

# 隔热板对近场辐射影响的研究

谷 伟 唐桂华 陶文铨

(热流科学与工程教育部重点实验室, 西安交通大学能源与动力工程学院, 陕西 西安 710049)

**摘 要** 本文以关于两半无限大辐射热源间的并矢格林函数为基础利用传递矩阵法, 在不考虑温度对介电常数影响的情况下以 SiC 材料为例, 研究了隔热板对近场辐射传热的影响。研究表明, 隔热板对近场辐射的影响完全不同于常规尺度辐射问题, 近场下的净辐射热流不仅受隔热板的相对厚度的影响, 而且受隔热板位置的影响。所得的结论对近场辐射传热的热设计具有一定的指导意义。

**关键词** 并矢格林函数; 传递矩阵法; 近场辐射; 隔热板  
**中图分类号:** P422.9 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-231X(2014)01-0167-04

## The Effect of Thermal Shield on Near-Field Radiative Heat Transfer

GU Wei TANG Gui-Hua TAO Wen-Quan

(Key Laboratory of Thermo-Fluid Science and Engineering of MOE, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract** The effect of thermal shield on near-field radiative heat transfer between two semi-infinite SiC plates was studied by the theory of Green's functions and transfer matrix, without considering the temperature dependence of dielectric constant. The results show that the effect of thermal shield on near-field radiative heat transfer is dramatically different from that of far-field. In the near-field, the net heat flux is dependent on either the thickness or the position of thermal shield. The conclusions maybe helpful for thermal design regarding near-field radiative heat transfer.

**Key words** dyadic Green's function; transfer matrix; near-field radiative heat transfer; thermal shield

## 0 引 言

微纳米技术的发展极大地促进了众多学科的变革与创新, 其中便包括传热学这个学科。就常规尺度辐射传热问题而言, Stefan-Boltzmann 定律给出了真空中两辐射源之间的最大辐射换热量, 然而该定律仅当两辐射源之间的距离远大于由维恩位移定律给出的热辐射特征波长  $\lambda_T$  时才成立<sup>[1]</sup>。当两物体间的距离与特征波长相当或较之更小时, 波的干涉效应以及光子隧道效应决定了辐射换热量的大小<sup>[2]</sup>。这种近场效应使得两物体之间的辐射换热量对它们之间的间距存在着明显的依赖关系。当物体间距接近于但是大于特征波长时, 物体间的辐射换热量主要受波的干涉效应的影响。而当物体间的距离小于特征波长时, 物体间的辐射换热量主要受光子隧道效应的影响<sup>[3]</sup>。研究表明, 当两个辐射源之间距离减小到微纳米量级时, 其辐射换热量比 Stefan-Boltzmann 定律给出的结果大 5 到 6 个量级<sup>[4]</sup>。对于近场辐射中隔热板的作用问题目前还没有见到公开文献的报道, 本文主要目的就是研究隔热板对近场情况下辐

射换热的影响。

## 1 近场辐射理论基础

由于物体内部电荷的随机热运动而产生的热辐射可由上世纪五十年代已发展成熟的涨落-耗散理论来定量描述。而电磁波的传播及其与物体之间的相互作用可由麦克斯韦方程组来定量描述。在上世纪五十年代, 前苏联学者 Rytov 等利用麦克斯韦方程组并结合涨落-耗散理论提出了涨落电动力学, 该理论能够全面地描述热辐射的发射、传播与吸收<sup>[5]</sup>。

对于给定的几何条件, 通过解麦克斯韦方程组并借助并矢格林函数可以得到描述该几何条件下的电场和磁场的比较简洁的表达式, 如式 (1) 和式 (2) 所示。

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, \omega) = i\omega\mu_0 \int_V \ddot{\mathbf{G}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{x}', \omega) d\mathbf{x}' \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, \omega) = \int_V \nabla \times \ddot{\mathbf{G}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'', \omega) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{x}'', \omega) d\mathbf{x}'' \quad (2)$$

收稿日期: 2013-01-11; 修订日期: 2013-12-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No.51136004)

作者简介: 谷 伟 (1986-), 男, 河南新乡人, 博士研究生, 主要从事微纳米尺度辐射传热研究。 通信作者: 陶文铨, 男, 教授, 博士生导师, 中国科学院院士, wqtao@mail.xjtu.edu.cn

