

# 微/纳尺度高功率电子器件产热与传热特性

王博, 宣益民\*, 李强

南京理工大学能源与动力工程学院, 南京 210094

\* 联系人, E-mail: ymxuan@mail.njust.edu.cn

2012-08-13 收稿, 2012-10-18 接受

国家自然科学基金(51225602)资助

**摘要** 传统的宏观传热理论难以准确表征几何结构尺度小于或接近声子平均自由程的高功率电子器件的产热与传热过程, 此时器件中能量激发的时间尺度与声子的特征时间尺度相当, 甚至小于声子的特征时间尺度, 不能满足传统传热理论的假设. 本文针对微/纳尺度场效应晶体管的工作过程, 建立描述其内部产热及传热特性的多尺度格子-Boltzmann 介观模型, 通过在模型中引入源项去描述器件内部电子和声子的相互作用, 分析计算不同工作状态下晶体管单元的温度分布特征, 研究热管理方式对晶体管温度分布的影响, 从微/纳尺度揭示了场效应晶体管的产热机理及传热特性, 为热设计工作者提供一定的理论依据.

## 关键词

高功率场效应晶体管  
多尺度格子-Boltzmann  
方法  
电子声子耦合

场效应晶体管(field effect transistor, FET)是大规模集成电路的核心器件, 在雷达、通信卫星中继器及各种无线装置中广泛使用, 近年来其发展趋势呈现出特征尺寸逐步减小与功率大幅提高的特点<sup>[1,2]</sup>, 导致其局部热流密度极具上升(达到 100 W/cm<sup>2</sup> 以上). 如果未采取有效的冷却措施, 将导致器件内部温度迅速增高, 温度梯度增大, 甚至达到或超过其正常工作温度, 加速肖特基栅极电极、源级及漏极电极的劣化, 大大降低电子元器件的使用寿命, 甚至无法正常工作<sup>[1,2]</sup>. 因此, 器件热管理技术对于保障场效应晶体管等高功率电子器件的正常工作至关重要. 研究电子器件的产热与传热特性, 掌握其不同工作状态的分布特征是建立高功率电子器件热管理技术的前提.

在场效应晶体管中, 声子是主要热载子, 当器件的特征尺寸<sup>[2]</sup>(100~250 nm)小于或接近声子的平均自由程<sup>[3]</sup>(200~300 nm)时, 声子的传播呈现出亚连续性和非平衡性, 使得高功率电子器件焦耳热的产生以及热传递方式更为复杂, 运用传统的传热理论(如经

典傅里叶理论)研究其传热特性会造成较大误差<sup>[4,5]</sup>. 近年来许多学者提出了一些计算模型, 主要包括: 波尔兹曼输运方程模型(boltzmann transport equation, BTE)<sup>[6-9]</sup>、分子动力学模型<sup>[10,11]</sup>、弹道-扩散模型<sup>[12,13]</sup>以及傅里叶模型<sup>[7]</sup>等. 其中格子-Boltzmann 方法是 BTE 的一种特殊离散形式, 以精度高、物理意义明确、边界易处理等优点被广泛研究与应用<sup>[14,15]</sup>.

本文的主要目的是运用多尺度格子-Boltzmann 介观方法, 研究高热流密度条件下微/纳尺度晶体管内部产热和传热特性, 分析研究不同工作状态晶体管内部的温度分布特征, 探究器件热管理方式对晶体管温度分布的影响.

## 1 微/纳尺度 FET 产热及传热理论模型与计算方法

半导体器件中的产热主要是在外加电场的作用下, 电子同晶格之间碰撞而引起的, 或者描述成由于电子与声子的散射作用而引起的<sup>[16]</sup>. 声子即晶格振动的量子化, 按照其色散关系可以分为光学声子和

声学声子<sup>[16]</sup>. 在高电场的作用下, 高能电子同时与声子、晶格缺陷以及晶格的杂质发生散射. 其中声子与电子的散射对传热起到关键影响, 是焦耳热产生的主要原因; 其他散射对于传热的影响并不显著, 仅仅对电子动量造成影响<sup>[3]</sup>. 当声子与电子的发生散射时, 高能电子首先把热量传递给光学声子, 光学声子产生衰变, 转变成声学声子. 由于光学声子的群速度很小(近似为 0), 能量不能通过其运动传递出去, 而声学声子具有较大的群速度, 因此声学声子是传热的主要载体. 但是高能电子把热量传递给光学声子时间尺度远小于光学声子衰变为声学声子的时间尺度, 导致局部产生热量不平衡, 形成热点<sup>[3]</sup>. 此外在微/纳尺度范围内, 边界散射对传热也有着不可忽略的影响, 最明显的是减小了材料的导热率. 由于热载流子在一个平均自由程内, 经历了较大的温度变化, 其能量输运变成非局域性而呈现出弹道式特性<sup>[3]</sup>.

基于描述粒子基本运动特征的 Boltzmann 方程发展而成的格子-Boltzmann 方法则可以根据各种粒子的分布、迁移和相互作用过程, 从微观或介观尺度描述电子、声子的迁移过程和电子、声子间的散射作用, 研究器件内部的产热与传热过程.

### 1.1 基于格子-Boltzmann 方法的 FET 产热与传热理论模型

(i) Boltzmann 输运方程. 电子、声子等服从某种统计分布的粒子, 均可用 Boltzmann 方程对其进行描述, 采用 BGK 近似来表示电子、声子的 Boltzmann 方程分别为<sup>[14]</sup>:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f = -\frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) + \frac{q_0 \mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f = -\frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) + g, \quad (2)$$

式中  $F_a$  代表外力项. 对于受到电场作用的电子而言, 根据 Majumdar 等人<sup>[16]</sup>研究, 外力形式可以表示为

$$\frac{q_0 \mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}}, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{E}$  代表电场,  $q_0$  代表电子的电荷,  $\mathbf{k}$  代表波矢,  $g$  代表电子与声子耦合产生声子的概率<sup>[15]</sup>. 通过式(4)<sup>[16]</sup>, 可将式(1)和(2)转化成对应的声子和电子能量 Boltzmann 方程, 如式(5)和(6)所示.

$$U = \sum_{\mathbf{k}} \sum_P U_{k,P} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_P f \hbar \omega_{k,P}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e = -\frac{1}{\tau}(e - e^{eq}) + \frac{q\mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial e}{\partial \mathbf{k}}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e = -\frac{1}{\tau}(e - e^{eq}) + Q, \quad (6)$$

式中  $U$  代表能量,  $e^{eq}$  代表平衡态能量,  $P$  代表极化指标,  $\hbar$  代表普朗克常数,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $f$  代表波矢为  $\mathbf{k}$ 、极化模式为  $P$  的声子或者电子的占有数.

