

Investigations of Low-dimensional Field Effect
Transistors with Quantum Structures for Terahertz Detection
and Their Applications

By

Lin Wang

A Dissertation Submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For

Doctor of Microelect

State Electronics

Shanghai Institute of Technical Physics,

Chinese Academy of Sciences

5, 2013

摘 要

III-V 族半导体材料包括 GaAs、InGaAs、GaN 在现代微电子工业和光电领域的占据重要的地位，GaN 材料由于宽的禁带和高的热导率等独特性质吸引了人们的广泛关注。随着信息时代的发展和人们生活质量的提高，宽带宽可集成式太赫兹器件在未来生物医学、国防安全、工业领域等方面具有广阔的应用前景。在这方面，研究 III-V 族器件的直流和太赫兹频率响应特性对实现单片集成光谱系统来说具有重要意义，本文的主要结果如下：

- 1、研究了基于 GaN 材料体系的极化特性，利用氮化物材料的不同极化特性可以调制器件的导带边能量分布形式，对 AlGaIn/GaN/InGaIn/GaN 双异质结器件的热电子效应进行了一系列研究，包括载流子传输模型的建立、基于界面散射研究其对器件高场输出特性的影响。结果发现：器件在高电场下的负微分电阻主要由于沟道载流子的非均匀分布形成尖锐的势垒所造成的，由于载流子的高能量非平衡分布使得沟道局域着过多的热光学声子能量，造成严重的自加热效应。电子—声子相互作用能量要比所提供的功率要高一个数量级以上，热电子和热声子温度在电流线性区可以保持近似相等，高铝组分和晶格匹配新型势垒器件结构可以有效抑制器件的自加热效应。
- 2、研究了器件载流子的弹道输运特性，表明在交变信号下由于载流子延迟效应短沟道器件呈现非单纯电阻行为，这表明器件在高频下可以呈现共振响应或可以形成振荡回路。在考虑局部沟道效应时器件沟道可以等效成分布式 RLC 传输线，这时经典理论和量子理论可以得到一致的结果，本文介绍了等离子体波所导致的非线性特性和光学响应形成的机理问题，并比较该原理器件相对于传统探测方法的独特优势之处。研究了不同材料器件下的电子特征传播长度，对弹道器件的流体力学不稳定现象的产生作了说明。并针对沟道区域中等离子体波色散特性，对比不同材料体系下的器件结构特征对工艺的要求。
- 3、研究了太赫兹辐射激发器件沟道等离子体波的物理过程，对于 GaN 基器件由于沟道高的载流子浓度，可以克服其他异质结构出现的 2THz 以上频率信号急剧衰减现象，并有望实现室温可调工作。基于流体力学模型，建立了太赫兹—等离子体波电磁耦合理论模型，对等离子体波的偶极振动规律进行研究。由于沟道非理想特性，等离子体波共振频率受边缘沟道的影响可以出现新的电压可调性质，并与传输线模型所预测的结果相一致。在本文中研究了等离子体波的共振增强和衰减现象，包括等离子体波模间散射展宽和模间互激发现象。
- 4、具体分析了 AlN 和双沟道器件的等离子体波共振特性，包括电子间库仑相互作用、等离

子体波相互作用导致的模式分裂和增强现象,结果表明 GaN 材料器件在 1~10THz 频率有望实现室温太赫兹信号转换,而在 10THz 以上由于 Restralen 带的存在,等离子体波的激发受到抑制作用,为了有效激发等离子体波共振模式,多维等离子体晶体可以实现自耦合和宽带可调特性。

关键词: GaN HEMT; 自加热效应; 热电子效应; 太赫兹探测器; 等离子体波

ABSTRACT

III-V semiconductors such as GaAs, InGaAs and GaN are important components in modern microelectronic industry and optoelectronics. Due to its wide band gap and high thermal conductivity, GaN has attracted great interests for high power operation at microwave frequency. In the meantime, the rapid development of information technology and improvement of human's life require terahertz detectors with broad applications such as biomedical, security and industry. To that end, it is very necessary to investigate the DC characteristic and fast response of these III-V based devices at terahertz frequency, the results are list as follows,

1. We has investigated the polarization properties in III-nitride materials, the relative position of conduction band energy can be tuned by taking advantage the polarization capability of III-nitride ternary or binary compounds. In this paper, we have investigated the hot electron effect in AlGa_N/Ga_N/InGa_N/Ga_N double heterojunction device, during the process the transport equation and scattering effect on the high-field current characteristic are included. We find that the formation of negative differential resistance is due to the potential barrier which is induced by the non-uniform carriers' distribution under high electric field. The nonequilibrium distribution of hot electron cause the production of hot optical phonons localized in the channel, and the self-heating effect is enhanced. We calculate the energy distribution in hot electron-hot phonon system, and find that the electron-phonon sub-system contains energy with an order of magnitude larger than the energy dissipated through heat transfer. In such a system, the temperatures between hot electron and hot phonon are almost equal with each other, and such phenomenon indicates that device's barrier layer with high Al mole fraction will inhibit self-heating effect.
2. We have investigated the ballistic transport properties of carriers with mean free path longer than the gate length in field effect transistor. The results indicate that under the action of alternate change signal the delay of carrier causes the non-static resistance effect, instead, the device behaves as an oscillation circuit for certain frequency. When considering the local non-uniform effect along the channel, we develop RLC equivalent circuit model, and the resonant frequency obtained is in consistent with quantum-theory. This paper introduces the physical mechanism of hydrodynamic nonlinearity in such transistor, and compares directly detection properties with other types of detectors. We have investigated the characteristic propagation distance of carriers in

different devices, and illustration the hydrodynamic instability in these devices.

3. We have studied the excitation process of plasma waves in GaN channel, unlike other III-V materials, the plasma waves in GaN channel do not suffer from damping at frequency higher than 2THz. GaN-based plasmonic detectors are very promising for realizing room-temperature operation. We have developed the THz-plasma waves coupling model, and investigate the dipole oscillation along the channel. Due to the non-ideal cases, the fringing field effect plays an important role on the resonant frequency and voltage tunability of plasma waves. In the meantime, we have investigated the resonant enhancement and damping phenomena of plasma waves in GaN devices.

4. We have analyzed the plasma waves in AlN and double channel devices, including the Coulomb interaction between carriers, resonant splitting and enhancement of plasmon hybridization, the results indicate that GaN devices have good performance for power conversion between 1 to 10THz, and at frequency higher than 10THz the incident waves are reflected back by the optical phonon modes leading to the damping of plasma waves.

Keywords: GaN HEMTs, self-heating effect, hot-electron effect, terahertz detectors, plasma waves

目 录

学位论文原创性声明及学位论文使用授权说明	封二
摘要	I
ABSTRACT	III
目录	V
第一章 引言	1
1.1 后摩尔时代促使纳米电子学的发展	1
1.2 低维纳米材料的光电特性	3
1.3 太赫兹探测器件发展现状	4
1.3.1 肖特基二极管太赫兹探测器	5
1.3.2 高电子迁移器件	6
1.3.3 等离子体波太赫兹探测器	7
1.4 本章小结	10
参考文献	11
第二章 GaN 基 HEMT 器件的自加热和热电子效应的研究	15
2.1 III-氮化物材料特性	15
2.2 GaN 基 HEMT 器件的自加热效应	18
2.2.1 器件物理模型	18
2.2.2 器件直流特性的研究	20
2.3 GaN 基 HEMT 器件的热电子和热声子效应	28
2.3.1 热声子效应	28
2.3.2 热电子效应和电子—声子相互作用过程	29
2.4 小结	36
参考文献	37
第三章 场效应晶体管太赫兹探测器	39
3.1 场效应晶体管弹道输运性质及其高频特性	39
3.2 等离子体波的形成及其传输线理论	40
3.3 等离子体波太赫兹探测器的原理和实验进展	44

3.4 等离子体波的衰减机制	47
3.5 小结	50
参考文献	52
第四章 等离子体波激发、衰减、增强	53
4.1 等离子体波的激发	53
4.1.1 物理模型和器件特性	53
4.1.2 计算结果和讨论	55
4.2 等离子体波的相互作用	60
4.3 AlN/GaN 等离子体波共振	65
4.4 AlN/GaN 中等离子体波的相互作用	71
4.5 小结	79
参考文献	80
第五章 总结和展望	83
5.1 论文总结	83
5.2 后续展望	84
攻读博士学位期间发表的论文	86
致 谢	88

第一章 引言

本章主要介绍了微电子工业的发展概况、器件小型化所带来的功耗问题，以及摩尔定律所带来的纳米电子学发展的迅速发展。并介绍了相关纳米材料的物理特性和相关器件独特的光电特性在未来高集成芯片开发当中的优势。在太赫兹领域，受功率发射以及器件工作频率的性质，传统电子学和光子学在应用上受到了很大的限制形成一个太赫兹空白带。本章介绍了太赫兹探测领域的几种电子学和光学方法，并比较了基于场效应晶体管实现太赫兹探测方法的理论背景以及该类探测相对于其他探测手段的优劣。

§1.1 后摩尔时代促使纳米电子学的发展

自 20 世纪 70 年代以来，微电子工业革命给人们所带来的一切效益都取决于工艺集成技术的不断摸索和改进，以实现以低功耗低成本高性能的大规模集成电路为目标而不断缩小场效应晶体管的尺寸一直是该工业领域所遵循的一条捷径^{[1][2]}。1965 年，G. Moore 提出了著名的摩尔定律预言芯片中晶体管的数目每年将会翻一番，40 多年以来，从最初的单个芯片集成 30 个晶体管到现在超过百万级逻辑门规模验证了摩尔定律所描述的信息技术的飞速发展。以 CMOS 逻辑器件为例，当器件尺寸缩小一倍，晶体管的开关速度和能量转换可以指数式的上升和下降。而在近几年晶体管尺寸已经达到 50nm 以下，此时所面临的新的问题则是芯片功率密度增加对制约了电路制造成本的进一步降低。另外，器件尺寸也不可能无限制的缩小下去，短沟道效应、量子效应的不断出现，抑制了器件阈值电压、器件漏电流以及功率提供电压的降低。因而相对于摩尔定律的所描绘理想蓝图，器件更新换代的步伐已经放缓，当前所面临的重要问题则是新的器件材料和工艺的开发，以进一步提高器件的运算速度，降低器件的功率损耗。

