



中国热管理网

WWW.REGUANLI.COM

分类号

密级

UDC 注1



南京理工大学

NANJING UNIVERSITY OF SCIENCE & TECHNOLOGY

硕士学位论文

高功率电子器件

产热传热特性的理论研究

(题名和副题名)

王博

(作者姓名)

指导教师姓名 李强 教授

学位类别 工学硕士

专业名称 热能工程

研究方向 微/纳尺度传热

论文提交时间 2015年3月

注 1: 注明《国际十进分类法 UDC》的类号。

硕士学位论文

高功率电子器件  
产热传热特性的理论研究

作者：王博

指导教师：李强 教授

南京理工大学  
2015年3月

M.SC.Dissertation

**Research of heat generation and transfer  
in high power electronic devices**

*By BoWang*

*Supervised by*

*QiangLi*

**Nanjing University of Science & Technology  
March, 2015**



## 摘 要

晶体管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,导致其局部热流密度极具上升(达到 $200\text{W}/\text{cm}^2$ 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,高温下降加速电极的劣化,大大降低电子元器件的使用寿命。因此,器件热管理技术对于保障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温度分布特征,是建立高功率电子器件热管理技术的前提。本文的主要工作包括:

### 1 高热流密度微/纳尺度电子器件热电模型建立

随着半导体器件特征尺寸的减小以及功率的增加,器件内部热流密度急剧增加,此时器件的特征尺寸与器件内部热载子的平均自由程相当,运用传统的方法研究时,将产生较大的误差,此时应该从器件的产热机理出发,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。

本文首先运用格子-Boltzmann方法,建立了微/纳尺度的场效应晶体管的产热与传热模型,该模型中考虑了电子与声子的耦合过程,在声子方程中加入了由外加电场产生源项,分析不同工作状况下器件内部的温度分布,此外改变热管理方式时,例如增加上、下边界对流换热系数,计算不同热管理方式时,器件内部的温度分布,为热设计提供一定的理论依据。

其次,本文建立了非能量平衡微/纳尺晶体管产热传热模型。在运用格子-Boltzmann建立的传热模型中,忽略了声子的分类。声子根据频率的不同分为光学声子和声学声子,光学声子的群速度较小趋近于0,声学声子的群速度较大,因此声学声子是器件中传热的主要载子,因此为了提高计算的准确度,运用非能量平衡方法,考虑晶体管中电子、光学声子、声学声子的相互作用,计算晶体管内部的热电特性,包括电场强度、电势、温度以及焦耳热分布等。

### 2 双指器件热电特性的模拟

对于电子器件而言,其结构呈现出周期性的特征。在之前的文献中大多是以单指器件为一个结构单元,而在实际的结构中,其最小结构单元多是双指器件。二者最大的差别在于源极、栅极以及漏极的位置分布不同。而在器件中,电极分布的位置对电场强度分布有着至关重要的影响,而电场强度的分布又决定了器件内部的温度分布以及焦耳热

分布。因此以双指器件为最小结构单元更符合实际情况，计算更准确

### 3 器件温度影响因素分析

在微/纳尺度半导体器件中，其产热机理可以简单描述为：在外加的高电场作用下，电子获得了极高的能量，随后高能电子将能量传递给声子，在通过声子的运动将能量传播开来。在实际的过程中，其温度分布受到了多种因素的影响。以双指器件为例，首先，外加电压的不同，会引起器件内部温度分布的差异。其次，掺杂浓度对于半导体器件而言，也是一个重要的影响因素，最高温度随着掺杂浓度的增加而升高。第三，热管理方式的不同，对内部温度分布以及焦耳热分布产生的影响有所不同。因此，本文研究了上、下对流换热系数、衬底温度、漏极电压以及掺杂浓度对器件的热电特性的影响，分析不同参数对器件的影响，找到维持器件正常工作条件下的参数，对热设计工作者提供一定理论依据。

**关键词：**声子，温度分布，高功率器件，双指器件.

## Abstract

Transistors are the key element in the integrated circuit. It is widely applied in wireless devices, such as radar, communications satellites. The transistor is scaled to smaller dimensions and higher power to improve speed and functionality. The gate length of the transistor is currently in the range of 200 nm to 500 nm. This generates very high local heat dissipation flux up to  $200\text{W}/\text{cm}^2$  and results in the high local temperature inside the transistor. It is well known that the thermal characteristic of the transistor is very important for optimum device designs of the reduction of the heat dissipation rate itself and for the cooling designs with effective heat removal from the transistor device. Therefore, it is very necessary to investigate the characteristics of heat generation and transport in high-power devices. The main work of this paper completed as follows:

### 1 Establishment of micro / nano-scale high-power electronic devices

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, the collisions between electrons and phonons should be considered in the model.

Firstly, a multiscale lattice Boltzmann modeling of 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.

Then, A coupled thermal and electrical model comprising of electron transport equations and phonon energy conservation equations is established. The differences between acoustic phonons and optical phonons have been ignored. According to the difference of frequency, phonons can be divided into optical phonons and acoustic phonons. The group velocity of optical phonons is close to zero, which leads to quite small conductivity. Whereas the group velocity of acoustic phonon is around  $6000\text{ms}^{-1}$ , so that acoustic phonons are main heat carriers in semiconductor materials. Therefore, in order to improve calculation accuracy, the

new model is established. Electric field, temperature and Joule heat are calculated.

## 2. Simulation of electric and thermal feature in Double-finger transistor

For the electric device, the structure of the electric device is periodically. In previous researches, the single-finger unit is considered as a computational element in the whole semiconductor device, which is unsuitable. In actual situation, the electrodes are arranged with source gate, drain gate, and source gate. Therefore, double-finger unit should be the minimum unit of the whole device. The temperature distribution is impacted on the location of the gate, source and drain. Thus, a double finger transistor is studied in this paper.

## 3 Analysis of the temperature distribution in the device

Heat generation and transfer process in nanoscale semiconductor device is described as follows. The driven voltage leads to a lateral electric field, then the electrons gain energy from this field, generating energetic electrons. The energetic electrons can collide with each other, with phonons, with material interface, with imperfections or impurity atoms. However, only the collisions between electrons and phonons have influence on the energy transport. By obtaining the energetic electrons energy, the lattice temperature increases. The effects of different drain voltage, substrate temperature, and doping concentration on the location of hot spot, maximum temperature and average temperature are discussed. It provides theoretical reference to engineers

**Keywords:** Phonons, Temperature distribution, High power electric device, Double-finger unit.

# 目 录

UDC 注 <sup>1</sup> .....	1
M. SC. Dissertation.....	1
<i>Supervised by</i> .....	1
摘 要.....	I
Abstract .....	III
目 录.....	V
图表目录.....	VII
主要符号说明.....	IX
1 绪论 .....	1
1.1 研究背景及意义.....	1
1.2 国内外研究进展.....	3
1.2.1 电子器件发展概况.....	3
1.2.2 高热流密度微/纳尺度电子器件特征 .....	5
1.2.3 微/纳尺度电子器件数值模拟方法发展概况 .....	5
1.3 本文研究内容.....	6
1.3.1 高热流密度微/纳尺度电子器件热电模型建立 .....	6
1.3.2 双指器件热电特性的模拟.....	7
1.3.3 器件温度影响因素分析.....	7
2 微/纳尺度电子器件产热机理 .....	8
2.1 器件中电子的运动.....	9
2.2 器件中声子的运动.....	10
2.3 器件产热与传热过程.....	11
2.4 本章小结.....	12
3 格子-Boltzmann 方法微/纳尺度电子器件传热模型建立 .....	13
3.1 格子- Boltzmann 方法的发展.....	13
3.2 Boltzmann 方程 .....	14
3.3 格子-Boltzmann 方法 .....	15
3.4 格子-Boltzmann 方法在微纳尺度晶体管中的应用 .....	16
3.4.1 边界条件.....	20
3.4.1 模型验证.....	20
3.5 本章小结.....	21
4. 基于格子-Boltzmann 方法场效应晶体管模拟.....	22

4.1 FET 的结构及工作特征.....	22
4.2 工作条件对 FET 热特性的影响.....	24
4.3 热管理方式对温度对热特性影响.....	27
4.3.1 改变上边界对流换热系数.....	27
4.3.2 改变下边界对流换热系数.....	29
4.4 本章小结.....	30
<b>5 非能量平衡微/纳尺度电子器件热电耦合模型的建立 .....</b>	<b>31</b>
5.1 电子方程.....	31
5.2 声子方程.....	33
5.3 边界条件.....	35
5.3.1 电学边界条件.....	35
5.3.2 热学边界条件.....	36
5.4 本章小结.....	36
<b>6 高电子迁移率场效应晶体管热电特性模拟 .....</b>	<b>37</b>
6.1 HEMT 简介.....	37
6.2 单指 HEMT 与双指 HEMT 器件 .....	37
6.3 单指与双指热电特性差异 .....	39
6.3 不同工作条件对工作效率的影响.....	42
6.4 工作条件对热电特性的影响.....	43
6.5 掺杂浓度对热电特性的影响.....	45
6.6 散热条件对热电特性的影响.....	46
6.6.1 衬底温度对热电特性的影响.....	46
6.6.2 对流换热系数对特性的影响.....	48
6.7 模拟结果与实验结果对比验证.....	49
6.7.1 实验步骤.....	49
6.7.2 模拟结果对比验证.....	50
6.8 本章小结.....	51
<b>7 总结与展望.....</b>	<b>52</b>
7.1 总结.....	52
7.2 展望.....	53
<b>致    谢.....</b>	<b>54</b>
<b>攻读硕士学位期间发表的相关论文 .....</b>	<b>55</b>
<b>参考文献.....</b>	<b>56</b>

## 图表目录

图 1.1 摩尔定律.....	1
图 1.2 对应各种空间和时间尺度的常用模拟方法.....	2
图 1.3 半导体器件发展史.....	3
图 1.4 典型 MOSFET 结构示意图.....	4
图 1.5 典型 HEMT 结构示意图.....	5
图 2.1 器件中的电子运动.....	8
图 2.2 通电后器件中的电子运动.....	10
图 2.3 电离杂质散射示意图.....	11
图 2.4 GaAs 中的声子传播关系.....	12
图 2.5 GaAs 内的能量传递过程.....	13
图 3.1 多尺度网格示意图.....	20
图 3.2 计算流程图.....	21
图 3.3 不同 $kn$ 数下无量纲温度与无量纲尺寸关系.....	22
表 4.1 FET 参数.....	24
表 4.2 不同工况下工作参数.....	26
图 4.3 不同工况整体温度分布对比图.....	27
图 4.4 不同工况下外延层内温度场分布对比图.....	28
图 4.5 不同工况下外延层内产生的焦耳热对比图.....	28
图 4.6 温度 $V_{ds}$ 变化曲线.....	29
图 4.7 温度随上边界对流换热系数变化曲线.....	29
图 4.8 不同对流换热系数外延层温度场分布对比图.....	30
图 4.9 温度随对下边界流换热系数变化曲线.....	31
表 5.1 参数及表达式.....	35
图 5.1 电学边界条件.....	37
图 6.1 文献中的模型结构.....	41
图 6.2 双指的 HEMT.....	43
图 6.3 $V_{ds}=6.0V$ , $V_g=0.5V$ 时单指与双指 HEMT 电场强度沿 X 轴曲线.....	42

图 6.4	$V_{ds}=6.0V$ , $V_g=0.5V$ 时 HEMT 温度场分布 .....	43
图 6.5	$V_{ds}=6.0V$ , $V_g=0.5V$ 时 HEMT 温度沿着 X 方向的温度曲线 .....	44
图 6.6	$V_{ds}=6.0V$ , $V_g=0.5V$ 时, $T_{sub}=340K$ 焦耳热分布 .....	46
图 6.7	产热比率在不同工作状态下变化曲线 .....	46
图 6.8	$V_{ds}=6.0V$ , $V_g=0.5V$ 温度分布 .....	47
图 6.9	晶格温度最高温度与平均温度在不同工况下温度变化曲线 .....	49
图 6.10	焦耳热最大值在不同工况下的变化曲线 .....	48
图 6.11	最高温度与平均温度随掺杂浓度变化曲线 .....	49
图 6.12	焦耳热随掺杂浓度变化曲线 .....	49
图 6.13	最高温度与平均温度衬底温度的变化曲线 .....	50
图 6.14	焦耳热随衬底温度的变化曲线 .....	51
图 6.15	器件最高温度随对流换热系数的变化 .....	51
图 6.16	焦耳热随对流换热系数的变化曲线 .....	52
图 6.17	实验装置 .....	53
图 6.18	实验过程中用于放置测试对象的载体 .....	53
图 6.19	$V_{ds}=8.5V$ , $V_g=-0.6V$ 时实验结果分布图 .....	54

### 主要符号说明

$V_s$	电子饱和速度, m/s	$K_b$	Boltzmann 常数
$f$	LB 分布函数		
$E$	电场强度, V/m		希腊字母
$f^{eq}$	LB 平衡态分布函数	$\lambda_D$	德拜长度, m
$N_A^-$	受主浓度, $cm^{-3}$	$\phi$	电势, V
$N_D^+$	施主浓度, $cm^{-3}$	$\epsilon_F$	费米能级, eV
$T_e$	电子温度, K	$\epsilon$	介电常数, F/m
$T_A$	晶格温度, K	$\tau$	碰撞时间, s
$T_{LO}$	光声子温度, K		
$N_D$	电子浓度		
$m^*$	电子有效质量		
$C_A$	声声子比热容, $J/m^3K$		
$C_{LO}$	光声子比热容, $J/m^3K$		上下角标
$\kappa_A$	声声子热导率, $W/mK$	$Op$	声学声子
$\theta_D$	德拜温度, K	$g$	栅极
$U_e$	电子能量密度, $J/m^3$	$s$	源极
$H$	热产率, $W/m^3$	$d$	漏极
$f$	分布函数	$eq$	平衡态
$T_{sub}$	衬底温度, K	$ph$	声子
$V_g$	栅极电压, V	$e$	电子
$V_{ds}$	源漏电压, V	$a$	光学声子

# 1 绪论

## 1.1 研究背景及意义

自 1906 年世界上第一个三极管诞生以来，半导体工业在这一个世纪里发展迅猛。1968 年，Gordon Moore 预言，集成电路的密集程度每十八个月就会翻一番，这也就著名的摩尔定律。如图 1.1 所示<sup>[1]</sup>。近年来，半导体器件的集成度达到了 VLSI (Very Large Scale Integration) 集成电路，甚至 VVLSI (Very Large Scale Integration) 集成电路，也称为百万芯片<sup>[2]</sup>。此时，芯片的特点呈现出了体积小，功率高的特征。高功率半导体器件广泛应用于雷达、通讯卫星中继器、固定无线装置等军用民用领域。高集成度带来了传输距离缩短、电路速度提高、芯片通讯时间缩短、耗电量小以及体积小等优点。同时，芯片的热流密度急剧增加。目前晶体管的栅极尺寸范围为 200 至 500nm，局部电场强度高达  $10^7 \text{v/m}$ <sup>[3,4,5]</sup>。此时，器件的局部热流密度将高达  $200 \text{ W/cm}^2$ ，器件长期在温度极高的条件下运行，将导致加速源极、栅极以及漏极的劣化、漏极、源极电阻的增加，大大影响了电子设备的可靠性，甚至导致器件失效<sup>[6,7]</sup>。因此，研究电子微/纳尺度电子设备产热与传热机理，掌握不同工况下器件温度分布，是建立高功率电子设备热管理的前提。

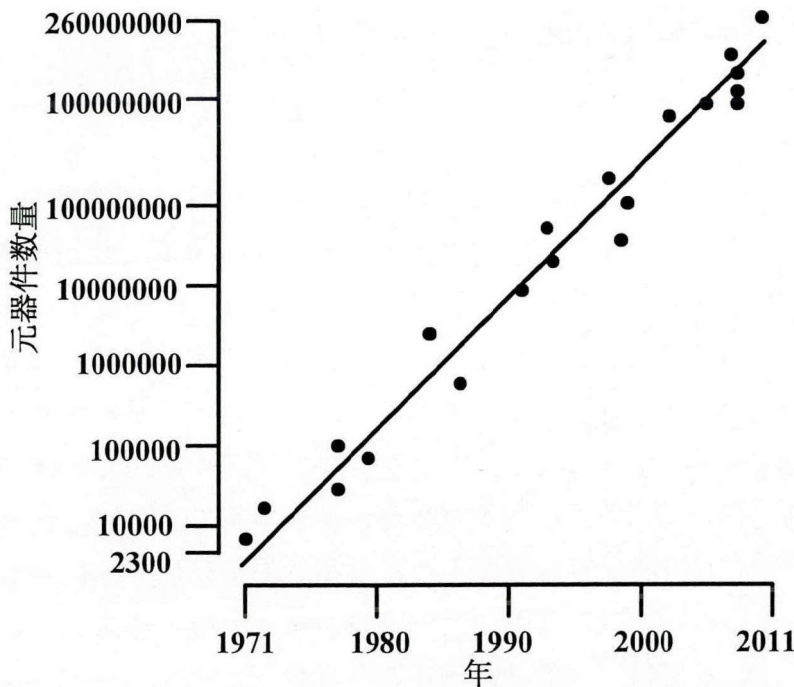


图 1.1 摩尔定律<sup>[1]</sup>

当电子器件的特征尺寸减小至微/纳尺度下，应用传统的研究方法将带来较大的误差，应当从器件内部电子、声子运动机理出发，建立微/纳尺度功率器件产热与传热模型。图 1.2 中给出了对应于不同空间和时间尺度下的输运模型<sup>[8]</sup>。当器件的尺寸远远大于器件的特征尺寸时，对计算精度要求不高，可采用传统的宏观方法，求解过程较为简单。

随着器件尺寸的逐步减小，半导体器件的特征尺寸与能量输运载子的平均自由程相当时，传热将呈现出弹道输运特性、非平衡性等一系列特征，采用格子-Boltzmann 方法或者 Metor Carlor 方法模拟<sup>[9,10,11]</sup>。器件特征尺寸继续减小时，特征尺寸减小至小于热载子的平均自由程时，此时采用分子动力学方法及量子力学方法对器件进行模拟<sup>[12]</sup>。

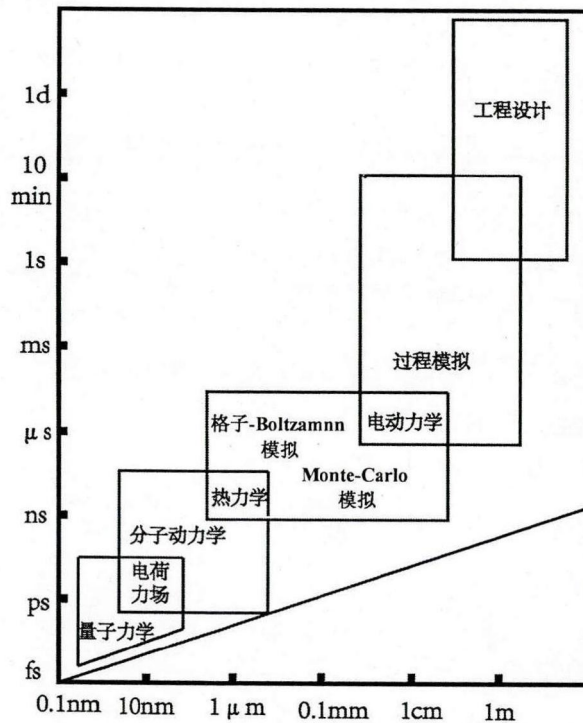


图 1.0-2 对应各种空间和时间尺度的常用模拟方法<sup>[9]</sup>

由以上分析可知，在微/纳尺度电子器件的模拟中，传统模型已经失效，而流体力学模型忽略了沟道内空间分布函数，而基于量子力学求解薛定谔方程以及格林函数的方法复杂，蒙特卡罗方法耗费大量的计算机资源。因此，本文首先介绍方法格子-Boltzmann 方法，该方法是一种统计学方法，对电子器件内部的电子、声子的运动进行模拟，其优点是边界条件处理简单、物理意义明确<sup>[13]</sup>。其次，由于格子-Boltzmann 方法在求解中难以对分子的种类进行分类，为了提高计算精度，建立非能量平衡热电耦合方法对器件内部的声子进行分类，该方法计算精度高，可以对复杂的晶体进行模拟。本文不仅揭示了电子器件内部的产热机理，也对其不同工作状态以及不同热管理方式下，温度分布进行模拟，为热设计工作者提供一定的理论依据

## 1.2 国内外研究进展

### 1.2.1 电子器件发展概况

半导体工业诞生可追溯到 1904 年, LeeDforest 发现了真空三极管, 真空三极管是制造收音机、电视机电路的基础。真空三极管也作为世界上第一台电子计算机的大脑在宾夕法尼亚的摩尔根工程学校进行首次演示。制造该计算机, 用了 19000 个真空管和数千个电阻及电容, 该占地面积 13.9 平方米, 重达 30 吨, 工作时产生大量的热, 并且需要一个小型发电站进行供电<sup>[14]</sup>。

