

热子气-气体和金属中热量传递的载体

王海东, 过增元*

清华大学工程力学系工程热物理研究所, 教育部热科学和动力工程重点实验室, 北京 100084

E-mail: demgzy@tsinghua.edu.cn

2009-04-08 收稿, 2010-04-08 接受

摘要 热子气可以认为是热传导的主要载体, 是热量传递的载体. 类似于介电体中晶格振动能量子化定义的声子, 大量的声子组成了声子气. 在气体和金属中则可以根据无规则运动的分子和电子所具有的能量定义热子, 大量无规则运动的热子就组成了热子气. 热子和声子、光子一样都没有静止质量, 但是热子的动质量可以连续变化, 即热子是非量子化的准粒子. 热子气在一定温度梯度驱动下的定向运动就形成了热流. 根据 Einstein 质能关系可以得到热子的质量为 $m_h = E/c^2$, 即热能除以光速的平方. 热子气是具有真实质量的可压缩流体, 根据气体动力学原理, 并结合理想气体和金属中电子气的统计规律分别得到了两种体系中热子气的状态方程, 通过流体力学分析方法进一步推导出热子气的动量守恒方程, 它是具有阻尼的波动方程, 也就是普适导热定律. 基于热子气概念得到的普适导热定律可以用于定量研究由于热惯性作用而导致的极端条件下的非 Fourier 导热现象, 例如在超快速激光加热实验中出现的热波现象. 在通常情况下当热质惯性力作用可以忽略时普适导热定律将退化为 Fourier 定律. 利用两阶精度的有限差分格式, 计算了超快速飞秒激光加热金属薄膜条件下普适导热定律的热波解, 结果显示热波传递的波动性会随着热子气运动惯性作用的增强而增强.

关键词

热子气
普适导热定律
Fourier 定律
热波

气体的热物理性质(如比热)和热量输运性质(如热导率)可以利用经典气体分子运动论的方法得到. 对于介电体而言, 考虑到晶格振动的量子化效应必须引入声子和声子气的概念才能类似推导出材料的热物理性质和热量输运性质. 对于金属而言, 其热物理性质和热量输运性质则需要同时考虑自由电子和声子两方面的贡献. 虽然不同材料的热物理特性不尽相同, 不过都采用 Fourier 定律作为描述热量传导规律的基本定律. Fourier 定律虽然是被绝大多数工程应用所证实的经验性规律, 但也不可避免地存在一定的局限性. 正如 Onsager^[1]在研究不可逆热力学时指出的那样, “我们意识到 Fourier 定律只是对于导热过程的一个近似描述, 其中忽略了热流加速所需要的时间.” 而这种近似将导致 Fourier 定律和热力学微观可逆性原理相违背. 另一方面, Fourier 定律将导致

热扰动传播速度无限大的结论, 从而无法解释低温液氦实验^[2]以及室温下飞秒激光超快速辐射金属薄膜实验^[3,4]中观察到的有限传播速度的热波现象. Fourier 定律的上述局限性主要来自于其对热传导本质的理解, 在 Fourier 定律中热传导被描述为单纯的热扩散过程.

实际上对热传导过程中存在的非 Fourier 现象的研究早已开始, 针对实验中发现的有限速度热波现象已经提出了许多改进的物理模型. 1958 年 Cattaneo^[5]和随后的 Vernotte^[6]提出了 C-V 模型, 在 Fourier 定律的基础上加入含有弛豫时间的温度-时间二阶偏导数项从而得到了温度的波动方程形式. Maurer^[7]在 1969 年利用 Boltzmann 输运方程给出了金属材料中 C-V 模型的推导过程. 1965 年 Kaliski^[8]基于 Onsager 理论的动力学推广得到了温度的波动方程.