(ii) 电子声子耦合. 对于电子有如下关系式<sup>[16]</sup>:  $e = \hbar\omega$ ,  $\mathbf{v} = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$ , 因此  $(q\mathbf{E}/\hbar) \cdot (\partial e/\partial\mathbf{k})$  可以化简成  $n\mathbf{v} \cdot q\mathbf{E}$ ,  $n$  代表电子的浓度; 对于声子  $Q = G(T_{ele} - T_{ph})$ ,  $G$  代表声子电子耦合系数<sup>[17]</sup>, 通过能量平衡得出.

对式(5)和(6)离散, 首先沿特征线进行积分, 再采用一阶精度的矩形法进行逼近<sup>[14]</sup>, 即:

$$e_i(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x}, t + \Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau}\right) e_i(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{\tau} e_i^{eq}(\mathbf{x}, t) + \Delta t a, \quad (7)$$

式中  $a$  的表达式对于电子和声子有不同的表达式, 对于声子

$$a = n\mathbf{v} \cdot q\mathbf{E}, \quad (8)$$

对于电子

$$a = G(T_{ele} - T_{ph}), \quad (9)$$

式(7)即离散后的电子、声子的演化方程, 式中  $e_i(\mathbf{x}, t)$  代表了某一个特定的离散速度方向上的电子或者声子的能量大小,  $n\mathbf{v} \cdot q\mathbf{E}$  代表外加电场对于电子的影响;  $G(T_{ele} - T_{ph})$  代表电子与声子耦合作用的影响, 式(10)可看出电子声子的耦合作用将随着热功率以及电子声子温差的增加而增强.

$$G(T_{ele} - T_{ph}) = \frac{P_{heat}}{V}, \quad (10)$$

(iii) 离散速度模型以及平衡态分布函数. 本文采用 D2Q4 的离散速度模型<sup>[14]</sup>进行计算, 对于某一点而言总的能量大小以及热流表达式分别为<sup>[17,18]</sup>

$$e(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^d e_i(\mathbf{x}, t), \quad (11)$$

$$q_i = \sum_{j=1}^d v_j e_j(\mathbf{x}, t), \quad (12)$$

式中  $d$  代表总的离散速度方向数. 在计算中, 假设每个离散方向满足各项同性, 因此在平衡时可以计算出各个方向的平衡函数为<sup>[15,17]</sup>.

$$e_i^{eq}(\mathbf{x}, t) = \frac{e(\mathbf{x}, t)}{d}. \quad (13)$$

格子-Boltzmann 方法中, 平衡态分布函数是其重要组成部分, 下面将分别对声子和电子的平衡态

分布函数进行推导. 晶体中声子的总能量可以表示为所有声子模能量的总和<sup>[16]</sup>.

$$U_{\text{lat}} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_P U_{\mathbf{k},P} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_P \langle n_{\mathbf{k},P} \rangle = \hbar \omega_{\mathbf{k},P}. \quad (14)$$

本文采用了灰格子(Gray-LB)模型, 即忽略了声子各个分支.  $\langle n_{\mathbf{k},P} \rangle$ 表示平衡情况下波矢为  $\mathbf{k}$  极化模式为  $P$  的声子占有数, 根据普朗克分布函数以及德拜温度模型可得出声子在平衡状态时能量分布函数<sup>[16]</sup>

$$U_{\text{lat}} = 9Nk_b \frac{T^4}{\theta^3} \int_0^\theta \frac{x^3}{e^x - 1} dx, \quad (15)$$

式中  $\theta$  代表德拜温度,  $N$  为声子的数密度,  $x = \exp(-\hbar\omega/k_bT)$ . 焦耳热的计算公式为

$$H = \frac{N(U_{t+\Delta t} - U_t)}{\Delta t}. \quad (16)$$

对于电子根据费米能级理论得到电子的平衡态分布函数为<sup>[17]</sup>

$$U_{\text{ele}} = n_e \left( \frac{\pi^2 k_b^2}{2\varepsilon_F} \right) T_{\text{ele}}^2, \quad (17)$$

式中  $\varepsilon_F$  代表电子的费米能级,  $n_e$  代表电子的浓度.

(iv) 多尺度处理方法. 本文在网格划分时, 采用多尺度网格划分的方法计算, 一方面可以保证计算精度, 又提高了计算速度. 如图 1 所示为细网格区域、粗网格区域和混合区域. 假定声子速度在各个区域相等而建立粗细网格之间的信息传递关系, 即  $\Delta x_c / \Delta x_f = n$  时, 则  $\Delta t_c / \Delta t_f = n$ . 过渡区域为粗细网格信息传递区域, 此区域内同时包含了粗网格边界和细网格边界, 二者之间存在着耦合关系. 对于既属于粗网格又属于细网格上的点(点 A, B, C, D 等), 可根据粗网格上演化的值与前一时刻的插值得到, 以 B 点为例可以通过式(18)求得; 对于只细网格上的点(点 F, G, H 等), 可根据 A, B 的空间插值得到, 以 G 点为例可通过式(19)求得. 当粗网格边界上的点更新时, 可直接由细网格循环  $n$  次后得到, J 点为例, 通过式(20)求得, 式中  $\varphi$  即可以代表宏观量也可以代表演化函数<sup>[19,20]</sup>, 具体的循环过程参照图 2.