上式中,  $\mathbf{E}$  为电场强度,  $\mathbf{H}$  为磁场强度,  $\mathbf{G}$  为并矢格林函数,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $\mathbf{x}'$ 、 $\mathbf{x}''$  为源坐标,  $\mathbf{x}$  为场坐标,  $V$  为包含涨落电荷的体积,  $\omega$  为频率,  $\mathbf{j}(\mathbf{x}, \omega)$  为涨落电荷引起的电流密度  $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t)$  的傅立叶变换。

最终, 可由式 (3) 得到辐射热流的光谱分布 [6]:

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{x}, \omega) \rangle = \int_0^\infty \frac{1}{2} \langle \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{x}, \omega) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{x}, \omega')] \rangle d\omega' \quad (3)$$

式 (3) 中,  $\langle \rangle$  表示求系综平均,  $\mathbf{S}$  为玻印廷矢量, “\*” 表示求复数的共轭, “Re” 表示取复数的实部。

将式 (1) 和式 (2) 代入式 (3), 我们发现在计算式 (3) 之前必须首先知道作为热辐射源的涨落电流密度的空间 频域相关函数的系综平均。

根据涨落 耗散理论可得式 (4) 所示表达式 [7]。

$$\langle j_m(\mathbf{x}', \omega) j_n^*(\mathbf{x}'', \omega') \rangle =$$

$$\frac{4}{\pi} \omega \epsilon_0 \text{Im}[\epsilon(\omega)] \delta_{mn} \delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x}'') \Theta(\omega, T) \delta(\omega - \omega') \quad (4)$$

式 (4) 中,  $j_m$  和  $j_n$  ( $m, n=1, 2$  或  $3$ ) 为电流密度  $\mathbf{j}$  的  $x, y$  或  $z$  的分量,  $\delta_{mn}$  为克罗内克变量,  $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$  为狄拉克函数,  $\Theta$  为热平衡态下普朗克振子的平均能量, 如式 (5) 所示。

$$\Theta(\omega, T) = \hbar\omega / \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5)$$

式 (5) 中,  $h$  为普朗克常数除以  $2\pi$ ,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为辐射源的温度。

## 2 两半无限大介质间的近场辐射

我们首先研究两半无限大辐射源被真空或其它某种介质分开情况下 (如图 1(a) 所示) 的近场辐射换热。假设所有介质均为非磁性、均匀且各向同性。

为简化所研究的问题, 我们采用柱坐标系。其中位置坐标  $\mathbf{x} = \mathbf{r} + z$ ,  $\mathbf{r}$  方向平行于界面,  $z$  方向垂直于界面。  $\mathbf{k}_j$  的幅值可由式 (6) 得出。

$$\mathbf{k}_j = \sqrt{\epsilon_j} \omega / c \quad (6)$$

式 (6) 中,  $\epsilon_j$  为介质  $j$  的相对介电常数, 对于真空  $\epsilon = 0$ ,  $c$  为真空中光的传播速度。

在不同几何条件下解麦克斯韦方程组所得到的并矢格林函数表达式是不同的, 对于图 1(a) 所示的几何条件, 并矢格林函数的表达式如式 (7) 所示 [8]。

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{G}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \omega) = & \int_0^\infty \frac{i}{4\pi\gamma_1} (\hat{\mathbf{s}} t_{12}^s \hat{\mathbf{s}} + \hat{\mathbf{p}}_2 t_{12}^p \hat{\mathbf{p}}_1) \cdot \\ & e^{i(\gamma_2 z - \gamma_1 z')} e^{i\beta(r-r')} \beta d\beta \end{aligned} \quad (7)$$

式 (7) 中,  $t_{12}^s$  和  $t_{12}^p$  分别为 s 极化和 p 极化电磁波由介质 1 到介质 2 的透射系数,  $\beta$  和  $\gamma_j$  分别为介质

$j$  中的波矢  $\mathbf{k}_j$  的  $\mathbf{r}$  和  $z$  分量, 即  $k_j^2 = \beta^2 + \gamma_j^2$ , 在计算  $\gamma_j$  时必须保证其虚部不小于零,  $\hat{\mathbf{s}} = \hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{z}}$ ,  $\hat{\mathbf{p}}_1 = (\beta \hat{\mathbf{z}} - \gamma_1 \hat{\mathbf{r}}) / k_1$ ,  $\hat{\mathbf{p}}_2 = (\beta \hat{\mathbf{z}} - \gamma_2 \hat{\mathbf{r}}) / k_2$ 。