1994 年 Qiu 和 Tien^[9]结合双温度模型和 C-V 模型得到了金属材料中的双曲两步模型(hyperbolic two-step model). 1995 年 Tzou^[10]提出了适用于宏观和微观不同尺度的双相滞后模型(dual-phase lag model). 上述多种模型都是在 Fourier 定律的基础上加入弛豫时间的温度波动项以考虑热扰动传播速度的影响, 但是并没有直接给出 Fourier 定律同热波现象相矛盾的物理本质解释.

过增元等利用 Einstein 质能关系提出了“热质(thermomass)”的概念, 并进一步得到了理想气体、电子气中的热质状态方程和守恒方程, 从第一性原理出发获得了普适性的导热定律. 需要强调的是, 这里所说的“热质”同 18 世纪以前出现的“热质说(Caloric)”是不同的, Thermomass 是指基于质能关系得到的热量的当量质量, 而 Caloric 则认为热量是一种没有质量的流体. 有了热质(thermomass)的概念我们就可以更加深入地探讨导热过程的物理本质. 实际上 Fourier 定律同热波现象的矛盾就在于它忽略了“力-温度梯度”和“流-热流”之间存在的滞后效应, 可以称之为“热惯性(thermal inertia)”^[11]. 回顾流体力学、电磁学中的概念, “力”与“流”之间由于惯性作用而引起的相位滞后现象是普遍存在的, 只是在热学中通常情况下热惯性的作用都小到可以忽略, 仅表现为热扩散性质. 不过在极端的热传导条件下, 比如极低的环境温度、超快速的激光加热以及极高的热流密度时热惯性的作用将会凸显出来, 表现为异于 Fourier 定律的导热现象. 有了热质的概念就可以将热惯性和其他质量形式的惯性联系起来, 并利用 Newton 力学的方法进行定量研究, 从而为极端条件下热传导现象的研究开辟了新的途径.

1 热子气

图 1 中表示的是一个充满理想气体或自由电子的封闭腔体并保持温度均匀, 此时腔体内的粒子将保持热平衡状态. 类似介电体中声子的概念可以将系统内单个粒子的热振动能量定义为热子, 根据 Einstein 质能关系式 $E = mc^2$ 就可以得到热子的当量质量为 $m_h = E/c^2$, 其中 E 表示热能, $c = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 为真空中的光速. 系统中的所有热子便形成了热子气^[12]. 在均温系统中粒子和热子的运动方向都是随机的, 没有时间统计上的宏观位移, 此时系统热流为零.

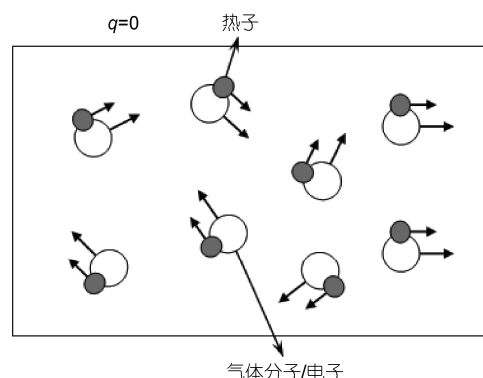


图 1 均匀温度场中的热子运动

当腔体两侧存在一定温差时将出现定向的热流传递(如图 2 中所示). 此时虽然系统中的粒子仍然保持无规则运动, 宏观位移为零, 而热子在温度梯度驱动下将发生定向移动. 热子气的密度为 $\rho_h = \rho CT/c^2$, 移动速度为 $u_h = q/(\rho CT)$, 质量流量为 $\rho_h u_h = q/c^2$. 其中 ρ , C , T 分别表示理想气体或金属的密度、质量比热容和温度. 根据热子质量的定义, 温度越高则粒子热振动能量越高, 热子的质量也越大, 所以图 2 中定性表示为热子体积随着温度的降低而减小. 从上述分析中可以看到, 介电体中的能量载体是声子气, 而气体或金属中热量传递的载体是热子气. 热子具有以下特点: (1) 热子和声子、光子一样都没有静止质量; (2) 在均温系统中热子总是依附于静质量粒子做无规则运动并且运动速度相同; (3) 气体分子或电子发生碰撞时静质量保持不变, 但同时会发生能量的传递. 这意味着热子在碰撞前后会发生质量的变化, 而且热子的质量可以连续变化, 即热子实际上是一种非量子化的准粒子; (4) 当存在热量传递时, 热子气