$$\varphi_f(B, k, t + \Delta t) = \left( 1 - \frac{m}{n} \right) \varphi_c(B, k, t) + \frac{m}{n} \varphi_c(B, k, t + \Delta t), \quad (18)$$

$$m = 1, 2, \dots, n,$$

$$\varphi_f(G, k, t + \Delta t) = (1 - \lambda) \varphi_c(A, k, t + \Delta t) + \lambda \varphi_c(B, k, t + \Delta t), \quad (19)$$

$$\left( \lambda = \frac{AG}{GB} \right),$$

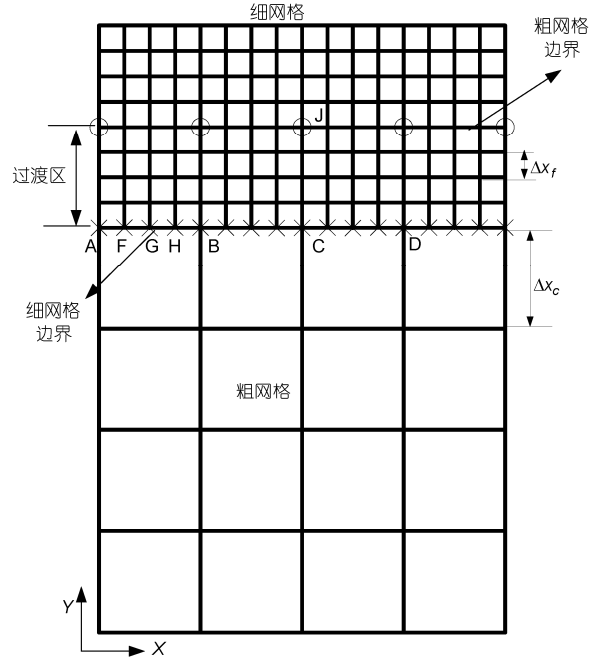


图 1 多尺度网格划分示意图

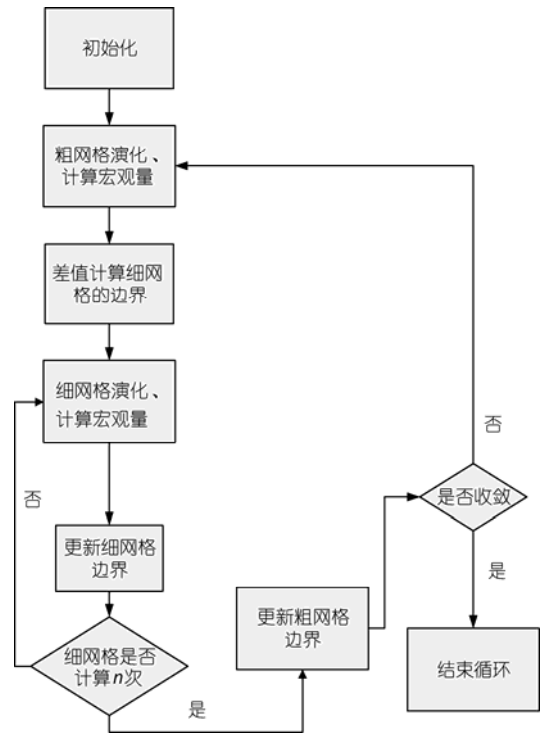


图 2 计算流程图

$$\varphi_c(J, t + \Delta t) = \varphi_f(J, n, t + \Delta t). \quad (20)$$

## 1.2 边界条件

根据电子元器件的热管理方式, 同时考虑晶体

管的排列呈现出周期结构的特性,将左右边界设置为周期边界,上下边界设置为对流换热边界,即:

$$T_{\text{left}} = T_{\text{right}-1}, \quad (21)$$

$$T_{\text{right}} = T_{\text{left}+1}, \quad (22)$$

$$q_{\text{up}} = h_{\text{up}}(T_{\text{up}} - T_{\infty}), \quad (23)$$

$$q_{\text{down}} = h_{\text{down}}(T_{\text{down}} - T_{\infty}), \quad (24)$$

为验证格子-Boltzmann 方法的正确性和有效性,首先对不同厚度硅膜内部的温度分布进行分析计算.假定硅膜在左右方向上无限长,上下边界均为定温边界即:  $T_{\text{up}}=400\text{ K}$ ,  $T_{\text{down}}=300\text{ K}$ .对膜内温度分布进行模拟,图3为不同  $kn$  数硅膜内温度变化的曲线,其中

$$kn = \frac{\lambda}{L}, \quad (25)$$

式中  $\lambda$  代表声子的特征长度,  $L$  代表硅膜的厚度.图3中  $X^*$  代表无量纲尺寸为  $X^*=x/L$ ;  $T^*$  代表无量纲温度为  $T^* = \Delta T / T_{\text{up}} - T_{\text{down}}$ .结果表明,随着  $kn$  数的增加,边界附近出现温度的阶跃,  $kn$  越大导热特性呈现微观特点,反之呈现出宏观的特性,这与 Rodrigo 等人<sup>[15,17]</sup>研究结果吻合,因此格子-Boltzmann 方法对于不同尺度传热问题均适用.

## 2 计算结果与讨论

砷化镓(GaAs)作为一种半导体材料,常用于大功率场效应晶体管的制造<sup>[1]</sup>.图4是场效应晶体管主要组成部分包括源级、漏极、栅极、外延层及衬底,其结构呈现出周期性特点,因此本文对一个场效应晶体管单元进行计算分析.