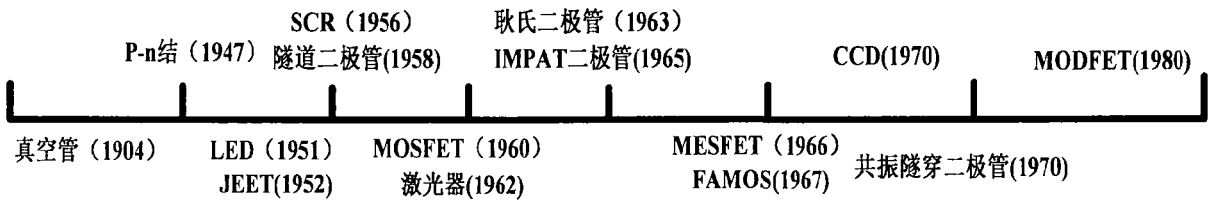


图 1.3 半导体器件发展史<sup>[15]</sup>

图 1.3<sup>[15]</sup>中回顾了半导体器件的发展史, 给出了常用以及具有代表性的半导体器件发明的年代。最早的半导体器件可以追溯到 1904 年的真空管, 它也成为了最早的无线电时代的代表。1947 年, 双极型晶体管被研制出来, 半导体工业发展真正的进入了蓬勃发展的时期。此后, 各种类型的半导体器件被发明出来, 电子工业进入了半导体时代<sup>[16]</sup>。

金属氧化物半导体场效应晶体管常称为 MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor), 是一种最常用的半导体器件大类。1926 年, Lilienfeld 和 Heli 等人, 首次提出了场效应晶体管的概念<sup>[17,18]</sup>。1955 年之前的场效应晶体管, 仅仅是利用了半导体材料中的多数载流子, 作为载流子通道, 直至 Ross 首先提出可以用过表面反形层中的少数载流子的场效应。此时的场效应晶体管, 还存在另外一个难题, 即不能提供过多源漏电流和界面陷阱优质的半导体系统。Ligenza 和 Spitzer 在高压水汽生长氧化物方面, 进行了的开拓性工作, 此后, 金属氧化物晶体管得到了更广泛的应用。其优点在于结构简单、成本低廉、功耗低等特点, 基本结构如下图所示<sup>[19]</sup>。

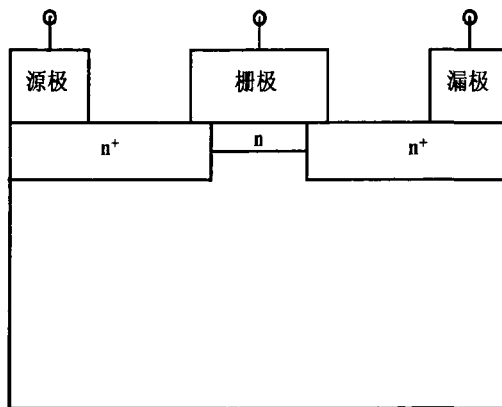
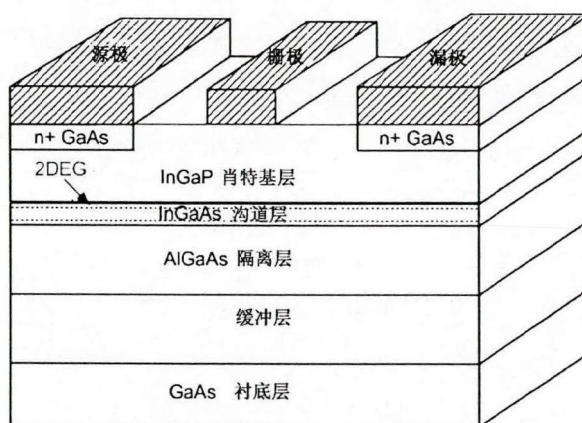


图 1.4 典型 MOSFET 结构示意图<sup>[16]</sup>

图 1.4 中为典型的 MOSFET 结构示意图，栅极和漏极呈现出对称的结构，可以互换位置。源极区和漏极区是由 n+掺杂区构成的。首先确定栅极，在栅极确定好之后，注入粒子形成源极和漏极，它们与栅极自对准。常见的 MOSFET 包括：双扩散金属氧化物半导体晶体管（Dual-diffused Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor: DMOSFET）、六角形场效应晶体管（Hexagon Field Effect Transistor: HEXFET）、V 形槽（纵向）金属氧化物半导体晶体管（Vertical metal-oxide-semiconductor Field Effect Transistor: VMOSFET）等。MOSFET 广泛应用于电子产品中。其具有输入电容恒定、速度快、生产成本低、功耗小等优点，也是目前商用 IC 中最常用的晶体管之一<sup>[20,21]</sup>。此外，MOSFET 也可以在具有特殊功能的器件中应用，如化学传感器等。与其他类型的晶体管如双极形晶体管相比，MOSFET 可以更好控制沟道长度、金属栅的低电阻可以更好设计高速电路<sup>[22]</sup>。

另一种常见的晶体管就是高电子迁移率晶体管（High Electron Mobility Transistor: HEMT），它是金属-半导体场效应管（MESFET）的改进结构，其独特之处在于采用了异质结结构。在该结构中，对宽能隙材料如 AlGaAs 进行掺杂，使得载流子扩散到未掺杂的窄能隙材料中如 GaAs，在此行程沟道。异质结结构最大的优点为将未掺杂的异质界面上的载流子与掺杂区在空间上进行了隔离，避免了杂质对载流子的散射，因此该结构具有极高的电子迁移率。1969 年 Esaki 和 Tsu<sup>[23]</sup>首次考虑了平行于超晶格结构中的各层载流子的输运，随着 MBE 和 MOCVD 工艺的发展，使得异质结结构得以实现。在之后的几年中 Stmoer、Mimura 及 Delagebeaudeuf<sup>[24]</sup>等人也证实了异质结结构具有增强迁移率的的效应，异质结结构也一直成为了学者研究重点。常用于光学存储、通信等领域等高频区<sup>[27]</sup>。

图 1.5 HEMT 结构<sup>[25]</sup>

本文以 MOSFET 和 AlGaAs/GaAs 高电子迁移率晶体管 (HEMT) 为研究对象, 并根据其外延结、材料属性及各层掺杂浓度等, 建立产热传热模型, 同时研究了不同影响因素对器件内部温度分布的影响。

### 1.2.2 高热流密度微/纳尺度电子器件特征

高功率的微/纳尺度半导体电子器件与传统器件相比, 在热电特性与其研究方法上主要有以下区别:

1. 热电现象: 在微/纳尺度半导体器件中, 由于器件的特征尺寸达到了纳米级, 器件功率不断增加, 导致了局部热流密度超过  $200\text{W}/\text{cm}^2$ , 此时器件的温度特性和热特性呈现出相互耦合的现象。

2. 产热机理: 传统的产热问题即宏观的产热问题研究, 忽略了器件热量产生的时间, 然而在微/纳尺度器件中, 由于其特征尺寸与热载子的特征尺寸可以相互比拟, 热量产生的时间和输运的时间数量级相当, 即产生了能量非平衡现象。

3. 研究方法: 在小尺寸传热问题的研究中, 传统的傅里叶定律中的假设失效, 因此传统导热方法不适用。应从微/纳尺度出发, 考虑器件内部电子、声子碰撞, 建立适用于微/纳尺度电子器件的研究方法。

### 1.2.3 微/纳尺度电子器件数值模拟方法发展概况

现代微电子行业的发展日新月异, 常规尺寸的器件用传统的传热方法, 可满足其计算要求。随着器件特征尺寸的减小, 以及功率密度的增加, 传统的研究方法在计算过程中将带来较大的误差或者结论性错误。在傅里叶定律中假设: 能量的传递时间远远大于能量的产生时间<sup>[26]</sup>。在微/纳尺度器件中, 其能量的传递时间与能量的产生时间可以比拟, 或者描述成微/纳尺度器件的特征尺寸与热载子的平均自由程可以比拟。此时, 傅里叶定律在解决该问题时失效。近几十年的研究中, 微/纳尺度传热问题获得了广泛关注和深入研究。

在半导体器件热电模拟中, 首先应对其能量产生及传递过程有所了解。在微/纳尺度半导体器件中, 产热过程可以简单的描述为: 在外加电压条件下, 器件内部将产生较大的电场强度 ( $>10^7\text{V}/\text{m}$ ), 电子在如此高的电场强度下, 获得了较高的能量, 随后电子通过碰撞将能量传递给声子, 再由声子间的互相作用, 将热量传播开来<sup>[4]</sup>。

近年来许多学者提出了一些小尺寸计算模型, 主要包括: 声子输运方程模型 (Boltzmann Transport Equation: BTE)<sup>[27-28]</sup>、分子动力学模型<sup>[29-30]</sup>、弹道—扩散模型<sup>[31-32]</sup>以及傅里叶模型<sup>[33]</sup>等。其中 BTE 方法是最常用来描述电子器件中载流子运动的方程。

半导体器件的电学特性的计算, 包括电流电压特性、电子浓度的分布等, 是比较成熟的领域, Sze<sup>[34]</sup>等早在 20 世纪 80 年代, 对半导体器件电特性设计提出了计算模型,

并且被广泛认可。随后,学者也在研究电子器件电特性的同时,考虑到电子能量对电特性的影响,其中包括1982年Cook和Frey的研究以及1992年Zhou、Ferry及Yoganathan等人的研究<sup>[35-36]</sup>。1984年,Selberherr<sup>[37]</sup>等人运用传统的漂移-扩散方程求解了电子的输运过程。然而当器件的偏压的数量级为1V时,器件尺寸为纳米的级别,此时的电场强度也极高。因此,电子将从外部高点场获得能量,然而这部分能量不能迅速地传递给声子,这是由于能量产生于传递时间相当,此时应该考虑这种能量的不平衡性,也称为热声子输运。1970年,Blotekjaer<sup>[38]</sup>最早提出了描述热声子的方程,即后来被大家熟知的动力学方程。随后MeinerZhagen, Chai<sup>[39]</sup>等人也用该方法了计算了电子的输运过程。此外,格林函数方法以及薛定谔方程也可以对微/纳尺度半导体器件进行热电特性的模拟,但求解过程极为复杂,过于困难<sup>[40]</sup>。这些研究中,假设晶格温度是恒定的,即忽略了声子温度对电子运动的影响,没考虑热电耦合的效果。1985年,Wang<sup>[41]</sup>等人在其模型中加入了声子方程,然而该声子方程也是经过化简后的声子方程,随后,Majumdar<sup>[42-43]</sup>等人发展了一种热电耦合模型模型,包含了对于电子的浓度方程、Poisson方程、能量方程及对于不同模式的声子的能量方程。此模型的优点为计算较为简单,对于结构并不复杂的器件模拟精度较高。格子-Boltzmann方法近年来,在求解半导体器件的传热过程也被广泛关注,Aydin Nabovati, Subbalaskhmi, Rodrigo<sup>[27,28]</sup>等人,运用格子-Boltzmann方法模拟器件中,声子可以分为碰撞过程和演化过程,模拟半导体材料中温度分布。格子-Boltzmann方法是一种统计的方法,起源于格子气自动机,其具有边界处理简单、物理意义明确等优点<sup>[27]</sup>。

综上所述,虽然研究微/纳尺度半导体热电特性的方法众多,由于蒙特卡洛方法在计算时,耗费大量的计算资源,造成了资源的浪费,分子动力学在模拟时,势函数的确定困难,格林函数方法求解困难,传统的传热方法,带来了巨大的误差。因此,格子-Boltzmann以其边界处理简单、物理意义明确、精度高等优点,被广泛研究。此外,声子根据频率不同,可以分为光学声子和声学声子,两种声子在传热过程中有着不同的作用,非能量平衡方法可对不同的声子进行分别计算,在计算微/纳尺度器件时,也具有较好的应用前景。

## 1.3 本文研究内容

### 1.3.1 高热流密度微/纳尺度电子器件热电模型建立

随着半导体器件特征尺寸的减小以及功率的增加,器件内部热流密度急剧上升,此时器件的特征尺寸与器件内部热载子的平均自由程相当。运用传统的方法研究,将产生较大的误差,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。

本文首先运用格子-Boltzmann 方法建立了微/纳尺度的场效应晶体管的产热与传热模型, 该模型中考虑了电子与声子的耦合过程, 在声子方程中加入了由外加电场产生源项, 分析不同场效应晶体管 (FET) 工作状况下器件内部的温度分布, 改变热管理方式时, 例如增加上、下边界对流换热系数, 计算不同热管理方式时器件内部的温度分布。

其次, 本文建立了非能量平衡微/纳尺晶体管产热传热模型。格子-Boltzmann 方法具有一定的优点, 如边界处理简单, 计算过程简单, 然而也有一些问题。如在格子-Boltzmann 建立的传热模型中, 难以将声子进行分类区别。此外, 在运用格子-Boltzmann 方法模拟时, 器件必须满足肖克来模型中对电子速度的假设等, 该方法具有局限性, 因此选择结构简单的 FET 作为研究对象。为了提高计算精度, 建立一种适用于更多器件的方法, 运用非能量平衡方法, 则选择另外一种更具有应用前景且结构较为复杂的高电子迁移率场效应晶体管 (HEMT) 为研究对象进行模拟。计算 HEMT 内部的热电特性, 包括低电场强度、电势、温度以及焦耳热分布等。

### 1.3.2 双指器件热电特性的模拟

对于电子器件而言, 其结构呈现出周期性的特征, 在之前的文献中大多是以单指器件为一个结构单元, 然而在实际的结构中, 其最小结构单元多是以双指器件为最小单元。二者最大的差异是电极位置的分布不同。而在器件中, 其电极分布的位置对其电场强度分布有着至关重要的影响, 而电场强度的分布又决定了器件内部的温度分布以及焦耳热分布。因此以双指器件为最小结构单元更符合实际情况, 计算更准确, 更有意义。

### 1.3.3 器件温度影响因素分析

在微/纳尺度半导体器件中, 其产热机理可以简单描述为: 在外加电场作用下, 电子获得了极高的能量, 随后高能电子将能量传递给声子, 在通过声子的运动传播开来。在实际的过程中, 其温度分布受到了多种因素的影响, 首先热管理方式的不同, 将对其内部温度分布以及焦耳热分布产生的影响有所不同。其次, 外加电压的不同, 对器件内部的热电特性也所不同。第三, 掺杂浓度对于半导体器件而言, 也是一个重要的阐述。因此, 本文研究了上、下对流换热系数、衬底温度、漏极电压以及掺杂浓度对器件的热电特性的影响, 分析不同参数对器件的影响, 找到维持器件正常工作条件下的参数, 对热设计工作者提供一定理论依据。

## 2 微/纳尺度电子器件产热机理

当热载子（电子、声子、光子）与器件的特征尺寸等可以相互比拟时，或小于器件的特征尺寸时，传统的傅里叶定律将失效，对于极短时间内产生极大的热流密度的热量传递现象，不能再用导热微分方程来描述。此时将产生极大的误差，出现边界效应，量子输运现象等<sup>[44-45]</sup>。本章介绍了电子器件中的各种载流子，包括电子、光学声子、及声声子，分析其微观的能量传递过程，本章从微观对电子器件产热机理进行了详细的介绍。

### 2.1 器件中电子的运动

在没有外加电场时，电子虽然永不停息的做无规则的热运动，但是宏观上它们并没有沿着一定方向的运动，所以构不成电流，其运动轨迹如图 2.1 所示，图中电子运动表现出来的无规律的热运动轨迹<sup>[46]</sup>。

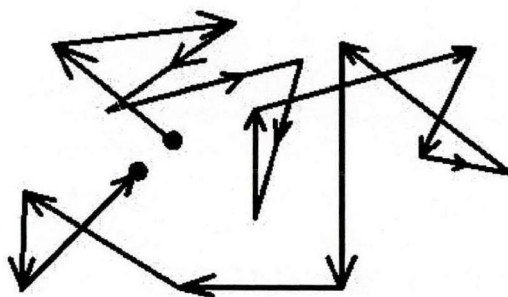


图 2.1 器件中的电子运动<sup>[47]</sup>

半导体器件中，电子的运动像是自由粒子，在运动过程中，可以与电子、晶格、材料杂质、缺陷等发生散射。像气体分子中的分子一样，他们有热动能，按照统计平均，它是

$$E_e = \frac{m}{2} v_{th}^2 + \frac{3}{2} kT \quad (2.1)$$

式中  $m^*$  表示载流子的有效质量， $v_{th}$  代表平均热速度。因为电子运动是统计分布在所有方向上大量载流子的电流在相同点位端点<sup>[47]</sup>。当存在一个外加电场的时候，每一个电子都将受到外加电场的的一个力，其大小可表示为  $qE$ ， $q$  为电荷， $E$  为外加电场强度，因此，热速度被附加上了一个外加速度，可将此速度定义为漂移速度。在弱电场强度下按照以上理论来定义，即漂移速度比热速度小，此时漂移速度正比于电场强度：

$$v_n = -\mu \cdot E \quad (2.2)$$

电场式 (2.2) 中  $\mu$  代表了电子的迁移率。在较强电场强度下, 不能满足之前的假设, 因此漂移速度不在正比于电场, 此时的漂移速度趋近于一个饱和值<sup>[48-49]</sup>。

综上所述, 当存在外加电场的作用时, 电子存在两种互相矛盾的运动。第一种运动即电子受到了外加电场作用, 它将产生电场强度将世的电子反方向的运动。第二种运动是电子不断受到散射, 使其运动方向不断地发生变化。电子在外电场的实际运动轨迹可别认为是热运动和漂移运动的叠加, 图 2.2 直观的表现了电子在外加电场作用下轨迹。<sup>[50]</sup>

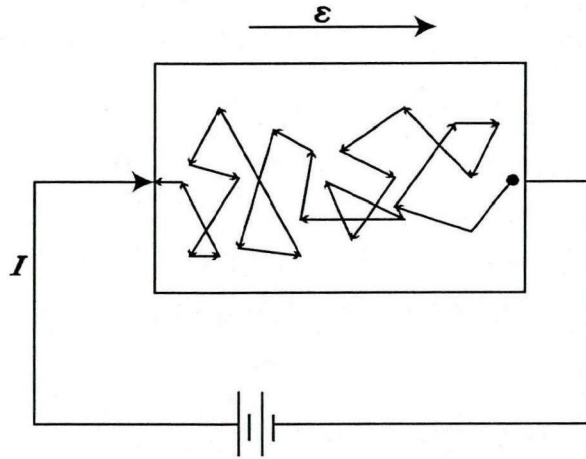


图 2.2 通电后器件中的电子运动<sup>[53]</sup>

在半导体器件中, 存在不同的主要散射机制, 可以分为以下几种<sup>[51]</sup>:

(1) 电离杂质散射

施主杂质电离后, 在杂质的四周有一个附加势, 这是由于杂质电离后, 会生成一个带正电的离子和一个带负电的粒子。改附加势场, 对于在其附近运动的载流子, 将产生附加势场, 如图 2.3 所示<sup>[52-54]</sup>。

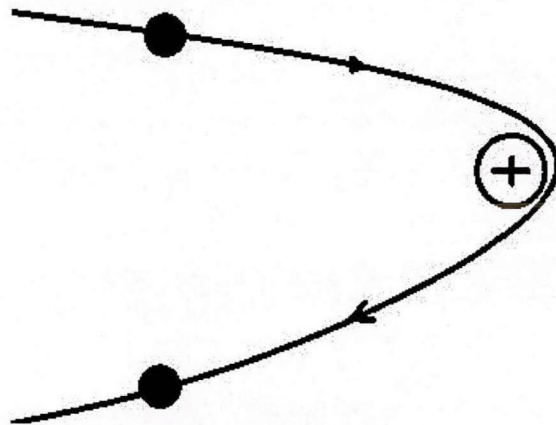


图 2.3 电离杂质散射示意图<sup>[51]</sup>

一般地单位时间内发射载流子的次数可以表示为:  $P \propto NT^{-3/2}$ , P 为发生散射的概率, N 代表了浓度, T 代表温度。发生散射的概率随着浓度的增加而增加, 随着温度的

升高而减小<sup>[54]</sup>。

### (2) 中性杂质散射

在温度较低的情况下，未受到电离的杂质，呈现出中性。在外界势场的作用下，中性的电离杂质也将受到微小的扰动，从而发生散射，此类散射只发生在浓度很高的重掺杂的半导体器件中。

### (3) 错位散射

半导体材料中，如果在错位线俘获电子，将成为一串负电中心。因此，在负电错位错位线周围产生一个正空间电荷区域。实验证明，材料的错位密度越大，错位散射的概率越大，当错位密度低于  $10^4/\text{cm}^2$  时，错位散射可以忽略不计<sup>[53]</sup>。

### (4) 合金散射

半导体值制备的进步，三元、四元等多元半导体被广泛关注。混合半导体的结构可以分为两类，第一类是两种同族原子的，其排列是随机的，第二类这是有序排列的。以  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{A}$  混合晶体为例， $x=0.5$  时，其中两种 III 族原子 Al 和 Ga 可以有序的排列，即晶体的结构是一层 GaAs 和一层 AlAs 交替的排列组成，但是更大的可能是结构是 Al 原子和 Ga 原子在晶体中随机排列。对于第二种情况而言，由于 Al 原子和 Ga 原子是随机排列的，对于势场将产生一定的微扰作用，从而引起了载流子的散射，此类的散射成为合金散射。两族原子在晶格的排列上是随机的，导致合金散射的发生。然而，此类散射只有在强简并时，才有显著的影响<sup>[55]</sup>。