同时，一些新的器件结构的提出对栅极电压的控制能力的提高起到了促进作用，从而可以进一步缩小器件沟道的尺寸，例如灵活的二维沟道掺杂可以降低器件的 DIBL 效应，使得器件的沟道长度降低到 15nm 以下^[4]，双栅和 gate-all-around（栅环）沟道结构器件可以使器件的短沟道效应和栅极阈值电压得到有效的控制^[5]。另外，III-V 族化合物半导体由于其内在高饱和速度和迁移率在高速、高频电子系统开发中受到人们的关注。在 InGaAs 或是 InAs 材料中，电子迁移率可以比硅高一个数量级以上，电流增益和功率增益截止频率可以达到 600GHz~1THz，这些高频特性是在传统硅逻辑器件中难以达到的。对未来硅逻辑器

件来说受本身漏电流和功率耗散密度的限制,有效控制电压极限在 0.1~0.9V 范围,而测量结果表明 InAs 或 InGaAs HEMT 器件在 0.4V 源漏电压下电子的传播速度可以达到 $4 \times 10^7 \text{cm/s}$,是相同电压下硅器件功率转换效率的 4 倍以上。

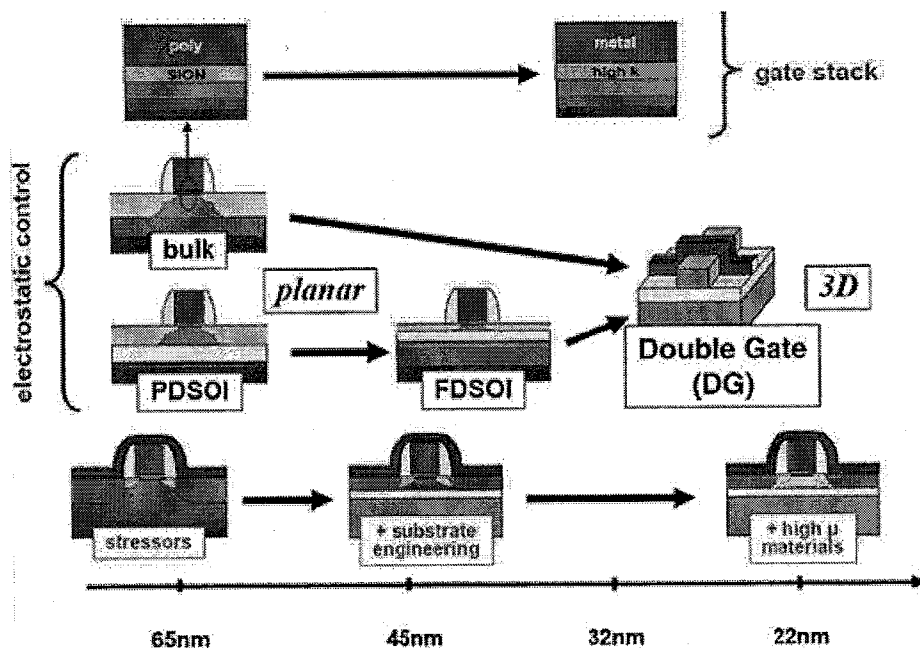


图 1 不同器件沟道维度下的器件结构发展设想蓝图^{[4][5]}

随着硅基半导体器件的尺寸不断缩小,自上而下(top to down)的工艺方法成本高,难以有效控制材料的质量、精度进而对器件造成严重的性能衰减。随着现在纳米合成技术的不断进步,低维半导体材料逐渐体现出其独有的优越性质。由于量子结构的特殊性,硅纳米线场效应晶体管具备高的开关比和高密度集成特性,可以实现三维构筑器件堆列结构^[7]。最近,分子电子器件由于其本身小型化、结构稳定等特点吸引了人们的广泛注意,实验和理论的不断研究使其有望成为未来高集成电子设备的中坚力量。研究最早的有一维碳纳米管材料^[8],其具有强的韧性,高热导率和导电特性等特点,可以实现新的信息传递方式,例如由于电子的量子限制效应,不同手性的碳原子所组成的碳纳米管呈现出半导体和金属性质,对于有限尺寸的锯齿形碳纳米管来说,其具有反铁磁性,并且通过施加电场可以对器件能带结构进行调整,产生自旋极化,为未来低功耗自旋电子器件的开发奠定了基础。此外,作为三维石墨材料的组成单元——石墨烯的出现为近几年高速电子器件的发展起到了积极的推动作用。从最初石墨烯的发现到现在整整不到十年光景,石墨烯器件的研究和开发目前正处在蓬勃发展的时期,实验表明石墨烯材料由于其能带的对称性,电子和空穴在室温下的迁移率可以达到 $20,000 \text{cm}^2/\text{Vs}$ 以上,是传统半导体材料的几个数量级以上,双极

型晶体管工作频率可以达到太赫兹范围^[10]。由于材料本身零带隙的特点，石墨烯在光电领域可以实现全波段光子调制和探测，这在下一小节中会做说明。目前石墨烯材料可以通过机械剥落，液相生长，化学气相沉积，表面分离和分子束外延的手段得到，其稳定性和兼容性都是传统半导体材料所没有的，石墨烯-硅混合集成目前不断取得新进展，因而在未来高速光电集成方面具有大的发展的潜力：一方面可以将光子学和电子学有效融合在一起，提高数据的处理速度和宽带信号传播，另一方面可以有效降低器件的功率耗散问题^[11]。由于石墨烯的广泛应用价值，近年来关于类石墨烯材料的开发和研究也相应地活跃起来，其中较为典型的则是六方形过渡金属元素(Mo, W, Nb, Re, Ni)与氧族元素以共价键形成的二维层状化合物，类似于石墨烯，这些材料之间可以通过范德瓦尔斯力结合起来^[13]，并且可以将材料的禁带打开，从而在晶体管器件的应用中获得高的开关比。以上这些例子说明，未来半导体工业以低维晶体管和硅工业技术革新为方向，进一步加快后摩尔时代的发展。

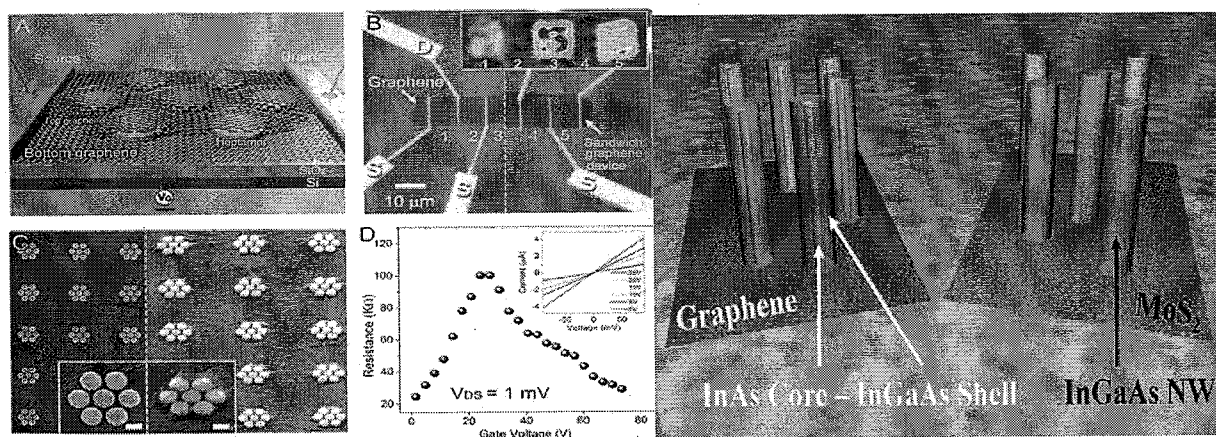


图 2. 左图为石墨烯光电探测器，耦合增强光探测原理和器件 mapping 结果表示六方圆盘耦合单元增强光吸收现象，右图为低维纳米线和石墨烯器件混合结构^{[15][16]}。

§1.2 低维纳米材料的光电特性

低维纳米材料的出现和发展，是伴随着晶体管器件量子物理极限而新崛起的发展思路，在器件操作原理乃至材料特性上都是前所未有的创新。除了纯电学特性之外，光电特性及应用也是低维材料所需要发展一个重要方面，而硅基器件的发展对低维光电探测器件的发展起到了积极的促进作用。可以设想，为什么人们不仅仅选择硅作为集成电子学的重要材料，而且在光子学里面也将其作为光传输的重要介质材料，其中最为重要的原因则是单片集成光学和电子学，并且不断发展了硅基调制器、探测器和放大器等光电器件。但是，硅

材料并不能作为所有光学器件的基本单元,即使硅器件的吸收边可以通过掺杂的方式改变,但在宽带信号传递的情况下,硅器件的光电效率就低下了。石墨烯所具备零带隙特性可以克服硅器件的不足之处,通过调节费米能级位置可以实现光学波长的选择性吸收,目前人们期待通过在硅基氧化物上生长高质量的石墨烯材料,进而可以将石墨烯光电探测单元应用到 CMOS 工艺中,实现片上集成。最近,伯克利光子学课题组将石墨烯材料集成到硅光波导上^[14],通过调节驱动电压在较宽频率范围内实现为光波信号调制,为硅-石墨烯光子集成电路的开发奠定了基础。基于纳米材料器件具备传统体材料所没有的光电特性,由于量子限制效应和转移兼容特性,使得低维纳米线,量子点以及多层石墨烯具备可调禁带以及高效光子俘获特性^{[15][16]},这些特性可以满足特定波长的需要实现宽带探测的目的,在太阳能,LED,长波红外探测领域实现高光电增益起着推动的作用。

