

制冷型红外探测器杜瓦辐射漏热的精确计算

曾昌行, 陈军*, 李司, 杨秀华, 李秋妍, 丁智鸿, 陶朝坤, 徐世春
(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘要: 制冷型红外探测器杜瓦的热负载是表征杜瓦绝热能力的综合指标, 辐射漏热是热负载的一部分, 计算辐射漏热时, 传统的方法一般将杜瓦简化为同轴圆筒模型, 简化模型与实际模型相差较大且无法计算发射率、透射率和反射率随波长变化的表面之间的辐射换热。为提高杜瓦辐射漏热的计算精度, 基于蒙特卡洛原理, 采用 3D Studio Max 建模, 提取模型信息开发程序, 得到了一套基于辐射传递因子的杜瓦辐射漏热通用计算程序。为了初步检验计算程序的准确性, 按灰体假设计算了两种实验杜瓦的冷端辐射漏热并与实验测量值进行对比, 实验杜瓦 1(典型 1K×1K)冷端辐射漏热的理论计算值和实验测量值分别为 155mW 和 136mW, 两者的误差为 19mW; 实验杜瓦 2(典型 640×512)冷端辐射漏热的理论计算值和实验测量值分别为 87mW 和 79mW, 两者的误差为 8mW。初步检验计算程序的准确性后, 考虑材料表面发射率、透射率和反射率随波长的变化及温度对辐射波长的影响, 计算和实验测量了工程用典型 1K×1K 长波杜瓦在窗片面对发射率为 0.9 的灰体时的冷端辐射漏热, 理论计算值为 127mW, 实验测量值为 110mW, 两者的误差为 17mW。

关键词: 杜瓦; 辐射漏热; 蒙特卡洛法; 红外探测器
中图分类号: TN215

Precise calculation of radiation heat of cryogenic infrared detector Dewar

ZENG Chang-hang, CHEN Jun*, LI Si, YANG Xiu-hua, LI Qiu-yan, Ding Zhi-hong, TAO Chao-kun, XU Shi-chun
(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: The thermal load of the cryogenic infrared detector Dewar is a comprehensive indicator characterizing the adiabatic capacity of the Dewar. Radiative heat is a part of the thermal load. When calculating the radiative heat, the traditional approach typically simplifies the Dewar to a coaxial cylindrical model. This simplified model differs significantly from the actual one and the traditional approach is incapable of computing the radiative heat transfer between surfaces where emissivity, transmittance, and reflectance vary with wavelength. To enhance the calculation accuracy of the Dewar's radiative heat, based on the Monte Carlo principle, a 3D Studio Max modeling was employed, model information was extracted, and a program was developed, resulting in a set of general calculation programs for the Dewar's radiative heat based on the radiation transfer factor. To preliminarily verify the accuracy of the calculation program, the cold side radiative heat of two types of experimental dewars was calculated according to the gray body assumption and compared with the measured values. The theoretical calculated value and measured value of the cold side radiation heat of experimental dewar 1 were 155 mW and 136 mW, respectively, with an error of 19 mW; the theoretical calculated value and measured value of cold side radiation heat of experimental dewar 2 were 87 mW and 79 mW, respectively, with an error of 8 mW. After initially testing the accuracy of the calculation program, the cold side radiative heat of an engineering typical 1K×1K long-wave dewar when the emissivity of the window facing it was 0.9 was calculated and measured experimentally. The theoretical calculated value was 127 mW, and the measured value was 110 mW, with an error of 17 mW.

Key words: Dewar, radiative heat, Monte Carlo principle, infrared detector
PACS:

0 引言

制冷型红外探测器杜瓦的热负载是表征杜瓦绝热能力的综合指标,其大小是红外探测器封装技术人员选择制冷机的一个重要依据^[1]。杜瓦的热负载包括固体传导漏热、气体对流漏热和辐射漏热,其中,辐射漏热主要发生在杜瓦真空夹层的内部冷端表面与封装外壁热端表面之间^[2-5]。计算辐射漏热时,传统的方法一般将杜瓦简化为同轴圆筒模型,简化模型与实际模型相差较大。对于同轴圆筒模型,将冷屏、过渡块、装载基板和冷指等内部结构简化为内圆筒面,将窗框座、引线环、主筒和吸气剂等简化为外圆筒面。常用的冷屏为圆台结构,冷指为圆筒结构,冷屏与冷指直径相差较大,故将冷屏和冷指等简化为一个内圆筒面并不十分合理,将窗框座、引线环、主筒和吸气剂等简化为外圆筒面也存在相同问题。此外,将窗框座、引线环、主筒和吸气剂等简化为外圆筒面后,由于窗框座(镀金或镀镍)、引线环(陶瓷部分、镀镍部分和镀金部分)、主筒(一般镀镍)和吸气剂的发射率并不相同,外圆筒面的发射率如何设置存在问题,内圆筒面的发射率设置也存在相同的问题。最后,传统计算方法是基于角系数的公式法,将材料看做灰体进行简化计算,无法计算发射率、透射率和反射率随波长变化的表面之间的辐射换热,如窗片和滤光片之间的辐射换热。开展杜瓦辐射漏热精确计算研究,在杜瓦设计之初获得相对精确的辐射漏热计算数值,可以为制冷机的选型及辐射漏热的优化提供参考。

1 蒙特卡洛法计算杜瓦的辐射漏热

1.1 蒙特卡洛法计算辐射换热的基本原理

蒙特卡洛法求解辐射换热问题的基本原理是:将热辐射能离散成为独立的光子束(能束),将辐射传输过程分解为能束发射、投射、散射、吸收和反射等一系列独立的子过程,并把它们转化为随机问题,即建立每个子过程的概率模型。能束“生命”中发生的发射、反射、吸收和散射等物理事件,都是由物理定律导出的概率密度函数决定的,并使用随机数进行采样^[6-7]。蒙特卡洛法计算辐射换热的路径有两条,其一为:先用蒙特卡洛法计算各表面之间的角系数,再结合传统的计算方法(如净热量法和网络法)通过求解方程组获得各表面的净辐射换热量;其二为:用蒙特卡洛法计算各表面之间的辐射传递因子,以此规避求解方程组的困难。使用辐射

