

文章编号:1000-6893(2003)06-0512-05

有限元传热分析中燃气辐射处理方法及其在飞机结构热分析中的应用

徐让书, 张宝诚, 牛 玲, 富丽新

(沈阳航空工业学院 动力工程系, 辽宁 沈阳 110034)

Approach to the Radiation of Burned Gas in Finite Element Analysis of Heat Transfer and Its Application in the Analysis of Temperature of Aircraft Structure

XU Rang-shu, ZHANG Bao-cheng, NIU Ling, FU Li-xin

(Department of Power Engineering, Shenyang Institute of Aeronautical Engineering, Shenyang 110034, China)

摘 要: 研究了有限元传热分析中有吸收—发射性介质(或称弱吸收性介质,例如燃气)参与辐射传热时的处理方法。通过对有、无吸收—发射性介质的封闭边界的辐射能量交换方程的分析,提出了用表面边界单元替代其辐射效应的准则;研究了有吸收—发射性介质参与辐射时表面间辐射角系数计算方法及编制了相应的计算程序。最后,对某型飞机机尾罩的温度场作了计算并对结果进行了分析。

关键词: 有限元; 传热分析; 燃气辐射; 飞机结构

中图分类号: V231.1⁺3; V215.4 **文献标识码:** A

Abstract: An approach to the thermal radiation of absorbing-emitting media, or weak absorbing media, *e. g.* burned gas, in the finite element analysis (FEA) of heat transfer is studied in this paper. By means of making a study of the radiant energy exchange equations of an enclosure with and without absorbing-emitting media, a rule of substituting boundary elements in FEA for the absorbing-emitting media is proposed. The method used in calculating the configuration factor of radiation between surfaces in occurrence of absorbing-emitting media in the radiation is represented and corresponding program was developed. Finally, the temperature distribution of the tail cover of an aircraft was calculated and analyzed.

Key words: finite element analysis (FEA); heat transfer analysis; radiation of burned gas; aircraft structure

在计算技术和手段有了很大发展的今天,以传热学的理论和试验为基础,应用数值计算方法研究和分析飞机和发动机的传热问题,可以为飞机和发动机设计人员提供重要的设计参考依据,特别在飞机的有关结构的热分析中是一个有用的研究手段,在航空发动机的热端部件的研制工作中更需要进行这种分析。其中重要的分析和计算方法是有限元法。其目的是计算温度场以确定部件工作温度水平和为热应力与热变形的分析计算提供边界条件。一些通用有限元分析软件,如Nastran, Marc, ADINA等被广泛使用。但传热分析的边界条件情况复杂,特别是涉及辐射传热时,必须有各表面单元间的辐射角系数矩阵。如果有吸收—发射性介质(埃克特和德雷克称之为弱吸收性介质)参与辐射传热时,例如发动机燃烧室中的和受到发动机排气热辐射的飞机机尾结构的情形,问题将更为复杂。本文的主要目的就是研究

在有限元传热分析中,有吸收—发射性介质参与辐射传热时的处理方法和编制辐射角系数计算程序。

1 有吸收—发射性介质时辐射换热的处理方法

目前,通用有限元软件均没有吸收—发射性介质热辐射模型,程序中作为热传导问题的边界条件出现的辐射项,只限于具有灰的辐射性质的强吸收性介质表面之间的辐射传热。除了表面的辐射特性外,程序还要求提供参与辐射传热的所有传热边界单元表面之间的辐射交换系数矩阵 F 。当然,在没有吸收—发射性介质时,通用有限元软件也能计算这个辐射交换系数矩阵。

当参与辐射的传热边界单元之间不存在吸收—发射性介质且单元表面均为漫灰表面时,辐射交换系数矩阵 F 中单元 i 与单元 j 之间的辐射交换系数 F_{ij} (下标 ij 表示单元 i 对单元 j 的辐射交换系数)由下式给出

$$F_{ij} = \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos\beta_i \cos\beta_j}{\pi S_{ij}^2} dA_i dA_j \quad (1)$$