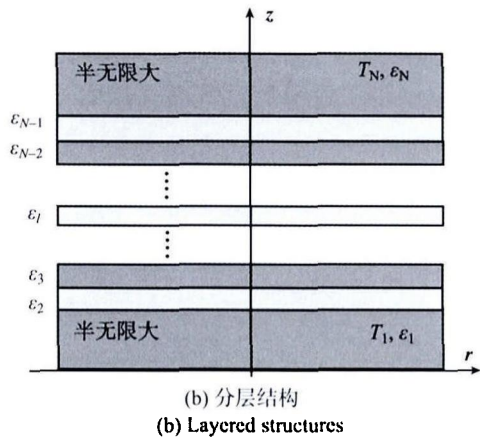
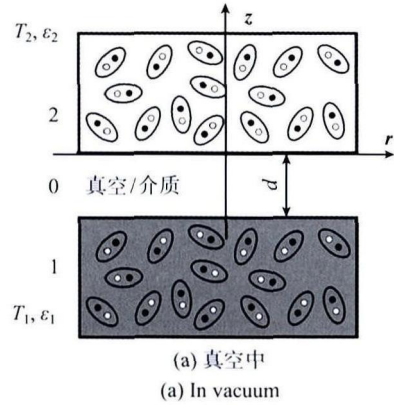


图 1 两半无限大辐射源间的近场辐射  
Fig. 1 Near-field radiative heat transfer between two semi-infinite plates

将式 (1)、(2)、(4) 和 (7) 代入式 (3) 中, 经过推导和简化后可得到净辐射换热量的光谱分布如式 (8) 所示。

$$q_{\text{net}}(\omega) = \langle \mathbf{S}(\mathbf{x}, \omega) \rangle_z |_{z=0} =$$

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \frac{1}{2} \langle \text{Re}[E_s(\mathbf{x}, \omega) H_r^*(\mathbf{x}, \omega') - E_r(\mathbf{x}, \omega) H_s^*(\mathbf{x}, \omega')] \rangle d\omega' = \\ & \int_0^\infty \frac{[\Theta(\omega, T_1) - \Theta(\omega, T_2)] \beta}{4\pi^2 |\gamma_1|^2} [\text{Re}(\gamma_1) \text{Re}(\gamma_2) |t_{12}^s|^2 + \\ & \frac{\text{Re}(\gamma_1 \epsilon_1^*) \text{Re}(\gamma_2 \epsilon_2^*)}{|\epsilon_1| |\epsilon_2|} |t_{12}^p|^2] d\beta \end{aligned} \quad (8)$$

式 (8) 不仅适用于图 1(a) 所示中间为真空或者某种单一介质的情况, 同样适用于图 1(b) 所示中间为几种不同介质组成的分层结构情况, 前提是首先求出式 (8) 中上述两种不同情况下的  $t_{12}^s$  和  $t_{12}^p$ 。对于中

间为单一介质的情况, 透射系数可由 Airy 公式<sup>[9]</sup>给出。对于图 1(b) 所示的分层结构, 透射系数可由传递矩阵方法<sup>[9]</sup>得出。下面简单介绍如何求对于图 1(b) 所示几何条件下由介质 1 到介质  $N$  的透射系数。

第  $l$  层内的电场可表示为  $E_l(z)e^{i(\beta x - \omega t)}$ , 其中

$$E_1(z) = A_1 e^{i\gamma_1 z} + B_1 e^{-i\gamma_1 z}$$

$$E_l(z) = A_l e^{i\gamma_l(z-z_{l-1})} + B_l e^{-i\gamma_l(z-z_{l-1})},$$

$$l = 2, 3, \dots, N \quad (9)$$

式中,  $A_l$  和  $B_l$  分别为在分界面处向前和向后传播波的幅值, 相邻两层介质内电场强度的幅值存在如式 (10) 所示的关系。

$$\begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} = P_l D_l^{-1} D_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix},$$

$$l = 1, 2, \dots, N-1 \quad (10)$$

式 (10) 中, 传播矩阵  $P_l$  的表达式为

$$P_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad l = 1$$

$$P_l = \begin{pmatrix} e^{-i\gamma_l d_l} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma_l d_l} \end{pmatrix}, \quad l = 2, 3, \dots, N-1 \quad (11)$$

对于 s 极化, 动力矩阵  $D_l$  的表达式为

$$D_l = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_l & -\gamma_l \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \dots, N \quad (12)$$

对于 p 极化, 动力矩阵  $D_l$  的表达式为

$$D_l = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_l/\epsilon_l & -\gamma_l/\epsilon_l \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \dots, N \quad (13)$$