传递因子来描述辐射能量关系并用于表面热辐射计算,这是以角系数为基础继续改进得到的一种能量表达方式,角系数是一个纯几何因子,辐射传递因子与角系数的不同之处在于辐射传递因子旨在给出表面辐射性质对辐射传输的影响并能够表征表面间的辐射净交换。辐射传递因子的定义为:由单元*i*(面元或者体元)发出的辐射(能束)经系统中各个单元多次散射(反射、折射和衍射)后,最后到达并被单元*j*吸收的份额^[6]。此前的角系数研究工作已经表明蒙特卡洛法是一种高效、准确的杜瓦角系数计算方法^[8],然而想获得杜瓦辐射漏热还需进一步求解方程组,因此本文采用辐射传递因子法。首先以空间中两个漫灰表面的辐射换热来说明基于辐射传递因子计算辐射换热的基本过程,然后再介绍杜瓦辐射漏热的计算。两个表面的辐射热流量分别按式(1)和式(2)计算:

$$Q_1 = \varepsilon_1 \times A_1 \times \sigma \times T_1^4 \quad (1)$$

$$Q_2 = \varepsilon_2 \times A_2 \times \sigma \times T_2^4 \quad (2)$$

式中 ε_1 和 ε_2 分别是表面1和表面2的发射率, A_1 和 A_2 分别是表面1和表面2的表面积, σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数, T_1 和 T_2 是表面1和表面2的温度。

假设表面1发射出 N_1 个能束,其中有 M_1 个能束被表面2吸收,则表面1对表面2的辐射传递因子为式(3):

$$F_{1,2} = \frac{M_1}{N_1} \quad (3)$$

表面1传递给表面2的能量为式(4):

$$Q_{1,2} = Q_1 \times F_{1,2} \quad (4)$$

同理,表面2传递给表面1的能量为式(5):

$$Q_{2,1} = Q_2 \times F_{2,1} \quad (5)$$

两个表面之间的净辐射换热量为式(6):

$$Q_{1 \rightarrow 2} = Q_{1,2} - Q_{2,1} \quad (6)$$

从公式(1)-(6)可以看出辐射传递因子是求解辐射换热问题的关键,计算辐射传递因子时的能束必须受到表面发射率、透过率和反射率及控制热辐射过程的基本定律(斯忒藩-玻尔兹曼定律、普朗克定律及兰贝特定律)的约束^[9]。一条完整的能束包括能束所处的计算模型、能束发射点、能束发射方向、能束波长和能束追踪。辐射传递因子是对角系数的改进,此前的角系数研究作为辐射传递因子的计算奠定了基础,对除能束波长外的其它过程有非常详细的介绍^[8],此处仅简要介绍这些过程,重点介绍能束波长。

1.2 蒙特卡洛法计算辐射换热的模型、能束发射点和能束发射方向

为增加辐射换热求解的通用性,可采用统一的三角形网格来表示辐射表面,将复杂的辐射模型计算转化为众多小三角形面之间的计算,如图1所示,本文用3D Studio Max提取辐射表面建立计算模型并完成三角剖分。

将计算模型三角剖分后,能束发射点在三角形内随机均匀生成,

如图2所示的点P,点P需满足式(7):

$$\vec{AP} = \sqrt{R_x} \cdot \vec{AB} + \sqrt{R_x \cdot R_y} \cdot \vec{BC} \quad (7)$$

式中: \vec{AP} 为向量,其余相同表示均为向量; R_x 和 R_y 为0~1之间均匀分布的随机数。生成

多组随机数 R_x 和 R_y ,通过公式(7)计算得所需数量的点P。

能束的发射方向可由天顶角 θ 和周向角 φ 控制,如图3所示。

工程应用中一般假定材料是漫射体,因此能束发射方向需受到兰贝特定律的约束,需满足公式(8)和(9)^[7]:

$$\cos \theta = \sqrt{R_\theta} \quad (8)$$

$$\varphi = 2\pi R_\varphi \quad (9)$$

$$\lambda = \begin{cases} (D_1 + D_2 R_\lambda^{1/8} + D_3 R_\lambda^{1/4} + D_4 R_\lambda^{3/8} + D_5 R_\lambda^{1/2})/T & (0.0 < R_\lambda < 0.1) \quad (10.1) \\ (D_1 + D_2 R_\lambda + D_3 R_\lambda^2 + D_4 R_\lambda^3 + D_5 R_\lambda^4)/T & (0.1 < R_\lambda < 0.9) \quad (10.2) \\ \left[\frac{0.152886 \times 10^{12}}{D_1(1 - R_\lambda) + D_2(1 - R_\lambda)^2 + D_3(1 - R_\lambda)^3 + D_4(1 - R_\lambda)^4} \right]^{1/3} / T & (0.9 < R_\lambda < 1) \quad (10.3) \end{cases}$$

式中: λ 为波长; R_λ 为0~1之间均匀分布的随机数; T 为温度; D_1, D_2, D_3, D_4 和 D_5 的数值如表1所示。生成随机数 R_λ ,通过公式(10)计算得到 λ 。