式中: A_i 和 A_j 分别为单元 i 和单元 j 的面积; S_{ij} 为单元 i 上的微元面 dA_i 与单元 j 上的微元面 dA_j 之间的距离; β_i 和 β_j 分别为微元面 dA_i 和 dA_j 处的法线与两者连线间的夹角。 F 矩阵的元素具有面积的量纲并且是对称的, 其元素 F_{ij} 与两表面间的辐射角系数 f_{ij} 的关系是

$$F_{ij} = A_i f_{ij} \quad (2)$$

当边界表面之间存在吸收—发射性介质时, 由于其参与辐射, 各个表面之间的辐射交换系数将与没有吸收—发射性介质时的式(1)不同。在使用通用有限元软件进行热传导分析时, 受其热辐射边界条件模型的限制, 必须考虑把吸收—发射性介质的辐射效应用强吸收性介质表面单元的辐射来替代, 全部参与辐射传热的介质都以强吸收性介质的形式定义为边界条件, 否则将无法把发射—吸收性介质的辐射传热包括到通用软件的导热有限元计算模型中去。本文提出用传热边界单元表面替代吸收—发射性介质辐射的计算方法, 说明如下。

首先, 考虑由 $N + 1$ 个漫灰表面单元构成的封闭包壳, 在没有吸收—发射性介质时, 辐射能量交换方程是^[1]

$$\sum_{j=1}^{N+1} \left(\frac{\delta_{ij}}{\epsilon_j} - f_{ij} \frac{1 - \epsilon_j}{\epsilon_j} \right) q_j = \sum_{j=1}^{N+1} (\delta_{ij} - f_{ij}) \sigma_b T_j^4 \quad (i = 1, 2, \dots, N, N + 1) \quad (3)$$

式中: q 为单元净辐射热流密度; T 是单元表面温度(K); ϵ 为单元表面发射率; σ_b 为斯蒂芬—波尔兹曼常数; δ_{ij} 为 Kronecker 算子

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

改写式(3)两边后变为

$$\sum_{j=1}^N \left(\frac{\delta_{ij}}{\epsilon_j} - f_{ij} \frac{1 - \epsilon_j}{\epsilon_j} \right) q_j + \left(\frac{\delta_{i,N+1}}{\epsilon_{N+1}} - f_{i,N+1} \frac{1 - \epsilon_{N+1}}{\epsilon_{N+1}} \right) q_{N+1} = \sum_{j=1}^N (\delta_{ij} - f_{ij}) \sigma_b T_j^4 + (\delta_{i,N+1} - f_{i,N+1}) \sigma_b T_{N+1}^4 \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (4)$$

令 $\epsilon_{N+1} = 1$, 则对于 $i = 1$ 到 N , 上式变为

$$\sum_{j=1}^N \left(\frac{\delta_{ij}}{\epsilon_j} - f_{ij} \frac{1 - \epsilon_j}{\epsilon_j} \right) q_j = \sum_{j=1}^N (\delta_{ij} - f_{ij}) \sigma_b T_j^4 - f_{i,N+1} \sigma_b T_{N+1}^4 \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (5)$$

下面考虑由 N 个漫灰表面构成的封闭包壳, 且其中存在吸收—发射性介质时的情况。假定吸收—发射性介质具有“灰”的辐射性质并且在封闭包壳内均匀一致, 略去散射, 则全波长的辐射能量交换方程为

$$\sum_{j=1}^N \left(\frac{\delta_{ij}}{\epsilon_j} - f_{ij} \frac{1 - \epsilon_j}{\epsilon_j} \bar{\tau}_{ij} \right) q_j = \sum_{j=1}^N [(\delta_{ij} - f_{ij} \bar{\tau}_{ij}) \sigma_b T_j^4 - f_{ij} \bar{\alpha}_{ij} \sigma_b T_g^4] \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (6)$$