§1.3 太赫兹探测器件发展现状

太赫兹 (THz) 辐射是指频率在 0.1 到 10THz 之间的电磁波,其波段位于微波和红外之间,是目前还未开发的一个波段也被称为“THz 空隙”。太赫兹光子具有如下几个独特特点: a、光子能量小 (1THz~4meV); b、对许多介质材料具有高透射性; c、是多种生物化学分子的旋转和振动谱的特征频率带; 太赫兹光子所具有的独特性质使得它在光谱成像技术、生物医学领域、安全监测和质量控制、天文物理学领域有着广阔的应用前景^{[16][17]}: 举例来说——(a)生物大分子和 DNA 分子的旋转及振动能级多处于太赫兹波段,生物体对太赫兹波具有独特的响应,因而太赫兹辐射可用于疾病诊断、生物体的探测及癌细胞的表皮成像; (b)利用太赫兹波对物体具有可穿透性和光子能量小的特点,可以对物体进行无损探伤,比如对重要航天器材料内部所掩埋的缺陷的探测可以排除安全隐患(目前,太赫兹成像已被美国宇航局选为探测航天飞机中缺陷的关键技术之一); (c)太赫兹波在太空环境中被吸收得较少,可以传播很远的距离,在该波段的观测要比其他波段有更低的背景噪声并对星际形成过程和星际介质化学性质分析有着很好的参考价值。除了在光谱成像方面的潜在应用外,太赫兹技术在未来通信领域也将发挥重要作用。根据 Edholm 定律^[18],近距离无线通信对带宽的需求每隔 18 个月要翻一番(从 1984 年的 1kb/s 上升到 2009 年的 100Mb/s),按照目前预算的情况来说,在未来十年内数据传输速率将会在 5-10Gb/s,这对通信所需的带宽要求较高。Koch 等人指出使用 THz 无线通信系统可以解决未来无线局域网系统的数据传输速率和带宽之间的矛盾,并且有可能取代无线局域网和蓝牙技术成为短距离无线通信的主流技术。

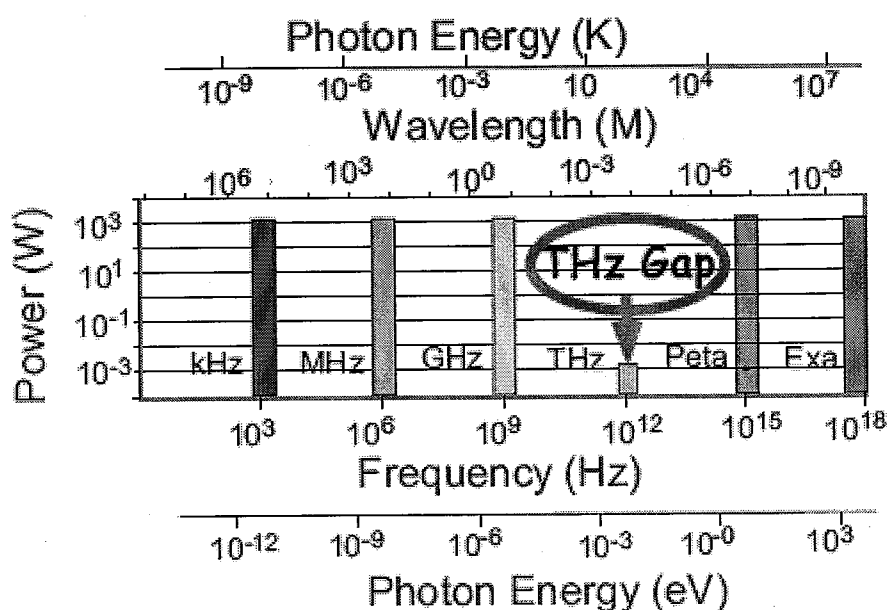


图 3. THz gap 的形成以及各频谱区域所对应的发射器输出功率概况

尽管 THz 光谱技术以及 THz 通信技术有着如此广泛的应用前景，但相对于红外和微波技术的发展而言却滞后了很长时间，这主要是由于缺少相应的窄禁带半导体材料能够满足带间跃迁和相对成熟的集成电路芯片能够工作在如此高的频率范围。基于传统依靠多量子阱子带间跃迁的方法实现 THz 辐射探测目的的器件很难工作在室温范围，因为 THz 光子的能量要比热能量小很多很容易达到热饱和^[19]。另外，为使得热能量小于 1THz 的光子能量，器件温度必须降低到 50K 以下。制冷型 THz 探测器元件成分复杂、笨重、稳定性差，很难实现大范围的应用。目前，国际上应用较多的能够工作在室温下的器件包括测辐射热仪、肖特基二极管^[20]、和热释电探测器，但也存在响应速度慢、测量带宽窄、难以大规模集成等缺点。因此，为了实现能室温下工作、具有宽带宽 THz 探测能力并可进行大规模片上集成的光谱系统，需要基于新的工作原理。

§ 1.3.1. 肖特基二极管太赫兹探测器

通过肖特基二极管实现太赫兹整流的目的对太赫兹直接探测来说是非常有利的，这有利于室温太赫兹探测器的开发。通过非线性电流电压特性实现对入射交变信号的整流是肖特基二极管具备太赫兹探测能力的一个最主要的因素。为了达到较快的响应速度，对器件和材料的要求则是非常高的，尽管传统的一些二极管器件在不同偏压下呈现明显的非线性电

流特征，但由于响应速度太低，并不适合作为太赫兹探测器件。基于肖特基二极管太赫兹探测器具有如下几个优点^{[20][21]}：(1)相对较快 THz 响应；(2)小的漏电流；(3)宽带响应。从载流子迁移率、抑制器件漏电流方面来说，GaAs 材料是一个比较好的选择，但目前面临的一个主要问题则是肖特基二极管器件性能随着频率的增加而降低。在高频率操作调节下，要得到光学响应，器件内在电阻和电容必需足够小才行，这意味着器件要做得足够小，但这同时也会造成肖特基结电阻的上升，另外电子的传输不断受到各种散射，从而影响器件的响应速度。为了降低器件的内在电阻值以提高器件的响应速度，异质结肖特基二极管相继开发出来，有效利用 GaN 异质结器件的高电子浓度和高饱和速度的特点可以使得器件的响应频率超过 2THz^[22]。

§ 1.3.2. 高电子迁移器件

高电子迁移器件(HEMT)由于电子有效地局域在沟道当中，可以降低声子或杂质对载流子的散射作用进而可以得到很高的迁移率^[23]。对于 InAlAs/InGaAs 来说室温电子迁移率可以达到 $5000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 甚至 $10000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 以上，其很好的传输特性和可靠性在高频电子器件、微波功率放大领域例如卫星基站、大容量无线通讯等方面有着重要的应用。电子在器件沟道的转移频率与电子的饱和速度、迁移率成正比，目前得益于纳米工艺技术的不断改进，HEMT 器件的工作频率可以达到太赫兹频率范围。MIT 课题组通过提高 InGaAs 沟道中 InAs 组分来降低器件沟道电阻进而使得 30nm 栅~极长度下器件的最大振荡频率 f_{max} 达到 1THz 以上。

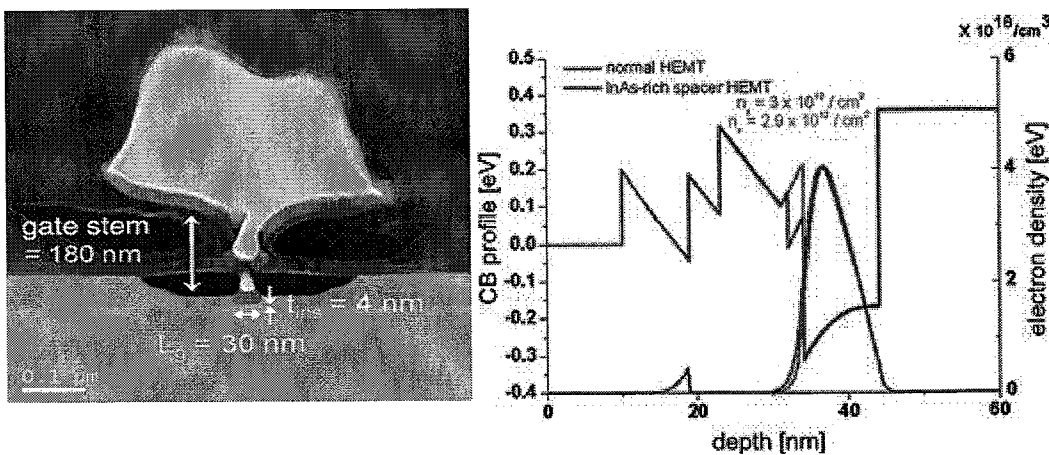


图 4. 左图为 MIT 组 InP 基高电子迁移率晶体管结构，T 形栅结构降低器件的短沟道效应，器件的工作频率可以达到 1THz 以上，右图为器件的能带结构特点和电子密度分布状况。

继 GaAs 类半导体之后,以 GaN 材料为代表 III-氮化物是近几年研究较为热的第三代宽禁带半导体,其具有较强的极化能力、高热导率,进而基于 GaN 器件能在 1000℃ 以上的高温有效工作,而传统的半导体材料例如 Si、GaAs 最高温度只能达到 600℃。另外器件可以承受 100V 以上的强电压,击穿电场强度可以达到 3.3MV/cm^{[24][25]}。基于 GaN HEMT 由于强的极化能力,其沟道二维电子气密度可以超过 GaAs 类半导体两个数量级以上,电流密度可以达到 2A/mm,在 Ka 带(40GHz)其功率密度超过 10W/mm, W 带(80GHz)其功率密度可以超过 2W/mm,这些功率转换能力远远超过了其他微波技术材料。目前, GaN HEMT 器件主要往更高频率方向发展,现今已经可以实现 300GHz 频率的太赫兹振荡,进一步器件性能的改善则依赖于新材料体系的开发和新器件结构的灵活设计^[26]。最初, GaN 基 HEMT 器件的提出主要是基于 AlGaIn/GaN 异质结器件结构, AlGaIn 和 GaN 材料的导带不连续在 0.3~0.5eV,在高的源漏电压下,其沟道电势的非均匀性可以降低势阱的深度,进而导致器件在高电场下产生电流坍塌现象。因而为了避免这一现象,人们设计了多种器件结构以提高沟道电子束缚能力。目前研究比较热的则是 InAlN 势垒器件,其中 In 组分在 15%左右,该化合物与 GaN 材料晶格匹配的,所以更适合在高温下有效工作^[27]。InAlN/GaN 异质结器件具有比 AlGaIn/GaN 更强的极化能力,鉴于此,实验中测得的电子浓度可以超过 $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}/\text{Vs}$,迁移率并未出现明显的衰减,这为进一步提高器件的功率,降低内在沟道电阻提供了新的思路^{[28][29]}。此外,类似于第二代半导体,双沟道 GaN 器件也相继开发出来。传统 AlGaIn/GaN 基器件由于本身内在电阻的影响,功率转换效率(PAE)在高频下出现明显地衰减,采用双沟道器件结构,由于两层沟道可以并行调制,器件功率效率可以在较大频率范围内维持较高水平,因而新结构器件的设计对 GaN 类器件来说是至关重要的^[30]。除此之外,基于 InAlN 势垒双沟道器件近年来也相继开发出来,并且体现出更加优越的性能,材料晶格质量得到了很大的提升,这体现在高载流子浓度以及相对于传统 AlGaIn 更高的电子迁移率上面。与 GaAs 类器件所不同的是, GaN 材料强的极化能力在增强型器件设计当中体现出潜在的灵活性。通过降低器件势垒层的厚度,可以提高器件的阈值电压,在高功率逻辑放大领域具有不可替代的优势,它可以降低器件的漏电,改善器件信号的完整性^[31]。目前,有多种增强型器件处理方法,利用薄势垒层肖特基结使沟道耗尽的方式是其中的一种,还有用的较多的则是通过对势垒层掺杂,这对工艺要求比较高。通过极化控制的方式来实现阈值电压增强,一个可以降低工艺的难度,另一方面可以降低器件制备的成本。