此外,A. Haji-Sheikh和John R. Howell给出了

$$\lambda = \left\{ \begin{aligned} & 1 - \frac{0.12 + 7.0 \times 10^{-5} \times [R_\lambda / (1 - R_\lambda)] - 0.005 \times \sqrt{R_\lambda / (1 - R_\lambda)}}{\left\{ 1 + 0.30 \times [R_\lambda / (1 - R_\lambda)]^{-3/4} \right\} \times \left\{ 1 + 7.0 \times 10^{-6} \times [R_\lambda / (1 - R_\lambda)]^{3/2} \right\}} \\ & - \exp \left[-1.2 \times \sqrt[3]{R_\lambda / (1 - R_\lambda)} \right] + \frac{0.12 + 6.0 \times 10^{-4} \times (1 - R_\lambda)^{-2}}{\left\{ 1 + 5.0 \times [R_\lambda / (1 - R_\lambda)]^{2/3} \right\}^4} \end{aligned} \right\} / T \quad (11)$$

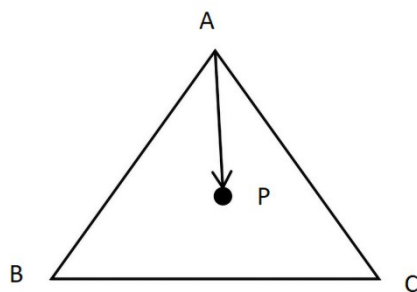


图2 三角形及发射点

Fig. 2 Triangle and emission point

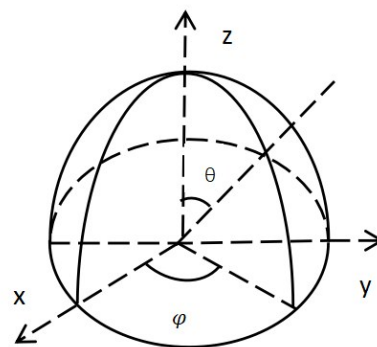


图3 能束发射方向

Fig. 3 Emission direction of energy bundle

式中: R_θ 和 R_φ 为0~1之间均匀分布的随机数。生成随机数 R_θ 和 R_φ ,通过公式(8)和(9)计算得到 θ 和 φ 。

1.3 蒙特卡洛法计算辐射换热的能束波长和能束追踪

能束的发射波长需受到表面发射率和普朗克定律的约束,在每条能束携带的能量均相等的条件下,灰体和黑体可按式(10)分配波长^[10]。

一个精度在1%以内的替代公式,范围为 $750 \mu\text{m} \cdot \text{K} \leq \lambda T \leq 6.5 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ ($5.96 \times 10^{-6} \leq R_\lambda \leq 0.99957$),如式(11)所示^[10]:

表1 D_1, D_2, D_3, D_4 和 D_5 的数值Table 1 Values of D_1, D_2, D_3, D_4 and D_5

Range of R_λ	D_1	D_2	D_3	D_4	D_5
0.0-0.1	503.247	230.243	5863.85	-10759.6	8723.14
0.1-0.4	1560.84	7603.61	-15540.1	31257.7	-20844.8
0.4-0.7	2846.63	-1430.38	27936.0	-41041.9	25960.9
0.7-0.9	345197	-1828567	3674856	-3284391	1108939
0.9-0.99	1.200	9.476	-44.84	156.9	—
0.99-1.0	1.10064	16.8148	-183.445	890.699	—

为同时满足表面发射率和普朗克定律的约束,对于灰体,每条能束的初始能量设定为 $E_{gray}=1.0$,按式(10)或者式(11)分配波长;对于非灰体,求解波长是极其困难的甚至无法求解,因此,对于非灰体,能束不携带相同的能量,每个能束的初始能量设定为 $E_{nongray}=1.0 \times \varepsilon_\lambda$ (ε_λ 为光谱发射率),仍按式(10)或者式(11)分配波长,此时便同时考虑了材料表面发射率随波长的变化及温度对辐射波长的影响。

能束的追踪方式有碰撞法和路径长度法两种。碰撞法的基本思想是:能束在整个射线跟踪过程中被视为一个整体,它们不会被分割成更小的部分。基于路径长度的算法却并非如碰撞法,该方法中形成能束的光子是分开作用的,其中一些光子被沿程的介质或遇到的表面所吸收,而其余的光子在介质中继续传播或碰到表面而被反射。

1.4 蒙特卡洛法计算杜瓦辐射漏热的基本过程

将蒙特卡洛法应用于杜瓦辐射漏热的计算,其过程包括:用3D Studio Max提取杜瓦参与辐射的表面建立计算模型并完成三角剖分,计算杜瓦各表面的辐射热流量,再提取模型信息开发程序,生成能束发射点、能束发射方向和能束的波长,然后进行能束的追踪统计,计算杜瓦各个表面之间的辐射传递因子,进而得到杜瓦内部各表面(滤光片、冷屏、基板、过渡块和冷指等)吸收的辐射热流量,减去各表面自身辐射热流量后便可得到杜瓦的辐射漏热。能束追踪算法是计算杜瓦辐射漏热最关键的部分,与计算效率有直接关系,已开发的程序表明碰撞法并不适用于杜瓦模型,当表面吸收率(发射率)较低时其计算效率很低,很难得到有统计意义的结果,本文采用路径长度法计算杜瓦的辐射漏热。将杜瓦参与辐射的表面进行三角剖分后,能束追踪简化为判断射线是否与三角形相交和交点的求解, Möller-Trumbore 射线三角形相交算法是一种快速计算射线与三角形在三个维度上交点的方法,通过

向量与矩阵计算可以快速得出交点坐标,而无需对包含三角形的平面方程进行预计算,使得杜瓦辐射漏热的蒙特卡洛模拟可以在普通家用计算机上耗费数小时完成。

1.5 蒙特卡洛法计算杜瓦辐射漏热的通用计算程序设计

获得通用化计算程序的关键是将杜瓦模型进行三角剖分,所有计算全部基于三角形开展,如此,杜瓦辐射漏热的蒙特卡洛模拟便与杜瓦型号无关。此外,将辐射面积、辐射面三角形数量和辐射热流量计算、能束发射方向、能束波长分配和能束追踪封装为一个个函数(模块),在模拟过程中不断调用这些函数进行计算而不用为每一个杜瓦单独开发。