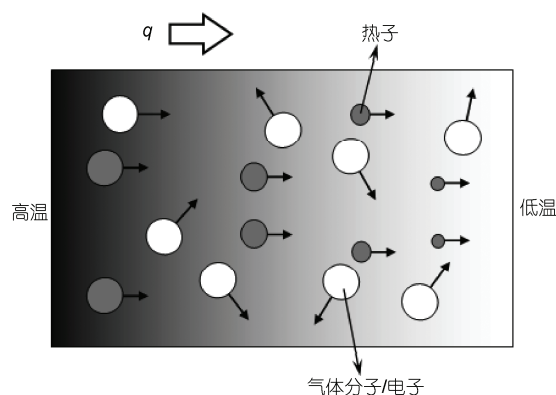


图 2 温差场中的热子运动

将具有相对于静质量粒子的宏观迁移速度,而定向移动的热子气便形成了热流.

1.1 理想气体中的热子气

如果可以建立热质运动的守恒方程就可以对导热规律进行定量研究,但首先需要得到热子气的状态方程.理想气体中的热子气满足以下假设条件:(1)热子是气体分子热能的当量化质量,所以热子依附于气体分子并且满足理想气体分子的经典 Maxwell-Boltzmann 分布形式;(2)热子气满足 Newton 力学的适用条件.

对于一个由大量粒子组成的系统而言,其中单个粒子对于壁面产生的冲量为

$$i = mu_x, \quad (1)$$

其中 m 表示粒子质量, i 表示单个粒子的冲量, u_x 表示 x 方向速度.在 dt 时间间隔内,垂直 x 方向面积微元 dA 上可以形成一个立方体 $u_x dt dA$,如图 3 所示.

此立方体中的总冲量为

$$dI = Ni = nu_x dt dA = nm u_x^2 dt dA, \quad (2)$$

其中 N 表示立方体中的粒子数目,并且 $N = nu_x dt dA$, n 表示单位体积的粒子数密度.根据压强和冲量之间的关系 $dI = PdAdt$ 可以得到压强公式为

$$P = nm u_x^2, \quad (3)$$

其中考虑 x, y, z 三个方向的空间对称性,则

$$u_x^2 = u_y^2 = u_z^2 = \frac{1}{3} u^2. \quad (4)$$

于是压强可以表示为 $P = \frac{1}{3} nm u^2$.理想气体中热子气的压强可以表示为

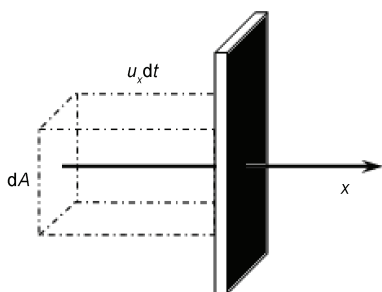


图3 垂直 x 方向的冲量立方体

$$P_h = \frac{1}{3} nm_h u^2 = \frac{1}{3} nu^2 \left(\frac{1}{2} \frac{mu^2}{c^2} \right) = \frac{1}{6} \frac{nm u^4}{c^2}, \quad (5)$$

其中 n, m 分别表示理想气体的分子数密度和质量.经典的 Maxwell-Boltzmann 分布形式为

$$f_M(u) = 4\pi u^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mu^2}{2k_B T} \right), \quad (6)$$

其中 k_B 为 Boltzmann 常数.于是上面的速度积分为

$$u^4 = \int_0^\infty u^4 f_M(u) du = 15 \left(\frac{k_B T}{m} \right)^2. \quad (7)$$

将式(7)代入式(5)中可以整理得到热子气的压强为

$$P_h = \frac{5}{3} \frac{(\gamma - 1)}{c^2} \rho C^2 T^2 = \frac{5}{3} \frac{\rho C R T^2}{c^2}, \quad (8)$$

其中 R 为理想气体常数, γ 为定压比热和定容比热的比值.(8)式表明热子气压力和温度的平方成正比,而在数量级上大致为 10^{-8} Pa.虽然热子气的压力在绝对值上远远小于理想气体压力,但其压力梯度却是热子气流动的驱动力,也就是热流产生的源动力.气体中的热质惯性导致非 Fourier 热质现象的出现,但是由于气体热惯性作用十分微弱,具体实验研究还需要进一步发展.