## 2.2 器件中声子的运动

晶格震动的能量是量子化的，与光子相似，这种能量量子化被称为声子。半导体材料中，一定的温度下，晶格中的原子都各自在其平衡位置附近作微振动。研究表明<sup>[54-55]</sup>，每一个初始基元含有两个及两个个以上的原子晶体，半导体材料中根据频率的差异分为光学声子 (Optical phonon) 和声学声子 (Acoustic phonon)，其中低频的分支称为声学声子，而高频分支的成为光学声子。如果原胞中包含  $p$  个原子，则其色散关系含有  $3p$  个分支，即三个声学支和  $3p-3$  个光学支。

在砷化镓材料中，色散关系如图 2.4 所示<sup>[56]</sup>，其包含两个声学分支和两个光学分支，根据声子群速度与波矢与振动频率的关系可知

$$v_g = d\omega / dk \quad (2.3)$$

式中  $\omega$  为振动频率， $k$  为波矢，根据气体动力学理论，在特定近似下，导热率的公式可以表示为

$$\kappa = \frac{1}{3} C v l \tag{2.4}$$

式中  $C$  代表单位体积比热容,  $v$  代表离子的平均速度,  $l$  代表粒子间的平均自由程。从图 2.4 中可以看出, 砷化镓材料中光学声子的速度近很小, 近似为 0, 导热系数也就相应的小。而声学声子的群速度较大, 导热系数也较大, 因此声学声子是砷化镓材料中主要的导热载子。

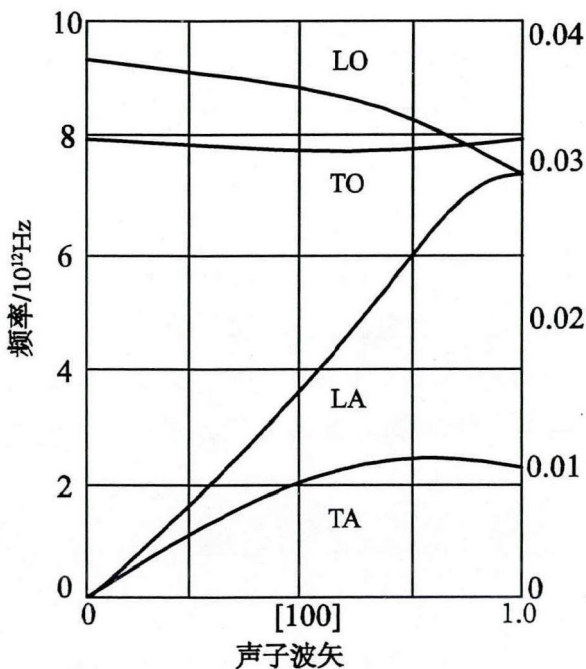
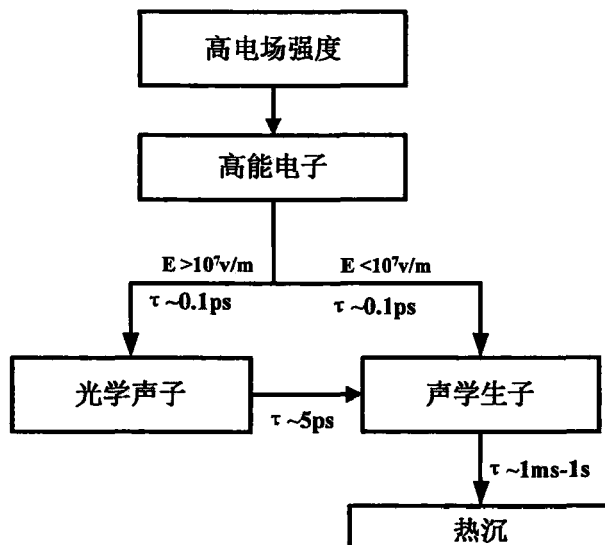


图 2.4 GaAs 中的声子传播关系<sup>[3,26]</sup>

### 2.3 器件产热与传热过程

工作状态下, 在电极处有电流输入, 在晶体管形成较高的电场。电子将从高电场获得能量, 电子在器件中将与电子、声子、材料缺陷、杂质等发生散射, 然而其他的散射只对电子的动量产生影响, 只有电子与声子的散射产生能量交换, 在研究器件的产热过程中只考虑电子同声子间的散射过程<sup>[4,57]</sup>。电子首先将能量传递给光学声子, 再由光学声子传递给声学声子。在之前的研究中表面光学声子的群速度很小, 可以认为其近似为 0, 对热传导几乎不起作用。只有当光学声子衰退成声学声子的时候, 才能将热量传递开来, 声学声子的群速度较大, 因此是半导体材料中主要的热载子<sup>[58-59]</sup>。

图 2.5 GaAs 内的能量传递过程<sup>[55]</sup>

从图中可以看出, 在高电场强度下, 高能电子首先将能量传递给光学声子, 该能量传递过程的时间尺度约为 0.1ps, 接着光学声子将衰退为群速度较高的声学声子, 该能量的传递的时间约为 5ps, 光学声子将能量传递给热沉的时间约为 1ms-1s, 因此对比能量传递的时间尺度可以发现, 能量传递到热沉的时间远远大于能量产生的时间, 不属于同一数量级, 造成了器件内部热量不断的累积, 形成热点。

## 2.4 本章小结

本章首先介绍了宏观方法在高功率微/纳尺度电子器件产热及传热过程中不适用的原因, 其次从微观尺度对电子器件产热机理及传热过程进行了详细的介绍。在半导体器件中主要存在的载流子是电子、声子, 其中声子按照其色散关系又可以分为光学声子和声学声子, 当存在外加电场时, 电子首先从电场获得较高的能量, 而后通过与声子的碰撞将能量首先传递给声子, 再由声子将热能传递出去。

### 3 格子-Boltzmann 方法微/纳尺度电子器件传热模型建立

本章将运用格子-Boltzmann 方法,对微/纳尺度电子器件的传热及传热进行计算,并运用该方法建立了计算微/纳尺度电子元器件产热传热模型。

#### 3.1 格子- Boltzmann 方法的发展

从格子-Boltzmann (Lattice Boltzmann Method,LBM)方法诞生至今,已有二十几年的历史了,该方法在宏观上是离散的,而在微观上又是连续,因此又将此方法成为介观模拟方法。其主要优点包括:边界处理简单、物理图像清晰、计算效率高、良好的并行特性等<sup>[60]</sup>。诞生以来,得到广泛的关注。在一些传统方法受限制的领域取得了开拓性的进展,包括:微/纳尺度传热、多孔介质的流动、多项多质流、非牛顿流体、燃烧问题、磁流体、化学反应流、湍流、晶体生长等流域得到了广泛的应用<sup>[61,62]</sup>。

格子-Boltzmann 方法来源于格子气自动机 (Lattice Gas Automata LGA), LGA 在流体动力学中,有着广泛的应用。20 世纪 70 年代,Hardy、Pazzis 和 Pomeau 三位学者,共同提出了第一个 LGA 模型,因此该模型也根据三位作者名字命名为 HPP 模型。该模型的缺点是在恢复宏观方程时,产生了一个耗散项,这是由于格子不满足各向同性。为了产生克服耗散项的缺点,Frisch、Pomeau 和 Hasslacher 提出了二维正六边形的模型,该模型很好的恢复了宏观方程。在格子气自动机中,流体粒子存在于离散的格点上,沿着格线迁移,所有的粒子按照一定的规则进行碰撞与迁移。计算中,采用 1 或 0 表述格线上是否存在粒子,即进行 Bool 运算<sup>[63]</sup>。格子气自动机在处理边界上极为简单,可以用于各种复杂的边界。LGA 也存在一些缺点<sup>[14,60]</sup>:

- (1) 由格子气自动机推导出来的动量方程不能满足伽利略不变形;
- (2) 流体状态方程不仅依赖于密度和温度,还有宏观流速相关;
- (3) 采用 Bool 运算,存在数值噪音;
- (4) 碰撞算子具有指数复杂性。

该方法的适用范围和工程应用受到了限制。此时,格子-Boltzmann 方法的诞生,即克服了以上缺点又兼具格子气自动机的优点。1988 年,第一篇关于格子-Boltzmann 方法的论文发表,此后该方法受到越来越多的学者关注,成为国际研究的热点。

随后,McNamara 等人将  $f$  表示局部粒子的分布函数,Boltzmann 方程替代格子气自动机的演化方程,用实数运算替代 Bool 运算<sup>[60]</sup>。然而,碰撞算子存在指数复杂性 1989 年,Higuera 和 Jimenz<sup>[64]</sup>为了进一步简化碰撞算子,提出引入平衡态分布函数  $f^q$ 。1991 年 Chen<sup>[65]</sup>等提出了但松弛时间方法,用同过一个松弛系数控制不同粒子靠近各自平衡态分布函数的快慢,进一步简化了碰撞算子;Qian<sup>[66]</sup>等在 1992 年也提出了类似的方法,

称为格子 BGK 模型, 该模型取 Maxwell-Boltzmann 分布替代 Femi-Dirac 分布, 使得方程具有伽利略不变性。因此, 格子-Boltzmann 方法备受学者关注。

### 3.2 Boltzmann 方程

Boltzmann 方程是分子动理论的基础, 是 Boguljubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon-(BBGKY)层级方程组中在一些假设条件下的一个结果。Boltzmann 方程推导中, 有三个重要的假设<sup>[67]</sup>:

(1) 分子碰撞只考虑二体碰撞, 即认为三个或者三个以上分子同时碰撞在一起的几率很小。

(2) 分子混沌假设, 该假设认为分子的速度分布是不依赖于另外的分子而独立的, 即粒子在碰撞之前速度不相关。

(3) 外力不影响局部的碰撞行为。

Boltzmann 方程描述的物理现象对象为单个的粒子分布, 函数  $f = f(x, \xi, t)$ , 其代表了  $t$  时刻, 在  $x$  与  $x+dx$  间的体积单元  $dx=dx dy dz$  中, 速度在  $\xi$  和  $\xi+d\xi$  间的分子数。若存在外力的作用, 可用  $ma$  代表作用在每个分子上的外力,  $m$  代表分子的质量。根据  $f$  的定义, 则有:

$$n = \int f(x, \xi, t) d\xi \quad (3.1)$$

式中  $n$  代表了  $t$  时刻,  $x$  处单位体积内的分子数, 即数密度。

任一分子, 如果在时间间隔  $dt$  内无碰撞, 位置矢量由  $x$  变为  $x+dx$ , 其速度由  $\xi$  变为了  $\xi+adt$ 。若在  $dt$  内无碰撞, 到  $t+dt$  时, 原来  $t$  时刻在  $dx d\xi$  中的分子一个不少的转移到  $x+dx, \xi+adt$  的  $dx d\xi$  中, 即:

$$f(x+dx, \xi+adt, t+dt) dx d\xi = f(x, \xi, t) dx d\xi \quad (3.2)$$

对式 (3.2) 左端做 Taylor 展开, 两边同时除以  $dt$ , 同时令  $dt \rightarrow 0$ , 可得到:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + a \cdot \frac{\partial f}{\partial \xi} = 0 \quad (3.3)$$

此外, 若考虑碰撞引起的变化量:  $\Omega dx d\xi dt$ , 得到经典 Boltzmann 方程:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + a \cdot \frac{\partial f}{\partial \xi} = \Omega \quad (3.4)$$

根据假设, 碰撞函数可以表示为:

$$\Omega = \iint (f' f_1' |\xi - \xi_1|) \sigma(\theta |\xi - \xi_1|) d\omega d\xi_1 \quad (3.5)$$

式中  $\sigma$  为碰撞界面,  $\omega$  为立体角,  $\theta$  为双离子碰撞产生的折射角,  $f$  为粒子分布函数,  $f'$  为碰撞后的粒子分布函数。

1872 年, Boltzmann 提出了著名的 H 定理, 引入 H 函数:

$$H = \int f \ln f d\xi dx \quad (3.6)$$

$f$  为满足 Boltzmann 方程的任一正函数<sup>[64]</sup>。通过证明, 对于满足 (3.4) 和 (3.5) 的分布函数  $f$ , H 满足式 3.7, 这一定理说明, H 随着时间的减小。

$$\frac{\partial H}{\partial t} \leq 0 \quad (3.7)$$

对于 Boltzmann 方程的难点在于碰撞项, 1954 年 Bhatnagar、Gross 和 Krook 提出用一个简单的算子  $\Omega_f$  来代替碰撞项<sup>[67]</sup>:

$$\Omega = -\frac{1}{\tau} (f - f^{eq}) \quad (3.8)$$

式中  $\tau$  代表了松弛时间, 其倒数代表了碰撞的频率。  $f^{eq}$  代表粒子平衡态分布函数。至此, 可以得到描述粒子分布函数变化的 Boltzmann-BGK 方程:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial x} + a \frac{\partial f}{\partial \xi} = -\frac{1}{\tau} (f - f^{eq}) \quad (3.9)$$

Boltzmann-BGK 方程是 Boltzmann 的简化, 降低了求解难度, 在一定程度上实现了对 Boltzmann 数值求解。

### 3.3 格子-Boltzmann 方法

格子-Boltzmann 方法是 Boltzmann-BGK 方程的一种特殊的离散格式<sup>[68-69]</sup>。速度离散、空间离散以及时间离散是缺一不可的。首先对速度空间进行离散, 众所周知, 微观粒子永不停息做无规则的热运动, 对于其速度而言呈现出连续性的特征。但是, 粒子的运动细节对宏观运动影响并不显著, 此时可将速度  $\xi$  化简为有限维度的速度空间为  $\xi$  化简为有限维度空间  $\{e_0, e_1, \dots, e_N\}$ ,  $N$  代表速度的种类数。此外, 连续的分布函数  $f$  也被离散为  $\{f_0, f_1, \dots, f_N\}$ , 式中  $f_a = f_a(x, e_a, t)$ ,  $a=0, 1, 2, \dots, N$ 。可以得到速度离散的 Boltzmann 方程

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + e_a \frac{\partial f_a}{\partial x} = -\frac{1}{\tau_0} (f_a - f_a^{eq}) + F_a \quad (3.10)$$

式中  $f_a^{eq}$  代表了离散速度空间的局部平衡态分布函数, 不同的平衡态分布函数对应不同的条件。  $F_a$  代表了离散速度空间的外力项。随后, 对空间和时间进行离散。对式 (3.10)

沿特征线积分有<sup>[14,64]</sup>:

$$f_a(x+e_a\delta_t, t+\delta_t) - f_a(x, t) = \int_0^{\delta_t} [\Omega_{f_a}(x+e_a t', t+t') + F_a(x+e_a t', t+t')] dt' \quad (3.11)$$

(3.11) 式中的  $\delta_t$  为时间步长,  $\Omega_{f_a} = (f_a^{eq} - f_a) / \tau_0$

对 (3.11) 右侧采用一阶精度的矩形逼近法, 可得:

$$f_a(x+e_a\delta_t, t+\delta_t) - f_a(x, t) = -\frac{1}{\tau} [f_a(x, t) - f_a^{eq}(x, t)] + \delta_t F_a(x, t) \quad (3.12)$$

至此, 我们得到了包含外力项的离散的格子 Boltzmann-BGK 方程, 其中  $\tau = \tau_0 / \delta_t$ 。由于沿着特征线积分, 式 (3.12) 具有 Lagrange 特征, 模型基本可以达到二阶精度。此外, 时间与空间的离散也不是独立的, 而是由粒子的运动速度联系起来的。这一特征也为我们在物理空间将粒子运动分为迁移和碰撞两个相对的过程提供了条件, 即粒子在两个时间步长之间, 可以从一个节点运动到相邻的节点, 并在该节点处发生碰撞过程, 这一特征也使格子-Boltzmann 方法具备了很好的并行特性和对复杂边界较强的处理能力。

### 3.4 格子-Boltzmann 方法在微纳尺度晶体管中的应用

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、声子的迁移过程和散射作用, 研究器件内部的产热与传热过程。

#### (1) 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 近似来表示的 Boltzmann 输运方程为<sup>[14]</sup>: 电子、声子的 Boltzmann 方程可以分别写为:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f = -\frac{1}{\tau} (f - f^{eq}) + \frac{q_0 \mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f = -\frac{1}{\tau} (f - f^{eq}) + g \quad (3.14)$$

式中  $F_a$  表示外力项。对于受到电场作用的电子而言, 根据 Majumdar<sup>[70]</sup>等人研究, 外力形式可以表示为

$$\frac{q_0 \mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} \quad (3.15)$$

式中  $E$  为电场,  $q_0$  为电子的电荷,  $k$  为波矢,  $g$  表示电子与声子耦合产生声子的概率<sup>[71]</sup>。通过式 (3.15)<sup>[72]</sup>, 可将式 (3.13)、式 (3.14) 转化成对应的能量的表达式, 声子和电子的能量 Boltzmann 方程分别为

$$U = \sum_k \sum_P U_{k,P} = \sum_k \sum_P f \hbar \omega_{k,P} \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e = -\frac{1}{\tau} (e - e^{eq}) + \frac{q\mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial e}{\partial \mathbf{k}} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla e = -\frac{1}{\tau} (e - e^{eq}) + Q \quad (3.18)$$

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

### (2) 电子声子耦合

对于电子有如下关系<sup>[73]</sup>:  $e = \hbar \omega$ ,  $\mathbf{v} = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}$ , 因此  $\frac{q\mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial e}{\partial \mathbf{k}}$  可以化简成  $n\mathbf{v} \cdot q\mathbf{E}$ ,  $n$  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>[71]</sup>, 通过能量平衡得出.

对式 (3.17)、(3.18) 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>[73]</sup>即:

$$e_i(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}, t + \Delta t) = (1 - \frac{\Delta t}{\tau}) e_i(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{\tau} e_i^{eq}(\mathbf{x}, t) + \Delta t a \quad (3.19)$$

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

$$a = n\mathbf{v} \cdot q\mathbf{E} \quad (3.20)$$

对电子

$$a = G(T_{ele} - T_{ph}) \quad (3.21)$$

式 (3.19) 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.  $G(T_{ele} - T_{ph})$  代表电子声子耦合作用的影响, 式 (3.21) 可看出, 电子声子耦合作用的将随着热功率以及电子声子温差的增加而增强.

$$G(T_{ele} - T_{ph}) = \frac{P_{heat}}{V} \quad (3.22)$$

### (3) 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>[72]</sup>进行计算, 对于某一点来说, 总的能量大小以及热流为<sup>[72,73]</sup>

$$e(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^d e_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.23)$$

$$\mathbf{q}_i = \sum_{j=1}^d \mathbf{v}_j e_j(\mathbf{x}, t) \quad (3.24)$$

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>[73,74]</sup>

$$e_i^{eq}(x, t) = \frac{e(x, t)}{d} \quad (3.25)$$

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>[73]</sup>

$$U_{lat} = \sum_k \sum_P U_{k,P} = \sum_k \sum_P \langle n_{k,P} \rangle = \hbar \omega_{k,P} \quad (3.26)$$

本文采用了灰格子 (gray-LB) 模型, 即忽略了声子各个分支.  $\langle n_{k,P} \rangle$  表示平衡情况下波矢为  $k$  极化模式为  $P$  的声子占有数, 根据普朗克分布函数其形式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>[73]</sup>

$$U_{lat} = 9Nk_b \frac{T^4}{\theta^3} \int_0^\theta \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (3.27)$$

式中  $\theta$  为德拜温度,  $N$  为声子的数密度,  $x = \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{k_b T}\right)$ .