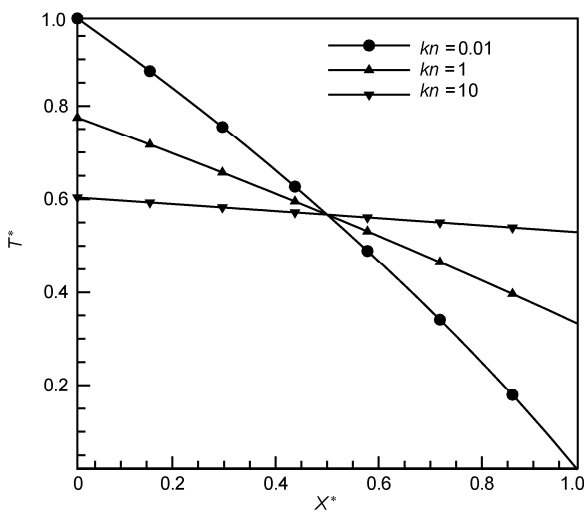


图3 不同  $kn$  数下无量纲温度与无量纲尺寸的关系

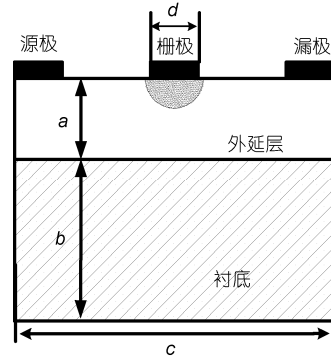


图4 场效应晶体管单元

在场效应晶体管中,外延层是产热区域.肖克莱模型中<sup>[1]</sup>,把外延层分为沟道和耗尽层,可定量计算出两个区域的范围,其中沟道为电子流过的通道即高电场区域.外延层采用细网格划分,衬底采用粗网格划分.根据此模型 FET 工作原理可以简单的解释为:改变  $V_{ds}$ (源漏电压)、 $V_{gs}$ (栅极电压)时,耗尽层的厚度会随之改变,从而达到了控制源漏之间沟道中的电子数量的目的.此模型中忽略了源极与栅极以及漏极与栅极的距离如图5所示,图中源极和漏极侧的线段并不代表真正的源极和漏极,它只是代表了电子从源级截面处注入沟道,在漏极沟道处被抽出<sup>[1]</sup>.根据上述假设得出

$$y_1 = \left\{ \frac{2\varepsilon(V_{gs} + V_{bi})}{q_0 N_D} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (26)$$

$$y_2 = \left\{ \frac{2\varepsilon(V_{ds} + V_{gs} + V_{bi})}{q_0 N_D} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

式中  $\varepsilon$  代表相对介电常数,  $V_{bi}$  代表内建电位,  $N_D$  代表电子浓度.此模型中沟道内没有  $y$  方向的电力线存在,即  $E_y=0$ ,  $x$  方向上的电场强度可通过式(28)<sup>[1]</sup>计算.

$$E_x = - \frac{q_0 N_D y dy}{\varepsilon dx}. \quad (28)$$

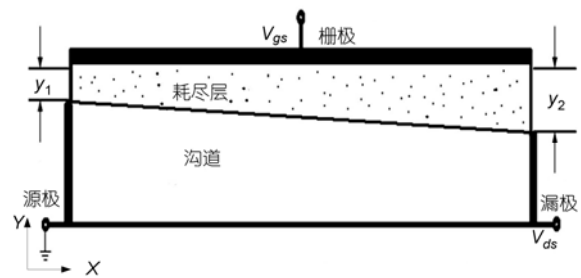


图5 外延层内的沟道和耗尽层示意图

本文在模拟过程中采用了多尺度网格的处理方法,左右边界设置为周期边界,上下边界设置为对流换热边界.实际工作中,由于衬底的存在,绝大部分热量是通过衬底传出去,通过上边界传递出去的热量并不多,因此上边界的对流换热系数取一个较小的值为  $h_{up}=5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ,下边界对流换热系数为  $h_{down}=15 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .FET 基本参数参照表 1.根据某功率芯片的特征曲线,选取对应特征参数,参照表 2.

表 1 FET 参数

参数	数值
外延层厚度 $a(\mu\text{m})$	0.5
衬底厚度 $b(\mu\text{m})$	4.0
源漏间距 $c(\mu\text{m})$	2.5
栅长 $d(\mu\text{m})$	0.2
相对介电常数	12.5
外延层电子浓度 $(\text{cm}^{-3})$	$6.0 \times 10^{18}$
电子迁移率 $(\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1})$	4000
GaAs 德拜温度(K)	344
FET 工作效率	0.2

表 2 不同工况下工作参数

工况	$V_{gs}$ (栅极电压 V)	$V_{ds}$ (漏极电压 V)	$I_{ds}$ (漏极电流 A)
1	5.0	4.0	19
2	5.0	4.5	37
3	5.0	5.0	55
4	5.0	5.5	72
5	5.0	6.0	86

### 2.1 不同工作状态下 GaAs 场效应晶体管的温度分布

图 6 为不同热流密度条件下 FET 温度分布图,其中 6(a)~(c)分别对应工况 1~3 三种工作状态下的 FET 的整体温度分布.结果表明,FET 的热点分布在上层区域即外延层内.其对应的热流 50, 110, 185  $\text{W cm}^{-2}$ ,对应的热点温度分别为 377.335, 424.276 以及 471.905 K,热点温度随着  $V_{ds}$ (热流密度)的上升而升高.这是由于外延层是有源区,存在外加电场而栅极尺寸较小,导致局部电场极大(数量级可到  $10^7 \text{ V m}^{-1}$ ,随着功率的增加,电场强度随之增加,高能电子将把更多