式中: T_g 为介质温度; $\bar{\tau}_{ij}$ 和 $\bar{\alpha}_{ij}$ 分别为封闭包壳中由单元 i 至单元 j 的几何平均透射率和几何平均吸收率, 它们由下面两式定义

$$f_{ij} \bar{\tau}_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\tau(S_{ij}) \cos\beta_i \cos\beta_j}{\pi S_{ij}^2} dA_i dA_j \quad (7)$$

$$f_{ij} \bar{\alpha}_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\alpha(S_{ij}) \cos\beta_i \cos\beta_j}{\pi S_{ij}^2} dA_i dA_j \quad (8)$$

$\tau(S_{ij})$ 和 $\alpha(S_{ij})$ 分别是表面 i 和表面 j 之间沿某条辐射路径吸收—发射性介质的透射率和吸收率, 它们除了与辐射路径长度 S_{ij} 有关外, 还与吸收—发射性介质的辐射性质有关。

比较式(5)和式(6), 发现只要将后者中的 $f_{ij} \bar{\tau}_{ij}$ 代之以 f_{ij} , 把 $\sum_{j=1}^N f_{ij} \bar{\alpha}_{ij}$ 换成 $f_{i,N+1}$, 则二式就完全相同。这意味着可以把封闭包壳内吸收—发射性介质的辐射效应用一个黑体表面的辐射替代。这时, 构成包壳的第 i 表面与这个假想的黑体表面之间的辐射交换系数为 $A_i \sum_{j=1}^N f_{ij} \bar{\alpha}_{ij}$, 构成包壳的任意两个表面 i, j 之间的辐射交换系数为 $A_i f_{ij} \bar{\tau}_{ij} = A_i f_{ij} \bar{\tau}_{ji}$, 同时, 这个假想的黑体表面的面积应为 $\sum_{i=1}^N \left(A_i \sum_{j=1}^N f_{ij} \bar{\alpha}_{ij} \right)$ 。

实际上, 封闭包壳内吸收—发射性介质往往是非等温的, 且辐射性质也是不均匀的。比如在航空发动机的燃烧室中, 随着燃烧的发展, 燃烧室不同区域燃气的温度和辐射性质有很大的变化。这时, 根据区域法(The zoning method)^[1], 把封闭包壳中的吸收—发射性介质划分为若干区域, 并假定在每个区域内温度和辐射性质均匀一致。第 γ 区域的吸收—发射性介质与封闭包壳内腔表面上的第 i 表面的辐射交换系数 $F_{\gamma i}$ 应为

$$F_{\gamma i} = \int_{V_\gamma} \int_{A_i} \frac{\alpha_\gamma \cos\beta_i}{S_{\gamma i}^2} \exp \left[- \int_{S_\gamma}^{S_i} \alpha(S^*) dS^* \right] dA_i dV_\gamma \quad (9)$$

式中: α_γ 为在第 γ 区域内的介质的吸收系数; α

(S)为沿辐射线的吸收系数;指数项中的积分上下限 S_γ 和 S_i 分别为沿射线行程 γ 区域吸收一发射性介质中的微元体 dV_γ 的坐标和第 i 个表面的坐标,而 $S_{\gamma i} = S_i - S_\gamma$;上标 * 表示是积分参变量。

但这个积分的计算即使对于简单的几何形状也将是十分复杂的。因此采用近似方法,先计算第 i 传热边界单元表面对封闭包壳内全部吸收一发射性介质的辐射交换系数 F_{ig}

$$F_{ig} = \int_{A_i} \int_{\text{整个封闭腔}} \frac{\alpha(S) \cos \beta_i \cos \beta}{\pi S^2} dA_i dA$$

$$= \sum_{j=1}^N \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\alpha(S_{ij}) \cos \beta_i \cos \beta_j}{\pi S_{ij}^2} dA_i dA_j \quad (10)$$