焦耳热的计算公式如下:

$$H = \frac{N(U_{t+\Delta t} - U_t)}{\Delta t} \quad (3.28)$$

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>[75]</sup>

$$U_{ele} = n_e \left( \frac{\pi^2 k_b^2}{2\varepsilon_F} \right) T_{ele}^2 \quad (3.29)$$

式中  $\varepsilon_F$  为电子的费米能级,  $n_e$  为电子的浓度, 式(3.27)、(3.29)分别为电子和声子的平衡态分布函数。

#### (4) 多尺度处理方法

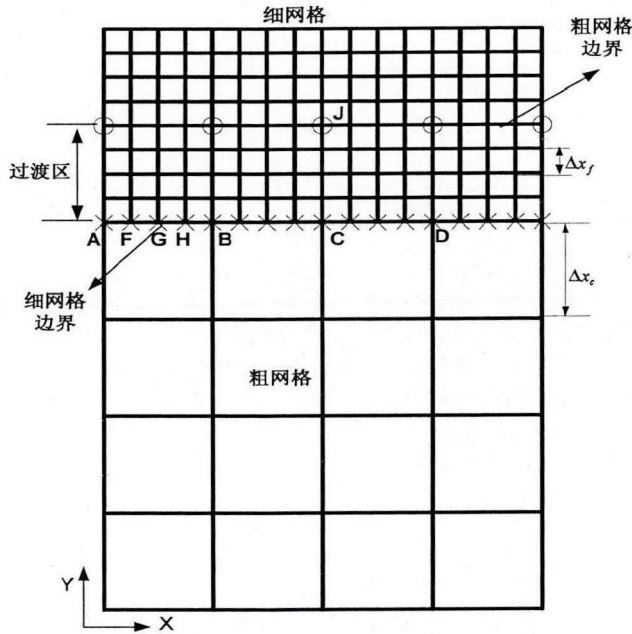


图 3.1 多尺度网格示意图<sup>[77]</sup>

本文在网格划分时，采用多尺度网格划分的方法计算，即可以保证计算精度，同时又提高计算速度。如图 3.1 所示为细网格区域、粗网格区域和混合区域。假定声子速度

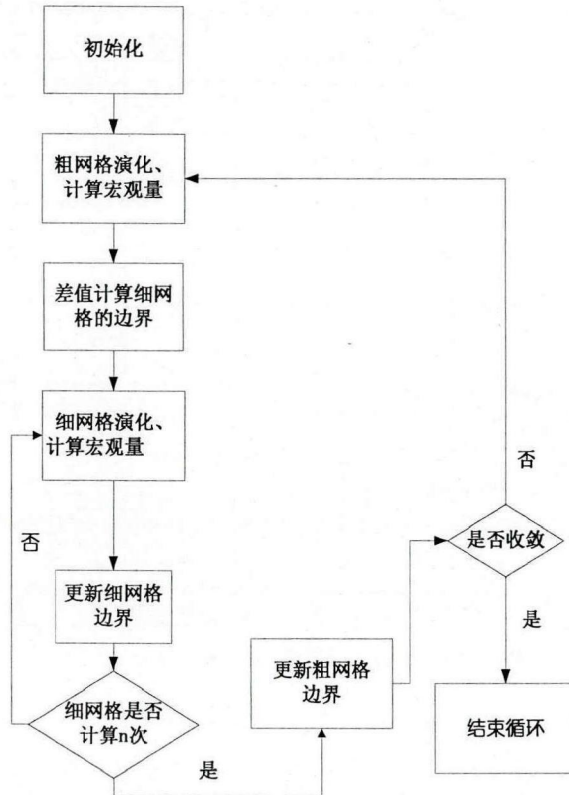
在各个区域相等而建立粗细网格之间的信息传递关系，即  $\Delta x_c / \Delta x_f = n$  时，则  $\Delta t_c / \Delta t_f = n$ 。

在过渡区域为粗细网格信息传递区域，在此区域内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。对于既属于粗网格也属于细网格上的点（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获得，以 B 点为例，可以通过式 (3.30) 求得；对于细网格上的点（点 F、G、H 等），可根据 A、B 的空间插值获得，以 G 点为例，可通过式 (3.31) 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，式 (3.32) 求得，如式  $\phi$  即可以代表宏观量，也可以代表演化函数，具体的循环过程，参照图 3.1<sup>[76]</sup>。

$$\phi_f(B, k, t + \Delta t) = (1 - \frac{m}{n})\phi_c(B, k, t) + \frac{m}{n}\phi_c(B, k, t + \Delta t) \quad m = 1, 2 \dots n \quad (3.30)$$

$$\phi_f(G, k, t + \Delta t) = (1 - \lambda)\phi_c(A, k, t + \Delta t) + \lambda T_c(B, k, t + \Delta t) \quad (\lambda = \frac{AG}{GB}) \quad (3.31)$$

$$\phi_c(J, t + \Delta t) = \phi_f(J, n, t + \Delta t) \quad (3.32)$$

图 3.2 计算流程图<sup>[77]</sup>

### 3.4.1 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：

$$T_{left} = T_{right-1} \quad (3.33)$$

$$T_{right} = T_{left+1} \quad (3.34)$$

$$q_{up} = h_{up}(T_{up} - T_{\infty}) \quad (3.35)$$

$$q_{down} = h_{down}(T_{down} - T_{\infty}) \quad (3.36)$$

### 3.4.2 模型验证

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。假定在左右方向上无限长，上下边界均为定温边界即： $T_{up}=400\text{K}$ ， $T_{down}=300\text{K}$ 。对膜内温度分布进行模拟，下图为不同  $kn$  数硅膜内温度变化的曲线，其中

$$kn = \frac{\lambda}{L} \quad (3.37)$$

式中  $\lambda$  代表声子的特征长度,  $L$  代表硅膜的厚度. 下图为运用 LB 方法计算结果表明, 图 3 中  $x^*$  代表无量纲尺寸为  $x^* = \frac{x}{L}$ ;  $T^*$  代表无量纲温度为  $T^* = \frac{\Delta T}{T_{up} - T_{down}}$ , 随着  $kn$  数的增加, 边界处出现温度的阶跃,  $kn$  越大导热特性呈现微观特点, 反之呈现出宏观的特性, 这与 Zhang、Rodrigo A Escobar 等人<sup>[74,75]</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。

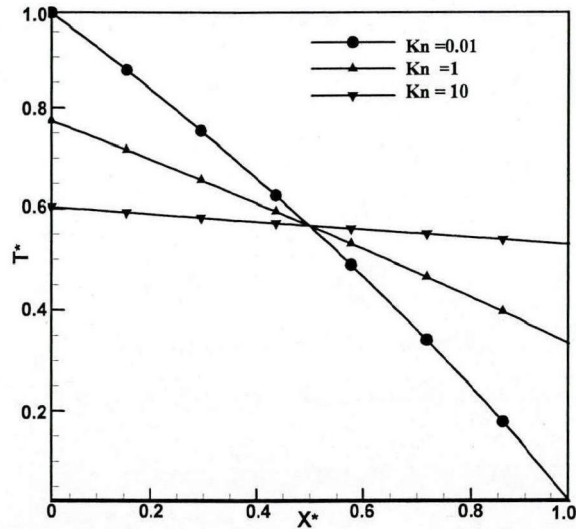


图 3.3 不同  $kn$  数下无量纲温度与无量纲尺寸关系

### 3.5 本章小结

本章主要介绍了格子-Boltzmann 方法的主要内容, 格子-Boltzmann 来源于格子气自动机 (LGA), 保留了 LGA 的优点同时克服了 LGA 的缺点, 成为了研究微/纳尺度热传导的主要方法之一。本章建立了从微观或介观尺度描述电子、声子的迁移过程和电子、声子间的散射作用的格子-Boltzmann 方法。在计算过程中, 还采用了多网格的计算方法, 一方面保证了计算的精度, 另一方面也节约了计算成本。最后运用对格子-Boltzmann 方法验证, 对硅膜的温度分布模拟, 与其他学者的计算结果一致。

## 4. 基于格子-Boltzmann 方法场效应晶体管模拟

### 4.1 FET 的结构及工作特征

场效应晶体 FET (Field Effect transistor) 在半导体器件发展的历史中, 有着至关重要的意义。最初, 半导体元器件中硅 (Si) 是应用最早, 最广泛的材料, 其结晶生长、加工技术最为先进, 价格低廉, 因此 Si 这种卓越的半导体材料被大量的制成 IC 等半导体元器件。然而随着对电路性能要求的增加, Si 的电子迁移速度缓慢, 难以满足高速、高频的半导体器件, 而 GaAs 的迁移率比 Si 大几倍。

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>[7]</sup>, 如图 4.1 所示, 场效应晶体管主要组成部分包括源级、漏极、栅极、有源层及衬底, 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。在场效应晶体管中, 外延层是产热区域。肖克莱模型中, 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。模型中忽略了源极与栅极以及漏极与栅极的距离如图 4.2 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>[7]</sup>。根据上述假设, 得出下式

$$y_1 = \left\{ \frac{2\varepsilon(V_g + V_{bi})}{q_0 N_D} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

$$y_2 = \left\{ \frac{2\varepsilon(V_{ds} + V_{gs} + V_{bi})}{q_0 N_D} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

式中  $\varepsilon$  代表相对介电常数,  $V_{bi}$  为内建电位,  $N_D$  为电子浓度, . 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 (4.3) 计算<sup>[7]</sup>

$$E_x = -\frac{q_0 N_D y dy}{\varepsilon dx} \quad (4.3)$$

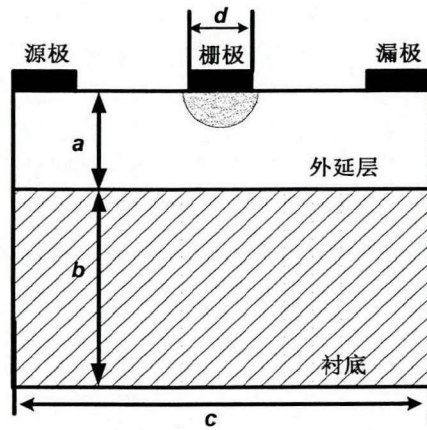


图 4.2 FET 结构单元<sup>[7]</sup>

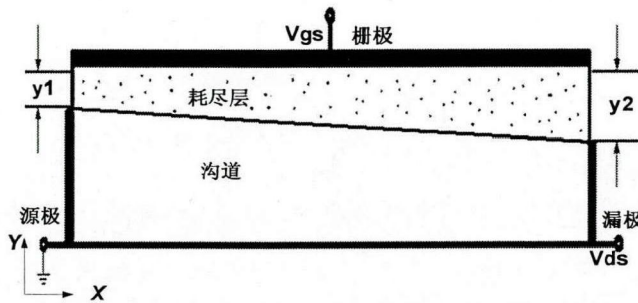


图 4.2 FET 外延层结构<sup>[7]</sup>

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导出，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  $h_{up}=5\text{W/m}^2\text{K}$ ，下边界对流换热系数为  $h_{down}=15\text{W/m}^2\text{K}$ 。FET 基本参数参照表 4.1。根据某功率芯片的特征曲线，选取对应特征参数，参照表 4.1。

表 4.1 FET 参数

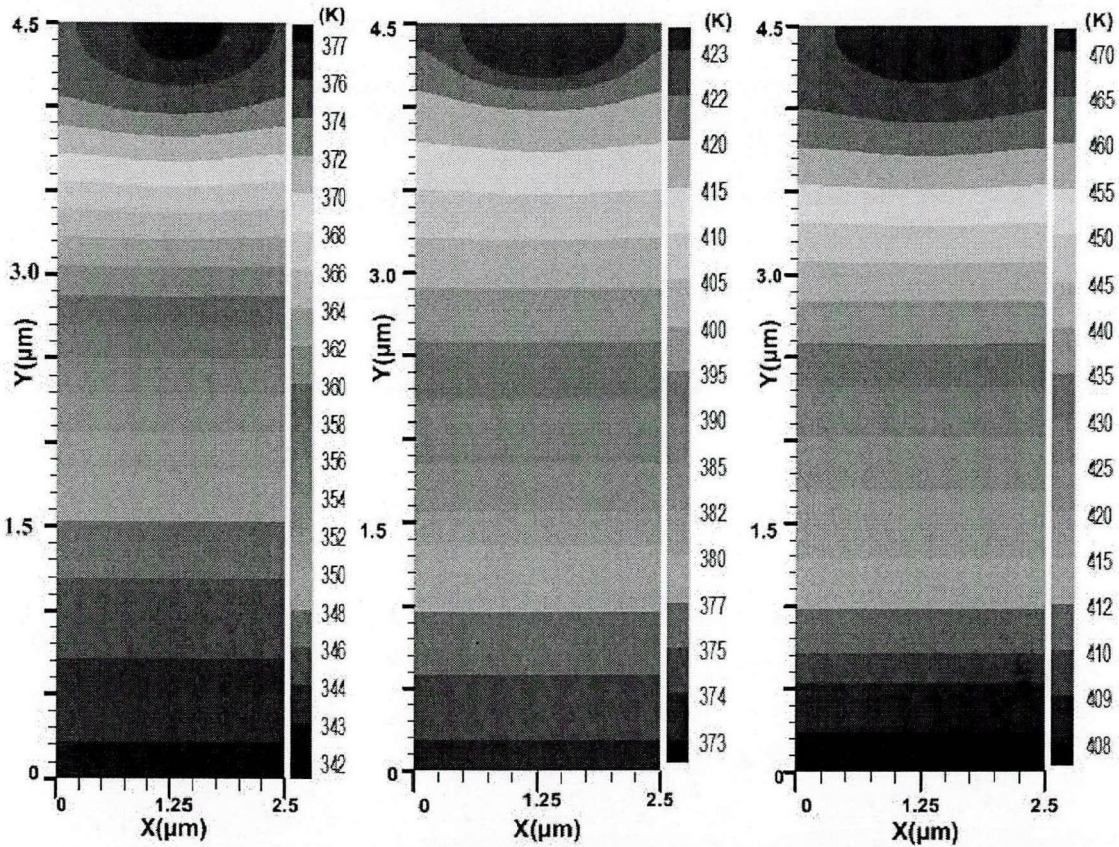
参数	数值
外延层厚度 $a$ ( $\mu\text{m}$ )	0.5
衬底厚度 $b$ ( $\mu\text{m}$ )	4.0
源漏间距 $c$ ( $\mu\text{m}$ )	2.5
栅长 $d$ ( $\mu\text{m}$ )	0.2
相对介电常数	12.5
外延层电子浓度( $\text{cm}^{-3}$ )	$6.0 \times 10^{18}$
电子迁移率( $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$ )	4000
GaAs 德拜温度 (K)	344
FET 工作效率	0.2

表 4.2 不同工况下工作参数

工况	$V_{gs}$	$V_{ds}$	$I_{ds}$
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

## 4.2 工作条件对 FET 热特性的影响

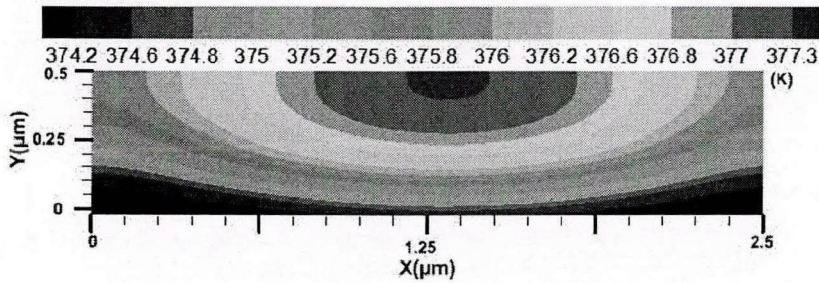
如图 4.3 为不同热流密度条件下 FET 温度分布图，其中 4.3(a)、4.3(b)、4.3(c) 分别对应工况 1、工况 2 和工况 3 三种工作状态下的 FET 的整体温度分布结果表明：FET 的热点分布在上层区域即外延层内。对应的电压 4V、4.5V、5V，对应的热点温度分别为 377.335K、424.276K 以及 471.905K，热点温度随着  $V_{ds}$ （热流密度）的上升而升高。这是由于外延层是有源区，存在较大的外加电场，而栅极尺寸较小，导致局部电场极大(数量级可到  $10^7\text{V/m}$ )，高能电子将把更多热量传递给声子，热量不断累积，形成热点。



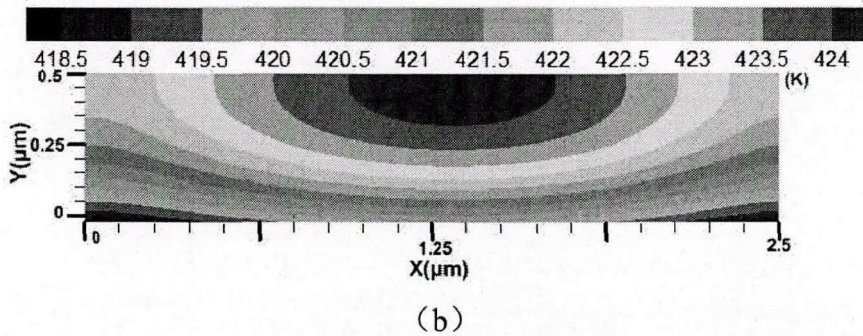
(a)为工况 1 的整体温度分布图；(b)为工况 2 的整体温度分布图；(c)为工况 3 的整体温度分布图；

图 4.3 不同工况整体温度分布对比图

图 4.4 与图 4.3 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。



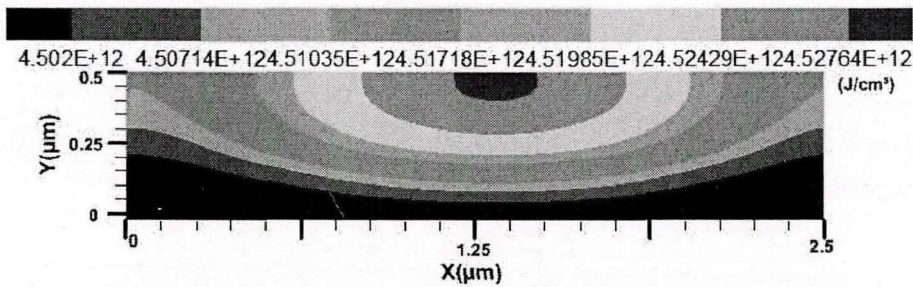
(a)



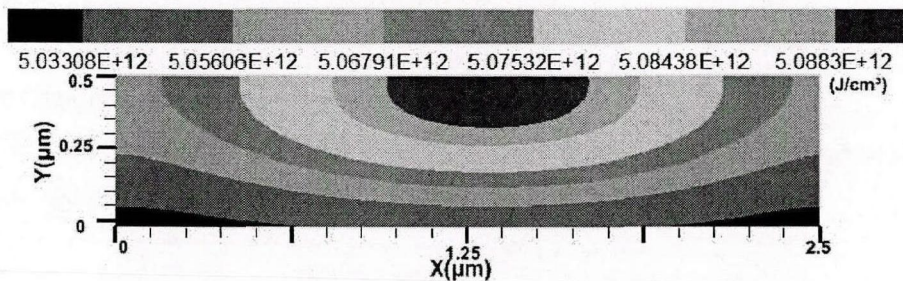
(a)为工况 1 的外延内温度层分布图；(b) 为工况 2 外延层内温度分布图

图 4.4 不同工况下外延层内温度场分布对比图

图 4.5 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 4.0V 增加至 4.5V 时，FET 产生的焦耳热最大值由  $3.792 \times 10^{11} \text{J/cm}^3$  增加至  $9.8625 \times 10^{12} \text{J/cm}^3$ ，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。



(a) 工况 1 的外延内产生的焦耳热



(b) 为工 2 况外延层内产生的焦耳热

图 4.5 不同工况下外延层内产生的焦耳热对比图

图 4.6 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的趋势。当  $V_{ds}$  从 4.0V 上升至 6.0V 时，FET 内最高温度由 370.863K 上升至 527.948K，外延层的平均温度由 369.474K 上升至 524.838K，整体平均温度由 351.334K 上升至 481.267K，衬底平均温度由 348.824K 上升至 475.239K，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。

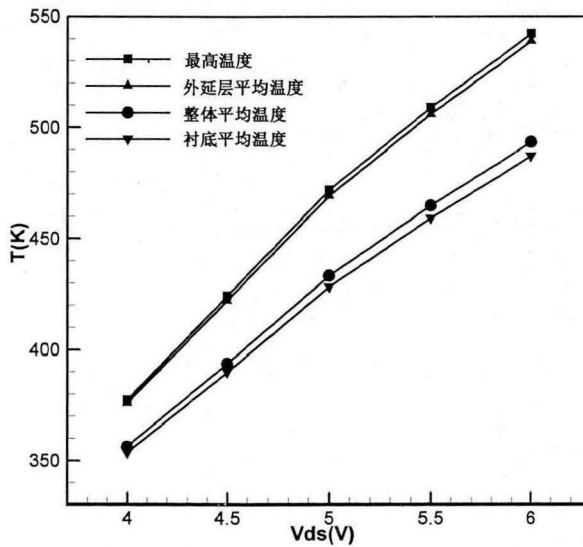


图 4.6 温度  $V_{ds}$  变化曲线

### 4.3 热管理方式对温度对热特性影响

#### 4.3.1 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 4.7 为上边界对流换热系数为  $10\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $1000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $5000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $10000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $20000\text{W/m}^2\text{K}$  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  $10\text{W/m}^2\text{K}$  增加至  $20000\text{W/m}^2\text{K}$  时，热点温度从  $471.904\text{K}$  降低至  $350.351\text{K}$ ，降幅近  $121.553\text{K}$ 。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。

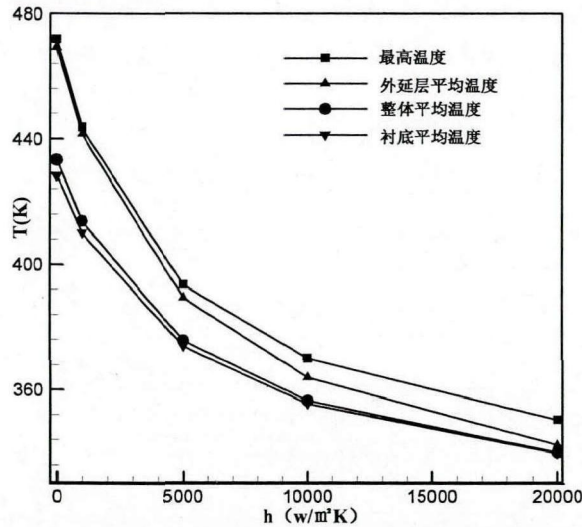
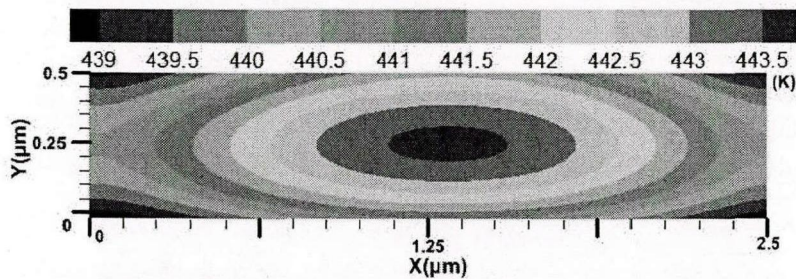
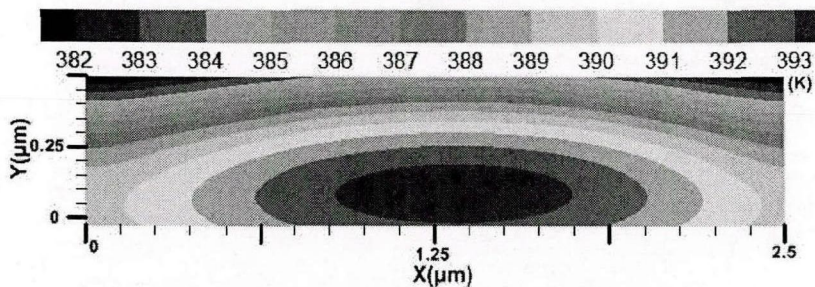