2 杜瓦材料的光谱发射率

材料的发射率受多种因素的影响,除了与波长、观测方向及立体角有关系外,还受温度、化学特征、物理学结构特征、样品形貌特征等因素的影响,对半透明样品或薄膜涂层,发射率还将取决于厚度^[11]。因此,不同文献中关于发射率的报道差异较大,以表面镀金为例,常温条件下,文献中表面镀金的发射率报道有0.05^[5]、0.003^[12]、0.018^[12]、0.20^[12]、0.58^[12]、0.03^[13]等,为获得准确的发射率,按工程杜瓦的工艺要求制作了杜瓦常用材料的发射率测试样品并开展发射率测试,如图4所示。

根据普朗克定律,常温下,材料的辐射能主要



图4 杜瓦材料发射率测试样品

Fig. 4 Test samples for the emissivity of dewar materials

集中在 $5\mu\text{m}$ 至 $25\mu\text{m}$, 低温下, 如 77K 时, 材料的辐射能主要集中在 $20\mu\text{m}$ 至 $120\mu\text{m}$, 但是材料在低温下辐射的能量是极其微弱的, 常见微杜瓦, 以典型 $1\text{K}\times 1\text{K}$ 杜瓦为例, 77K 时冷屏的辐射热流量约为 0.5mW , 因此可忽略冷端材料辐射的能量, 仅需考虑对封装外壁辐射能 ($5\mu\text{m}$ 至 $25\mu\text{m}$) 的吸收, 因此只测量杜瓦材料在 $5\mu\text{m}$ 至 $25\mu\text{m}$ 的光谱发射率 (光谱吸收率)。根据能量守恒定律与基尔霍夫定律, 通过测量表面反射率, 可间接获得材料表面的发射率, 基于光谱测量设备的积分球反射计法被广泛采用^[14]。本文利用搭载积分球反射附件 (德国 BRUKER 的 A562 型镀金积分球) 的光谱测量设备 (Tensor27 型傅里叶红外光谱仪), 通过精确测量不同波长下样品的反射率, 计算得到所测样品的光谱发射率。镀金、镀镍、GH605、4J29、304、NP 型吸气剂、非 NP 型吸气剂、冷屏和黑化表面等的表面发射率测试结果见图 5, 这 9 种材料的发射率随波长的增加并无明显变化, 可以近似看做灰体。引线环陶瓷、氮化铝和氧化铝的发射率测试结果如图 6, 这三种材料在不同的波长下的发射率差异较大, 看作灰体会带来计算误差。此外, 杜瓦的窗片和滤光片对波长的透过有选择性, 也不能当作灰体处理。对于灰体, 计算时将各个波长下的发射率值求平均值; 对于非灰体, 将各个波长下的发射率值以文件形式导入程序中进行计算。

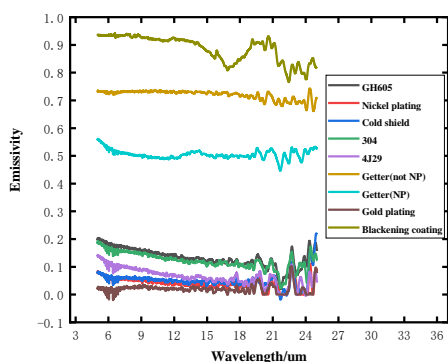


图 5 灰体发射率

Fig. 5 Emissivity of gray body

3 实验杜瓦冷端辐射漏热的理论计算与实验验证

由于复杂的几何结构和光谱辐射特性, 工程杜瓦的辐射漏热计算比较困难, 为初步检验基于蒙特卡洛原理, 采用辐射传递因子计算杜瓦辐射漏热的可行性与准确性, 选择两型杜瓦, 由于引线环陶瓷

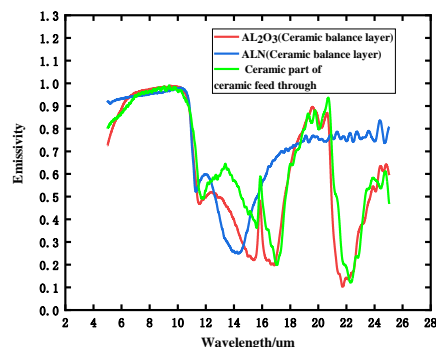


图 6 非灰体发射率

Fig. 6 Emissivity of nongray body

部分和过渡块的表面积较小, 忽略其发射率随波长的变化, 将这些材料近似看作灰体, 同时将该两型杜瓦的窗片和滤光片涂敷黑化层制做成实验杜瓦, 实验杜瓦 1 (典型 $1\text{K}\times 1\text{K}$) 和实验杜瓦 2 (典型 640×512) 如图 7 所示。此外, 实验杜瓦中不使用金属引线或其它传导漏热结构件, 传导漏热仅来自于冷指, 最大程度降低传导漏热的误差。



图 7 实验杜瓦

Fig. 7 Experimental dewar

常见微型杜瓦在工作时, 过渡环、主筒、吸气剂、陶瓷引线环、窗框座和窗片等杜瓦外壳部分为热端, 工作在近室温下; 过渡块、装载基板、冷屏和滤光片等杜瓦内部结构为冷端, 通常工作在 77K 附近 (高温器件为 150K); 冷指连接热端与冷端, 其上存在一个较大的温度梯度, 从近室温降温至近 77K (150K)。本文将冷端表面的净辐射换热量定义为冷端辐射漏热, 将冷端与冷指表面的净辐射换热量定义为杜瓦辐射漏热。