§1.3.3. 等离子体波太赫兹探测器

等离子体波太赫兹探测器目前是最为有效, 经济且具有开发潜力的器件之一。等离子体波是普遍存在于高掺杂的半导体或金属中的一种载流子集合振动形式, 可以想象当器件电子气出现明显的扰动偏离平衡位置时, 由于周围电子的相互作用, 这种振动可以维持在上百 fs 的时间。等离子体波在振动形式上类似于这样的行为, 但它并不完全等同于振动, 因为这种描述的振动在大多数情况下是出现衰减的或者就受到抑制。最初等离子波的发现则是在液 He 表面的二维电子气的发生 Wigner 晶格相变过程中呈现的电阻随微波调制频率的振荡^[32], 并且在 Si MOS 器件的表面反型层中出现微波共振吸收现象^[33]。相对于半导体材料的二维电子气来说, 金属表面等离子体的研究要早很多, 最初通过电子能量损失谱得到等离子体波的能量随动量的变化关系。相对于金属材料来说, 由于半导体载流子密度较低, 通过电子束的方法受到了限制^[34]。Stern 等人通过量子力学方法, 得到器件二维电子气在电磁场作用下的极化规律, 并指出, 二维等离子体波的激发类似于金属表面等离子体, 需要提供足够的光子动量^[35]。此后, 多种半导体等离子体结构被相继开发出来, Allen 等人研究了 AlGaAs/GaAs 圆盘阵列等离子体结构, 并在磁场作用下观察到了等离子体模式的分裂现象^[36]。磁场对等离子体波频率的调控影响主要起源于洛伦兹力, 并且在接近回旋共振频率附近时, 电阻会发生类似于 SdH 强振荡现象, 在后面的太赫兹探测方面有着潜在的重要应用^[37]。相对于金属表面等离子体来说, 等离子体波在半导体介质中传播时可以受栅极电压控制, 进而可以形成可调器件, 另外相对于金属材料来说, 其工作频率可以在太赫兹或亚太赫兹范围。1993 年, Dyakonov 和 Shur 在等离子体波放大理论中做出了开创性的工作^[38], 他们通过求解流体力学对弹道场效应晶体管中等离子体波的传播特性进行了一些地研究, 发现在直流驱动下等离子体波电场可以发生放大, 并且亚微米 AlGaAs/GaAs 器件的等离子体波振荡频率可以达到太赫兹范围, 进而这种等离子体电磁放大现象可以实现固体可调太赫兹发射器。等离子体的速度一般在 10^8 cm/s 以上, 要比电子饱和速度要高一个数量级以上, 因此具备高的响应速度。此后, Dyakonov 和 Shur 对器件沟道电势的变化特性进行分析^[39], 发现等离子体波的激发使沟道产生一个直流的压降特性, 而这根源主要由流体力学非线性特性所导致, 可以想象电子气在受到栅极电压的周期性调制过程中, 电子的运动并不像低频时候的那种状况了, 等离子体波的激发则是电子本身运动惯性的体现, 因而器件沟道则是一个电感分量而不只是电容或是电阻, 也就是说这个时候器件沟道具备转换存储电磁能量的能力。在入射太赫兹辐射激发下, 器件沟道会有一个直流压降产生光响应, 另外由于

非线性过程，等离子体波的激发可以使得器件对入射辐射进行有效的太赫兹频率倍增产生高阶谐波。目前，该太赫兹辐射探测理论得到多方面的实验验证，Hashim 等人观察到了 0.15 微米栅极长度下 AlGaAs/GaAs HEMT 器件的等离子体波 2.5THz 共振光响应，并且通过调节栅极电压观察到了三次谐波共振现象^[40]。同时，Fatimy 等人在 50nm InGaAs HEMT 器件中观察到 1.8~3.1THz 频率范围的共振光伏响应信号，进一步验证了等离子体波探测理论的正确性^[41]。基于等离子体波太赫兹探测器具有其他探测手段所没有的优势，(1)不受载流子渡越时间的限制，从而可以降低栅极长度的要求，工艺较为简单；(2)等离子体波是空间电荷密度波，比较容易实现室温工作；(3)电压可调特性，在太赫兹光谱仪和物质成分识别方面具有独特的优势。因而在未来单片太赫兹光谱成像系统中，固体可调器件具有广泛的实用价值。

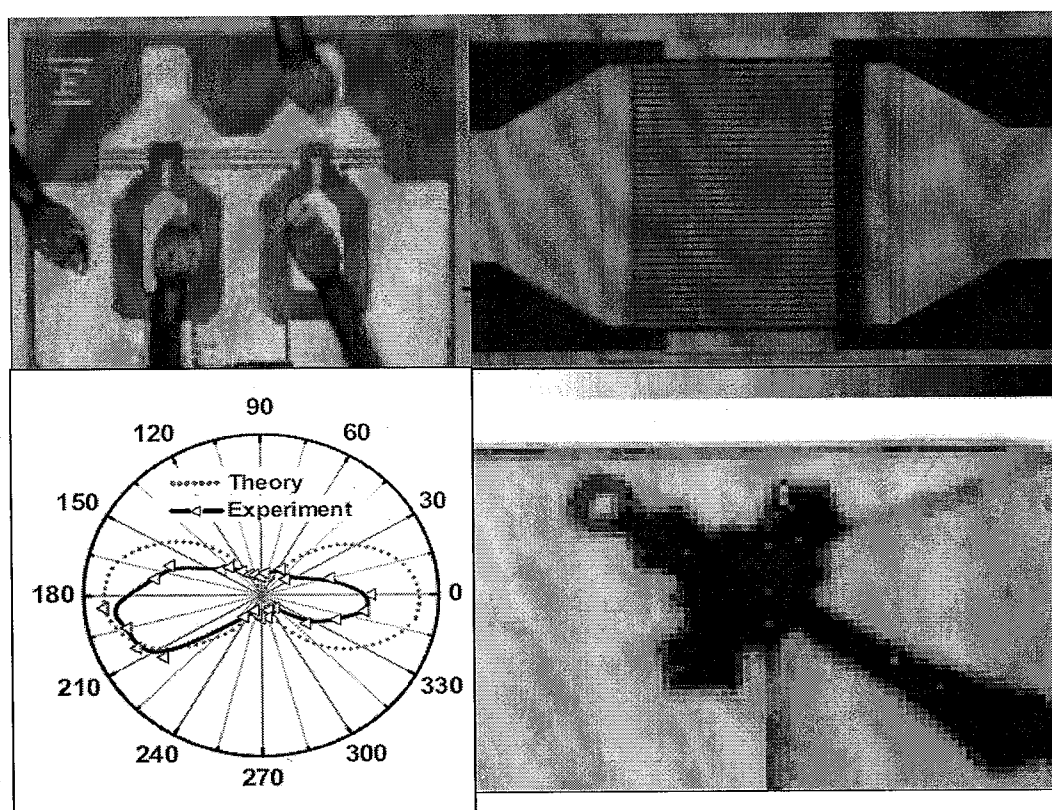


图 5. 等离子体波探测器的光电耦合结构形式，金属板天线结构和光栅耦合器件结构，下图为光响应随光子极化方向的变化以及透射成像图^[41]。

§ 1.4. 本章小结

本章主要介绍了现代微电子工业所面临的器件功耗问题,以及短期内国际微电子工业的发展概况。随着微电子工业的快速发展,后摩尔时代催发了众多科技,纳米科技、光电信息产业的发展。高速、高容量、低功耗是未来微电子产业发展的重要方向,在这方面,基础研究以及新型器件原理的开发起着至关重要的作用。低维半导体材料在光电集成和器件功率转换效率的提高方面有着重要的潜在应用价值,为加快后摩尔时代的到来做好准备。太赫兹技术作为 21 世纪的重要前沿科技领域是未来高速光电器件和电路的重要发展方向,其在天文学、无线通讯、宽带信号传输以及生物医学领域具有不可替代的作用。本章主要介绍了目前太赫兹技术所面临的重要问题,太赫兹技术在历史上的滞后性,以及目前太赫兹领域的快速发展并成为科研工作人员们的前瞻创新性源泉。本章总结了几种不同的太赫兹探测器的优劣性,新原理器件基于等离子体波传输在未来低成本、高集成光谱和探测系统具有其他类型器件所没有的独特优势,在工艺上降低了器件制备的难度,但目前很多机理性的问题没有解决,因而在本论文中主要围绕着等离子体波太赫兹探测器件开展工作,具体包括:

1. 等离子体波的历史发展背景和等离子体波的传播特性的研究;
2. 等离子体波的激发过程,光栅耦合和多功能光电耦合器件的开发,并对等离子体波与入射场的耦合规律进行一系列研究;
3. 基于等离子体波太赫兹探测器件的直流特性的研究,载流子迁移率模型的开发;
4. 等离子体波相互作用以及衰减规律;

在本论文中对比了不同材料器件的电流和功率特性,对 GaN 材料特性包括极化、电子—声子相互作用、迁移率散射等进行一系列研究,有效利用极化性质调制器件能带结构和费米面的分布,降低器件的热电子和自加热效应的不利影响,在此基础上理论预测 GaN 器件沟道的等离子体波的传播特性,并得到与实验相一致的结果,文中比较了 GaN 器件和其他器件的特征参数,基于目前工艺发展状况开发新型等离子体波结构,提高器件的太赫兹探测效率和探测范围。

参考文献:

- [1] H. Iwai, Roadmap for 22nm and beyond. *Microelectronic Engineering*, 2009, 86:1520-1528.
- [2] Jesús A. del Alamo, Nanometre-scale electronics with III-V compound semiconductors, *Nature*, 2011, 479: 317-323.
- [3] M. Lundstrom, Moore's law forever? *Science*, 2003, 299: 210-211.
- [4] P. D. Ye, Main determinants for III-V metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 2008, 26(4):697-704.
- [5] J. J. Gu, H. Wu, Y. Liu, A. T. Neal, R. G. Gordon, and P. D. Ye, Size-dependent-transport study of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ gate-all-around nanowire MOSFETs: impact of quantum confinement and volume inversion. *IEEE Electron Device Letters*, 2012, 33(7):967-969.
- [6] D. H. Kim et al. 50-nm E-mode $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ PHEMTs on 100-mm InP substrate with $f_{\text{max}} > 1\text{THz}$. *IEDM*, 2010, 692-695.
- [7] Y. Cui, Z. Zhong, D. Wang, W. U. Wang, and C. M. Lieber, High performance Silicon nanowire field effect transistors. *Nano Letters*, 2003, 3(2): 149-152.
- [8] S. J. Tans, A. R. M. Verschueren, and C. Dekker, Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube, *Nature*, 1998, 393(7): 49-52.
- [9] M. Xu, T. Liang, M. Shi, and H. Chen, Graphene-like two-dimensional materials, *Chemical Reviews*, 2013, A-AG.
- [10] S. Rodriguez, S. Vaziri, M. Ostling, A. Rusu, E. Alarcon, and M. C. Lemme, RF performance projections of graphene FETs vs. Silicon MOSFETs, *ECS Solid State Letters*, 2012, 1(5): Q39-Q41.
- [11] X. Fu, Z. Liao, Y. Zhou, H. Wu, Y. Bie, J. Xu, and D. Yu, Graphene/ZnO nanowire/graphene vertical structure based fast-response ultraviolet photodetector, *Appl. Phys. Lett*, 2012, 100(22):223114.
- [12] M. Z. Hasan, C. L. Kane, Topological insulators, *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(40):3045-3067.
- [13] H. Liu, A. T. Neal, and P. D. Ye, Channel length scaling of MoS_2 MOSFETs, *ACS nano*, 2012, 6(10):8563-8569.
- [14] M. Liu, X. Yin, E. Ulin-Avila, B. Geng, T. Zentgraf, L. Ju, F. Wang, X. Zhang,

Graphene-based broadband optical modulator. *Nature*, 2011, 474:64-67.

- [15] A. D. Mohite, D. E. Perea, S. Singh, S. A. Dayeh, I. H. Campbell, S. T. Picraux, and H. Htoon, Highly efficient charge separation and collection across in situ doped axial VLS-grown Si nanowire p-n junctions. *Nano Letters*, 2012, 12:1965-1971.
- [16] M. Shur, Terahertz technology: devices and applications. 2005, Proceedings of ESSCIRC, 2005.
- [17] From http://www.teraview.com/ab_imageLibrary.asp
- [18] M. Koch, Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects, *Nato Science for Peace and Security Series—B:Physics and Biophysics*, edited by R. E. Miles, X. C. Zhang, H. Eisele, and A. Krotkus (Springer Science and Business Media, Dordrecht, Netherlands, 2007), pp. 325-338.
- [19] H. Schneider and H. C. Liu, *Quantum Well Infrared Photodetectors: Physics and Applications* (Springer, Berlin, 2006), Vol. 126.
- [20] D. Schoenherr, C. Bleasdale, T. Goebel, C. Sydlo, H. L. Hartnagel, R. Lewis, P. Meissner, Extremely broadband characterization of a Schottky diode based THz detector, 35th International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2012:1-2..
- [21] J. Mou, M. Xu, L. Chen, Z. Wang, W. Yu, X. Lv, Schottky diodes with the cutoff frequency of 2.6THz and its applications in focal imaging array. *International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, 2012, 2: 1-4.
- [22] W. C. B. Peatman, T. W. Crowe, and M. Shur, A novel schottky/ 2D-EG diode for millimeter and submillimeter-wave multiplier applications. *IEEE Electron Device Letters*, 1992, 13(1):11-14.
- [23] T. -W. Kim, D. -H. Kim, and J. A. del Alamo, InGaAs with InAs-rich InAlAs barrier spacer for reduced source resistance. *Electronics Letters*, 2011, 47(6): 356.
- [24] D. Maier, M. Alomari, N. Grandjean, J. -F. Carlin, M. -A. Diforte-Poisson, C. Dua, S. Delage, and E. Kohn, InAlN/GaN HEMTs for operation in the 1000°C regime: a first experiment. *IEEE Electron Device Letters*, 2012, 20(4), 1-3.
- [25] P. Schmid, K. M. Lipka, J. Ibbetson, N. Nguyen, U. Mishra, GaAs-based HFET structure containing LT-AlGaAs and LT-GaAs. *IEEE Electron Device Letters*. 1998, 19(7): 225-227.
- [26] J. W. Chung, W. E. Hoke, E. M. Chumbes, and T. Palacios, AlGaIn/GaN HEMT with 300GHz $f_{\max}$, *IEEE Electron Device Letters*, 2010, 31(3): 195-197.

- [27]R. Wang, P. Saunier, X. Xing, C. Lian, S. Guo, G. Snider, P. Fay, D. Jena, H. Xing, Gate-recessed enhancement-mode InAlN/AlN/GaN HEMTs with 1.9-A/mm drain current density and 800mS/mm transconductance. IEEE Electron Device Letters, 2010, 31(12): 1383-1385.
- [28]U. K. Mishra, P. Parikh and Y. Wu, AlGaN/GaN HEMTs—an overview of device operation and applications. Proc. of IEEE, 2002, 90(6):1022-1030.
- [29]G. H. Jessen, J. K. Gillespie, G. D. Via, A. Crespo, D. Langley, M. E. Aumer, and C. S. Ward, RF power measurements of InAlN/GaN unstrained HEMTs on SiC substrates at 10GHz. IEEE Electron Device Letters. 2007, 28(5):354-356.
- [30]J. Liu, Y. Zhou, R. Chu, Y. Cai, K. J. Chen, Highly linear $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}-\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}-\text{GaN}$ composite-channel HEMTs. IEEE Electron Device Letters, 2005, 26(3):145-147.
- [31]C. Zhou, W. Chen, E. L. Piner, and K. J. Chen, Schottky-Ohmic drain AlGaIn/GaN normally off HEMT with reverse drain blocking capability. IEEE Electron Device Letters, 2010, 31(7):668-670.
- [32]C. C. Grimes and G. Adams, Evidence for a liquid-to-crystal phase transition in a classical two-dimensional sheet of electrons. Phys. Rev. Lett. 1979, 42(12): 794-798.
- [33]S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Observation of the two-dimensional plasmon in silicon inversion layers, Phys. Rev. Lett. 1977, 38(17):980-984.
- [34] R. H. Ritchie, Plasma losses by fast electrons in thin films, Phys. Rev. 1957, 106(5):874-881.
- [35]F. Stern, Polarizability of a two-dimensional electron gas, Phys. Rev. Lett. 1967, 18(14):546-548.
- [36]S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer and J. C. M. Hwang, Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures, Phys. Rev. B. 1983, 28(8):4875-4877.
- [37]S. Boubanga-Tombet, M. Sakowicz, D. Coquillat, F. Teppe, W. Knap, M. I. Dyakonov, K. Karpierz, J. Łusakowski, and M. Grynberg, Terahertz radiation detection by field effect transistor in magnetic field. Appl. Phys. Lett. 2009, 95(7): 072106.
- [38]M. I. Dyakonov and M. S. Shur, Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by DC current. Phys. Rev. Lett. 1993, 71:2465.
- [39]M. I. Dyakonov and M. S. Shur, Plasma wave electronics: Novel terahertz devices using two dimensional electron fluid. IEEE Trans. Electron Devices, 1996, 43(10):1640-1645.

[40]A. M. Hashim, S. Kasai, and H. Hasegawa, Observation of first and third harmonic responses in two-dimensional AlGaAs/GaAs HEMT devices due to plasma wave interaction. 2008, 44:754-760.

[41]A. EI Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, and G. Valušis, Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors. Appl. Phys. Lett. 2006, 89(13):131926.

第二章 GaN 基 HEMT 器件的自加热和热电子效应的研究

高功率射频模块设计需要射频器件具有高功率输出和高电压操作能力,但是增强器件输出功率意味着器件功率耗散的增强,这样会导致高的结温,增强声子散射,进而造成电子迁移率和饱和速度的降低。为了降低自加热效应,合适的器件设计包括衬底材料、尺寸对器件来说是至关重要的。本章主要介绍了 GaN 材料系统的特点、器件热电子效应以及自加热效应的产生原理、载流子高场动力学、声子传播规律等,并对数值理论方法和实验数据结果进行比较和总结。

§ 2.1 III-氮化物材料特性

实验和理论研究表明纤锌矿 InN、GaN 和 AlN 晶体是较好的热释电材料,尤其是 AlN 材料在不加电场的情况下,其自发极化强度可以达到 0.09Cm^{-2} 。虽然氮化物材料体系具有较强的自发极化,但其热释电系数则非常小,因而比较适合在高功率、高温场合工作^[1]。非中心对称氮化物晶体沿着主轴或平行于主轴呈现两个不同序列的原子层,造成主轴方向产生电偶极距。对于二重化合物 AB 型纤锌矿结构,A 层原子和 B 层原子沿着[0001]和[000-1]方向是倒转过来的。对于该类化合物的极性并不能直接地预测,只能通过实验来得到,以 GaN 材料为例,在一般沿着主轴[0001]方向生长的材料,Ga 原子和 N 原子分别形成六方形层状结构,分别为阳离子层和阴离子层,所谓 Ga 面生长意味着[0001]面上是 Ga 原子层,反之亦然。因而[0001]和[000-1]面生长的 GaN 层的化学和物理性质是不相同的,这两种极性在离子检测和电子束衍射实验当中观察到,而在表面平整的 GaN 薄膜呈现出 Ga 面特性,与理论预测结果相一致。Smith 等人研究了 *c*-平面蓝宝石衬底和 MOCVD 生长(GaN/蓝宝石衬底)上通过等离子体辅助分子束外延(PIMBE)生长的 GaN 材料表面重构现象,观察到了两个非等效表面结构,表面纯 MBE 生长的结构是 N-面特性,而 MOCVD 预先生长结构为 Ga 面极性。材料的极化强度取决于多种因素,晶格常数,应力,组分等条件对实际器件应用有着至关重要的作用。人们强调最多的则是极化效应对 AlGaN/GaN 晶体管的高功率特性的影响,极化导致的电子密度可以达到 $2\times 10^{13}\text{cm}^{-2}$ 以上,远远超过其他 III-V 族材料体系。为了准确建立器件模型和优化器件特性,准确控制和预测极化导致的二维电子气浓度则是必须^[3]。