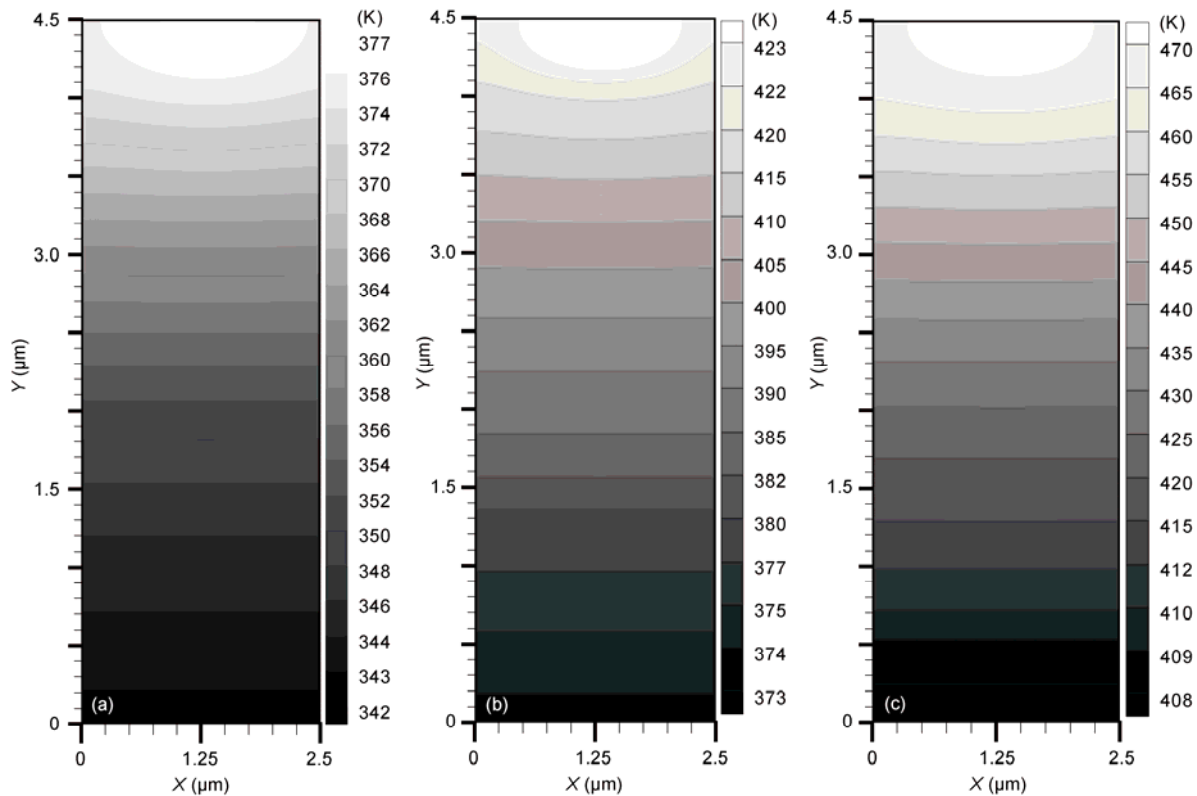


图 6 不同工况整体温度分布对比图

(a) 工况 1 的整体温度分布图; (b) 工况 2 的整体温度分布图; (c) 工况 3 的整体温度分布图

热量传递给声子, 热量不断累积形成热点.

图7与图6对应, 为放大后外延层内的温度分布曲线. 从图中看出, 热点的位置出现在栅极偏向漏极一侧, 这是由于在这一区域的电场强度最强, 电子获得能量最高, 将有更多的能量传递给声子. 此外由于在外延层存在热点, 通过对比外延层和衬底的温度场分布曲线发现, 在外延层域内温度分布曲线呈半圆形; 在衬底区域内温度分布曲线是较为均匀的直线.

图8为不同工作状态下外延层内所产生的焦耳热对比图, 热点区域位置位于栅极下侧偏向漏极区. 当 $V_{ds}$ 由4.0增加至4.5 V时, FET产生的焦耳热最大值由 $3.792 \times 10^{11}$ 增加至 $9.8625 \times 10^{12} \text{ J m}^{-3}$ , 热点的区域也随之增加. 焦耳热的分布与温度分布结果吻合, 即产生焦耳热较多的区域是产生热点区域.

图9为FET最高温度、整体平均温度、外延层平均温度、衬底平均温度在不同工况下的变化曲线. 结果表明, 四组温度均随 $V_{ds}$ 的增加呈现线性变化趋势. 当 $V_{ds}$ 从4.0上升至6.0 V时, FET内最高温度由370.863上升至527.948 K, 外延层的平均温度由369.474上升至524.838 K, 整体平均温度由351.334上升至481.267 K, 衬底平均温度由348.824上升至

475.239 K, FET的最高温度与外延层内的平均温度非常接近且随着热流上升二者温升尤为剧烈, 这是由于外延层为有源区即产热的主要区域.

## 2.2 热管理方式的影响

(i) 改变上边界对流换热系数. 以工况2为例, 分析不同热管理方式对温度的影响. 图10为上边界对流换热系数分别为10, 1000, 50000, 10000, 20000  $\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 时FET内的最高温度、整体平均温度、外延层平均温度、衬底平均温度的变化曲线. 结果表明四种温度均随着上边界对流换热系数的增大而减小, 其中FET最高温度以及外延层内的平均温度曲线降幅最为明显, 对流换热系数由10增加至20000  $\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 时, 热点温度从471.904降低至350.351 K, 降幅近121.553 K. 采取有效的热管理方式, 可以大大降低热点温度, 增加FET的可靠性以及使用寿命.

图11(a)~(c)分别为上边界对流换热系数为1000, 5000, 10000  $\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 时FET外延层温度分布图. 结果表明, 不同对流换热系数, 热点出现的位置有所差异. 随着对流换热系数的增加, 热点逐步下移, 热点区域温度下降显著. 对流换热系数的增加, 通过上边