3.1 实验杜瓦冷端辐射漏热的实验测量

杜瓦漏热 (热负载) 测试方法较多, 如液氮称重法、液氮流量法、真空测量法及制冷机标定法等, 本

文采用国家军用标准(GJB 8674-2015)规定的液氮称重法测量热负载。采用液氮称重法测量杜瓦热负载,热负载为导入液氮的热流,设为 Q ,冷指传导漏热为 Q_1 ,冷指辐射漏热为 Q_2 ,冷指内壁与液氮蒸汽的对流换热为 Q_3 ,冷端辐射漏热为 Q_4 。根据能量守恒, Q 、 Q_1 、 Q_2 、 Q_3 和 Q_4 满足式(12)。

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_4 - Q_3 \quad (12)$$

杜瓦的辐射漏热包括冷端辐射漏热和冷指辐射漏热($Q_2 + Q_4$),但本文仅实验验证冷端辐射漏热(Q_4)的理论计算结果。原因如下:液氮称重法测量热负载时冷指处能量交换较复杂,冷指自身存在导热,外壁存在辐射换热,内壁与液氮蒸汽存在对流换热。由于冷指的辐射漏热、传导漏热和对流换热无法分离,实验得到冷指的传导漏热(Q_1)和冷指对流换热(Q_3)比较困难,因此也就不能直接得到杜瓦辐射漏热的实验值。虽然无法获得杜瓦辐射漏热的实验值,但可近似得到冷端辐射漏热的实验值。杜瓦的热负载 Q 采用液氮称重法测量,单封装内部仅有冷指的杜瓦,同样采用液氮称重法测试热负载,得到的热负载值即为冷指传导漏热 Q_1 、冷指辐射漏热 Q_2 和冷指内壁与液氮蒸汽的对流换热 Q_3 综合作用下对热负载贡献的实验值 Q_{123} ,如此便可获得冷端辐射漏热的实验值 Q_4 ,如式(13)。

$$Q_4 = Q - Q_{123} \quad (13)$$

对于常见微杜瓦,由于冷屏部件的遮挡,与冷指进行辐射换热的主要是主筒、陶瓷引线环和吸气剂等。对于单封装内部仅有冷指的杜瓦,以典型 $1K \times 1K$ 杜瓦为例, Q_{123} 的主要部分是传导漏热,根

据空间几何位置和各部件的尺寸,与冷指辐射换热的仍然主要是主筒、陶瓷引线环和吸气剂等,但是冷指与窗框座和窗片等也存在辐射换热(该部分在 Q_{123} 中占比较小),因此会带来一定的误差,导致实验值 Q_{123} 略微偏大,进而导致冷端辐射漏热的实验测量值 Q_4 略微偏小。

3.2 实验杜瓦冷端辐射漏热的理论计算

实验杜瓦1(典型 $1K \times 1K$)和实验杜瓦2(典型 640×512)的冷端辐射漏热计算过程完全相同,本文只展示实验杜瓦1的冷端辐射漏热计算过程,实验杜瓦1的结构和计算模型如图8所示。

在液氮称重法的测试条件下,实验杜瓦1参与辐射表面的面积、发射率和温度如表2所示。

按上述参数进行计算,实验杜瓦1各表面的辐射热流量如表3所示。

从实验杜瓦的各个表面发射大量能束,并对这些能束进行持续追踪,直至每条能束的能量小于初始能量的0.1%后停止追踪。计算各个表面之间的辐射传递因子,进而得到冷端各表面吸收的辐射热流量,减去冷端各表面自身辐射热流量后便可得到冷端的辐射漏热。蒙特卡洛法作为一种统计技术,能束数量需达到一定的量级才可得到有统计意义的结果。根据各个表面的辐射热流量和面积分配能束数量,为探究总能束数量 N 对计算结果的影响,绘制了实验杜瓦1冷端辐射漏热计算值随能束数量的变化情况,如图9所示。

从图中可以看出,能束数量从9360条增加至150228条,冷端辐射漏热的平均值为154.59mW,最大值与最小值相差2.83mW。当能束数量大于

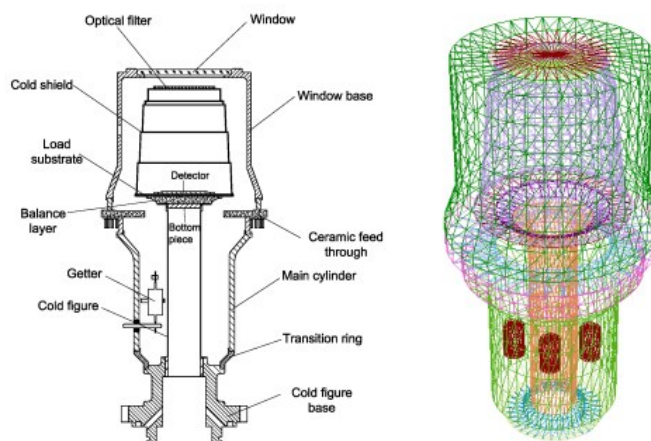


图8 实验杜瓦1的结构和计算模型

Fig. 8 Structure and computational model of experimental dewar 1

表 2 实验杜瓦 1 计算参数

Table 2 Calculation parameters of experimental Dewar 1

Radiation surface	Radiation heat calculate area/mm ²	Emissivity	Temperature/K
Window	378.28	0.89	298
Window base	4614.39	0.04	298
Nickel plated part of ceramic feed through	918.52	0.04	298
Gold plated part of ceramic feed through	872.02	0.02	298
Ceramic part of ceramic feed through	673.81	0.65	298
Main cylinder	2704.61	0.04	288
Getter(NP)	336.41	0.51	288
Transition ring	394.71	0.04	288
Cold figure base	342.27	0.12	273
Cold figure	1474.55	0.13	177
Ceramic balance layer	221.62	0.64	77
Load substrate	312.80	0.02	77
Cold shield	2524.52	0.05	77
Optical filter	225.81	0.89	77