(1) 压电极化

根据胡克定律外部应力 F_{ij} 所造成的晶体形变 ε_{kl} 可以表示成 $F_{ij} = \sum C_{ijkl} \varepsilon_{kl}$, 其中 C_{ijkl} 为弹性张量。对于 c -轴生长氮化物材料, 晶体沿 c -轴的形变 ε_3 可以表示成

$$\varepsilon_3 = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_1 \quad (1)$$

晶格形变导致的压电极化可以写成张量的表达 $P_3^{\text{pz}} = \sum e_{kl} \varepsilon_l$, 其中 e_{kl} 为压电系数, 对于 c 轴方向的压电极化可以写成

$$P_3^{\text{pz}} = \varepsilon_1 e_{31} + \varepsilon_2 e_{32} + \varepsilon_3 e_{33} = 2\varepsilon_1 (e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}) \quad (2)$$

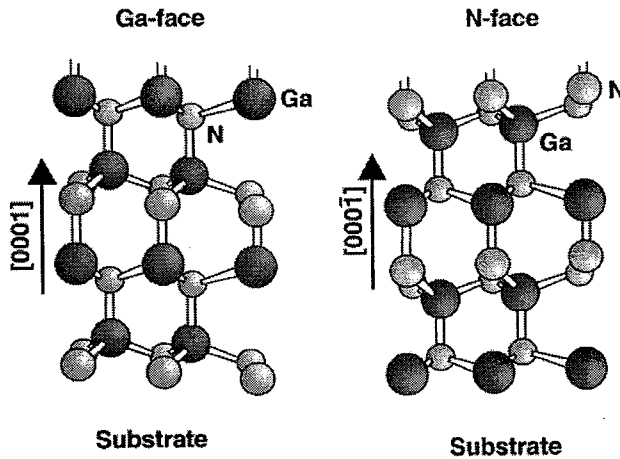
对于在弛豫的 InN, GaN 和 AlN 缓冲层上生长的氮化物合金来说, 晶体形变

$$\varepsilon_1 = \frac{a_{\text{buffer}} - a(x)}{a(x)} \quad (3)$$

其中 $a(x)$ 为晶格常数, 取决于材料的组分 x , 可以根据 Vegard 定律得到。为了计算极化导致的面电荷密度 σ , 以 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 界面为例, 采用线性插值的方法可以得到晶格常数为

$$a(x) = (-0.07x + 3.189) \text{\AA} \quad (4)$$

弹性常数 $e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{C/m}^2$, $e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{C/m}^2$, 可以得到 Ga 面生长 AlGaN/GaN 异质结界面的压电极化电荷面密度为 $P_{\text{AlGaN/GaN}}(x) = [-0.0525x + 0.0282x(1-x)] \text{Cm}^{-2}$ 。当然以上压电极化计算过程中只考虑了晶格形变不是很大的情况, 极化电荷与晶格形变近似成线性关系, 但在基平面上原子产生较大的位移的情况, 非线性压电极化特性就要比线性预测的结果要高很多, 此时就需要对以上公式进行非线性修正。



GaN 纤锌矿原子晶体结构

(2) 自发极化和 N 面极性

对于基平面不受应力作用或是晶格匹配的氮化物材料系统,例如 AlInN/GaN 异质结构,自发极化效应对器件的特性起主导作用。Bernardini 等人指出自发极化特性与阴阳离子的键长成正比,这说明不同材料组分下的阴阳离子键长的不同对自发极化特性起着主导作用。而自发极化特性跟材料组分成非线性关系,对于三重化合物 $A_xB_{1-x}N$ 自发极化电荷密度可以表示成

$$P_{ABN}^{sp}(x) = P_{AN}^{sp}x + P_{BN}^{sp}(1-x) + bx(1-x) \quad (5)$$

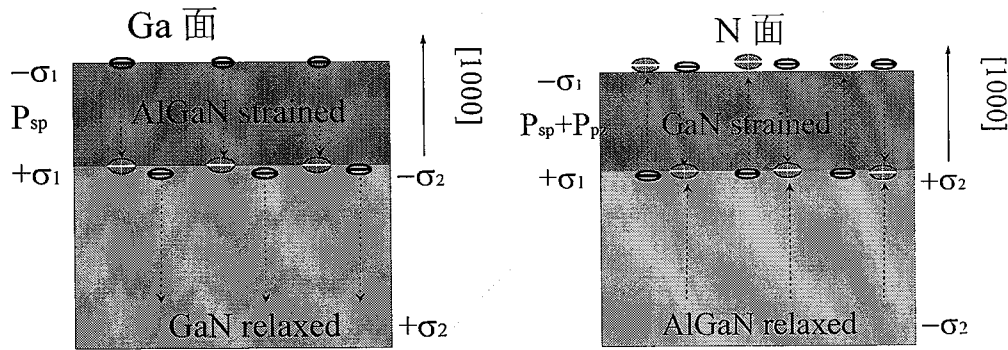
以 $Al_xGa_{1-x}N$ 为例,其自发极化电荷密度为 $-0.09x - 0.034(1-x) + 0.021x(1-x)C/m^2$,因而在组分 0.3 的情况下自发极化电荷的密度要超过 $2 \times 10^{13}cm^{-2}$ 。

知道极化电荷密度之后就可以预测器件沟道的面电子密度,对于 Ga 面 AlGaIn/GaN 器件来说,电荷面密度可以通过求解泊松-薛定谔方程得到

$$n_s(x) = \frac{\sigma_{ABN/GaN}(x)}{e} - \frac{\epsilon_0 E_F}{e^2} \left(\frac{\epsilon_{ABN}(x)}{d_{ABN}} + \frac{\epsilon_{GaN}(x)}{d_{GaN}} \right) - \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ABN}(x)}{e^2 d_{ABN}} (e\phi_{ABN}(x) + \Delta(x) - \Delta E_{ABN}^C(x))$$

其中 ϵ_0 为真空介电常数, E_F 为费米能级的位置, ϕ_{ABN} 为肖特基势垒高度, ΔE 为 AlGaIn/GaN 导带不连续, $\Delta(x)$ 为势阱内费米能级高出导带边的能量大小。

对于 N 面生长的器件其自发极化和压电极化的方向和 Ga 面极化的方向相反,因而 GaN 材料是作为势垒层区域并与金属发生接触,由于其禁带较窄,施主杂质容易电离,比较容易形成欧姆接触,另一方面其背势垒的高度要远远超过 Ga 面生长的器件,使得二维电子气较强地束缚在沟道当中,进而可以达到抑制热电子效应的作用。



N 面和 Ga 面材料结构和极化电荷分布形式,左图为 Ga 面器件,AlGaIn 自发极化方向和压电极化方向相反,右图为 N 面器件,GaN 自发极化和压电极化方向相反。

§ 2.2 GaN基HEMT器件的自加热效应

§ 2.2.1 器件物理模型

GaN 基 HEMT 器件由于高功率输出能力受到人们的广泛关注，但在高温情况下器件性能发生衰减现象，器件直流跨导和功率转换能力在高温下受到严重的抑制，因此为了降低自加热效应从结构、材料组成等方面对器件进一步优化是至关重要的。基于物理器件仿真手段可以对器件的性能进行有效评估，从而降低开发成本和周期，而这也需要同时有贴近实际的理论模型包括缺陷、载流子动力学输运模型以及迁移率模型。

(a) 器件体陷阱和表面态

由于 GaN 材料的工艺目前不成熟，器件的体陷阱和表面态对载流子输运特性有着较为严重的影响，因而在器件性能预测方面，陷阱效应往往起着至关重要的作用。GaN 基 HEMT 器件的陷阱分布较为复杂，对于体陷阱来说可以存在多种深能级缺陷，Chikhaoui 等人通过低温电子传输 C-V 特性和 FT-DLTS 谱测量得到六种深能级缺陷分布^[5]，同时 Gassoumi 等人通过电导率测量得到类似的结果^[6]。多重缺陷能级的存在，对电子的传输会造成严重的影响，陷阱对电子的俘获会造成器件电流特性的完整性，实验表明在高电场下电子由于缺陷的作用会发生 Kink 效应，因此为了准确评估器件的特性，需要知道器件能级的准确位置和缺陷密度。

表 1 实验[8]中测量得到的器件陷阱能级位置和捕获截面

缺陷类别	能级相对于价带边的位置 $E_a(\text{eV})$	捕获截面 $\sigma(\text{cm}^2)$
A	0.15	8.9×10^{-19}
B	0.21	1.1×10^{-18}
C	0.12	1.8×10^{-18}
D	0.42	1.3×10^{-19}
E	0.49	2.4×10^{-14}
F	0.94	1.1×10^{-22}

除了体陷阱以外，表面态分布也是至关重要的，尽管它的分布不像体陷阱那样广泛，不同的表面态对器件的影响是不同的。如果在器件的表面存在负电荷则器件的表面势影响表面能带结构造成器件沟道的耗尽，因而类似于栅极效应，对于受主能级来说，由于带负电荷，器件沟道的电子浓度会减小，进而降低器件的漏电流。并且能级位置对器件上升电

流影响也很大，深受主能级可以得到较大的电流，反之深施主能级对电流造成降低，这在实验上得到了准确的验证，通过 CV 测量可以得到施主型表面电子态的面密度在 10^{12}cm^{-2} 的量级^{[7][8]}。

(b) 载流子动力学模型

载流子输运有漂移扩散模型和流体力学模型，对于漂移扩散模型来说，其准确度较低，它比较适合大尺寸器件的电子输运问题^[9]。其具体形式如下：

$$\vec{J}_{n,p} = -n(p)u_{n,p}\nabla\phi_{n,p} \quad (6)$$

其 $\mu_{n,p}$ 是电子和空穴的迁移率， $\phi_{n,p}$ 是电子和空穴的准费米势。对于小尺寸的微纳电子器件来说，电场强度较高，漂移扩散模型不能够描述电子的速度过冲现象。另一方面，漂移扩散模型只适合电子温度和晶格温度相等的情况，而过热电子与晶格的非等温平衡过程不能够得到很好地描述。考虑晶格热效应，在漂移扩散理论基础上，热力学模型可以对晶格温度的变化进行自洽求解。

$$\begin{aligned} \vec{J}_n &= -nqu_n(\nabla\phi_n + P_n\nabla T) \\ \vec{J}_p &= -nqu_p(\nabla\phi_p + P_p\nabla T) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 P_n 和 P_p 为绝对热电功率， μ 是载流子迁移率。另外晶格温度分布可以通过求解热传导方程而得到

$$\begin{aligned} c\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot \kappa \nabla T &= -\nabla \cdot [(P_n T + \phi_n) \vec{J}_n + (P_p T + \phi_p) \vec{J}_p] \\ &\quad - (E_C + \frac{3}{2}k_B T) \nabla \cdot \vec{J}_n - (E_V - \frac{3}{2}k_B T) \nabla \cdot \vec{J}_p + qR(E_C - E_V + 3k_B T) \end{aligned} \quad (8)$$