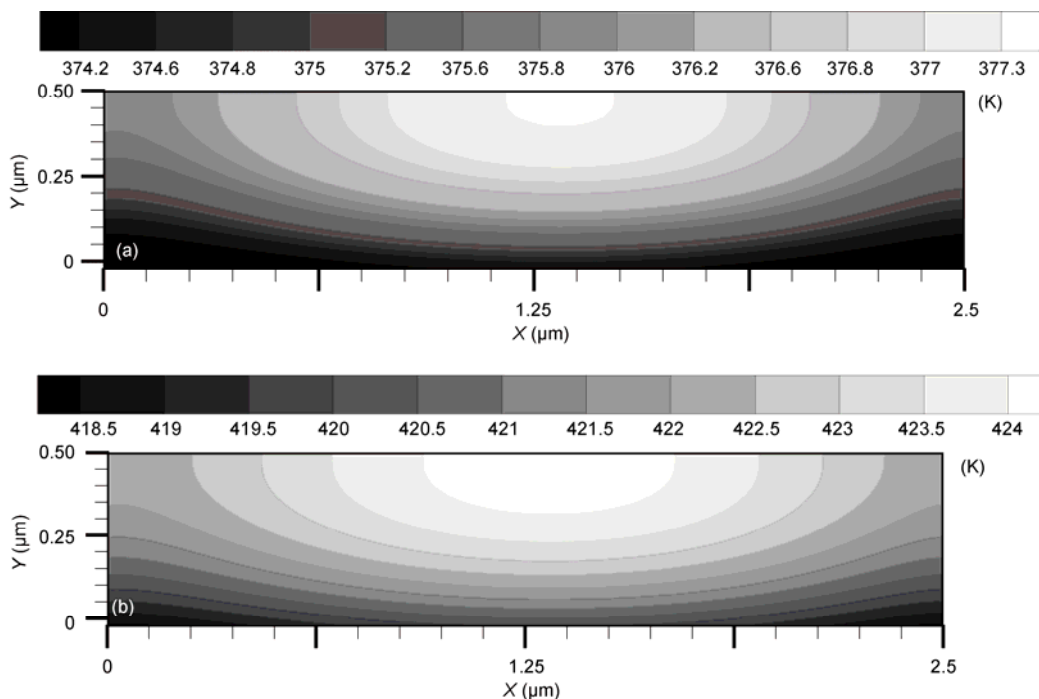


图7 不同工况下外延层内温度场分布对比图

(a) 工况1的外延内温度层度分布图; (b) 工况2外延层内温度分布图

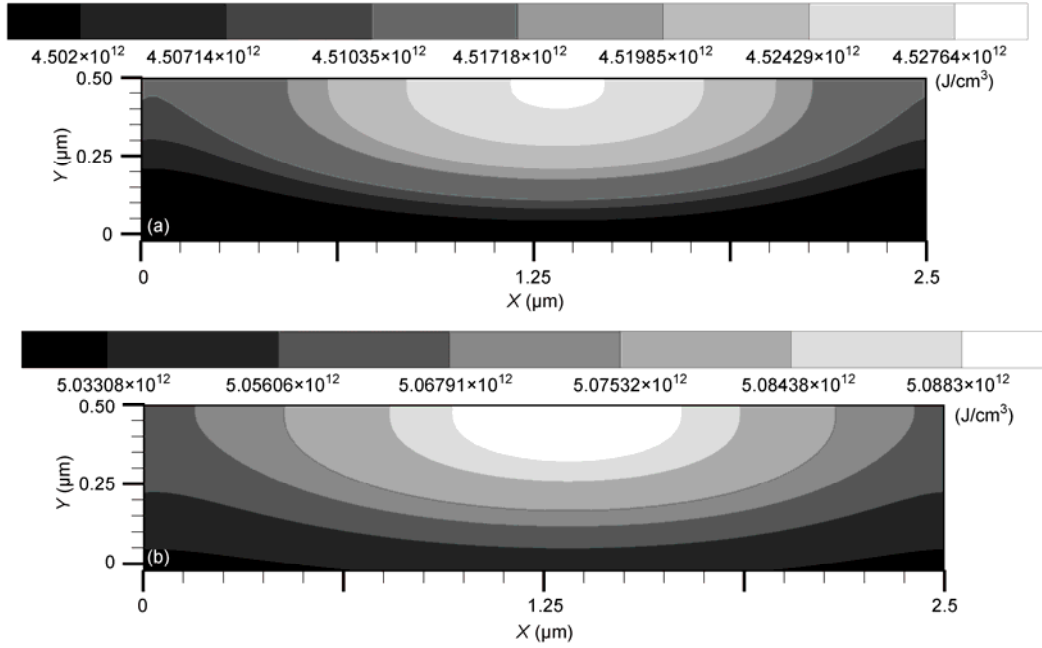


图 8 不同工况下外延层内产生的焦耳热对比图

(a) 工况 1 的外延层内产生的焦耳热; (b) 工况 2 的外延层内产生的焦耳热

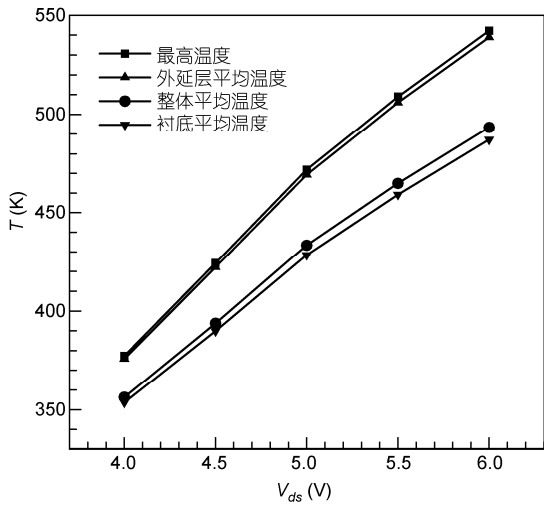


图 9 温度  $V_{ds}$  变化曲线

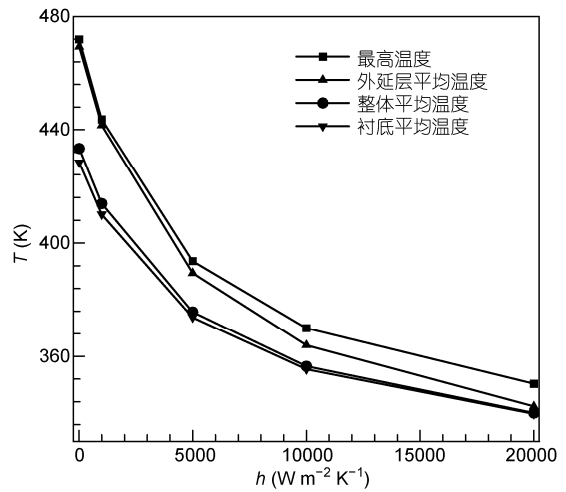


图 10 温度随上边界对流换热系数变化曲线

界对流换热带走的热量增多. 对流换热系数为较小的  $1000 W m^{-2} K^{-1}$  时热点出现在上边界附近如图 11(a), 当对流换热系数增加至  $20000 W m^{-2} K^{-1}$  时, 热点向衬底方向靠近如图 11(c), 此时通过上边界的对流换热带走较多热量.