表 3 实验杜瓦 1 各表面辐射热流量

Table 3 The radiant heat flux on each surface of experimental Dewar 1

Radiation surface	Radiation force/mW
Window	150.51
Window base	82.52
Nickel plated part of ceramic feed through	16.43
Gold plated part of ceramic feed through	7.80
Ceramic part of ceramic feed through	195.80
Main cylinder	42.19
Getter(NP)	66.91
Transition ring	6.16
Cold figure base	12.93
Cold figure	10.67
Ceramic balance layer	0.28
Load substrate	0.01
Cold shield	0.25
Optical filter	0.40

90000 条时,随着能束数量从 93937 条增加至 150228 条,冷端辐射漏热的平均值为 154.63mW,最大值与最小值仅相差 0.79mW,选择最大能束数量 150228 条时的蒙特卡洛模拟值 155mW 作为冷端辐射漏热的计算值。

3.3 实验杜瓦冷端辐射漏热理论计算结果的实验

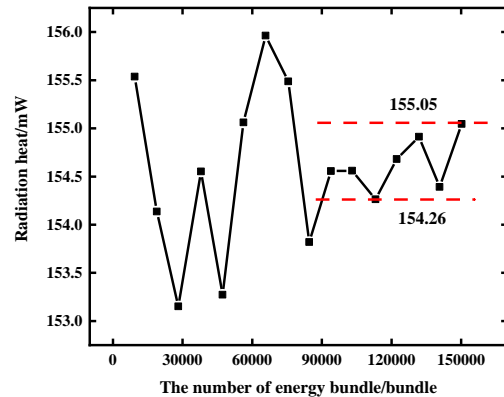


图 9 实验杜瓦 1 的冷端辐射漏热

Fig. 9 Cold part radiation heat of experiment dewar 1

验证

将实验杜瓦 1 和实验杜瓦 2 冷端辐射漏热的理论计算值和实验测量值进行比较,如表 4 所示。为尽可能降低实验测量误差,天平测量采用的精度为 0.1mg,计时器采用计算机主时钟自动采集,即自动关联液氮质量随时间的变化,操作人员加注液氮时避免杜瓦注液部位结霜结露等影响,测量环境为空调房,局部封闭,对于每一个热负载测试,在相同条件下重复测量 3 次,求其平均值,如表 4 中实验杜瓦 1 的热负载为 282mW,在测试该杜瓦热负载时连续测量 3 次,其值分别为 281mW、286mW 和 278mW,取各次测量结果均值作为真值,各次测量误差分别

为:1mW、4mW和4mW。

对比实验杜瓦冷端辐射漏热的理论计算值与实验测量值,对于实验杜瓦1,理论计算值与实验测量值的误差为19mW,对于实验杜瓦2,理论计算值与实验测量值的误差为8mW,理论计算值接近实验测量值。此外,与理论计算值相比,实验测量值偏小,与所前述分析的冷端辐射漏热的实验测量值偏小相符。实验杜瓦冷端辐射漏热理论计算结果的实验验证初步证明了蒙特卡洛法计算杜瓦的辐射漏热具有一定的可行性。

4 工程杜瓦冷端辐射漏热的理论计算与实验验证

4.1 工程杜瓦冷端辐射漏热的理论计算

现计算工程用典型1K×1K长波杜瓦的冷端辐射漏热,测试窗片和滤光片的光谱透射率和光谱反射率,从而间接得到窗片和滤光片的光谱发射率。以窗片为例,典型1K×1K长波杜瓦窗片的发射率、透射率和反射率如图10所示。

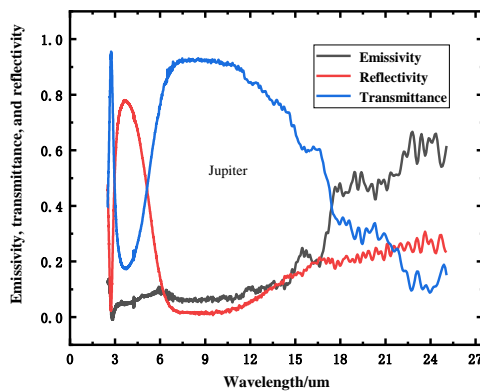


图10 典型1K×1K杜瓦长波窗片的发射率、透射率和反射率

Fig. 10 Emissivity, transmittance, and reflectivity of long-wave window of typical 1K×1K dewar

窗片的能量分为自身辐射能和透射辐射能,其中透射辐射能与窗片面对的物体有关,测试热负载时窗片面对一发射率为0.9的灰体(涂敷黑化层的

表面),如图11所示。

以窗片透射辐射和发射辐射为例简要说明如何用蒙特卡洛法计算非灰体的表面辐射热流量。对于窗片透射辐射,首先按式(1)计算与窗片面积相同的发射率为0.9的灰体的辐射热流量 Q_{gray} ,然后将这部分能量按式(10)或式(11)离散为大量携带波长的独立能束,设灰体发射的总能束为 n 条,每条能束的能为 e ,如式(14)。

$$e = \frac{Q_{gray}}{n} \quad (14)$$

则透过窗片的辐射热流量 Q_r 为

$$Q_r = \sum_1^n e \times \tau_\lambda \quad (15)$$

式中 τ_λ 为窗片的光谱透射率。

非灰体与黑体通过光谱发射率建立联系,对窗片发射辐射的计算,首先按式(1)计算与窗片面积相同的发射率为1的黑体的辐射热流量 Q_{black} ,同样将这部分能量按式(10)或式(11)离散为大量携带波长的独立能束,假设黑体辐射能束为 m 条,每条能束的能量为 e ,如式(16)。

$$e = \frac{Q_{black}}{m} \quad (16)$$

则窗片的辐射热流量 Q_e 为

$$Q_e = \sum_1^m e \times \varepsilon_\lambda \quad (17)$$

式中 ε_λ 为窗片的光谱发射率。

经蒙特卡洛模拟,典型1K×1K长波杜瓦透过窗片的辐射热流量为91mW,自身辐射热流量为44mW。与实验杜瓦将各个表面看做漫灰体不同,工程杜瓦中的引线环陶瓷、过渡块(氮化铝、氧化铝)、窗片和滤光片均不能视作灰体。实验杜瓦计