然后按各个区域的吸收一发射性介质对第 i 表面的辐射的贡献大小,把 F_{ig} 分配到该表面与代表各个区域的热辐射效应的假想黑体表面之间的辐射交换系数。显然,根据封闭包壳内吸收一发射性介质的辐射性质和温度的不均匀程度,将区域划分得越小,这种近似的精度将会越好。不必考虑各区域内吸收一发射性介质之间的辐射换热,因而规定它们之间的辐射交换系数为零;而代表某一区域吸收一发射性介质辐射效应的黑体表面的面积应为该区域吸收一发射性介质与封闭包壳内表面所有传热边界单元之间的辐射交换系数之和。这样,在用有限元程序进行温度计算时就可以用多个等温的黑体表面代替封闭包壳各区域的吸收一发射性介质的辐射效应。同时,封闭包壳内表面上任意 2 个表面 i, j 之间的辐射交换系数为

$$F_{ij} = \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\tau(S_{ij}) \cos \beta_i \cos \beta_j}{\pi S_{ij}^2} dA_i dA_j \quad (11)$$

至此,已经得到参与辐射换热的所有表面及吸收一发射性介质之间的辐射交换系数,可以建立辐射交换系数矩阵 F 。

2 辐射交换系数的计算

由于传热边界单元数目很多,几何形状复杂且涉及吸收一发射性介质参与辐射换热,因而辐射交换系数的计算量是很大的。所以编制了一个辐射交换系数计算程序。这个程序根据前面所述的辐射换热计算模型计算所有传热边界单元(包括代替各区域吸收一发射性介质辐射效应的假想的黑体表面单元)之间的辐射交换系数,并按照有限元程序的要求生成输入数据文件,可以很方便地进行有辐射边界条件的传热分析计算。下面简

要介绍算法。

任意 2 个传热边界单元之间的辐射交换系数的计算公式中的面积积分均按照积分的定义,把每个单元面划分为若干个子面积,根据积分中值定理计算一单元上全部子面积对另一单元面上所有子面积的辐射交换系数,然后求和,即得到两个单元之间的辐射交换系数。

根据辐射交换系数的意义,计算公式中的面积积分必定限制在 2 个表面互相能够“看见”的区域。如果 2 个表面上的某 2 个子面积之间的连线上存在其它表面而使辐射线被遮蔽,或 2 个子面积其中一个的法线与 2 子面积之间连线的夹角的余弦小于零,则这 2 个子面积之间的辐射交换系数必为零。辐射交换系数计算程序对每 2 个子面积的计算都要检验这种情况。为了减少判定是否遮蔽的计算量,可以把传热边界单元标识为不能被遮蔽的和不能遮蔽的。如果不能确定,则应标为可被遮蔽和可遮蔽而由程序判断是否遮蔽。出于同样的理由,程序区别不同的封闭腔分别计算辐射交换系数,在不同封闭腔的传热边界单元之间的辐射交换系数必然是零,因此只须计算同一封闭腔内的传热边界单元的辐射交换系数。而且,不同封闭腔的表面也不会互相遮蔽,因此程序只须判断同一封闭腔的表面是否会引起遮蔽。此外,每个封闭腔有一个单元面的辐射交换系数是根据辐射角系数完整性计算的。

对吸收一发射性介质的描述包括给定其所在的空间范围的边界及其发射和吸收性质即吸收率。吸收一发射性介质的空间范围由三角形和四边形的辅助面围成的,这些辅助面采用与有限元定义三角形和四边形传热边界单元的同样方法定义。

3 飞机机尾罩的温度场计算

用 Nastran 程序的传热分析功能对某飞机机尾罩的温度进行了计算。飞机机尾罩是飞机结构热负荷最为严重的部分,主要表现为在从发动机尾喷口喷出的高温燃气流对机尾罩表面的辐射和对流加热,以及飞机高速飞行时空气对机尾罩外表面的气动加热下,机尾罩结构特别是面向燃气一面的温度很高并引起严重的热应力和变形。