(ii) 改变下边界对流换热系数. 以工况 2 为例, 改变下边界对流换热系数对温度影响进行计算. 图 12 为下边界对流换热系数分别为 10, 1000, 50000,

$10000, 20000 W m^{-2} K^{-1}$  时 FET 内的最高温度、整体平均温度、外延层平均温度、衬底平均温度的变化曲线. 结果表明四种温度均随着下边界对流换热系数的增大而减小, 其中 FET 最高温度以及外延层内的平均温度曲线降幅最为明显, 对流换热系数由 10 增加至  $20000 W m^{-2} K^{-1}$  时, 热点温度从  $471.904$  降低至  $432.152 K$ , 降幅为  $39.752 K$ , 小于改变上边界对流换热系数对温度的影响, 这是由于在 FET 中产热

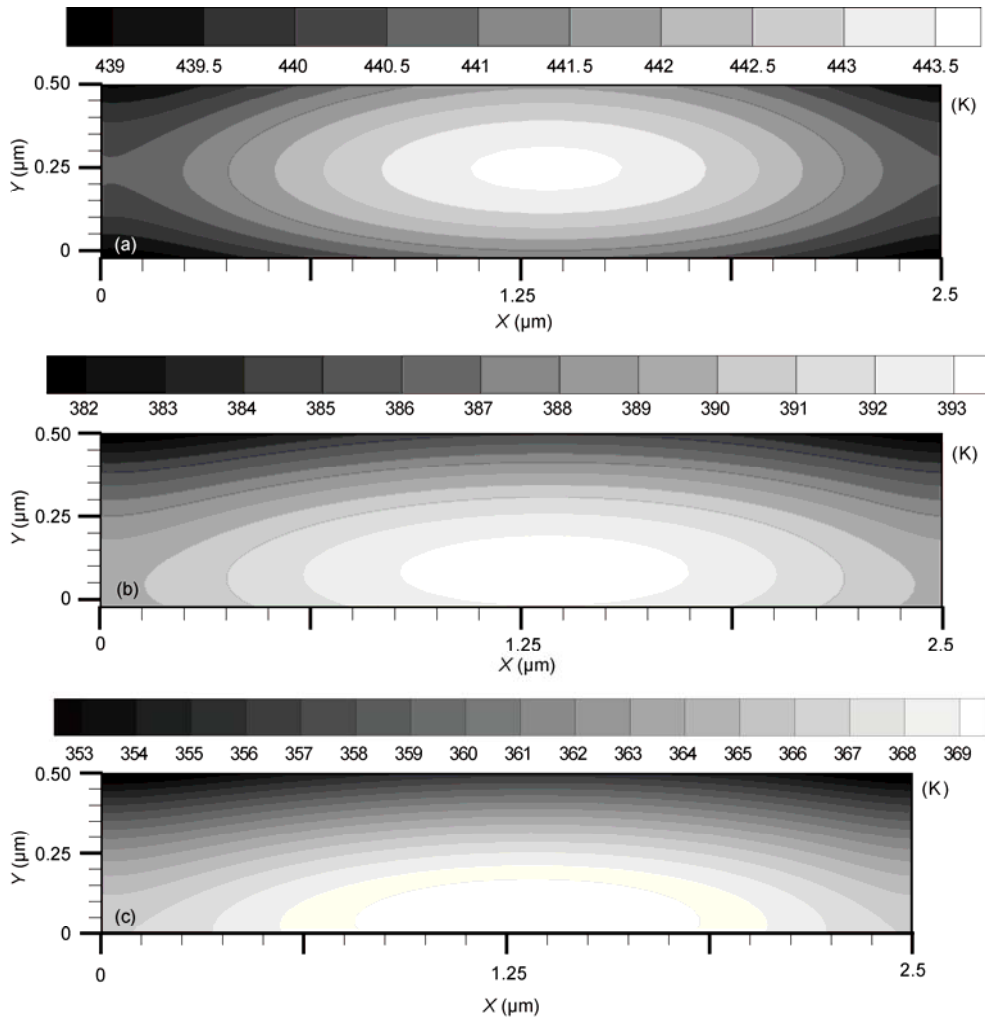


图 11 不同对流换热系数外延层温度场分布对比图

- (a) 上边界对流换热系数  $h=1000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  时外延层温度分布图; (b) 上边界对流换热系数  $h=5000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  时外延层温度分布图; (c) 上边界对流换热系数  $h=10000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  时外延层温度分布图

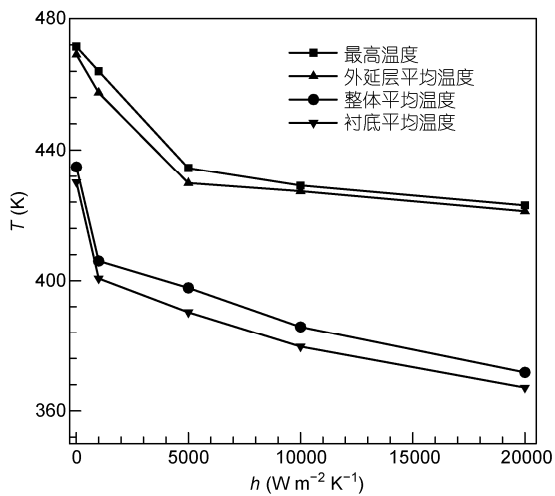


图 12 温度随对下边界流换热系数变化曲线

区域为外延层位于结构的最顶部. 因此增加上边界对流换热系数, 可以明显地降低 FET 内的热点温度.