图 4.7 温度随上边界对流换热系数变化曲线

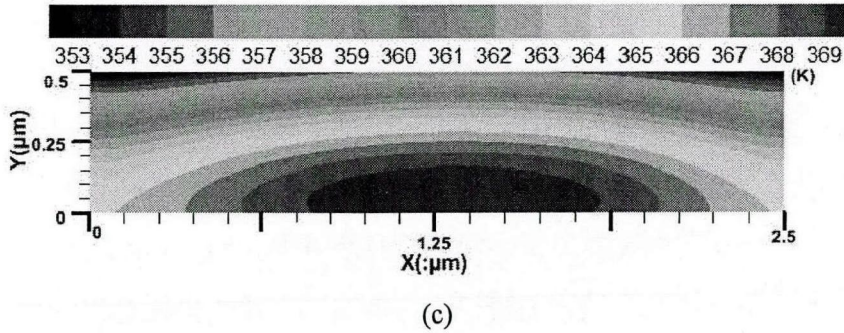
图 4.8 中的(a)、(b)、(c)分别为上边界对流换热系数为  $1000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $5000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $10000\text{W/m}^2\text{K}$  时 FET 外延层温度分布图。结果表明，不同对流换热系数，热点出现的位置有所差异。随着对流换热系数的增加，热点逐步下移，热点区域温度下降显著。对流换热系数的增加，通过上边界对流换热带走的热量增多。对流换热系数为较小的  $1000\text{W/m}^2\text{K}$  时，热点出现在上边界附近如图 4.8(a)，当对流换热系数增加至  $20000\text{W/m}^2\text{K}$  时，热点向衬底方向靠近如图 4.8(c)，此时通过上边界的对流换热带走较多热量。



(a)



(b)



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

图 4.8 不同对流换热系数外延层温度场分布对比图

### 4.3.2 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 4.9 为下边界对流换热系数为  $10\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $1000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $5000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $10000\text{W/m}^2\text{K}$ 、 $20000\text{W/m}^2\text{K}$  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  $10\text{W/m}^2\text{K}$  增加至  $20000\text{W/m}^2\text{K}$  时, 热点温度从  $471.904\text{K}$  降低至  $432.152\text{K}$ , 降幅为  $39.752\text{K}$ , 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。

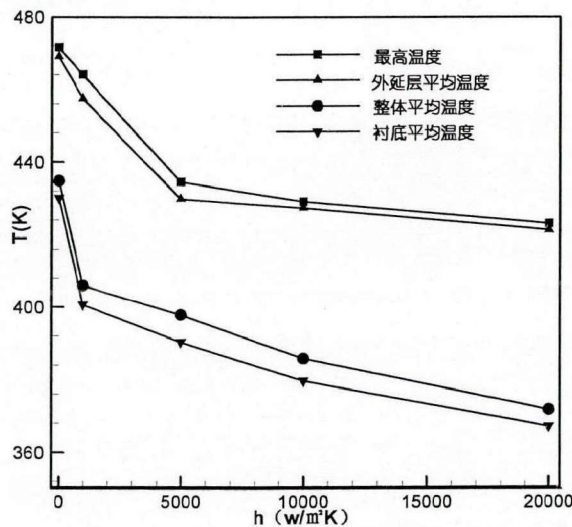


图 4.9 温度随对下边界流换热系数变化曲线

## 4.4 本章小结

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，计算了高功率 FET 的温度分布特征，可得出如下结论：FET 的最高温度、整体温度平均温度、外延层平均温度、衬底平均温度均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。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。本节在模拟的过程中，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。

## 5 非能量平衡微/纳尺度电子器件热电耦合模型的建立

本章将针对半导体晶体管中的产热机理出发，由于碰撞，晶格从电子获得能量，从而导致晶格温度的上升，因此晶格温度变化也影响电子的热特性，从而反过来影响电子的输运。非能量平衡模型，在计算过程中不仅考虑的电子的运动，还将声子进行分类，考虑光学声子和声学声子在传热中的作用，本章对该模型进行简要的介绍。

### 5.1 电子方程

电子的基本方程包括电子连续性方程、动量守恒方程及电子能量方程。同时，可将 Boltzmann 方程的 0 阶方程代表电子连续性方程，Boltzmann 方程 1 阶方程代表电子的动量守恒方程，Boltzmann 方程的 2 阶方程代表电子的能量方程<sup>[45,46]</sup>，可表示为：

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nv) = -\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (vp) = -enE - \nabla \cdot (nk_b T_e) + \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_c \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial W_e}{\partial t} + \nabla \cdot q_e + nv \cdot (eE) = \left(\frac{\partial W_e}{\partial t}\right)_c \quad (5.3)$$

式中  $n$  代表了电子的浓度， $v$  代表了电子的漂移速度， $E$  代表了电场强度， $T_e$  代表电子的温度， $p$  代表电子的动量密度， $W_e$  代表电子的能量， $Q$  代表热流，下标  $c$  代表碰撞项。 $p$  代表的动量密度，可通过以下公式代替，即：

$$p = m^* nv \quad (5.4)$$

式中  $m^*$  代表了电子的有效质量。此时，可将式 (3.3) 化简为：

$$\frac{\partial(m^* nv)}{\partial t} + \nabla \cdot [v(m^* nv)] = -enE - \nabla \cdot (nk_b T_e) + \left(\frac{\partial m^* nv}{\partial t}\right)_c \quad (5.5)$$

式 (3.4) 即电子的动量守恒方程与流体力学中的 Navier-Stokes 方程类似，在流体力学的 N-S 方程中，其驱动力是体积力及压力梯度，其阻力来源于粘性力。在电子的动量守恒方程中，可以认为驱动力来自于电场强度、浓度差、温度梯度。阻力是电子与声子间的碰撞引起的。动量守恒方程在忽略瞬态项后，可以得到进一步化简，可以进一步化简为：

$$v - \mu E - \frac{\mu}{en} \nabla \cdot (nk_b T) = 0 \quad (5.6)$$

把 (5.6) 带入 (5.1) 电子连续性方程中，可得到：

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mu E) - \nabla \cdot \left[\frac{\mu}{en} \nabla \cdot (nk_b T)\right] = 0 \quad (5.7)$$

关于热流矢量  $Q$  的形式, 可以通过 Boltzmann 输运方程的更高阶的动量求得。为了得到与流体动力学相似的结果 Blotekjer 求出了一个与傅里叶定律接近一个结果, 即需要如下本构关系;

$$q_e = m v v + n k_b T_e v - \kappa_e \nabla T_e \quad (5.8)$$

式 5.8 中的  $\kappa_e$  代表电子的导热系数。根据 Wiedemann-Franz-Lorenz 定律, 认为  $\kappa_e$  与电子的电导率存在一个线性的关系, 系数成为 Lorenz 因子。Hansch 与 Miura 则通过另一种方法获得了关于  $\kappa_e$ , 这两种方法仍然存在的一定的误差。因此采用一个更精确的模型计算电子的导热系数, 模型中电子的迁移率是与电流以及电子漂移速度有关的一个函数。式 5.8 中右边的第一项代表了由电子运动而引起的能量输运, 第二项为电压所做的功, 第三项则为由于热扩散而引起的能量<sup>[46,77,78]</sup>。

在低电场情况下, 通常采用电子迁移率模型, 在高电场强度情况下, 通常采用迁移率温度耦合模型。该模型是基于电子与声子间相互作用而进行能量交换的基础而建立的。因此电子的能量表达式不仅可以通过与电场强度有关, 电子能量还可以通过以下公式表达:

$$E^2(W) = \left( \frac{W_e - W_0}{q \tau_{\omega} v_s} \right) + \left[ \left( \frac{W_e - W_0}{q \tau_{\omega} v_s} \right)^4 + 4 \left( \frac{W_e - W_0}{q \tau_{\omega} \mu_0} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (5.9)$$

式中  $W_e$  代表了电子的能量,  $W_0$  代表平衡状态下的电子能量,  $v_s$  代表电子的饱和速度,  $\tau_{\omega}$  代表了电子的弛豫时间。当  $E(W) < 10^6 \text{V/m}$  时, 通常采用式 (5.9) Arora 等人<sup>[79]</sup>的模型, 而当  $E(W) > 10^6 \text{V/m}$  时, 通常运用 Meinerzhagen 等人<sup>[80]</sup>的电子-温度相关模型。其中表面散射对电子迁移率的影响在 Yamaguchi<sup>[81]</sup>的模型中也予以考虑饱和速度以及电子的弛豫时间的选择应选择了与试验数据吻合良好的 Jacoboni 和 Baccarani 等人选取方法。电子的平均能量可以表达为<sup>[82]</sup>:

$$w = \frac{3k_b T_e}{2} + \frac{m^* v^2}{2} \quad (5.10)$$

因此可将式 (5.3) 中的碰撞项表示为:

$$\left( \frac{\partial W_e}{\partial t} \right) = -n \frac{\frac{3}{2} k_b T_e + \frac{1}{2} m^* v^2 - \frac{3}{2} k_b T_{op}}{\tau_{e-op}} \quad (5.11)$$

可将式 (5.3) 化简为:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \nabla(v T_e) = \frac{1}{3} T_e \nabla \cdot v + \frac{2}{3 n k_b} \nabla \cdot (\kappa_e \nabla T_e) + \frac{m^* v^2}{3 k_b} \left( \frac{2}{\tau_m} - \frac{1}{\tau_{e-op}} - \frac{1}{\tau_{e-a}} \right) - \frac{T_e - T_a}{\tau_{e-a}} - \frac{T_e - T_{op}}{\tau_{e-op}} \quad (5.12)$$

式 (5.12) 中的左边第三项为产生的焦耳热项, 这一项代表了由电子像声子传递的能量的多少。

此外，电子的动量电场强度  $E$  可通过泊松方程求解，得到电势的分布，从而计算出电场强度的分布，即：

$$\nabla^2 V = e \left( \frac{N_D - n}{\epsilon_s} \right) \quad (5.13)$$

式 (5.13) 中  $V$  代表了电势， $e$  代表元电荷， $\epsilon_s$  代表相对介电常数。 $\epsilon_s = \epsilon_r \epsilon_0$ ， $\epsilon_r$  代表了某种材料的电介质常数， $\epsilon_0$  代表真空介电常数<sup>[83]</sup>。而电场强度  $E$  则为电势的负梯度，可表示为：

$$E = -\nabla V \quad (5.14)$$

## 5.2 声子方程

根据前面的传热机理分析中，可知当  $E(W) > 10^6 \text{V/m}$  时，该过程根据能量守恒定律，电子能量，光学声子能量以及声学声子的能量可以表示为下式<sup>[9,45,46]</sup>：

$$\frac{\partial W_{op}}{\partial t} = -\left(\frac{\partial W_e}{\partial t}\right)_c + \left(\frac{\partial W_{op}}{\partial t}\right)_{op} \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial W_a}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q}_a = -\left(\frac{\partial W_{op}}{\partial t}\right)_c \quad (5.16)$$

式中的  $W_{op}$  光学声子的能量密度， $W_a$  代表声学声子的能量密度，且分别有：

$$dW_{op} = C_{op} dT \quad (5.17)$$

$$dW_a = C_a dT \quad (5.18)$$

下标  $c$  下标碰撞过程。 $\mathbf{q}_a$  代表了光学声子的能量流， $t$  代表时间， $C_{op}$  代表了光声子的热容， $C_a$  代表了声学声子的热容。由于光学声子的群速度很小，对传热来说贡献很小，因此不存在热流项。式 (5.16) 中的热流项可以表示为：

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_a = \nabla \cdot (\kappa_a \nabla T_a) \quad (5.19)$$

因此，式 (5.16) 可以表达为：

$$\frac{\partial W_a}{\partial t} + \nabla \cdot (\kappa_a \nabla T_a) = -\left(\frac{\partial W_{op}}{\partial t}\right)_c \quad (5.20)$$

式中 (5.15) 于光学声子的群速度很小，对传热来说贡献很小，因此不存在热流项。式

(5.20) 中的  $T_a$  代表了光学声子的温度， $\kappa_a$  代表了声学声子的导热系数， $c$  代表碰撞项。式 (5.20) 中碰撞项，与电子能量方程中的相同，即为：

$$\left(\frac{\partial W_e}{\partial t}\right) = -n \frac{\frac{3}{2} k_b T_e + \frac{1}{2} m^* v^2 - \frac{3}{2} k_b T_{op}}{\tau_{e-op}} \quad (5.21)$$

光学声子能量方程中的碰撞项，则可以表示为：

$$\left(\frac{\partial W_{op}}{\partial t}\right) = -C_{op} \left(\frac{T_{op} - T_a}{\tau_{op-a}}\right) \quad (5.22)$$

根据以上关系式，可以将光学声子的能量方程(5.15)和声学声子的能量方程(5.16)化简为：

$$C_{op} \frac{\partial T_{op}}{\partial t} = \frac{3nk_b}{2} \left(\frac{T_e - T_{op}}{\tau_{e-op}}\right) + \frac{nm^* v_a^2}{2\tau_{e-op}} - C_{op} \left(\frac{T_{op} - T_a}{\tau_{op-a}}\right) \quad (5.23)$$

$$C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_a \nabla T_a) + C_{op} \left(\frac{T_{op} - T_a}{\tau_{op-a}}\right) + \frac{3nk_b}{2} \left(\frac{T_e - T_{op}}{\tau_{e-op}}\right) \quad (5.24)$$

式中的  $\tau_{e-LO}$ 、 $\tau_{e-A}$  及  $\tau_{op-a}$  分别为电子-光声子、电子-声声子及光声子-声声子散射时间。

表 5.1 参数及表达式<sup>[43-44]</sup>

参数	表达式
光学声子的比热, $C_a$ [J/cm <sup>3</sup> K]	$C_a = 9.17 \times 10^5 - 4.4 \times 10^4 \left(\frac{\theta_D}{T_a}\right)^{1.948}$ , 300K < $T_a$ < 800K
电子的导热系数, $\kappa_e$ [w/m·K]	$\kappa_e = \frac{3nk_b T_e}{2} (r + 2.5)$
声学声子导热系数, $\kappa_a$ [w/m·K]	$\kappa_a = 148 \left(\frac{T_a}{300}\right)^{-1.65}$ , 300K < $T_a$ < 800K
光学声子比热, $C_{op}$ [J/cm <sup>3</sup> K]	$C_{op} = 3.06 \times 10^5 - 2.40 \times 10^4 \left(\frac{\theta_D}{T_{op}}\right)^{1.940}$ , 300K < $T_{op}$ < 1500K
德拜温度 [K]	$\theta_D = \frac{\hbar \omega_{op}}{k_b}$

$$v = \mu E = \mu_0 \left( \frac{300}{T_a} \right) \quad E < E_{th}; \mu_0 = 8500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$$

$$v = \left( \frac{A_2}{E} \right) + v_s \quad E > E_{th}; A_2 = \mu_0 \left( \frac{300}{T_a} \right) E_{th}^2 - v_s E_{th}$$

$$v_s = 6.67 \times 10^5 \left( \frac{300}{T_a} \right), E_{th} = 3.3 \times 10^5;$$

将泊松方程与电子能量方程、光声子能量方程以及声学生子能量方程联立，求解可得到晶体管的电势，温度分布以及焦耳热等，联立的方程为：

$$\left\{ \begin{aligned} & \nabla^2 V = e \frac{(N_D - n)}{\epsilon_s} \quad (5.25) \\ & \frac{\partial n}{\partial t} - \nabla \cdot (n \mu E) - \nabla \cdot \left[ \frac{\mu}{e} \nabla (n k_b T_e) \right] = 0 \quad (5.26) \\ & \frac{\partial T_e}{\partial t} + \nabla \cdot (v T_e) = \frac{1}{3} T_e \nabla \cdot v + \frac{2}{3 n k_b} \nabla \cdot (\kappa_e \nabla T_e) + \frac{m^* v^2}{3 k_b} \left( \frac{2}{\tau_m} - \frac{1}{\tau_{e-op}} - \frac{1}{\tau_{e-a}} \right) - \frac{T_e - T_a}{\tau_{e-a}} - \frac{T_e - T_{op}}{\tau_{e-op}} \quad (5.27) \\ & C_{op} \frac{\partial T_{op}}{\partial t} = \frac{n m^* v^2}{2 \tau_{e-op}} + \frac{3 n k_b}{2} \left( \frac{T_e - T_{op}}{\tau_{e-op}} \right) - C_{op} \left( \frac{T_{op} - T_a}{\tau_{op-a}} \right) \quad (5.28) \\ & C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa_a \nabla T_a) + C_{op} \left( \frac{T_{op} - T_a}{\tau_{op-a}} \right) + \frac{3 n k_b}{2} \left( \frac{T_e - T_a}{\tau_{e-a}} \right) \quad (5.29) \end{aligned} \right.$$

在求解的过程中，采用了具有二阶精度的有限差分将方程组离散，除式 (5.26) 和 (5.27) 中左边的第二项之外采用一阶迎风格式离散。

### 5.3 边界条件

对于求解偏微分方程组，边界条件至关重要，因此下面给出了器件中的边界条件，针对以上的方程，存在两种边界，一种是电学边界，还有一种是热学边界。下面将给出具体的边界。

#### 5.3.1 电学边界条件

半导体器件中，电极通常为金属材料。金属与半导体材料接触的时候，存在两种常见的接触方式，分别是欧姆接触和肖特基接触。欧姆接触则是指在金属与半导体材料的接触时，其接触面积的电阻远远小于半导体本身的电阻，当器件通电后，大部分的压降存在于器件内部，而不是接触面。肖特基接触是指金属与半导体接触时，在接触面产生了较大的势垒，引起了较大的界面电阻。

由于栅极处的掺杂浓度比较低，因此栅极处的接触为肖特基，电压为-0.6V。源极和漏极处的掺杂浓度比较大，因此此处的接触应为欧姆接触，电压分别为 0.0V 和 8.5V，

在源极和栅极之间、栅极和漏极之间以及四周均为绝缘栅极处，为 Neumann 边界条件。可以表示为：

$$\begin{cases} V_s = 0 \\ V_g = -0.6 \\ V_d = V \\ -\nabla V = 0 \end{cases} \quad (5.30)$$

### 5.3.2 热学边界条件

由于光声子和电子与外界不存在热交换，因此设为绝热边界边界条件。对于声学声子而言，它是主要是热载子，因此与外界存在能量交换。上边界条件而言，由于晶体管上部分通常封装在真空或者惰性气体中，因此上边界条件设置为绝热边界条件。对于下边界条件，根据换热情况的不同可以设置为定温边界，即第一类边界条件，如果是已知对流换热系数，则为第三类边界条件。对于左右边界条件，晶体管在期间内的排列呈现出周期性的特点，因此左右边界条件选择周期边界条件，可以表示为：

$$\begin{cases} T_{up} & : & -\nabla T = 0 \\ T_{bottom} & : & T = T_{substrate} \\ T_{left} & : & T = T_{right-1} \\ T_{right} & : & T = T_{left+1} \end{cases}$$

## 5.4 本章小结

本章主要介绍了非能量平衡模型的建立，给出了描述器件中电子运动的方程以及声子运动的方程。包括了电子能量方程、光学声子能量方程、声学声子能量方程、电子连续性方程以及泊松方程。通过此热电耦合的方程组，并且给出了求解方程所需要的边界条件，包括了电学边界条件以及热学的边界条件，由此可以得到器件的温度分布、焦耳热分布以及电场分布等一系列器件的热电特征。

## 6 高电子迁移率场效应晶体管热电特性模拟

### 6.1 HEMT 简介

HEMT 高电子迁移率晶体管 HEMT (High Electron Mobility Transistor) 又称为调制掺杂场效应晶体管 (MODFET)、二维电子气场效应晶体管 (TEGFET) 或选择性掺杂异质结晶体管 (SDHT)。与之前的 FET 相比较, 其优势在于存在异质结结构, 如图所示, HEMT 的典型结构中在存在纯度较高的 i-GaAs 层, 当存在外加电压时, 第一层的 n-AlGaAs 将全部耗尽也就成为了电子供给层, 在 n-AlGaAs 层与高纯度的 GaAs 之间, 形成了一层很薄的二维电子气, 约为 10nm 厚, 由于点在在纯度较高的 GaAs 中行走, 不受到杂志的影响, 所以电子具有较高的电子迁移率, 使得 HEMT 具有高电子迁移率的特征。