其中 c 和 κ 分别是晶格的热电容和热导率， E_C 和 E_V 分别是导带和价带能量， R 是复合速率。

(c) 高场迁移率模型

对于 GaN 基 HEMT 器件来说，更高的电子浓度并不是唯一所需要得到的传输参数，为了实现更高的电导率，载流子迁移率则起着同样重要的作用。室温下，载流子主要受到多种散射机制的作用，包括光学声子、声学声子、杂质以及界面粗糙度散射等，但占据主导作用的则是光学声子散射。尤其在高电场范围，高能量的电子可以级联发射光学声子，造成迁移率的降低。根据 Matthiessen 定则，迁移率可以由各散射成分的平均结果

$$\frac{1}{\mu_{\text{Total}}} = \frac{1}{\mu_{\text{interface}}} + \frac{1}{\mu_{\text{opt}}} + \frac{1}{\mu_{\text{aco}}} \quad (9)$$

因此，为了得到总迁移率必须知道各成分的散射概率，可以通过求解散射矩阵元，散射态密度和电子分布函数得到。在器件仿真计算过程中，为了降低计算成本，我们可以采用解析模型来表征器件低场迁移率特性。基于 Caughey-Thomas 关系，迁移率随载流子浓度和杂质浓度的关系可以写成如下形式。

$$\mu_i(N, T) = \mu_{\max, i}(T_0) \frac{B_i(N)(T/T_0)^\xi}{1 + B_i(N)(T/T_0)^{\delta+\xi}} \quad (10)$$

其中 N 是杂质的浓度， T 为温度， T_0 为室温，以上公式可以定性地描述高电子浓度下迁移率增长的趋势，与实验趋势一致^[10]。但在高电场下为了有效描述电子的速度过程现象，低场迁移率则需要进行修正，因为此时的电子能量要远大于声子能量，会出现明显的热电子效应，因而电子温度在这个时候必须要作为一个独立的参量，从而可以体现其高场特性。流体力学 Caneli 模型在非等温模拟情况中可以得到与实验相一致的结果，而低场迁移率过高地预估电子在高电场下的速度增强量，此时电子速度也会发生饱和现象。因而在我们的理论模型中为了考虑上述效应，采用 Caneli 模型的热电子表达：

$$\mu = \frac{\mu_{low}}{\left[\sqrt{1 + \alpha^2(\omega_c - \omega_0)^\beta} + \alpha(\omega_c - \omega_0)^{\beta/2} \right]^{2/\beta}} \quad (11)$$

其中 μ_{low} 为低场迁移率，对于 GaN 材料来说在 $1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 左右， ω_c 为热电子能量， ω_0 为晶格热能量。

§ 2.2.2 器件直流特性的研究

(a) 器件膝点电压漂移

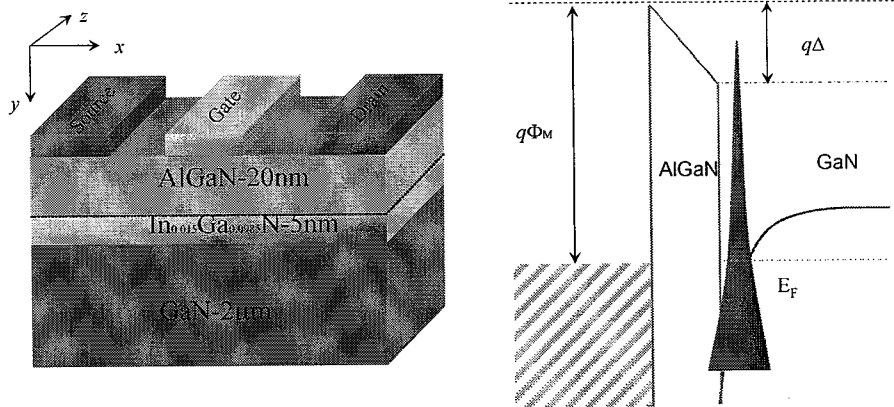


图 1 所示为计算的器件结构其中在 4nm InGaN 层可以提高器件沟道载流子的束缚能力, 理论计算结果表明 AlGaN 和 InGaN 层之间的界面电荷密度可以达到 $(1.5\sim 1.7) \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 左右^[11]。但由于晶格弛豫过程, 基平面的张力降低加上界面态的形成, 可以进一步降低有效界面电荷密度, 因而实验中的数值要比理论计算结果小。其他参数包括载流子饱和速度、禁带、亲和能等在表 2 中所示。在 GaN HEMT 器件中, 其最大功率转换能力与器件本身的膝点电压之间有如下的关系^[7]:

$$P = [(V_{breakdown} - V_{knee}) \times I_{sat}] / 8 \quad (12)$$

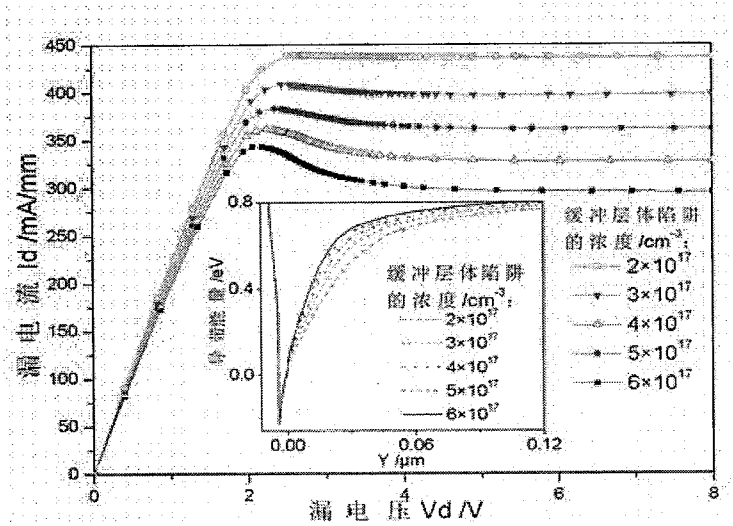


图 2 势垒层体陷阱浓度变化下的 I_d-V_d 曲线和膝点电压的偏移

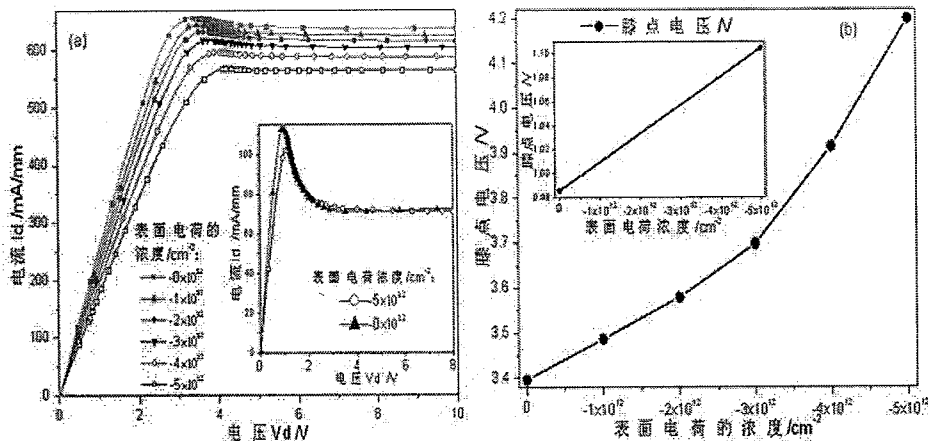


图 3 电流变化曲线和提取的膝点电压偏移情况. (a) 图为 $V_g = 0\text{V}$ 时的 I_d-V_d 曲线, 内部为 $V_g = -3\text{V}$ 时两种表面电荷的浓度; (b) 图为膝点电压的偏移;

体陷阱和表面电势的变化影响到器件的沟道的线性电阻和膝点电压, 因而在线性区研究这

些体陷阱或是表面电子态对器件直流特性的影响是至关重要的。图 2 所示为理论计算得到的器件 IV 特性曲线，可以看出器件在 2V 以上的漏极电压作用下呈现明显的负微分电阻现象。此时体陷阱浓度的增加会导致更加严重的电流坍塌现象，并且沟道电阻会呈现明显的增加趋势。而膝点电压出现下降的趋势，这与预测的结果相反，一般而言在器件沟道电阻上升的情况下，要达到饱和电流最大值，器件所需加的平均电场要更大，而膝点电压的下降说明此时器件的饱和电流不能用平均电场的形式来说明。器件沟道的非均匀性会造成器件沟道电场的非均匀，进而器件的有效沟道长度会呈现出下降的趋势，因而在器件沟道的某个点电流发生了饱和。而体陷阱浓度的增强(在这里主要是受主类杂质)会使得器件费米能级位置向价带方向移动，因而阱深会相应地发生大约 0.05eV 的变化($2k_{\text{B}}T$)，但这种变化对于电子高电场下的能量而言是可以忽略的，因而体陷阱的作用主要是使得器件沟道电阻的上升，使得膝点电压降低。在高电场下，过热电子可以从沟道中逸出占据表面施主态进而产生电流坍塌现象。从图 3 可以看出表面态占据对输出电流的负微分电阻现象影响较小，但对膝点电压偏移影响较大，而这与体陷阱对输出特性的影响是截然相反的，因而在器件当中，产生膝点电压偏移的主要是表面电子态占据所造成的，而高场下的较大的负微分电阻现象，则是电子受到体陷阱的作用或是电子从沟道当中逸出所引起的。