最终, 可由式 (10) 导出式 (14)。

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} \quad (14)$$

式中,

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \prod_{l=1}^{N-1} P_l D_l^{-1} D_{l+1} \quad (15)$$

值得注意的是: 由于介质  $N$  为半无限大, 所以没有向后传播波, 因此  $B_N = 0$ 。由式 (14) 可得出由介质 1 到介质  $N$  的透射系数为

$$t_{1N} = A_N/A_1 = 1/M_{11} \quad (16)$$

### 3 隔热板对近场辐射的影响研究

以介质 SiC 为例, 研究如图 2 所示, 隔热板对近场辐射的影响。

SiC 的介电常数与频率的关系可以由洛仑兹模型来描述<sup>[10]</sup>, 如式 (17) 所示。

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - i\gamma\omega - \omega^2} \right) \quad (17)$$

式 (17) 中,  $\omega_{LO} = 9.69 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega_{TO} = 7.93 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 4.76 \times 10^2 \text{ m}^{-1}$ ,  $\epsilon_\infty = 6.7$ 。

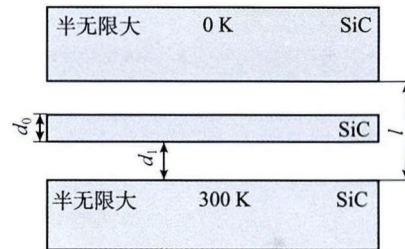
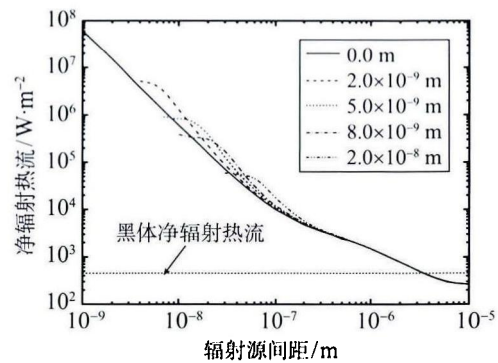


图 2 两半无限大辐射源之间存在隔热板的近场辐射换热  
Fig. 2 Near-field radiative heat transfer between two semi-infinite plates with thermal shield

对式 (8) 在频域内积分可得净热流密度, 因此最终需要计算一个二重积分, 可对每重积分分别采用复化辛普森数值积分方法。图 3(a) 为当隔热板在中间时, 不同厚度的隔热板对净辐射热流影响的模拟结果, 其横坐标为辐射源之间的间距, 不同的曲线代表不同的隔热板厚度, 上下辐射源的温度分别为 0 K 和 300 K, 其中隔热板处于中间位置。

由模拟结果可以看出, 当  $d_0 = 0 \text{ m}$ ,  $l = 1 \text{ nm}$  时, 辐射的近场效应可以使其净辐射热流比同温度下的黑体辐射大 5 个数量级。隔热板对近场辐射与传统辐射中的影响效果是完全不同的: 对于传统辐射, 隔热板总是会减弱辐射传热, 而对于近场辐射, 隔热板可能强化辐射传热, 也可能弱化辐射传热。如



