态温度 T_∞。

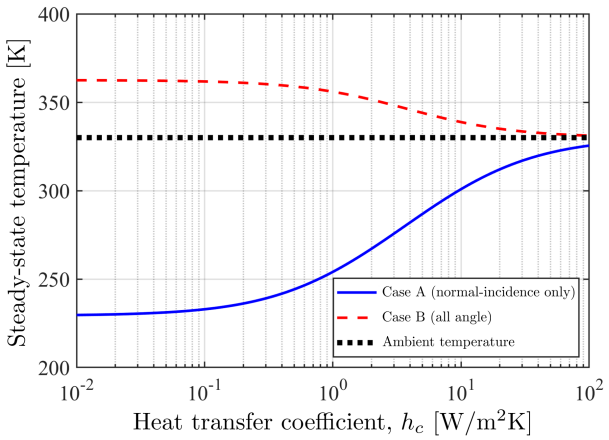


图 6. 稳态温度分布随有效传热系数的变化，对比仅考虑法向入射透射率与考虑所有入射角下透射率的情况。这里，T_∞ 是根据式（7）预测的物体稳态温度，T_{amb} 是环境温度，h_c (W m^{-2} K^{-1})是物体与环境空气之间的有效对流（及传导）传热系数。

IV. 数值结果

A. DEC电磁求解器验证

为验证自研DEC求解器的准确性，我们将正入射条件下同一单元胞的反射率和透射率光谱与时域有限差分法（FDTD）的结果进行比较，如图3所示。这里，$R_{\mathrm{STO}}(\lambda,\theta_i)$表示自由空间波长为 λ 、入射角为 θ_i时的STO入射功率反射率。对应的OTS量记为 $R_{\mathrm{OTS}}(\lambda,\theta_i)$。两种方法在整个波长范围内均再现了 $R_{\mathrm{STO}}(\lambda,0°)$和 $T_{\mathrm{STO}}(\lambda,0°)$的整体光谱变化趋势和共振特征。具体而言，短波长处反射率较高、透射率较低；随着波长增加，反射率逐渐降低，透射率则逐渐升高。这证实两种求解器均能正确捕捉正入射条件下预期的天空至物体传输抑制效果。由于该结构设计为红外透明且实际上无损，在关注的波段内吸收功率可忽略不计，因此反射功率和透射功率占比之和预计为1，误差仅来自数值误差。在大部分光谱范围内，两种求解器所得反射率和透射率呈互补变化，符合这一条件。有限波长范围内的细微差异归因于网格分辨率、完美匹配层设置、Floquet模截断和数值积分方面的差异。基于这一比较，自研DEC求解器通过了验证，随后用于斜入射分析和角度分辨热建模。

B. R 与 T的角度-波长依赖关系

图 4 展示了 STO 和 OTS 两个方向上的反射率与透射率随角度和波长的分布。在接近正入射时，中红外区域内可观察到显著的非对称传输：$T_{\mathrm{STO}}(\lambda,\theta_i)$保持较低，而 $R_{\mathrm{STO}}(\lambda,\theta_i)$较高；与此同时，$T_{\mathrm{OTS}}(\lambda,\theta_i)$显著增强，从而实现物体高效的向外辐射。随着入射角增大，这种不对称性迅速减弱。偏离正入射达到一定程度后（约为 $\theta_i \gtrsim 10°$），天空至物体透射增加，而 OTS 透射降低，实际上使预期的传输方向发生逆转。重要的是，这种逆转在较宽的角度范围内持续存在，而非仅限于狭窄的角度区域。这些结果表明，仅依赖正入射光谱可能会大幅高估净辐射冷却效果，并凸显了对 R 和 T 进行角度分辨积分的必要性。

C. 稳态温度预测

图 6 展示了根据公式 (7) 中的能量平衡模型得到的预测稳态温度 T_∞与有效对流（及传导）传热系数 h_c的函数关系。稳态温度定义为从$T(0) = T_0$开始进行时域积分所得结果的长时间极限。为评估角度选择性的影响，本文比较了两种情况。案例A将法向入射透射率均匀应用于所有角度，而案例B则纳入了通过电磁仿真获得的完整角度—波长相关透射率。在案例A中，模型预测$T_\infty < T_{\mathrm{amb}}$ 在较宽的 h_c范围内均成立，表明基于法向入射不对称性可以实现有效冷却。相比之下，案例B得到 $T_\infty \gtrsim T_{\mathrm{amb}}$，说明一旦考虑完整的角分布，冷却效果便受到抑制。这一差异与图 4 一致，其中非对称中红外传输仅局限于接近正入射的范围，并在斜入射角下迅速消失。因此，半球积分会增加环境至物体辐射增益，同时降低物体至天空辐射损失，从而消除仅由法向入射模型所暗示的净冷却区域。随着 h_c 增加，由于非辐射热交换增强，两种情况下的T_∞ 均趋近于 T_{amb} 。总体而言，这些结果证实，实用的红外透明被动辐射冷却需要角度分布非对称透明性，而非单一角度的不对称性。