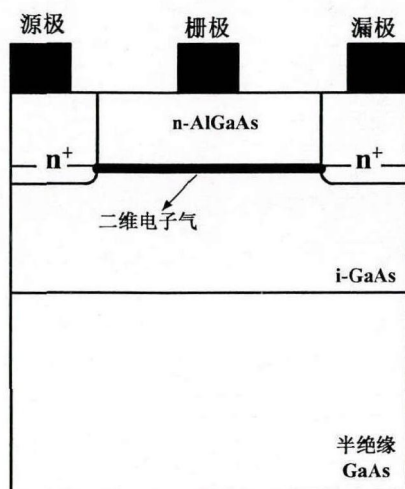


图 6.1 文献中的模型结构<sup>[16]</sup>

### 6.2 单指 HEMT 与双指 HEMT 器件

图 6.2 中为一个 HEMT 的分布, 在芯片中, 晶体管通常呈现出周期性的排列形式, 分为源极、栅极、漏极三个电极周期循环。在半导体器件中, 根据栅极个数的不同分为不同的指数。由图 6.2 中可知, 在实际的芯片中, 是多指的 HEMT 构成。在以往的研究中, 都是以单指的 HEMT 为研究对象。然而, 从 HEMT 在芯片的排列中可以发现, 双指结构的 PHEMT 单元, 才是器件中的最小结构单元。

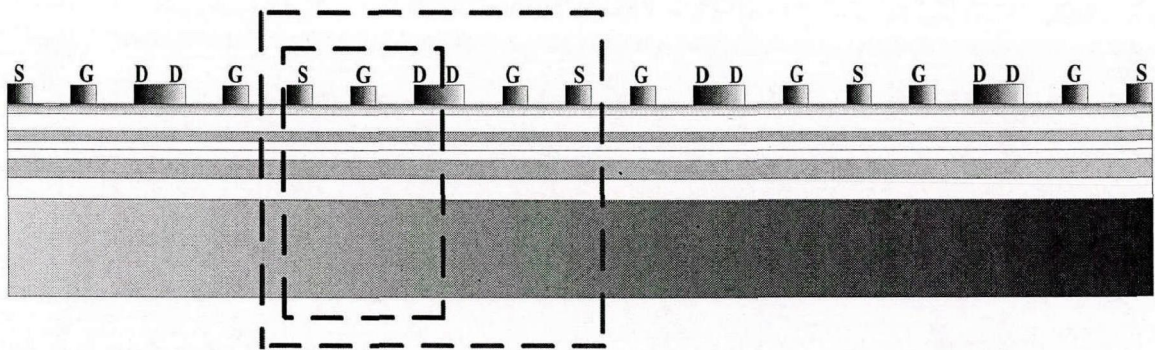
蓝色的框中为单指 PHEMT, 图 6.2 (b) 中为放大结构图, 从图中可以看出本文的研究的对象为一个双  $\delta$  掺杂的 GaAs PHEMT 结构, 总厚度为 586nm, 总宽度为  $3.5\mu\text{m}$ 。栅长  $L_g=0.5\mu\text{m}$ , 源栅间距  $L_{sg}=1.4\mu\text{m}$ , 栅漏距离  $L_{gd}=1.6\mu\text{m}$ 。从上至下的结构分别为

GaAs 帽层,  $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  势垒层,  $\text{Si } \delta$  掺杂( $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )层,  $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  隔离层,  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  沟道层,  $\text{Si } \delta$  掺杂( $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )层,  $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  隔离层, GaAs/ $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  缓冲层及 500nm 厚的 GaAs 衬底层, 表一中给出了每层厚度以及掺杂情况。

红色虚线框中则为一个双指的 HEMT 结构单元, 总厚度与单指 HEMT 单元相同。二者的区别在于, 单指器件的电极排列为: 源极、栅极、漏极, 而双指 HEMT 中电极的排列为: 源极、栅极、漏极、栅极、源极。在双指器件中可以看出, 呈现出反对称结构的特显。由于漏极的外加电压很大, 因此对于期间内部电场分布也有较大的影响, 因此仅仅以单指 HEMT 为研究对象, 漏极的分布位置与双指的器件是有差异的, 此时计算出来的电场强度不同, 从而影响其内部的温度分布。为了与实际情况更加符合, 应该以双指的 HEMT 为最小代表单元。

表 6.1 PHEMT 的参数

参数	数值(nm)	掺杂( $\text{cm}^{-3}$ )
GaAs(a)	5	$5 \times 10^{18}$
AlGaAs(b)	25	——
AlGaAs(c)	4	——
InGaAs(d)	10	——
AlGaAs(e)	4	——
AlGaAs(f)	18	——
GaAs/AlGaAs(g)	1.5/18.5	——
GaAs(h)	500	——



a) 器件中 PHEMT 的排列方式

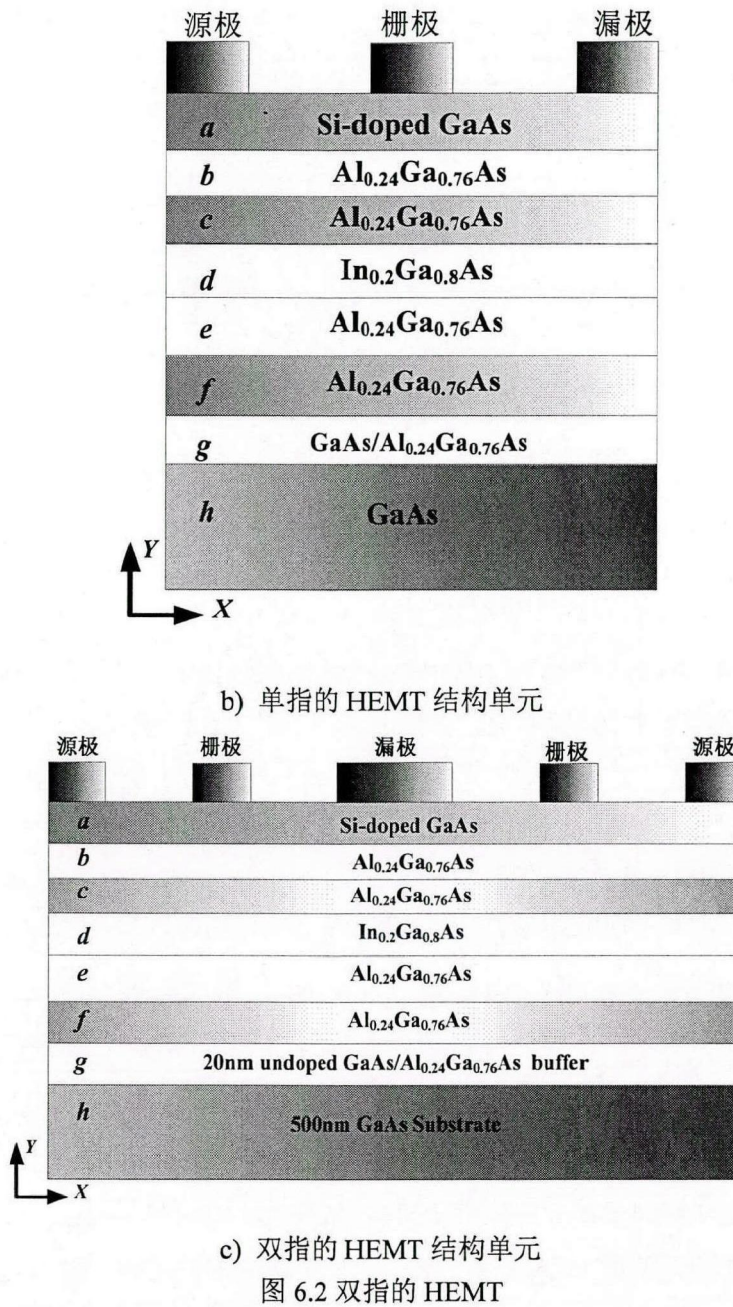


图 6.2 双指的 HEMT

### 6.3 单指与双指热电特性差异

本节中将以工作条件为源漏电压  $V_{ds}=6.0V$ ，栅极电压分别为  $V_g=-0.5V$  为例，分别计算了单指 HEMT 单元与双指 HEMT 单元的电场分布、温度分布以及焦耳热分布，随后对比分析二者之间热电特性的差异，分析产生此类差异的原因，也验证了在计算中应该以双指 HEMT 单元为最小计算单元的必要性。

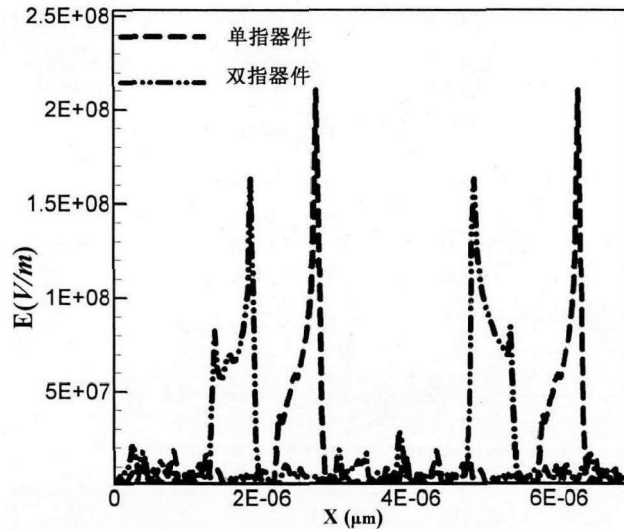
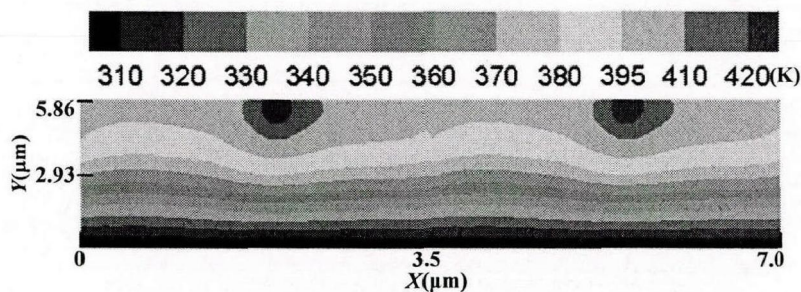
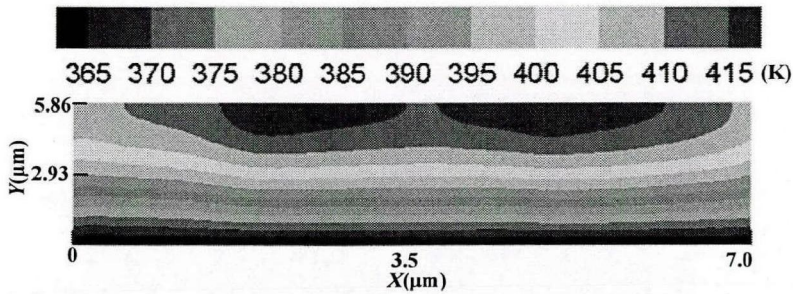


图 6.3  $V_{ds}=6.0V$ ,  $V_g=0.5V$ -单指与双指的 HEMT 电场强度沿 X 轴曲线

图 6.3 中为单指 HEMT 单元与双指 HEMT 单元中电场强度沿着 X 轴方向的曲线，由于在外加电场中，横向的分量占主导作用，因此只给出了沿 X 轴方向的分量。图中的红色虚线为单指 HEMT 单元电场强度沿着 X 轴方向的曲线，黑色点划线为双指的 HEMT 单元电场强度沿着 X 轴方向的曲线。在单指的 HEMT 单元中，电场强度的峰值位置栅极附近，峰值大小为  $2.10 \times 10^8 V/m$ ，双指的 HEMT 单元中，电场强度峰值位置也位于室内机附近，峰值大小为  $1.63 \times 10^8 V/m$ 。对比二者的电场强度曲线可以看出两点差异，首先，电场强度大小不同，单指器件的电场强度略小于双指器件，这是由于双指器件的工作状态更加稳定。其二，单指器件的电场强度峰值出现的位置与双指器件的也有所不同，是由于电极排布的差异而引起的，在单指器件中电极排列的顺序为：源极—栅极—漏极—源极—栅极—漏极... ..，然而在双指器件中电极的排列顺序为：源极—栅极—漏极—漏极—栅极—源极... ..，双指 HEMT 单元中的漏极位置集中在中间，由于在功率器件中，漏极通常存在较大的外加电压，因此漏极的位置对电场分布有着至关重要的作用，因此漏极位置的差异造成了单指 HEMT 与双指 HEMT 电场强度单元峰值位置的差异。



(a)单指 HEMT 器件内单元温度场分布



(a)单指 HEMT 器件内单元温度场分布

6.4  $V_{ds}=6.0V$ ,  $V_g=0.5V$  时 HEMT 温度场分布

图 6.4 中为单指 HEMT 单元与双指 HEMT 单元中的温度分布，图 (a) 中为单指 HEMT 单元中的温度分布，图 (b) 为双指 HEMT 单元中的温度分布。对比以上两图可以看出几点差异，第一，单指的 HEMT 单元中“热点”区域呈现出圆形，同时是相对独立的两个区域，而在双指的 HEMT 单元中的“热点”呈现出椭圆形状。其次，二者“热点”大小的位置也有所差异，其中双指 HEMT 单元中的热点位于栅极和漏极之间，偏向栅极一侧，而单指 HEMT 单元中的热点也位于栅极和漏极之间，但是偏向漏极一侧。第三，最高温度也不同，双指 HEMT 单元中温度峰值 426.30K，单指的为 419.02K。二者的差异，再次说明以双指 HEMT 器件为最小计算单元的必要性。

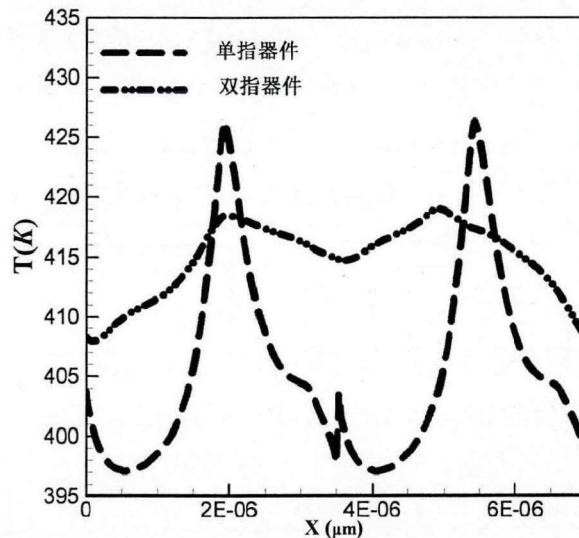
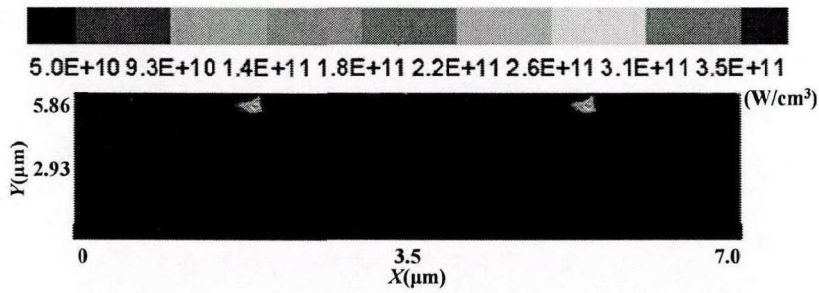


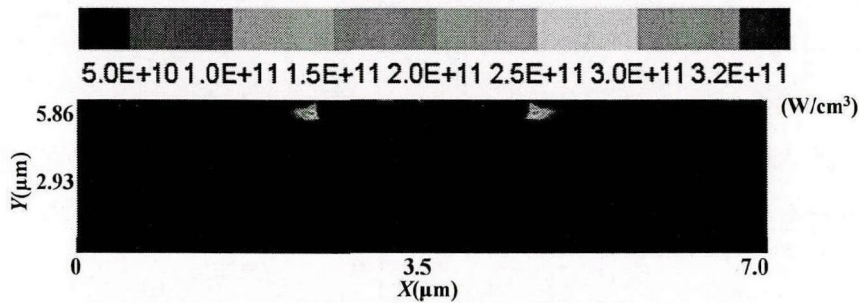
图 6.5  $V_{ds}=6.0V$ ,  $V_g=0.5V$  时 HEMT 温度沿着 X 方向的温度曲线

图 6.5 中为单指 HEMT 单元与双指 HEMT 单元中的温度峰值位置处沿着 X 方向曲线，红色的虚线为单指 HEMT 单元沿着 X 方向曲线，黑色点划线为双指 HEMT 单元沿着 X 方向的温度曲线。从图中可以看出，第一，无论是单指 HEMT 单元还是双指 HEMT 单元的温度峰值位置均位于栅极和漏极之间，但是双指 HEMT 单元温度峰值更靠近漏极附近；第二，双指 HEMT 单元的最高温度为 419.02K 虽然低于单指 HEMT 单元的 426.30K，但是从图中曲线可以看出，双指 HEMT 单元在整个沟道区域均保持较高的温

度即平均温度比较高。



(a) 单指 HEMT 单元电子能量



(b) 双指 HEMT 单元电子能量

图 6.6  $V_{ds}=6.0V$ ,  $V_g=0.5V$  时,  $T_{sub}=340K$  焦耳热分布

图 6.6 中为单指 HEMT 单元与双指 HEMT 单元中的焦耳热的分布图, 图 6.5 (a) 中为单指 HEMT 器件中的焦耳热分布图, (b) 为单指器件中的焦耳热分布图。对比两图发现, 焦耳热的分布与图 6.5 中温度分布类似, 对比两图可以发现, 第一, 无论是单指 HEMT 还是双指的 HEMT 焦耳热峰值均位于栅极和漏极之间, 而单指 HEMT 单元中的焦耳热的最大值, 但是偏向栅极一侧, 双指的 HEMT 单元中焦耳热峰值偏向漏极一侧。其次, 二者焦耳热的峰值也不相同, 双指 HEMT 单元中焦耳热峰值  $3.625 \times 10^{21} W/cm^3$ , 单指的为  $3.124 \times 10^{21} W/cm^3$ 。这些差异, 也是由于电极分布差异引起的电场分布差异, 最终导致的。

## 6.4 不同工作条件对工作效率的影响

以双指 HEMT 为例, 计算不同工作条件对其工作效率的影响。将产生的焦耳热与输入功率进行对比, 晶体管在工作时, 可以分为线性区和饱和区由于, 在高功率器件中, 认为出去饱和区。计算其输入功率时, 可以用饱和电流进行计算, 即输入功率为:

$$P=UI_{ds} \quad (6.1)$$

根据计算出来的焦耳热, 可以取双指晶体管的平均产热率即:

$$J_{ave} = \frac{\sum J}{N} \quad (6.2)$$

式中  $J$  代表焦耳热分布,  $N$  代表网格数量,  $J_{ave}$  代表单位体积所产生的焦耳热, 此时的产热效率可以表示为:

$$\eta = \frac{J_{ave}V_0}{P} \times 100\% \tag{6.3}$$

式中的  $\eta$  代表了器件产热的效率, 即废热部分,  $V_0$  代表了器件体积。

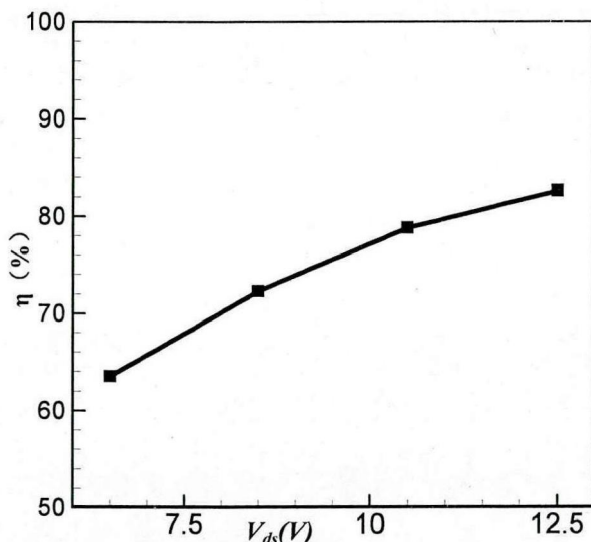


图 6.7 产热比率在不同工作状态下变化曲线

如图 6.7 所示, 在计算过程中保持  $V_g = -0.6V$ , 保持衬底温度为 360K, 通过改变源漏电压  $V_{ds}$  的大小模拟不同工作状态, 分析不同工况下 HEMT 产热效率的变化。模拟过程中, 分别取  $V_{ds}$  为 6.5V、8.5V、10.5V 以及 12.5V, 此时, 计算 HEMT 产热功率分别占总功率的 63.5%、72.3%、78.8% 以及 82.6%, 产热效率随着漏极的电压的增加而逐步增大, 即器件产生的废热也逐步增加, 这是由于随着漏极电源电压的上升, 器件内部电场强度增强, 高电场强度使得电子速率增加, 电子速率与焦耳热有着密切的联系, 电子速度越大所产生的焦耳热也就越多, 因此随着漏极电压增加, 产生的废热也就越来越多, 即工作效率越低。

### 6.5 工作条件对热电特性的影响

图 6.8 中以双指 HEMT 单元为计算对象, 分析漏极电压对器件最高温度、平均温度以及焦耳热的影响。在计算过程中保持  $V_g = -0.6V$ , 保持衬底温度为 360K, 通过改变源漏电压  $V_{ds}$  的大小来模拟不同工作状态, 分析源漏电压对温度分布的影响。