1.2 电子气中的热子气

Drude 早在 1900 年电子被发现不久就提出了电子气模型,之后 1904 年 Lorentz 进一步采用气体运动论的观点对自由电子在金属中的运动进行解释,构成了经典的 Drude-Lorentz 电子气模型.其中关于电子气的基本假设如下^[13]: (1)金属中存在大量自由电子,它们的行为类似理想气体被称为电子气;(2)忽略电子-电子之间的势能作用,采用经典粒子的 Maxwell-Boltzmann 分布函数解释其运动规律;(3)电子气通过和晶格之间的碰撞作用达到热平衡,利用电子弛豫时间 τ_e 表示电子两次碰撞之间的时间间隔.利用 Drude-Lorentz 电子气模型可以成功地解释金属的电导率和热导率,并且得到 Wiedemann-Franz 定律.但是由于忽略了自由电子之间的量子力学作用,所以导致和部分实验事实不相符合,主要是无法给出电子气比热容的合理解释.随后 Sommerfeld 在 Drude-Lorentz 电子气模型的基础上加入了对电子气的量子力学描述,采用盒形势阱描述电子间周期性势场对电子运动的作用,并且根据 Pauli 不相容原理

采用 Fermi-Dirac 分布函数统计在一定温度热平衡条件下的电子分布状态, 得到了与实验事实相符合的结论. 下面将采用 Sommerfeld 电子气模型分析金属中电子气的热质状态方程.

之前大量粒子系统的压强关系式 $P = \frac{1}{3} nmu^2$ 依然成立, 不过此时热子将依附于自由电子, 而不是气体中的分子. 于是电子气中的热子应当满足电子的 Fermi-Dirac 分布函数, 定义为单个电子具有热能的当量化质量 $m_h = \frac{\varepsilon}{c^2}$, 其中 ε 表示电子热能. 则电子气的热质压力为

$$P_h = \frac{1}{3} nm_h u_h^2, \quad (9)$$

其中 $u_h = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}$ 表示热子无规则运动速度, 于是 $P_h = \frac{2}{3} \frac{n\varepsilon^2}{c^2 m}$, m 为电子质量. 热平衡条件下处于 ε 和 $\varepsilon + d\varepsilon$ 之间单位体积的电子数为

$$dn = \sigma(\varepsilon, T) d\varepsilon = f(\varepsilon, T) Z(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (10)$$

其中 Fermi-Dirac 分布函数为

$$f(\varepsilon, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T}\right) + 1}, \quad (11)$$

Sommerfeld 电子态密度函数为

$$Z(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

其中 ε_F , K_B 和 $\hbar$ 分别代表 Fermi 能级、Boltzmann 常数和 Planck 常数. 于是在 Sommerfeld 电子模型中, 热质压力应当表达为

$$P_h = \frac{2}{3mc^2} \int_0^\infty \varepsilon^2 f(\varepsilon, T) Z(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (13)$$

对积分公式(13)应用 Taylor 级数展开和分部积分公式并省略高阶小量, 同时注意到 $\varepsilon_F \gg k_B T$, 可以得到

$$\begin{aligned} P_h &\cong \frac{2}{3mc^2} \left[\frac{1}{7\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_F^{7/2} + \frac{5}{24} (k_B T)^2 \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_F^{3/2} \right] \\ &= C_{\varepsilon_F} + \frac{5}{36} \frac{k_B^2}{c^2 m} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_F^{3/2} T^2, \end{aligned} \quad (14)$$