(a) 辐射源间距的影响  
(a) Effect of the distance between thermal sources

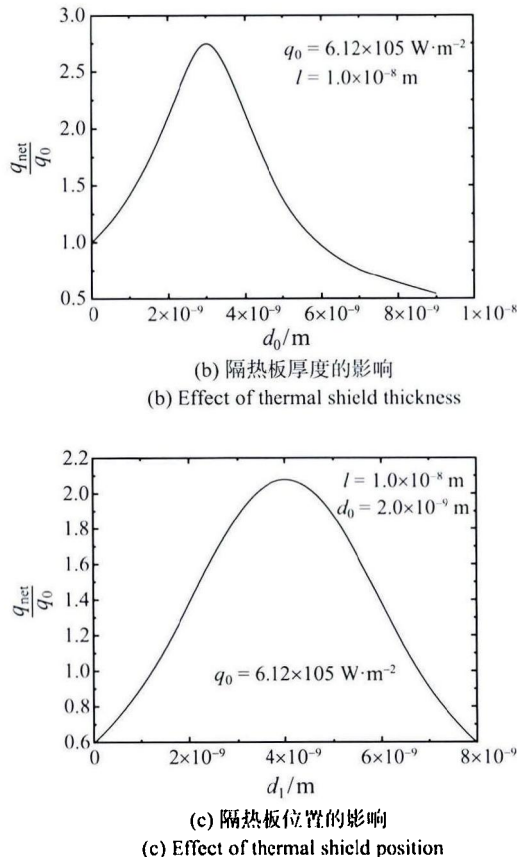


图3 隔热板对近场辐射传热影响的模拟结果

Fig. 3 Effect of thermal shield on near-field radiative heat transfer

图3(a)中 $d_0 = 5.0 \times 10^{-9}$  m的模拟结果所示,当两半无限大辐射源的距离由7 nm逐渐增大时,隔热板对近场辐射传热的影响是先弱化再强化。当隔热板的厚度较辐射源间的距离小两个量级时,可以忽略隔热板的影响。图3(b)给出了当辐射热源间距离一定时(以10 nm为例)隔热板位于中间位置,随着隔热板厚度的增加,净辐射热流先增大后减小的情况,其中 $q_0$ 为当辐射热源间距离为10 nm时不存在隔热板情况下的净辐射热流。

图3(c)为辐射源间距离为10 nm时,隔热板的位置对近场辐射传热的影响。横坐标为隔热板与高温热源之间的距离(图2中 $d_1$ ),纵坐标为在不同位置放置隔热板后的净辐射热流与间距为10 nm时不存在隔热板情况下净辐射热流的比值。由模拟结果可以得出,当隔热板在中间时,净辐射热流最大。通过与不存在隔热板且热源之间的距离为10 nm的净辐射热流对比可以得出:隔热板在近场辐射传热中同时作为吸收媒介和传播媒介存在。如果隔热板对消失波的吸收大于消失波在真空中传播与隔热板相同厚度距离的衰减时,则隔热板可被认为主要作为吸

收媒介,其影响结果是弱化近场辐射传热;反之,隔热板可被认为主要做传播媒介,其影响结果是强化近场辐射传热。当隔热板与热源之间的距离越近时,其对消失波的吸收越强,反之对消失波的吸收越弱。

## 4 结 论

本文以关于两半无限大辐射源的并矢格林函数为基础,利用传递矩阵法以SiC材料为例,研究了隔热板对半无限大辐射热源间近场辐射传热的影响,主要得出以下结论:

- 1) 隔热板可以强化也可以弱化近场辐射,取决于隔热板的相对厚度与位置;
- 2) 在辐射热源间的距离及隔热板的厚度一定的情况下,当隔热板位于中间位置时,辐射热流达到最大值;
- 3) 从强化近场辐射传热的角度考虑,当两辐射热源间的距离一定时,隔热板的厚度存在一个最优值使得净辐射热流最大。

## 参 考 文 献

- [1] Siegel R, Howell J R. Thermal Radiation Heat Transfer [M]. 4th ed. New York: Taylor and Francis, 2002
- [2] Basu S, Zhang Z M, Fu C J. Review of Near-Field Thermal Radiation and Its Application to Energy Conversion [J]. International Journal of Energy Research, 2009, 33(13): 1203-1232
- [3] Cravalho E G, Tien C L, Caren R. Effect of Small Spacings on Radiative Transfer between Two Dielectrics [J]. ASME Journal of Heat Transfer, 1967, 89: 351-358
- [4] Mulet J P, Joulain K, Carminati R, et al. Enhanced Radiative Heat Transfer at Nanometric Distances [J]. Microscale Thermophysical Engineering, 2002, 6(3): 209-222
- [5] Rytov S M, Kravtsov Y A, Tatarskii V I. Principles of Statistical Radiophysics [M]. New York: Springer-Verlag, 1987
- [6] Basu S, Lee B J, Zhang Z M. Near-Field Radiation Calculated With an Improved Dielectric Function Model for Doped Silicon [J]. ASME Journal of Heat Transfer, 2010, 132(2): 023302
- [7] Joulain K, Mulet J P, Marquier F, et al. Surface Electromagnetic Waves Thermally Excited: Radiative Heat Transfer, Coherence Properties and Casimir Forces Revisited in the Near Field [J]. Surface Science Reports, 2005, 57(3/4): 59-112
- [8] Sipe J E. New Green-Function Formalism for Surface Optics [J]. Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 1987, 4(4): 481-489
- [9] Zhang Z M. Nano/Microscale Heat Transfer [M]. McGraw-Hill New York, 2007
- [10] Spitzer W G, Kleinman D, Walsh D. Infrared Properties of Hexagonal Silicon Carbide [J]. Physical Review, 1959, 113(1): 127-132