图11 杜瓦热负载测试

Fig. 11 Heat load test of dewar

表4 实验杜瓦1、2冷端辐射漏热的实验测量值与理论计算值

Table 4 Experimental and theoretical values of cold part radiation heat of experiment dewar 1&2

Parameters	Experimental	Theoretical	Error (1)	Experimental	Theoretical	Error (2)
	Values (1)/mW	Values (1)/mW		Values (2)/mW	Values (2)/mW	
Q	282	—	—	198	—	—
Q123	146	—	—	119	—	—
Q4	136	155	19	79	87	8

算辐射传递因子时能束不携带波长,每个能束的初始能量设定为 $E_{gray}=1.0$,而计算工程杜瓦辐射传递因子时能束需携带波长,本文按公式(10)分配波长,每个能束初始能量设定为 $E_{nongray}=1.0 \times \epsilon_{\lambda}$ 。此外,在进行能束追踪时,当能束到达固体表面时需按照表面的光谱吸收率根据波长进行吸收,到达窗片和滤光片时按光谱吸收率、透射率和反射率进行吸收、透过和反射。从表3可以看出,冷端各部件的辐射热流量极其微弱,为提高计算效率,冷端辐射的能量可忽略,不再进行能束追踪。工程杜瓦冷端辐射漏热计算的过程与实验杜瓦一致,只是辐射传递因子不同,此处不再列出各个表面的辐射热流量,仅给出总的能束数量对计算结果的影响,工程用典型 1K×1K 长波杜瓦的冷端辐射漏热计算结果随能束的变化如图12所示。

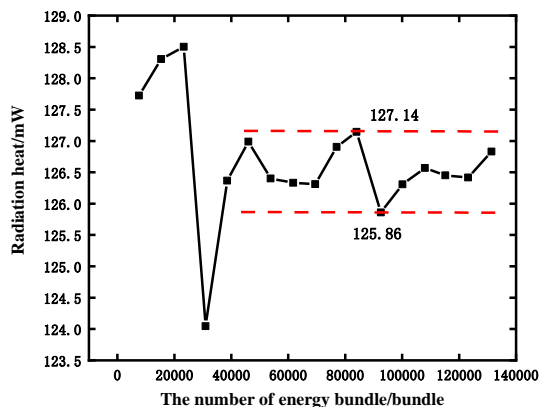


图12 工程用典型 1K×1K 长波杜瓦的冷端辐射漏热
Fig. 12 Cold part radiation heat of engineering typical 1K×1K long-wave dewar

从图中可以看出,能束数量从 7600 条增加至 131353 条,冷端辐射漏热的平均值为 126.67mW,最大值与最小值相差 4.46mW。当能束数量大于 40000 条时,随着能束数量从 46052 条增加至 131353 条,冷端辐射漏热的平均值为 126.54mW,最大值与最小值仅相差 1.68mW,选择最大能束数量 131353 条时的蒙特卡洛模拟值 127mW 作为冷端辐射漏热的计算值。

4.2 工程杜瓦冷端辐射漏热理论计算结果的实验验证

将工程用典型 1K×1K 长波杜瓦的冷端辐射漏热的理论计算值和实验测量值进行比较,如表 5 所示。

对比工程用典型 1K×1K 长波杜瓦冷端辐射漏

表5 工程用典型 1K×1K 长波杜瓦冷端辐射漏热的理论值与实验值

Table 5 Theoretical and experimental values of cold part radiation heat

Parameters	of engineering typical 1K×1K long-wave Dewar		Error/mW
	Experimental values/mW	Theoretical values/mW	
Q	256	—	—
Q123	146	—	—
Q4	110	127	17

热的理论计算值与实验测量值,误差为 17mW,理论计算接近实验测量值,与理论计算值相比,实验测量值偏小,与所前述分析的冷端辐射漏热实验测量值偏小相符。

4.3 工程杜瓦辐射漏热的理论计算

本文对杜瓦冷端辐射漏热(窗片面对一发射率为 0.9 的灰体)的计算结果进行了实验验证,若需计算整个杜瓦的辐射漏热,只需加上冷指辐射漏热即可。对于典型 1K×1K 长波杜瓦(冷屏为 F/2),整个杜瓦的热负载为 340mW 左右,辐射漏热的蒙特卡洛计算值为 176mW,占热负载的 52%。对典型 1K×1K 中波杜瓦(冷屏为 F/2)和典型 640×512 杜瓦(冷屏为 F/4)也进行蒙特卡洛模拟。对于典型 1K×1K 中波杜瓦,整个杜瓦的热负载为也为 340 mW 左右,辐射漏热的蒙特卡洛计算值为 166mW,占热负载的 49%。对于典型 640×512 杜瓦,整个杜瓦的热负载为 200mW 左右,辐射漏热的蒙特卡洛计算值为 74mW,占热负载的 37%。此外,本文对辐射漏热计算程序进行了通用设计,可推广至所有的杜瓦,不同的杜瓦仅是建模的复杂度和计算时间有所不同。

4.4 误差分析

本文研究工作的主要贡献是采用与实物相近的模型替代原简化模型,制备样品测试了杜瓦材料的光谱发射率,考虑了材料发射率、透过率和反射率随波长的变化及温度对辐射波长的影响,但仍存在一些误差和不足之处。其一为:为简化计算,将冷指看作一个 177K 的等温表面;其二为:忽略了温度对发射率的影响;其三为:受测试条件的限制,仅测试了材料在 5μm 至 25μm 的光谱发射率。虽然存在上述影响辐射漏热计算结果的误差,但是蒙特卡洛的模拟结果仍比较接近辐射漏热的实验测量值,一定程度上能满足工程计算的需求。