其中等号右边第一项表示 $T = 0$ K 时电子能量对热子气压力的贡献, 可认为是常数. 第二项表示 $T \neq 0$ K 时温度增加对热子气压力的贡献, 对热子气压力 p_h 求导就可以得到热子气运动的驱动力为

$$\frac{dp_h}{dx} = \frac{5}{18} \frac{k_B^2}{c^2 m} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_F^{3/2} T \frac{dT}{dx}, \quad (15)$$

其中费米能级等于 $\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}$, 则式(15)可以改写为

$$\frac{dp_h}{dx} = \frac{5}{6} \frac{\pi^2 n k_B^2 T}{c^2 m} \frac{dT}{dx}, \quad (16)$$

表示温度 T 时所产生的电子气热质压力, 其中 m 为电子质量. 对比式(16)和式(8)可以发现热子气压力在理想气体和电子气中具有类似的表达式, 都和温度的平方成正比, 不过比例系数不同. 另外两者的物理意义也十分相似, 都是驱动热流产生的源动力.

2 普适导热定律

热质流体的运动速度通常情况下很小, 根据 $u_h = q/(\rho CT)$ 计算可以发现在硅中当热流密度达到 $q = 10^4$ W/m² 时 u_h 仅为 10^{-5} m·s⁻¹, 所以可以采用 Newton 力学的方法研究热子气的运动规律. 类似于一般的可压缩流体, 一维条件下含有内热源的热子气运动质量、动量守恒方程如下:

$$\frac{\partial \rho_h}{\partial t} + \rho_h \frac{\partial u_h}{\partial x} + u_h \frac{\partial \rho_h}{\partial x} = \frac{S}{c^2}, \quad (17a)$$

$$\rho_h \left(\frac{\partial u_h}{\partial t} + u_h \frac{\partial u_h}{\partial x} \right) + u_h \frac{S}{c^2} + \frac{\partial P_h}{\partial x} + f_h = 0, \quad (17b)$$

其中 S 为内热源强度, f_h 为热子气运动阻力. 热子气的运动十分类似于多孔介质中的流体流动. 理想气体分子或金属中的晶格构成多孔介质骨架, 而热子气则在热质压力梯度的驱动下从高温端向低温端定向运动, 并且在运动过程中受到骨架引起的阻力作用. 多孔介质中流体流动的 Darcy 定律为 $f = \frac{\mu}{k} u = -\frac{\partial P}{\partial x}$ [14], 其中 f , μ , k , u 分别表示多孔介质中的阻力、流体黏度、渗透率和速度. Darcy 定律实际上就是多孔介质中流动阻力和驱动力平衡的关系式. 这里根据热子气的多孔介质模型可以定义阻力为 $f_h = \beta u_h$, 其中 β 为热质阻力和速度之间的比例系数. 在

稳态无内热源的条件下, 方程(17a, 17b)可以简化为

$$\rho_h u_h \frac{du_h}{dx} + \frac{dP_h}{dx} + f_h = 0. \quad (18)$$

等号左边三项依次表示为热子气的惯性力、驱动力和阻力, 方程(18)实际上就是热子气运动的力学平衡方程. 对于金属材料中的导热问题, 当热惯性项被忽略时方程(18)可以改写为以下形式:

$$\frac{5\pi^2 n k_B^2 T}{6 mc^2} \frac{dT}{dx} + \beta \frac{q}{\rho CT} = 0, \quad (19)$$

对比 Fourier 定律 $q = -K \frac{dT}{dx}$ 就可以进一步得到热质

阻力系数 β 的具体表达式为 $\beta = \frac{5\pi^2 n k_B^2 \rho CT^2}{6 K mc^2}$. 这就说明 Fourier 定律的物理本质就是忽略热惯性作用的热质驱动力和阻力平衡方程, 类似于多孔介质中的 Darcy 定律.