参考文献

[1] A. P. Raman、M. A. Anoma、L. Zhu、E. Rephaeli 和 S. Fan，“直射阳光下低于环境气温的被动辐射冷却”，《自然》，第 515 卷，第 7528 期，第 540–544 页，2014 年。[2] J. K. Tong、X. Huang、S. V. Boriskina、J. Loomis、Y. Xu 和 G. Chen，“用于可穿戴个人热管理的红外透明、可见光不透明织物”，《*ACS*光子学》，第 2 卷，第 6 期，第 769–778 页，2015 年。[3] R. Y. Wong、C. Tso、C. Y. Chao、B. Huang 和 M. Wan，“用于亚热带日间被动辐射冷却的超宽带非对称传输金属光栅”，《太阳能材料与太阳能电池》，第 186 卷，第 330–339 页，2018 年。[4] K. C. S. Ly、X. Liu、X. Song、C. Xiao、P. Wang、H. Zhou 和 T. Fan，“用于全天候被动辐射制冷与加热的双模红外非对称光子结构”，《先进功能材料》，第 32 卷，第 31 期，文章编号 2203789，2022 年。[5] B. Shen、R. Polson 和 R. Menon，“通过全介质数字超表面实现宽带非对称光传输”，《光学快报》，第 23 卷，第 16 期，第 20 961–20 970 页，2015 年。[6] C. Pfeiffer、C. Zhang、V. Ray、L. J. Guo 和 A. Grbic，“高性能双各向异性超表面：光的非对称透射”，《物理评论快报》，第 113 卷，第 2 期，文章编号 023902，2014 年。[7] A. Ozer、H. Kocer 和 H. Kurt，“通过三维梯形金属超表面实现宽带且与偏振无关的可见光非对称传输”，《美国光学学会期刊*B*辑》，第 35 卷，第 9 期，第 2111–2117 页，2018 年。[8] A. Sheikh Ansari、A. K. Iyer 和 B. Gholipour，“纳米光子学中的非对称传输”，《纳米光子学》，第 12 卷，第 2667 页，2023 年。[9] K. Matsumori、R. Fujimura 和 M. Retsch，“介质角反射器的反射机制：倏逝波衍射与 Goos–Hänchen 位移的作用”，《*ACS*欧米伽》，第 7 卷，第 23 353–23 361 页，2022 年。[10] F. L. Teixeira 和 W. Chew，“拓扑视角下的晶格电磁理论”，《数学物理学杂志》，第 40 卷，第 1 期，第 169–187 页，1999 年。[11] B. He 和 F. L. Teixeira，“有限元解中的微分形式、伽辽金对偶性与稀疏逆近似及其在麦克斯韦方程中的应用”，《*IEEE*天线与传播汇刊》，第 55 卷，第 5 期，第 1359–1368 页，2007 年。[12] J. Kim 和 F. L. Teixeira，“用于麦克斯韦方程的并行显式有限元时域方法”，《*IEEE*天线与传播汇刊》，第 59 卷，第 6 期，第 2350–2356 页，2011 年。[13] F. Teixeira，“晶格场论中的微分形式：概述”，《国际学术研究通报》，第 2013 卷，文章编号 487270，2013 年。[14] S. C. Chen 和 W. C. Chew，“基于离散外微分的电磁理论”，《电磁学研究进展》，第 159 卷，第 59–78 页，2017 年。[15] D.-Y. Na、B.-H. V. Borges 和 F. L. Teixeira，“基于离散外微分的有限元时域旋转体麦克斯韦求解器”，《计算物理学杂志》，第 376 卷，第 249–275 页，2019 年。[16] B. Zhang、D.-Y. Na、D. Jiao 和 W. C. Chew，“基于离散外微分的电磁学 A-formulation 求解器”，《*IEEE*多尺度与多物理场计算技术期刊》，第 8 卷，第 11–21 页，2023 年。[17] A. Bossavit，“惠特尼形式：电磁学三维计算中的一类有限元”，《*IEE*会刊*A*辑》-《物理科学、测量与仪器、管理与教育、评论》，第 135 卷，第 8 期，第 493–500 页，1988 年。