5 结论

本文基于蒙特卡洛原理开发了一套计算杜瓦辐射漏热的通用程序,测试了常用杜瓦材料的光谱发射率,镀金、镀镍、GH605、4J29、304、NP型吸气剂、非NP型吸气剂、冷屏和黑化表面等9种材料的发射率随波长的增加并无明显变化,可以近似看做灰体;引线环陶瓷、氧化铝过渡块和氧化铝过渡块在不同的波长下的发射率差异较大,看作灰体会带来计算误差。按灰体假设计算了典型1K×1K实验杜瓦和典型640×512实验杜瓦的冷端辐射漏热并与实验测量值进行比对,对于典型1K×1K实验杜瓦,理论计算值和实验测量值分别为155mW和136mW,两者的误差为19mW;对于典型640×512实验杜瓦,理论计算值和实验测量值分别为87mW和79mW,两者的误差为8mW。考虑材料表面发射率、透射率和反射率随波长的变化及温度对辐射波长的影响,计算了工程用典型1K×1K长波杜瓦在窗片面对发射率为0.9的灰体时的冷端辐射漏热,理论计算值为127mW,实验测量值为110mW,两者的误差为17mW。最后计算了典型1K×1K长波杜瓦(冷屏为F/2)、典型1K×1K中波杜瓦(冷屏为F/2)和典型640×512中波杜瓦(冷屏为F/4)在窗片面对发射率为0.9的灰体时的整个杜瓦辐射漏热,其中典型1K×1K长波杜瓦的辐射漏热计算值为176mW,占热负载的52%,典型1K×1K中波杜瓦的辐射漏热计算值为166mW,占热负载的49%,典型640×512中波杜瓦的辐射漏热计算值为74mW,占热负载的37%。

参考文献

- [1] Li Jianling. The effect of frosting on the measurement of thermal load of mini metal dewar[J]. *Infrared Technology*, 2007, 29(12): 724-729.
(李建林. 结霜(露)对微型金属杜瓦瓶热负载测量质量的影响[J]. *红外技术*), 2007, 29(12): 724-729.
- [2] Sun Wen. Research on low temperature thermal characteristics of cryogenic infrared detector assembly[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Technical Physics, University of Chinese Academy of Sciences, 2018.
(孙闻. 制冷型红外探测器组件低温热特性研究[D]. 上海: 中国科学院大学(中国科学院上海技术物理研究所), 2018.
- [3] Zhang Yaping, Yang Xiuhua, He Ying, et al. High-temperature working infrared detector dewar heat load test technology[J]. *Vacuum*, 2019, 56(03): 60-65.
(张亚平, 杨秀华, 何胤, 等. 高温工作型红外探测器杜瓦漏热分析与测试[J]. *真空*), 2019, 56(03): 60-65.
- [4] Xu Shengya, Dai Liqun, Sun Qiyang, et al. Experimental measurement and study of the thermal load of a large-format infrared detector dewar [J]. *Infrared Technology*, 2018, 40(08): 739-742.
(徐圣亚, 戴立群, 孙启扬, 等. 大规模红外探测器杜瓦热负载实验测量研究[J]. *红外技术*), 2018, 40(08): 739-742.
- [5] Lin Guohua, MengLingwei. Analysis on influence factors of dewar heat consumption [J]. *Laser & Infrared*, 2017, 47(02): 195-197.
(林国画, 孟令伟. 杜瓦热耗的影响因素分析[J]. *激光与红外*), 2017, 47(02): 195-197.
- [6] LIU Hai-Dong. Model optimization and efficiency analysis of DRESOR method for calculation radiative heat transfer [D]. Jilin: Northeast Dianli University, 2022.
(刘海东. DRESOR法计算辐射传热的模型优化与效率分析[D]. 吉林: 东北电力大学, 2022.
- [7] Wang Dandan. Quantitative evaluation and numerical experiment study on the computational accuracy for montecarlo method of radiative heat transfer [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2019.
(王丹丹. 辐射传热蒙特卡洛法计算精度的精确评价及数值试验研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2019.
- [8] Zeng Changhang, Chen Jun, Huang Yibing, et al. Calculation of the angle factor of the cryogenic infrared detector Dewar[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2024, 53(06): 48-58. doi: 10.3788/IRLA20240106
(曾昌行, 陈军, 黄一彬, 等. 制冷型红外探测器杜瓦辐射热的角系数计算[J]. *红外与激光工程*), 2024, 53(06): 48-58. doi: 10.3788/IRLA20240106
- [9] Howell J R. Application of Monte Carlo to Heat Transfer Problems[M]. *Advances in Heat Transfer*, 1969, 5: 1-54.
- [10] Howell J R, Siegel R, M. Pinar Mengüç. *Thermal Radiation Heat Transfer*, 5th Edition [M]. Hemisphere Pub. Corp. 2010.
- [11] Yan Xiaoxing. Interface modification and properties of metal/polyurethane infrared low emissivity composite coatings [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics The Graduate School, 2011.
(闫小星. 金属/聚氨酯红外低发射率复合涂层界面改性及性能研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2011.
- [12] 黄智斌, 朱冬梅, 唐秀凤, 等. K424合金镀金膜后红外发射率变化[J]. *稀有金属材料与工程*, 2009, 38(08): 1402-1405.
- [13] Huang Z, Zhou W, Tang X, et al. Effects of substrate roughness on infrared-emissivity characteristics of Au films deposited on Ni alloy [J]. *Thin Solid Films*, 2011, 519(10): 3100-3106.
- [14] Wang Ruiqin, Han Ying, Gao Yuan. Research on measurement method for spectral emissivity and hemispherical emissivity of infrared materials [J]. *Journal of Astronautic Metrology and Measurement*, 2024, 44(04): 40-43+81.
(王瑞琴, 韩颖, 高原. 红外材料光谱发射率与半球发射率测量方法研究[J]. *宇航计测技术*), 2024, 44(04): 40-43+81