热子气的运动速度通常很小, 所以在绝大多数情况下热质运动方程都可以退化为 Fourier 定律形式. 不过在极端条件下热惯性的作用将会凸显出来, 热传导规律也将偏离 Fourier 定律. 根据方程(17a, 17b)可以得到非稳态条件下的热质运动方程为

$$\tau \left(\frac{\partial q}{\partial t} + 2u_h \frac{\partial q}{\partial x} - u_h^2 \rho C \frac{\partial T}{\partial x} \right) + K_l \frac{\partial T}{\partial x} + q = 0, \quad (20)$$

其中 τ 具有时间的量纲, 定义为热质运动的特征时间, 而 K_l 为本征热导率. 回顾之前得到的理想气体和电子气系统中热子气的状态方程发现两者的区别主要体现为不同的特征时间. 对于理想气体中的热子气

$\tau = \frac{3K_l}{10\rho CRT}$, 而电子气中热子气的特征时间为

$\tau = \frac{6K_l m}{5\pi^2 n k_B^2 T}$. 对比文献[7]中通过 Boltzmann 方程得

到的 C-V 模型电子弛豫时间 $\tau = \frac{3Km}{\pi^2 n k_B^2 T}$ 和电子气特

征时间可以发现两者仅相差一个系数, 并且处于同一数量级. 当特征时间取为常数时方程(20)就可以写成以下形式

$$\rho \tau C \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \rho C \frac{\partial T}{\partial t} = K_l \left(1 - \frac{\rho C \tau u_h^2}{K_l} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{K_l u_h}{\gamma CT} \frac{\partial^2 T}{\partial t \partial x}. \quad (21)$$

发现从非稳态的热子气运动方程中可以得到温度的波动方程(21). 其中等号左边第一项是热质运动

的时间惯性项, 而等号右边则是热质运动空间惯性的表现. 利用方程(21)就可以研究超快速激光加热过程中的热波现象. 当忽略热质的空间惯性作用时, 方程(21)可以转化为

$$\rho \tau C \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \rho C \frac{\partial T}{\partial t} = K_l \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (22)$$

方程(22)就是 C-V 模型, 说明 C-V 模型实际上是考虑热质运动时间惯性的结果. 在稳态无内热源条件下, 方程(20)可以写成以下形式:

$$K_l \left(1 - \frac{\rho C \tau u_h^2}{K_l} \right) \frac{dT}{dx} + q = 0. \quad (23)$$

对比 Fourier 定律 $K \frac{dT}{dx} + q = 0$ 可以发现 $K = K_l$

$\left(1 - \frac{\rho C \tau u_h^2}{K_l} \right) = K_l \left(1 - \frac{\tau q^2}{K_l \rho CT^2} \right)$, 其中 K 为表观热导率. 表观热导率 K 和本征热导率 K_l 之间的差异是由热质空间惯性作用引起的, 当热流密度 q 很高时两者之间的差异将不可忽略, 此时的导热过程也将偏离 Fourier 定律. 由热质运动方程得到的非稳态方程(21)和稳态方程(23)被称为普适导热定律. 利用基于热质理论的普适导热方程可以解释微尺度条件下的非 Fourier 导热现象, 目前已有例证: 在碳纳米管直流通电实验中当热流密度超过临界热流值时将可能出现热激波现象^[15], 并伴随端点处的温度阶跃. 这种非 Fourier 现象是由低维材料中极高热流密度所导致的热惯性作用引起的.

3 超快速激光加热金属薄膜材料中的热波现象

在超快速加热条件下(几个皮秒以内)金属中将存在明显的非平衡热传导过程. 1974 年 Anisimov^[16] 在研究超短脉冲激光辐射金属表面产生激发电子的问题时, 针对其中的非平衡导热过程提出了双温度模型. 激光光子的能量首先传递给金属中的自由电子使其能量很快升高, 在这个阶段金属主要表现为电子温度(<2 ps). 之后电子通过和声子之间的碰撞作用将能量传递给晶格, 此时电子温度下降而晶格温度升高(2~10 ps). 最后当电子温度和晶格温度相等时即达到平衡状态(>10 ps). 下面的计算将主要针对初始阶段小于 2 ps 的电子温度过程, 分析其中的