图 6.9 为器件内最高温度以及平均温度随着源漏电压  $V_{ds}$  变化曲线, 图 6.10 为器件内焦耳热最大值随着源漏电压  $V_{ds}$  的变化曲线。图 6.9 为  $V_{ds} = 8.5V$  时器件内温度的分布, 图中可以看出, 器件的“热点”位于栅极和漏极之间, 偏向于漏极一侧。模拟过程中, 分

别取  $V_{ds}$  为 6.5V、8.5V、10.5V 以及 12.5V，器件的在最高温度分别为 393.62 K、419.02 K、444.45 K、469.80K，最高温度上升了 76.18K。器件的平均温度分别 370.26 K、395.69 K、421.11 K、446.50 K，上升了 78.24K。每种工作状态下对应的焦耳热最大值分别为  $2.81 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $3.12 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $3.42 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$  以及  $3.76 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 。

可以看出无论是在器件的最高温度、平均温度还是焦耳热的峰值，均随着源漏电压  $V_{ds}$  的上升而增加，这是由于随着源漏电压  $V_{ds}$  的增加，期间内部的电场强度也随之增加，电场传递给电子的能量也相应增加，导致了电子将更多的能量传递给了晶格，导致器件温度的上升以及焦耳热的增加。

当工作条件为源漏电压  $V_{ds}$  源为 8.5V 时，器件的最高温度已超过了器件的最高允许温度（工作温度为 <400K），器件超温将严重影响器件的可靠性，甚至烧毁，因此选择合适的散热方式，至关重要。

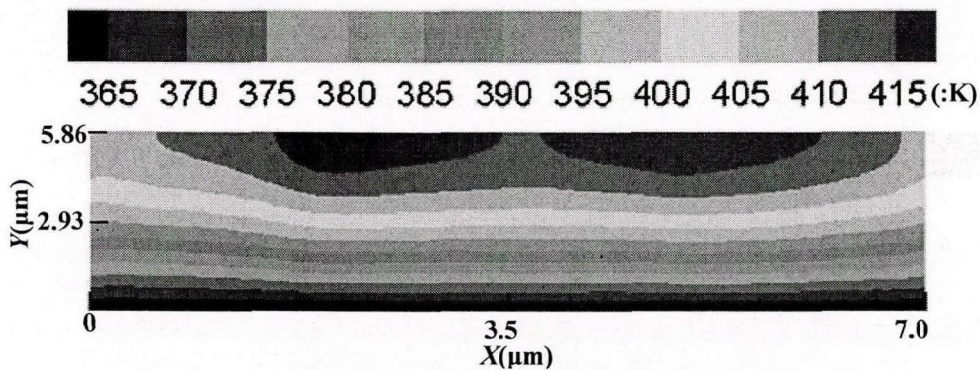


图 6.8  $V_{ds}=6.0\text{V}$ ,  $V_g=0.0\text{V}$  时温度分布

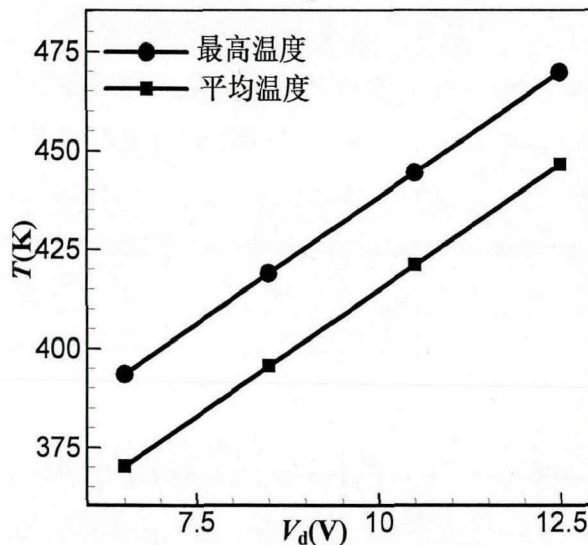


图 6.9 晶格温度最高温度与平均温度在不同工况下温度变化曲线

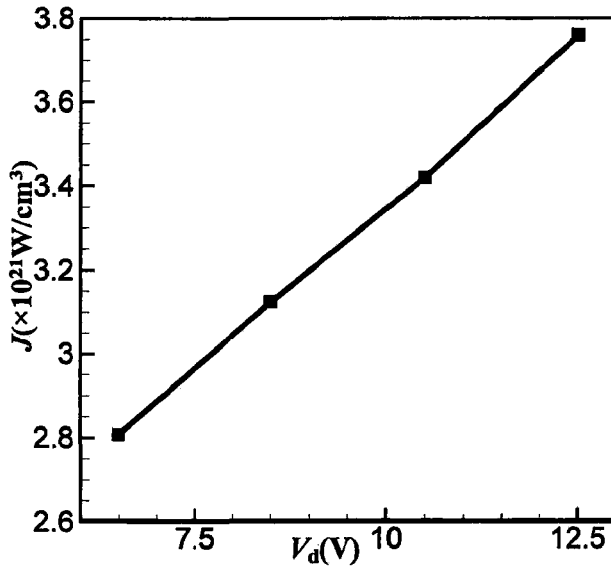


图 6.1 焦耳热最大值在不同工况下的变化曲线

### 6.6 掺杂浓度对热电特性的影响

图 6.11 和 6.12 中以双指 HEMT 单元为计算对象，分析源极漏极初始的掺杂浓度对器件温度分布的影响。在计算过程中保持  $V_g = -0.6V$ ,  $V_{ds} = -8.5V$ , 保持衬底温度为 360K, 通过改源漏初始掺杂浓度的大小来模拟不同工作状态，分析掺杂浓度对温度分布的影响。

图 6.11 为器件内最高温度以及平均温度随着掺杂浓度变化曲线，图 6.12 为器件内焦耳热最大值随着掺杂浓度的变化曲线。计算过程中，分别掺杂浓度为为  $5.0 \times 10^{21}/cm^3$ 、 $7.0 \times 10^{21}/cm^3$ 、 $9.0 \times 10^{21}/cm^3$ 、 $11.0 \times 10^{21}/cm^3$  以及  $13.0 \times 10^{21}/cm^3$ ，器件的在最高温度分别为 348 K、370K、392 K、417K 以及 443K，最高温度上升了 95K。器件的平均温度分别 329 K、341 K、355 K、369 K 及 384K，上升了 55K。每种掺杂浓度下对应的焦耳热最大值分别为  $2.81 \times 10^{21} W/cm^3$ 、 $3.12 \times 10^{21} W/cm^3$ 、 $3.42 \times 10^{21} W/cm^3$  以及  $3.76 \times 10^{21} W/cm^3$ 。

器件的最高温度、平均温度以及焦耳热均随着掺杂浓度的增加而呈现出上升的趋势，这是由于掺杂浓度的增加，意味着电子浓度的增加，在外加电场的作用有，使得更多的电子获得此能量，从而将有更多的电子把能量传递给声子，导致了器件温度随着掺杂浓度的增加而升高。

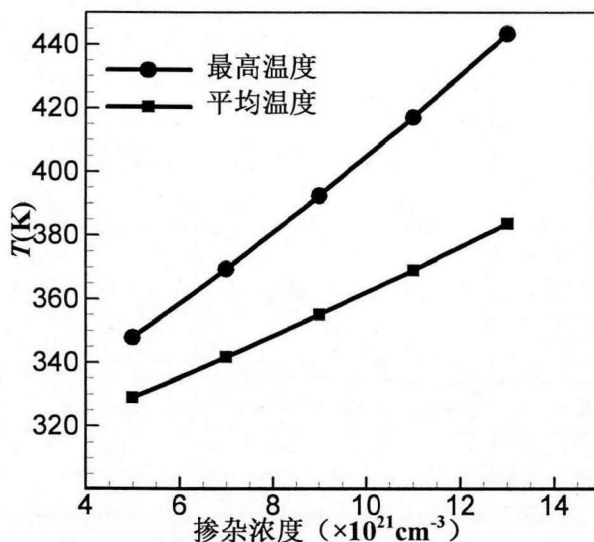


图 6.2 最高温度与平均温度随掺杂浓度变化曲线

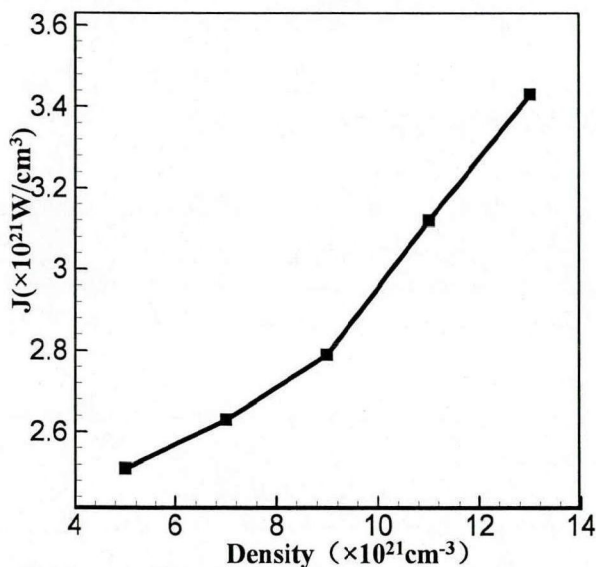


图 6.3 焦耳热随掺杂浓度变化曲线

## 6.7 散热条件对热电特性的影响

### 6.7.1 衬底温度对热电特性的影响

图 6.13 和 6.14 中以双指 HEMT 单元为计算对象, 分析衬底温度对器件最高温度、平均温度以及焦耳热的影响。

在计算过程中保持  $V_g = -0.6\text{V}$ ,  $V_d = 8.5\text{V}$ , 通过改变衬底温度的大小来模拟不同工作状态, 分析不同的散热状态器件内温度分布的影响。图 6.13 为器件内最高温度以及平均温度随着衬底温度变化曲线, 图 6.14 为器件内焦耳热最大值随着衬底温度的变化曲线。模拟过程中, 分别设置衬底温度为 420K、400 K、380 K、360 K、340 K、320 K、以及 300K, 器件的最高温度分别 490 K、466 K、442 K、419 K、395K、371K、347K, 此时器件的

最高温度也下降了 143K。器件的在平均温度分别为 462 K、440K、418 K、396K、373K、351K、329K，当器件衬底温度由 420 下降到 300K 时，期间内部平均温度下降了 133K。每种衬底温度对应的焦耳热最大值分别为  $4.105 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $3.73 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $3.401 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $3.124 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $2.82 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 、 $2.63 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$  以及  $2.405 \times 10^{21} \text{W/cm}^3$ 。

可以看出无论是在器件的最高温度、平均温度还是焦耳热的峰值，均随着衬底温度的下降而大幅下降，当衬底温度为 420K 时，无论是器件的最高温度还是平均温度均超过了器件所允许的工作温度范围 (<400K)，器件将无法正常使用。随着衬底温度下降到 340K 时，器件的平均温度和最高温度均低于 400K。选择适当的衬底温度，可保证器件运行的稳定。

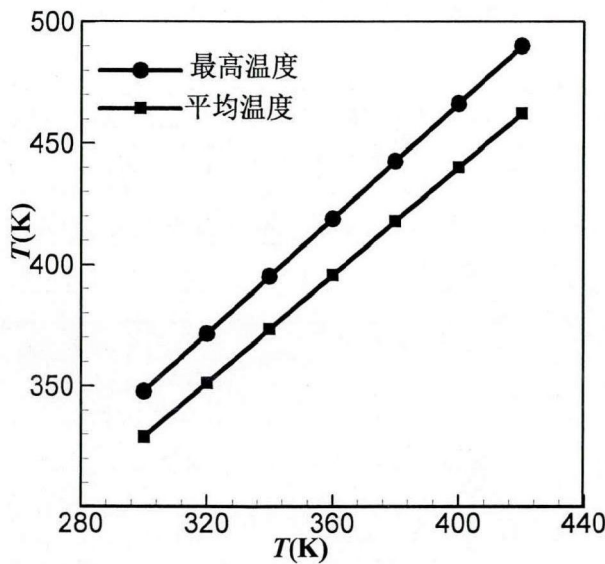


图 6.4 最高温度与平均温度衬底温度的变化曲线

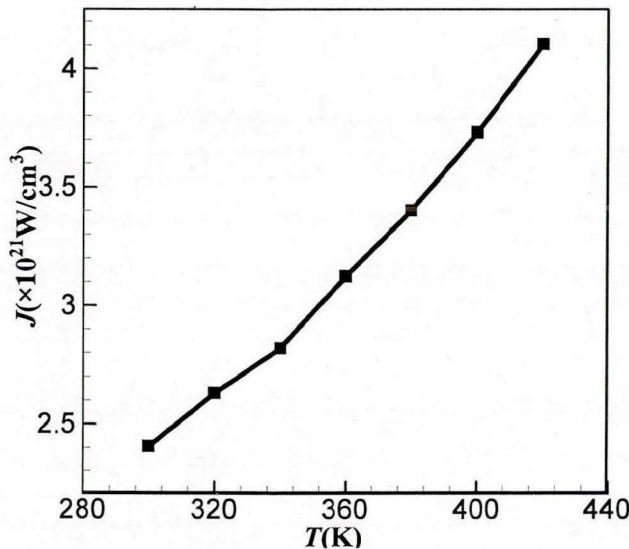


图 6.5 焦耳热随衬底温度的变化曲线

### 6.7.2 对流换热系数对特性的影响

图 6.15 中以双指 HEMT 单元为计算对象, 分析不同的对流换热系数对器件最高温度、平均温度以及焦耳热的影响。

在计算过程中保持  $V_g = -0.6V$ ,  $V_d = 8.5V$ , 保持衬底温度为 340K, 通过改变对流换热系数的大小来模拟不同的散热条件, 分析不同的对流换热系数对器件内温度分布的影响。在计算过程过程中, 分别设置对流换热系数为  $10W/m^2 K$ ,  $1000W/m^2 K$ ,  $5000W/m^2 K$ ,  $10000W/m^2 K$ ,  $20000W/m^2 K$  时, 对于以上的对流换热系数, 器件的最高温度分别 451 K、425 K、410 K、395 K、382K, 器件的在平均温度分别为 440 K、414K、401 K、383K、371K。对应以上不同对流换热系数, 焦耳热最大值分别为  $3.5 \times 10^{21}W/cm^3$ 、 $3.2 \times 10^{21}W/cm^3$ 、 $3.01 \times 10^{21}W/cm^3$ 、 $2.82 \times 10^{21}W/cm^3$ 、 $2.76W/cm^3$ 。

可以看出无论是在器件的最高温度、平均温度还是焦耳热的峰值, 均随对流换热系数的增加而大幅下降, 当对流换热系数由  $10W/m^2 K$  增加至  $20000W/m^2 K$  时。器件内的最高温度由 451K 下降至 382K, 降幅高达 68K, 而 382K 的温度也满足器件正常运行, 因此选择适当的换热方式, 对保证器件运行的可靠性以及稳定性, 有着重要的意义。

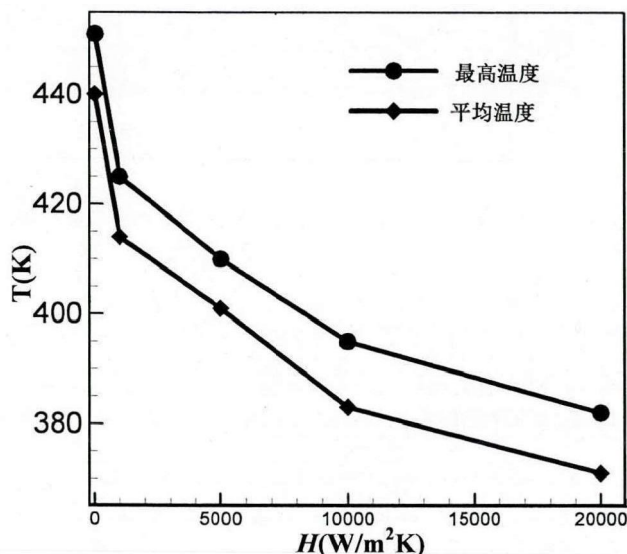


图 6.6 器件最高温度随对流换热系数的变化

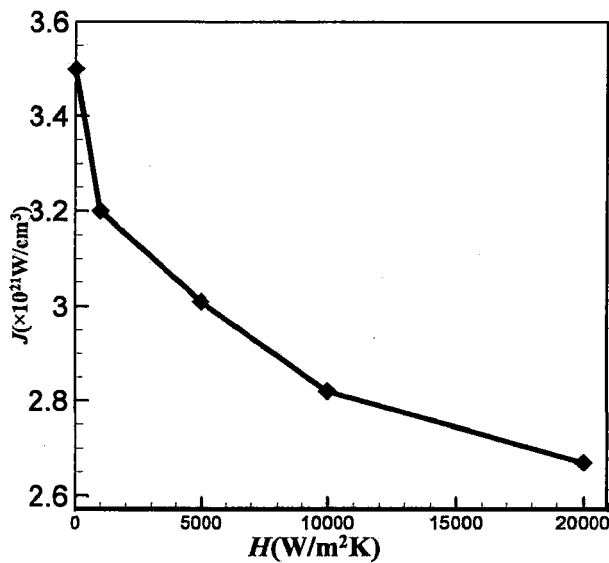


图 6.7 焦耳热随对流换热系数的变化曲线

## 6.8 模拟结果与实验结果对比验证

### 6.8.1 实验步骤

在某研究所的实验过程中，以为砷化镓功率放大器为对象，其内部由多个 AlGaAs/GaAs HEMT 构成，图 6.17 为进行实验时用于放置测试对象的载体。实验步骤为：第一，向红外测试仪器的杜瓦瓶中注入液氮后，待其冷却至少 10min。第二，按规定连接测试系统。被测件安装在规定的载体中，并通过平台固定至测试仪器的温度控制台。第三，打开红外测试程序，通过程序自检；第四待平台温度稳定后，旋转测试仪的红外目镜，设定镜头倍率，然后选择测试温度量程，开始校准。采集 50 次以上取平均值。第四，将装好芯片载体放置加热平台，升至 75℃并稳定 5 分钟后，读取规定直流参数。第五，依次重复上述步骤，在平台温度 70~125℃ 范围内，每隔 10℃ 测量被试器件正向 I-V 特性曲线。

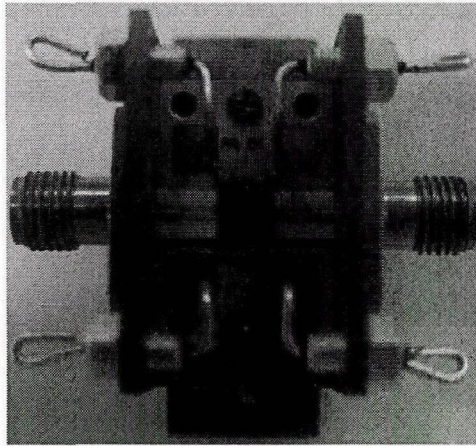


图 6.8 实验装置

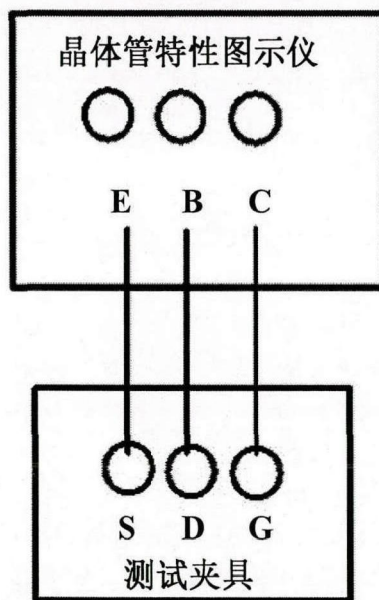


图 6.9 实验过程中用于放置测试对象的载体

### 6.8.2 模拟结果对比验证

图 6.19 为实验中的器件的温度分布图，在之前的模拟中可知，一个源极、栅极、漏极通常被称为一指，每个半导体器件中至少有几百指组成，通过红外热像仪可以拍到器件表面的温度分布，在图中可以看出器件的热点分布在晶体管所在的位置，这是由于晶体管是主要的发热元件在图 6.20 中，通过红外成像测试实验获得的为器件表面温度分布， $T_{\text{sub}}=400\text{K}$ ， $V_{\text{ds}}=8.5\text{V}$ ， $V_{\text{g}}=-0.6\text{V}$  条件下测得最高温度为  $453^{\circ}\text{C}$ ，即为  $424\text{K}$ ，而模拟得到场效应管内部最高温度为  $466\text{K}$ ，表面最高温度  $440\text{K}$ ，与实验测试结果基本保持一致，该模拟方法可用于不同工作状态下的热电特性研究。