### 3 结论

本文建立了电子、声子相互作用条件下的多尺度格子-Boltzmann 介观模型, 计算模拟了高功率 FET 的温度分布特征, 可得出如下结论. 首先, FET 的最高温度、整体温度平均温度、外延层平均温度、衬底平均温度在不同工作状态时差异较大, 温度以及焦耳热随漏极电压  $V_{ds}$  的上升而增加. 其中四种温度随  $V_{ds}$  增加呈现线性变化趋势, 热点区域位于栅极偏向漏极一侧. 其次, 改变热管理方式时, 例如增加上、下边界对流换热系数, FET 的最高温度、整体平均温



度、外延层平均温度和衬底平均温度均有所下降,其中最高温度下降最为明显,同时 FET 热点区域随着对流换热系数的增加而向下移动。

本文在模拟的过程中,采用肖克莱物理模型,其优点是简化计算过程,但计算准确性和精度不够,因此计算模型有待进一步完善。

## 参考文献

- 1 福田益美,平地康刚. GaAs 场效应晶体管基础. 王钢,译. 北京: 中国石化出版社, 2005. 1-15
- 2 Peter V Z. 芯片制造半导体工艺制程使用教程. 韩郑生,译. 北京: 电子工业出版社, 2010. 4-5
- 3 Eric P, Sanjiv S, Kenneth E G. Heat generation and transport in nanometer-scale transistors. Proc IEEE, 2006, 94: 1587-1600
- 4 Subbalaskhmi P, James G, Bahgat S, et al. A novel alternate approach for multiscale thermal transport using diffusion in the boltzmann transport equation. Int J Heat Mass Transfer, 2011, 54: 3406-3419
- 5 David G C, Wayne K F, Kenneth E G, et al. Nanoscale thermal transport. J Appl Phys, 2003, 93: 793-818
- 6 Aydin N, Daniel P S, Cristina H A. On the lattice boltzmann method for phonon transport. J Comput Phys, 2011, 320: 5864-5876
- 7 Ziyad H, Nicholias A, Li S, et al. Multiscale thermal analysis for nanometer-scale integrated circuits. IEEE Trans Computer Aided Des Integr Circuits Syst, 2009, 28: 860-873
- 8 Sverdrup P, Sungtake J, Kenneth E G. Sub-continuum simulations of heat conduction in silicon-on-insulator transistor. J Heat Transf, 2001, 123: 130-137
- 9 Rodrigo E, Brian S, Cristina A. Lattice boltzmann modeling of subcontinuum energy transport in crystalline and amorphous microelectronic device. J Electron Packag, 2006, 128: 115-124
- 10 Meconnell A D, Kenneth E G. Thermal conduction in silicon micro and nanostructures. Annu Rev Heat Transfer, 2005, 14: 129-168
- 11 Jayathi M, Sreekant N, Pascual G, et al. Review of multiscale simulation in submicron heat transfer. Int J Multiscale Comput, 2005, 3: 5-32
- 12 Ming T X, Hai H. A ballistic-diffusive heat conduction model extracted from boltzmann transport equation. Math Phys Eng Sci, 2011, 467: 1851-1864
- 13 Arpit M, Sandip M. Generalized ballistic-diffusive formulation and hybrid SN-PN solution of the boltzmann transport equation for phonons for nonequilibrium heat conduction. J Heat Transfer, 2011, 133: 092402-1-10
- 14 何雅玲,王永,李庆. 格子 Boltzmann 方法的理论及应用. 北京: 科学出版社, 2009. 1-48
- 15 Rodrigo A E, Sartaj S G, Myung S J, et al. Multi-length and time scale thermal transport using the lattice boltzmann method with application to electronics cooling. Int J Heat Mass Transfer, 2006, 49: 97-107
- 16 Charles K. 固体物理导论. 项金钟,吴兴惠,译. 北京: 化学工业出版社, 2010. 79-85
- 17 Sartaj S G, Woo T K, Rodrigo A E, et al. A novel heat transfer model and its application to information storage systems. J Appl Phys, 2004, 97: 707-706
- 18 Wei Z, Timothy S F. Application of the method to sub-continuum heat conduction. In: ASME 2002 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, 2002 NoV 17-22, New Orleans, Louisiana. 2002. 69-74
- 19 王广超,施保昌,邓斌. 嵌套边界的非均匀格子 Boltzmann 方法. 水动力学研究与进展, 2004, 19: 20-25
- 20 Zhou L J, Xuan Y M, Li Q. Multiscale simulation of flow and heat transfer of nanofluid with lattice Boltzmann method. Int J Multiphase Flow, 2010, 36: 364-374

## Heat generation and transfer mechanism in micro/nano-scale high-power electronic devices

WANG Bo, XUAN YiMin & LI Qiang

*School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*

Traditional macroscopic method is incapable of describing the heat generation and transfer mechanism in high-power electronic devices, when either characteristic dimensions become comparable or less than the mean free path of phonons, or characteristic timescale of devices equals to or smaller than the relaxation time of phonons. In order to reveal the heat generation and transfer mechanism in micro/nano-scale devices, a multiscale lattice Boltzmann modeling of field effect transistor (FET) with different conditions is proposed. In this model, a source term is introduced to describe the scattering of phonons and electrons. Under different working conditions and thermal managements (such as the location of hot spot, peak value of temperature, average temperature), the temperature distribution of a FET is investigated. By analyzing heat generation and transfer mechanism of FET in micro/nano-scale, it provides theoretical reference to engineers.

**high-power field-effect transistors, multi-scale lattice Boltzmann method, electron-phonon coupling**

doi: 10.1360/972012-536