热波现象. 计算中选择能量密度为 $3.8 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, 脉宽为 100 fs 的激光辐射 100 nm 厚的 Au 薄膜, 选择 Au 薄膜的本征热导率为 $K_f = 315 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 定容比热容为 $C_v = 2.1 \times 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$, 特征时间为 $\tau = 1.6 \times 10^{-13} \text{ s}$ [17,18]. 数值计算采用中心差分的半隐式 Crank-Nicolson 格式, 具有时间、空间上的两阶精度. 由于加热时间十分短暂, 所以 Au 薄膜前后表面可以认为是绝热边界 [17].

从图 4 中可以清楚地看到非稳态普适导热定律所预测的电子温度中的热波传递现象, 并且在金属薄膜的前后表面会出现热波的反射, 而热波在传递过程中会不断衰减, 振幅逐渐减小. 实际上完全类似的结果在 C-V 模型中也可以得到, Tang 和 Araki [19, 20] 利用 Green 函数方法得到了 C-V 模型的解析解并计算研究了超快速加热过程中的热波现象. 特征时间是热波传递过程中反映波动性强弱的重要参数. 类似于热波模型中弛豫时间的概念, 特征时间越长波动性越明显.

图 5 中计算对比了 3 种不同特征时间以及 Fourier 定律情况下 Au 薄膜前表面的电子温度随时间变化曲线, 其中 T^* 表示归一化的无量纲温度. Fourier 定律对应为单纯的热扩散过程, 不会出现热波现象. 普适导热定律中热波的波动性随着特征时间的增加而增强, 对应到控制方程(21)中就是等号左边第一波动项相对第二扩散项的作用增强了. 同时说明此时的热质时间惯性作用不能忽略, 并且其影响会随着特征时间的增加而增强.

4 结论

(1) 类似于介电体中的声子和声子气, 在气体和金属中引入了热子和热子气的概念. 热子是一种没有静止质量、非量子化的准粒子, 大量无规则运动的热子就组成了热子气. 热子的统计平均迁移速度就是热子气在介质中的运动速度. 热子气是气体和金属中热量传递的载体.

(2) 基于 Einstein 质能关系定义了热子和热子气的当量质量, 因而热子气是一种具有真实质量的可压缩流体. 按照气体动力学方法建立了描述热质密

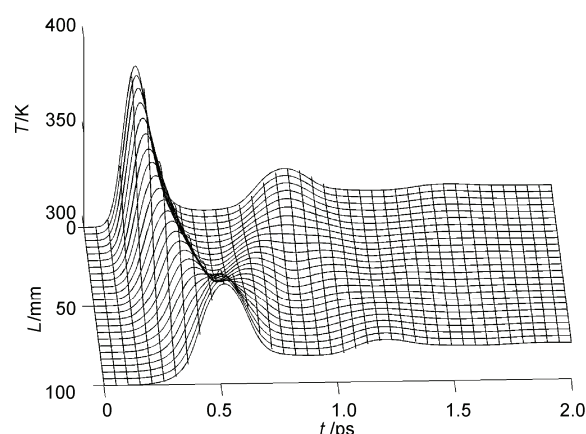


图 4 Au 薄膜电子温度的时间-空间曲面

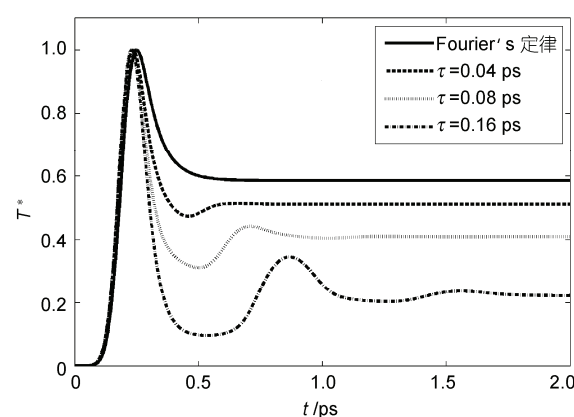


图 5 不同特征时间的归一化电子温度曲线

度、温度和压力的热子气状态方程, 而热质压力梯度就是热子气运动的驱动力.