3.1 机尾罩传热分析模型

机尾罩是一个空腔薄壁结构。其面向发动机喷气射流的一面受到强烈的辐射加热,同时与喷

气及其引射的气流进行对流换热;在高速飞行时,其在飞机蒙皮的一面则受到气动加热。有一些框或隔板将机尾罩内部空腔分隔为几个腔室,其中的空气与腔室壁面做自然对流换热。所有表面都参加辐射换热。尽管机尾罩是薄壁结构,沿着壁面方向的和框与隔板的导热仍然不能忽略。

建立机尾罩的有限元传热分析模型如图 1 所示。现用三角形和四边形单元模拟机尾罩的薄壁结构(包括内部的框和隔板)沿壁面方向的导热。所有的表面,包括机尾罩的外表面和内部腔室表面均定义了传热边界单元,各类边界条件定义在这些传热边界单元上。机尾罩内部腔室的传热边界单元构成若干个没有吸收一发射性介质的封闭包壳。机尾罩为镜像对称结构,因此只需要模型化其结构的一半,并且对称面必然是绝热面

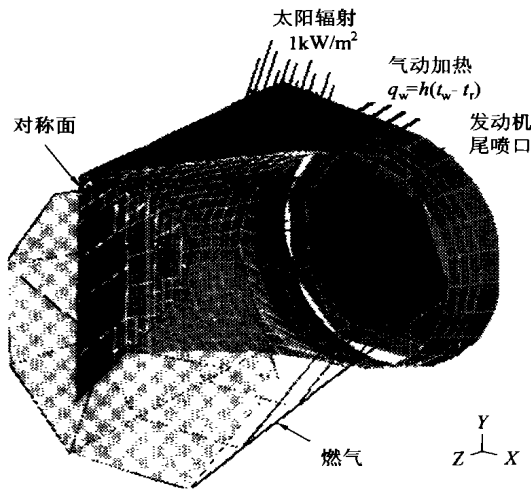


图 1 机尾罩的有限元传热分析模型

Fig.1 The model of FEA heat transfer of tail cover

根据射流计算确定了发动机喷气射流的几何特征。其温度和气体性质在横截面上较为一致,而纵向变化较大,因而将喷气射流分为从发动机尾喷口到 2.2 倍尾喷口直径处及此处之后的纵向两段(后者在图中未示出)。其中对前者应用本文前面所述方法,近似认为该段燃气射流的温度和辐射性质是均匀的,将其燃气辐射用一个黑体表面辐射模拟。而后者的温度和辐射能力均较低,且远离机尾罩,对机尾罩的辐射角系数较小,对其温度影响较小,因此按区域法计算其对机尾罩尾尖面向发动机喷气流一侧中心区域的辐射交换系数后,在有限元计算模型中将这部分喷气射流的热辐射直接作为已知温度的具有灰体辐射性质的

强吸收介质表面的辐射来处理(如图中半透明灰色部分所示)。发动机尾喷管内部向外的热辐射视为出口截面的黑体辐射,且其温度为由后向前看发动机尾喷口时的视在温度。

机尾罩面向发动机喷气的一面、发动机尾喷管出口截面、模型的对称面以及代替喷气射流后段的灰体表面和与它们发生辐射换热的外层空间及大地构成一个封闭包壳,其内部有吸收一发射性介质即燃气。在模型中,外层空间及大地的热辐射效应由一个温度为平均视在温度的传热边界单元来模拟,该单元面与其所在封闭包壳的其他单元面之间的辐射交换系数根据辐射角系数的完整性关系来计算,只需给定其面积,而不必定义其几何。