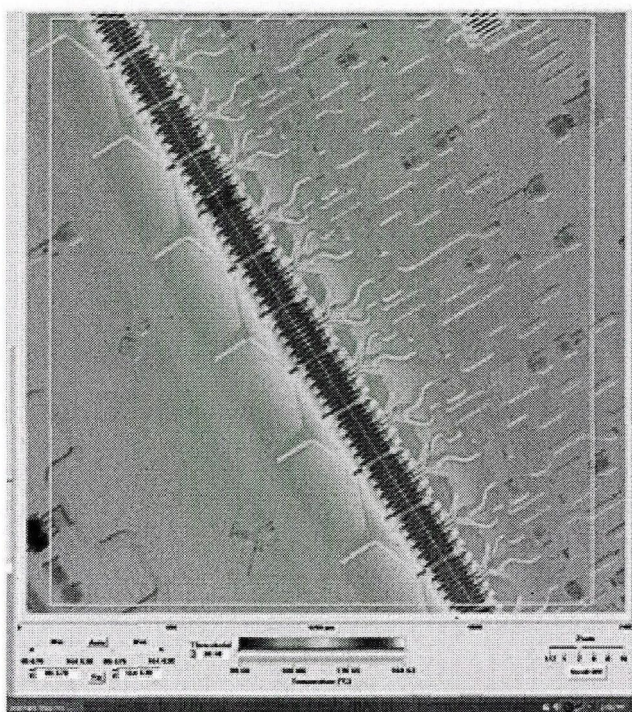


图 6.10  $T_{sub}=400K$ ,  $V_{ds}=8.5V$ ,  $V_g=-0.6V$  时实验结果分布图

### 6.9 本章小结

本章主要介绍了非能量平衡方法在高电子迁移率场效应晶体管 (HEMT) 中的应用, 该方法与格子-Boltzmann 方法相, 其主要优点为把声子根据频率进行了分类, 即分为光学声子和声学声子。在模拟过程中, 还从实际器件的结构特点出发, 以双指 HEMT 为最小结构单元, 对比双指结构与单指结构在计算过程中温度分布以及电场强度的差异。以双指 HEMT 为例, 分析了不同的工作条件、掺杂浓度、衬底温度以及散热条件对其热电特性的影响, 可以得到以下主要结论: (1) 对比单指器件与双指器件热电特性可以发现, 无论是电场强度分布还是热点分布, 均有差异, 这是由于不同的电极位置而引起的。(2) 当改变不同的工作条件时, 无论是器件的最高温度还是焦耳热均随着漏极电压的增加而升高。(3) 改变器件的掺杂浓度, 分析掺杂浓度对器件内部温度分布的影响, 分别掺杂浓度为  $5.0 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 、 $7.0 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 、 $9.0 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 、 $11.0 \times 10^{21}/\text{cm}^3$  以及  $13.0 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ , 器件的最高温度分别为 348 K、370K、392 K、417K 以及 443K, 最高温度上升了 95K (4) 器件的最高温度随着衬底温度的减小而降低。(5) 通过改变不同的换热条件即改变下边界对流换热系数, 随着对流换热系数的增加, 器件的最高温度下降显著。最后, 本节将红外热像仪测定的器件温度与模拟结果对比, 具有较小的误差, 也验证了模型具有一定的参考价值。

## 7 总结与展望

### 7.1 总结

本文基于微/纳尺度半导体器件的产热机理出发,考虑电子、声子的碰撞演化过程,首先建立了基于格子-Boltzmann 方法的场效应晶体管热电模型,该模型的优点在计算过程简化,对于精度要求不高的晶体管模拟有很大的优势,对于简单的肖克莱模型的 FET 适用。然而,该方法忽略了声子的分类,而且对于复杂的晶体管困难,随后又建立了非能量平衡的能量方法的半导体器件热电耦合模型,相对于格子-Boltzmann 相比,其优点在于考虑声子的分类即光学声子和声学声子在传热过程中的差异,对电子的速度、浓度等也运用了更加精确的公式,最后运用该方法了计算了双指 HEMT 内的热电特性,包括电势、电场强度、温度分布以及焦耳热,分析不同影响因素对器件内部热电特性的影响,可以得出以下结论:

(1) 双指 HEMT 内的电场强度以及温度分布与单指 HEMT 存在差异,这是由于电极分布而导致的,电极的位置影响了器件内部电场分布,而电场分布又决定了器件的温度分布,因此根据器件的实际结构,应该以双指 HEMT 为计算单元,提高计算的准确度。

(2) 无论是运用格子-Boltzmann 方法还是运用非能量平衡的方法计算器件内部的热点,均位于栅极偏向于漏极一侧,这是由于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。

(3) 当改变器件的漏极电压,内部的最高温度以及焦耳热均随着漏极电压的增加而增大,这是由于漏极电压的增加外部电场强度随着增加,因此有更多的能量由外加电场传递给电子,电子也就相应的把能量传递给声子,因此器件的温度、焦耳热随着外部电压的增加呈现出增加的趋势。

(4) 当改变器件掺杂浓度时,器件内部的最高温度随着掺杂浓度的增加而升高,这是由于掺杂浓度越高,器件内部的电子浓度越高,即有更多的声子将被高能电子传递能量,此时传递给声子的能量也越高,因此器件的最高温度、焦耳热随着掺杂浓度的增加而增加而升高。

(5) 改变热管理方式时,可以有效的控制器件内的温度分布。如降低衬底温度以及增加下边界对流换热系数,均可以有效得地降低器件内的最高温度,说明采取有效的热管理方式,可以保证器件运行的可靠性,增加器件的适用寿命。

## 7.2 展望

本文从微/纳尺度半导体器件产热机理出发,运用了格子-Boltzmann方法求解晶体管内的温度分布,随后为了增加计算精度,又建立了非能量平衡的热电耦合方法计算了晶体管中的热电特性。在本工作的基础上,还应该对以下两方面进行更加深入的研究:

(1) 在实验部分,有待于改进,在本文的实验中,运用的红外热像仪测得器件表面的温度分布,而器件的最高温度一般是位于器件的内部,因此有必要对器件内部的温度分布有所掌握,精度有待于提高,因此在后续的工作中可以采用拉曼散射等方法获取其内部的温度。

(2) 本文在计算的过程中并没有考虑电迁移以及热迁移对器件的影响,在后续的工作可以对两者对器件的影响考虑在模型当中,使得模型更加完善。

## 致 谢

本学位论文是在倒是在李强教授悉心指导下完成的。李强教授治学严谨、洞察敏锐入微、对学生谦和关怀，在本论文的完成过程中提出了宝贵的意见和指导。李强老师不断开拓进取的奋斗精神以及高度的责任感也使我受益匪浅。在此，谨向我的导师表示诚挚的感谢！

本课题的研究中，还特别感谢宣益民教授，他在科研中给了我很大的帮助，宣益民教授知识渊博、见解深刻、对科学实事求是、对学生循循善诱。在我课题遇到困难时，给我极大的帮助。在此，我深表感谢！

感谢课题组的韩玉阁教授，韩老师在数值计算上，给了我很大的帮助，在此，深表感谢！感谢教研室谭洪老师、李佳玉老师、任登凤老师、杨理理老师、范德松老师、章立新老师等。感谢多年来求学路上给予我关心和帮助的良好师友！感谢舍友刘晓庆、李媛媛、何雪梅、段慧玲在生活和学习上给我的关心和帮助，感谢同窗崔腾飞、杨帆、张玉涛、单英杰、周月、邬二龙、宋鹏飞、刘亚、成志铎，和大家相处的三年给我带来了许多美好的回忆，感谢张平、铁鹏、郭磊、徐鹏飞、胡正伍、麻景峰、黄金国、苟玉春、方俊飞、马伟、方晓鹏、黄勇、王苗、笕云、林群青、陈勇、陈小潭等硕士、博士研究生对我的帮助。特别感谢朱馨怡，对我课题上的帮助，同时在生活上对我的关心和鼓励，共同进步，从你身上学到了独立和坚强，很幸运获得珍惜这段友情！感谢求学路上每个阶段的良师益友，虽然不长联系，但是每位的面容常在脑海中涌现。

我很幸运的生长在一个幸福的大家庭中，感谢我的父母，对我毫无保留的支持与培养，默默无私的爱和包容，给了我自由的成长空间，我会努力去孝顺你们，报答养育之恩！感谢姥姥、姥爷对我无微不至的关心，你们开朗、乐观、积极的生活态度，我将终生受用，我会努力让你们每天开心！感谢二姨、二姨夫、三姨、三姨夫、小姨、小姨夫、舅舅、舅妈、表妹席维维、孙圆圆、赵芳群、表弟哈金良、赵俊尧这么多年来对我的帮助和鼓励，在我遇困难时不厌其烦的开导我，尽你们最大的努力帮助我，我一直都铭记在心，谢谢你们！家最温馨的地方，是永远为我敞开一扇门，我爱我家！感谢席旭，多年来对我的爱护、关心、包容，感谢席旭家人对我的照顾！我会继续努力，报答亲人和给位师长的培育之恩！

## 攻读硕士学位期间发表的相关论文

1. 微/纳尺度高功率电子器件产热与传热特性. 科学通报, 2012, 57(33): 3195-3204.
2. HEMT 掺杂浓度对温度分布的影响. 工程热物理学报, 2013, 12: 030-034.
3. HEMT 掺杂浓度对温度分布的影响, 工程热物理年会, 2012, 东莞.
4. 非平衡能量产热模型的 HEMT 热电特性, 工程热物理年会, 2013, 重庆.
5. 双指场效应晶体管热电特性计算, 工程热物理年会, 2014, 西安.

## 参考文献

- [1] Van P. Microchip fabrication[M].New York: McGraw-Hill Press, 2004.
- [2] 翁寿松. 摩尔定律与半导体设备[J]. 电子工业专用设备, 2002, 31(4): 196-199.
- [3] Eric P, Sanjiv S, Kenneth E. Goodson. Heat generation and transport in nanometer-scale transistors.[J].Proc IEEE ,2006, 94: 1587—1600
- [4] Subbalaskhmi P, James, Geer,B, et al. A novel alternate approach for multiscale thermal transport using diffusion in the boltzmann transport equation[J]. Int J Heat Mass Transf , 2011, 54:3406-3419
- [5] David G . C, Wayne K. F, Kenneth E.G, et al. Nanoscale thermal transport[J]. J Appl Phys , 2003 ,93: 793-818
- [6] (日)福田益美, 平地康刚. GaAS 场效应晶体管基础[M], 王钢(译).北京:中国石化出版社, 2005.
- [7] 肖奇. 纳米半导体材料与器件[M]. 北京: 化学工业出版社, 2013
- [8] 刘静. 微米/ 纳米尺度传热学[M]. 北京: 科学出版社, 2001.
- [9] Allec N, Hassan Z, Shang L, et al. ThermalScope: multi-scale thermal analysis for nanometer-scale integrated circuits[C].Computer-Aided Design, 2008. ICCAD 2008. IEEE/ACM International Conference on. IEEE, 2008: 603-610.
- [10] Christensen A, Graham S. Multiscale lattice Boltzmann modeling of phonon transport in crystalline semiconductor materials[J]. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 2010, 57(2): 89-109.
- [11] Muscato O, Di Stefano V. Heat generation and transport in nanoscale semiconductor devices via Monte Carlo and hydrodynamic simulations[J]. COMPEL: Int. J. Comput Math. Electrical Elec. Eng. , 2011, 30(2): 519-537.
- [12] Keldysh L V. Diagram technique for nonequilibrium processes[J]. Sov. Phys. JETP, 1965, 20(4): 1018-1026
- [13] 何雅玲,王永,李庆. 格子 Boltzmann 方法的理论及应用[M]. 北京: 科学出版社, 2009.
- [14] Antebi E, Aigrain P. The electronic epoch[M]. Van Nostrand Reinhold Company, 1982.
- [15] 伍国玉. 半导体器件完全指南[M]. 北京: 科学出版社, 2009
- [16] Shockley W, Pearson G L. Modulation of conductance of thin films of semi-conductors by surface charges[J]. Phys. Rev., 1948, 74(2): 232.

- [17].Lilienfeld E. Method and apparatus for controlling electric currents.U.S Patent[P] 1475,1930
- [18] Heil O.Improvement in or relating to electrical amplifiers and oter control arrangements and device[P].British patent 439,1935.
- [19] Ligenza J, Spitzer W G. The mechanisms for silicon oxidation in steam and oxygen[J]. J Phys Chem Solids, 1960:14: 131-136.
- [20] Kahng D. A historical perspective on the development of MOS transistors and related devices[J]. IEEE Transactions on, 1976, 23(7): 655-657.
- [21] Sah R. Evolution of the MOS transistor-from conception to VLSI[J]. Proc. IEEE, 1988, 76(10): 1280-1326.
- [22] Wang Y C, Hong M, Kuo J M, et al. Demonstration of submicron depletion-mode GaAs MOSFETs with negligible drain current drift and hysteresis[J]. IEEE Transactions on, 1999, 20(9): 457-459.
- [23] Esaki L, Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors[J]. IBM J Res.Dev. , 1970, 14(1): 61-65.
- [24] Delagebeaudeuf D, Delescluse P, Etienne P, et al. Two-dimensional electron gas MESFET structure[J]. Electronics Lett. , 1980, 16(17): 667-668.
- [25] 朱馨怡.高热流密度微纳尺度电子器件热电特性研究[D].南京理工大学, 2014.
- [26]杨世铭, 陶文铨. 传热学第三版[M]. 北京: 高等教育出版.
- [27] Aydin N, Daniel P, Cristina H .A. On the lattice boltzmann method for phonon transport [J]. J Comput Phys, 2011, 320: 5864-5876
- [28] Rodrigo E, Brian S, Cristina A. Lattice boltzmann modeling of subcontinuum energy transport[J]. J Electronic Packing, 2006, 128:115-124
- [29] Murthy, Narumanchi, Pascual-G ,et al. Review of multiscale simulation in submicron heat transfer[J]. Int J Multiscale Comput, 2005, 3: 5-32
- [30] Mconnel, Goodson. Thermal conduction in silicon micro and nanostructures[J] . Annu Rev Heat Transf, 2005, 14:129-168
- [31] Arpit M, Sandip M. Generalized ballistic-diffusive formulation and hybrid SN-PN solution of the botzmann transpout equation for phonons for nonequilibrium heat conduction[J]. J Heat transfer, 2011,133 : 0924021-09240210
- [32] Ming T X, Hai H. A ballistic-diffusive heat conduction model extracted from boltzmann transport equation[J]. Math Phys Eng Sci, 2011, 467: 1851-1864
- [33] Zyad H, Nichiolas A, Li S, et al. Multilscele thermal analysis for nanometer-scale

- integrated circuits[J]. IEEE Trans. Comput. Aided Design Of Integrated Circuits And Systems, 2009, 28: 860-873
- [34] Sze S M, Ng K. Physics of semiconductor devices[J]. 1981: 5381484-5381489.
- [35] Cook R K, Frey J. Two-dimensional numerical simulation of energy transport effects in Si and GaAs MESFET's[J]. IEEE Transactions on, 1982, 29(6): 970-977.
- [36] Curtice W R, Yun Y H. A temperature model for the GaAs MESFET[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1981, 28(8): 954-962.
- [37] Selberherr S. Analysis and simulation of semiconductor devices[M]. Wien: New York: Springer, 1984.
- [38] Blotekjaer K. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1970, 17(1): 38-47.
- [39] Meinerzhagen B, Engl W L. The influence of the thermal equilibrium approximation on the accuracy of classical two-dimensional numerical modeling of silicon submicrometer MOS transistors[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1988, 35(5): 689-697.
- [40] Kotake S. Molecular mechanical engineering[J]. JSME international journal. Series B, 1995, 38(1): 1-7.
- [41] Yoganathan S, Banerjee S K. A new decoupled algorithm for nonstationary, transient simulations of GaAs MESFETs[J]. IEEE Transactions on, 1992, 39(7): 1578-1587.
- [42] Majumdar A, Fushinobu K, Hijikata K. Effect of gate voltage on hot - electron and hot phonon interaction and transport in a submicrometer transistor[J]. J Applied Phys, 1995, 77(12): 6686-6694.
- [43] Lai J, Majumdar A. Concurrent thermal and electrical modeling of sub - micrometer silicon devices[J]. J Applied Phys, 1996, 79(9): 7353-7361.
- [44] Chen G, Tien C. Thermally induced optical nonlinearity during transient heating of thin films [J]. J Heat Transfer, 1994, 116:311-316
- [45] 叶良修, 物理学家. 小尺寸半导体器件的蒙特卡罗模拟[M]. 科学出版社, 1997
- [46] 刘恩科, 朱秉升. 罗晋生[M]. 半导体物理学. 北京: 国防工业出版社, 1988.
- [47] 卞抗, 刘静. 功率半导体器件原理特性和可靠性[M]. 北京: 机械工业出版社, 2013.
- [48] Jacobini C, Canali C, Ottaviani G, et al .Review of some charge transport properties of Silicon[J]. Solid St Electron, 1997, 20:77-89.
- [49] Thornber K. Relation of drift velocity to low-field mobility and high field saturation velocity[J]. A J Applied Phys, 1980, 51:2127-2136
- [50] 刘恩科, 朱秉升. 罗晋生[M]. 半导体物理学. 北京: 国防工业出版社, 1988.

- [51] 刘恩科, 朱秉升, 罗晋生. 半导体物理[M].北京: 电子工业出版社.2010
- [52]王鹏. 非极性 GaN 载流子各向异性输运特性研究[D]. 西安电子科技大学, 2013.
- [53]甄慧慧, 鲁麟, 刘子超, 等. 位错形态与 GaN 外延薄膜电阻率之间的关系[J]. 发光学报, 2013, 12: 012.
- [54] Charles K. Introduction to solid state physics[M].New York:Wiley,1978.
- [55] Seeger K. Semiconductor physics[M]. New York: SpringerVerlag Wien,1973.
- [ 56 ] Kumar S,Vradis G. Thermal conductivity of thin metallic film[J]. J Heat Transfer ,1994,116:28-34
- [57] Lumdstrom.M.Fundamentals of carries transport [M]. U.K: Cambridge University Press,2000.
- [58] Ju .Y, Goodson K. Phonon scattering in silicon thin fillms with thickness of order100nm[J].Applied Phys .Lett.1999,74:3005-3007
- [59] Esseni.D, Mastrapasqua.M,Celler.G, et al. Low field electron and hole mobility of SOI transistors fabricated on ultrathin sillicon films for deep submicrometer technology application[J]. IEEE Transistors on Electron Device.2001,48(12):2842-2850.
- [60] 赵凯. 基于孔隙尺度的多孔介质流动与传热机理研究[D]. 南京理工大学, 2010.
- [61]. He X, Luo L S. Theroy of lattice Boltzmann method:From the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation[J]. Physcal Review E,1997,56(6):6811-6817,
- [62] .Shan C, He X. Discretization of the velocity space in the solution of Boltzmann equation[J] .Physical Review Letters,1998,80(1):65-68
- [63] 郭兆立, 郑楚光. 流体动力学的格子 Boltzmann 方法[M]. 湖北:科学技术出版社, 2002.
- [64] Higuera F J, Succi S, Benzi R. Lattice gas dynamics with enhanced collisions[J]. Euro Phys. Lett., 1989, 9(4): 345.
- [65] Chen S, Chen H, Martnez D, et al. Lattice Boltzmann model for simulation of magnetohydrodynamics[J]. Phys. Rev. Lett, 1991, 67(27): 3776.
- [66] Qian Y H, d'Humières D, Lallemand P. Lattice BGK models for Navier-Stokes equation[J].Euro phys. Lett, 1992, 17(6): 479.
- [67] 应纯同.气体输运理论及应用[M].北京: 清华大学出版社,1990.
- [68] He X, Luo L S. A priori derivation of the lattice Boltzmann equation[J]. Phys. Rev. E, 1997, 55(6): R6333.
- [69] He X, Luo L S. Theroy of lattice Boltzmann method:From the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation[J]. Physcal Review E,1997,56(6):6811-6817

- [70]Majumdar A. Microscale energy transport in solids[J]. *Microscale Energy Transport*, 1998: 3-94.
- [71] Rodrigo A., Sartaj S, Myung S, et al. Multi-length and time scale thermal transport using the lattice boltzmann method with application to electronics cooling[J]. *Int J Heat Mass Transf*, 2006, 49: 97-107
- [72] (美) 查尔斯, 固体物理导论[M] 项金钟, 吴兴惠(译).北京: 化学工业出版社, 2010.
- [73] Wei Z, Fisher. Application of the method to sub-continuum heat conduction[C]. *International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 2002. 17-22.
- [74] 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[J]. *Int J Heat Mass Transf*, 2006, 49:97-107.
- [75] Sartaj S , Woo T,Rodigo A.Escobar,Cristina H., et al.A novel heat transfer model and its application to information storage systems[J]. *J Appl Phys*, 2004, 97:707-706.
- [76] 王博, 宣益民, 李强. 微/纳尺度高功率电子器件产热与传热特性[J]. *科学通报*, 2013, 57(33): 3195-3204.
- [77] W.Hansch,Mirua.M. The hot-electron problem in small semiconductor device[J]. *J.Appl.Phys*, 1991,60:650-651.
- [78] SC.L, Tang TW. Transport coefficients for a silicon hydrodynamic model extracted from inhomogeneous Monte-Carlo calculations[J]. *Solid-State Electron.*, 1992,35:561-569.
- [79] Arora.N, Hauser.J.Electron and hole mobilities in Silicon as a function of concentration and temperature[J]. *Electron Devices, IEEE Transactions on*,1988,35: 689
- [80] Meinerzhagen B, Engl W. The influence of the thermal equilibrium approximation on the accuracy of classical two-dimensional numerical modeling of silicon submicrometer MOS transistors[J]. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 1988, 35(5): 689-697
- [81] Yamaguchi K. A mobility model for carriers in the MOS inversion layer[J]. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 1983, 30(6): 658-663.
- [82] Nag B R. High Electron Mobility Transistor (HEMT)[J]. *Physics of Quantum Well Devices*, 2002: 173-187.
- [83] Rudan. M, Odeh .F. Computer and mathematics in electrical and electronic engineering [J].*Compel Int.J*, 1986, 5:149-150