(3) 基于热质概念建立了含有热质驱动力、惯性力和阻力的热子气运动动量守恒方程, 它是具有阻尼的波动方程, 也就是普适导热定律. 当忽略空间变化引起的惯性力后可以转化为 C-V 模型; 而进一步忽略时间惯性力后则退化为 Fourier 导热定律.

(4) 极端导热条件下的热质惯性作用将无法忽略. 超快速激光加热金属薄膜的过程中会出现热波现象, 利用非稳态的普适导热方程可以预测得到电子温度的热波解, 而其波动性会随着特征时间的增加而增强.

致谢 感谢曹炳阳、侯泉文关于热子气运动理论方面的讨论和支持.

参考文献

- 1 Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. *Phys Rev*, 1931, 37: 405—426
- 2 Peshkov V. “Second sound” in helium II. *J Phys-USSR*, 1944, 8: 381—381
- 3 Brorson S D, Fujimoto J G, Ippen E P. Femtosecond electronic heat-transport dynamics in thin gold-films. *Phys Rev Lett*, 1987, 59: 1962—1965
- 4 Sigel R, et al. Experimental-observation of laser induced radiation heat waves. *Phys Rev Lett*, 1990, 65: 587—590
- 5 Cattaneo C. A form of heat conduction equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation (in French). *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sci*, 1958, 247: 431—433
- 6 Vernotte P. Les paradoxes de la théorie continue de l'équation de la chaleur (in French). *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, 1958, 246: 3154—3155
- 7 Maurer M J. Relaxation model for heat conduction in metals. *J Appl Phys*, 1969, 40: 5123—5130
- 8 Kaliski S. Wave equation of heat conduction(in French). *Bulletin de l'Academie Polonaise des Sciences, Serie des Sciences Techniques*, 1965, 13: 211—219
- 9 Qiu T Q, Tien C L. Heat transfer mechanisms during short-pulse laser heating of metals. *J Heat Tran*, 1994, 115: 835—841
- 10 Tzou D Y. A unified field approach for heat conduction from macro- to micro- scales. *J Heat Tran*, 1995, 117: 8—16
- 11 Sieniutycz S. Thermodynamic and relativistic aspects of thermal inertia in fluids. *Phys Rev E*, 1998, 58: 7027—7039
- 12 张清光, 曹炳阳, 过增元. 热质的运动与传递——热子气状态方程. *工程热物理学报*, 2006, 27: 908—910
- 13 蔡伯璠. 固体物理基础, 北京: 高等教育出版社, 1990. 240
- 14 Bear J. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. New York: Elsevier, 1972
- 15 Wang H D, Cao B Y, Guo Z Y. Heat flow choking in carbon nanotubes. *Int J Heat Mass Tran*, 2010, 53: 1796—1800
- 16 Anisimov S I, Kapeliov B L, Perelman T L. Electron-emission from surface of metals induced by ultrashort laser pulses (in Russian). *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, 1974, 66: 776—781
- 17 Qiu T Q, Tien C L. Femtosecond laser heating of multi-layer metals-1. Analysis. *Int J Heat Mass Tran*, 1993, 37: 2789—2797
- 18 Qiu T Q, Tien C L. Femtosecond laser heating of multi-layer metals-2. Experiments. *Int J Heat Mass Tran*, 1993, 37: 2799—2808
- 19 Tang D W, Araki N. The wave characteristics of thermal conduction in metallic films irradiated by ultra-short laser pulses. *J Phys D: Appl Phys*, 1996, 29: 2527—2533
- 20 Tang D W, Araki N. On non-Fourier temperature wave and thermal relaxation time. *Int J Thermophys*, 1997, 18: 493—504