在高速飞行时,飞机蒙皮表面的气动加热热流密度 q_w 可以表示为与低速流动时相类似的牛顿冷却公式的形式^[2]

$$q_w = h(t_w - t_r) \quad (12)$$

其中对流换热系数 h 的准则方程与低速流动的也完全相同,只是换热系数是用壁温 t_w 与恢复温度 t_r 之差定义的。因此可以用与对流换热相同的形式定义此边界条件。恢复温度与气流温度 t_s 和速度 u_s 用无因次参数恢复系数 r 联系起来

$$r = \frac{t_r - t_s}{u_s^2 / 2c_p} \quad (13)$$

式中: c_p 为定压比热。当普朗特数 Pr 在 0.25 到 10 之间时,对于紊流边界层,恢复系数 r 用下式计算

$$r = \sqrt[3]{Pr} \quad (14)$$

尽管影响较小,在模型中还是包括了太阳辐射,强度为 $1\text{kW}/\text{m}^2$,作用于机尾罩的上侧蒙皮表面。

3.2 计算结果分析

图 2 是机尾罩温度分布的部分计算结果(飞行高度 15km,飞行马赫数 2.2),图中表示的是在机尾罩尾尖面向发动机喷气流一侧壁面展开图上的壁面温度的等温线。这部分也是机尾罩温度最高的部分。温度分布反映出了机尾罩结构的传热特征。总的趋势是温度主要沿喷气流动方向变化,在上游位置由飞机来的冷却气流对壁面能起到一定的冷却作用,因而壁面温度较低。下游冷却气流逐渐与燃气掺混,壁温亦逐渐升高,最高温度出现在机尾罩上部尾尖的尖部。机尾罩内部的框和隔板对温度分布也有细微影响。

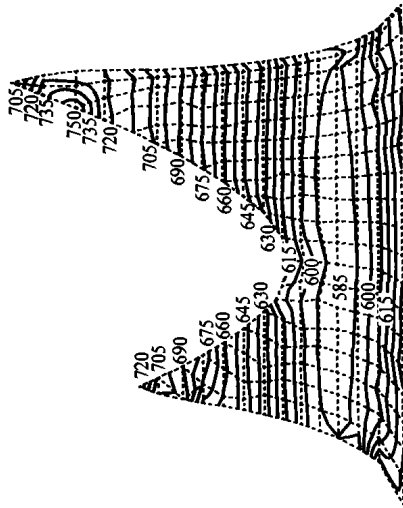


图2 机尾罩壁面温度(°C)

Fig.2 Surface temperature of the tail cover (°C)

在本算例中,发动机的高温喷气射流被作为温度和辐射性质分别均匀的两段,总的来看,温度分布计算结果与机尾罩的实际温度分布是相符的。如果将喷气射流细分为更多区域,可望得到更准确的结果。

4 结论

(1)本文提出的以强吸收介质表面辐射等效

替代吸收—发射性介质的辐射的方法可以有效地处理有限元传热计算中的燃气参与辐射换热问题。

(2)编制的辐射交换系数计算程序效率高,能满足在有燃气参与辐射换热时大量传热边界单元辐射交换系数计算的要求。

(3)计算得到的机尾罩的温度分布合理,符合实际工作情况,对设计有参考价值。

参 考 文 献

- [1] Siegel R, Howell J R. Thermal radiation heat transfer[M]. Washington: Hemisphere Publishing Co, 1981. 236 - 248, 600 - 658.
- [2] 埃克特 E R G, 德雷克 R M. 传热与传质分析[M]. 北京: 科学出版社, 1983. 442 - 447.
(Eckert E R G, Drake R M. Analysis of heat and mass transfer[M]. New York: McGraw-Hill, 1972.)

作者简介:



徐让书(1962-) 男,浙江人,沈阳航空工业学院动力工程系教授。硕士,1987年毕业于大连工学院内燃机专业。主要从事传热数值计算和燃烧方面的研究。E-mail: rangxu@mail.sy.ln.cn, 电话: 024 - 86141557。

(责任编辑:李铁柏)