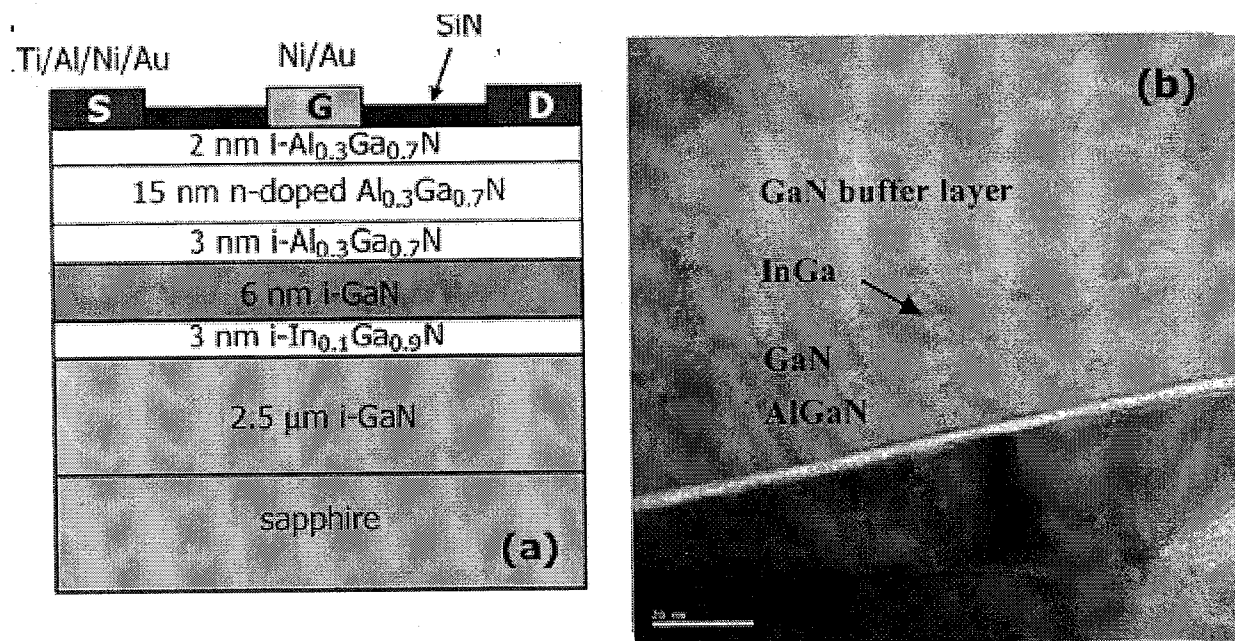


图 4 (a)示意 InGaN 嵌入型双异质结 HEMT 器件结构，(b)SEM 图像说明该器件具有较高的晶格质量^[13]。

(b) 器件热耗散

为了解决器件的热耗散问题, 各种各样的器件结构相继被提出来包括双沟道、双异质结 HEMT 器件^{[12][13]}。最近, Liu 等人开发了 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ 双异质结 HEMT 器件(DH-HEMT), 如图 4 所示。该结构的特点是在 GaN 沟道层和缓冲层之间介入 3nm 厚的 InGaN 材料, 由于 InN 和 GaN 对生长条件要求不同, InGaN 层通常生长温度较低。InGaN/GaN 异质结构具有反向极化能力, 基平面应力方向与 AlGaIn/GaN 方向相反, 虽然 In 组分提高会造成 InGaIn 材料的禁带变窄, 但其强的极化能力可以使得背势垒高度增加, 进而可以增加载流子的束缚能力。此外, Chen 等人推出 AlGaIn/GaN/AlGaIn 双异质结 HEMT 器件结构, 相对于 AlGaIn 势垒结构而言, 缓冲层 Al 组分非均匀性会增强载流子的散射进而降低器件的迁移率, 另外 GaN/AlGaIn 界面二维空穴气的形成会进一步造成沟道电子浓度的降低, 从而影响器件功率输出。器件在大功率情况下高的结温会造成强的声子散射, 因此器件低场迁移率可以通过温度关系式来描述声子效应的大小:

$$\mu_{low} = \mu_{300}(300/T)^{\gamma} \quad (13)$$

通过有效地热设计可以改进器件的热耗散和性能, 例如 Thibeault 等人通过倒焊的方法实现了 40% 以上的电流密度的增强。Gaska 等人计算了蓝宝石和 SiC 衬底上的器件的自加热效应, 说明 SiC 衬底上生长的 HEMT 器件具有较好的电子输运性质^[15]。因此, 为了有效进行器件的优化, 不同几何结构、材料组分下的器件的自加热效应的研究是非常重要的。但是在实验上, 器件热电阻的测量比较困难, 因为在高电场下器件出现的电流坍塌不仅仅是由器件的自加热效应所引起的。而自加热效应主导的电流坍塌要在热电子和量子效应发生之后, 所以在这个情况下很难决定在哪个地方会出现器件的自加热主导电压。通过数值计算可以较好地呈现器件的电热性质。在我们的理论模型中, 我们考虑了热流的流向问题, 包括势垒热耗散以及器件衬底热耗散问题(如图 5 所示)。载流子与晶格之间的能量平衡方程如下

$$\frac{\partial W_L}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S}_L = \frac{dW_L}{dt} \Big|_{coll} \quad (14)$$

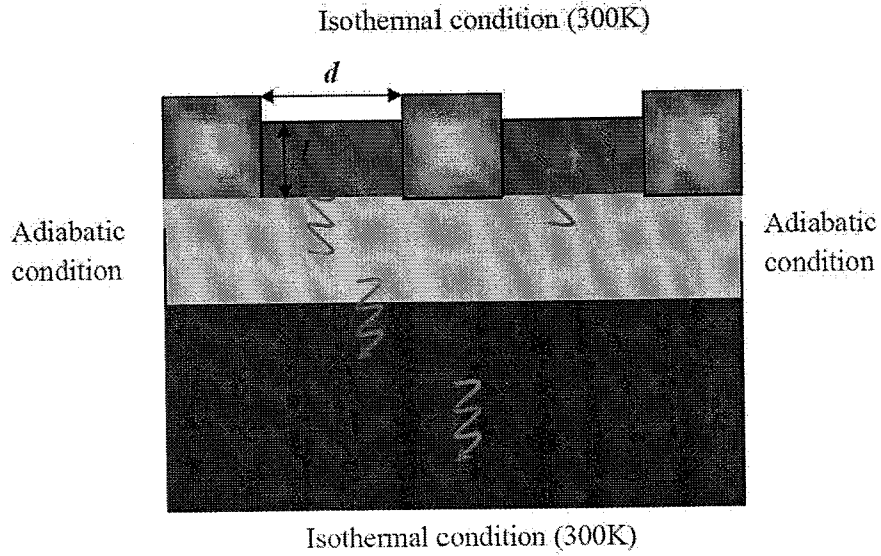


图 5. 器件自加热效应导致的热边界条件

其中 $W_L = c_L T_L$ 其中 c_L 是晶格热容量， $\dot{S}_L = -\kappa_L \nabla T_L$ ，是热流， κ_L 是热导率。电子—声子之间能量交换项 $\left. \frac{dW_L}{dt} \right|_{coll}$ 可以表示成如下的形式：

$$\left. \frac{dW_L}{dt} \right|_{coll} = H_L + \frac{W_n - W_{n0}}{\tau_{en}} + \frac{W_p - W_{p0}}{\tau_{ep}} \quad (15)$$

其中 H_L 是产生一复合所造成的热能，而这一项一般比较小， τ_{en} 和 τ_{ep} 为载流子的能量弛豫时间。 W_n 和 W_p 是电子和空穴的能量密度。

$$W_n = n w_n = n \left(\frac{3k_B T_n}{2} \right) \quad (16)$$

$$W_p = p w_p = p \left(\frac{3k_B T_p}{2} \right) \quad (17)$$

在器件的上下表面，载流子温度很快地弛豫到晶格温度范围，对于绝热边界条件，载流子或晶格并不发生热交换过程，

$$\kappa_n \frac{\partial T_n}{\partial N} = \kappa_p \frac{\partial T_p}{\partial N} = 0 \quad (18)$$

其中 N 为朝着绝热外边界方向的单位矢量。

建立能量平衡方程之后，我们可以计算器件的源漏电流特性，将流体力学方程和能量平衡方程耦合起来。图 6 所示为得到的 I-V 特性曲线，器件源漏电压从 0V 上升到 10V。从图中可以看出，AlGaIn 势垒结构双异质结器件呈现出更大的负微分电导率，而 AlN 势垒器件

由于其高的热导率器件的负微分电导现象降低了。在我们的模拟中，对于厚度为 l 的层状结构，其热电阻可以由下式表示：

$$\theta = \frac{l}{\lambda S_{\text{eff}}}, S_{\text{eff}} = \frac{d^2}{[1 + \sigma(L/d, W/d, l/d)]} \quad (19)$$

其中 θ 为器件的热电阻，热电阻值与器件的几何息息相关，对于较大截面积的器件来说，其热电阻可以得到降低。 λ 是器件的热导率， L 是器件的长度，这说明高热导率散热片和长器件可以进一步降低器件的热电阻。 S_{eff} 为器件的有效截面积，函数 $\sigma = 2(\sigma_1 + 2\sigma_2)$ 可以展开成无穷级数：

$$\sigma_1 = \sum_{n=1} [\varphi_n^2(W/d) + \varphi_n^2(L/d)] \psi_{nm}(l/d\sqrt{2}) \quad (20)$$

$$\sigma_2 = \sum_{n,m=1} \varphi_n^2(L/d) \varphi_m^2(W/d) \psi_{nm}(l/d) \quad (21)$$

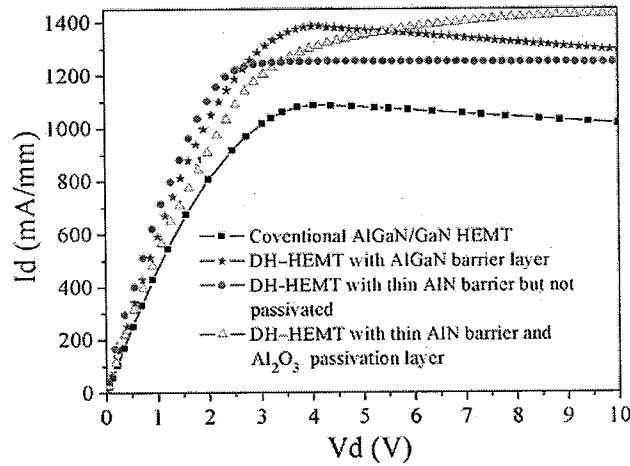


图 6 计算的 IV 直流特性包括 AlN 势垒双异质结器件、传统 AlGaIn/GaN 器件和 AlGaIn 势垒双异质结器件；

当 $W=L=d$ 的时候有效面积最大，这个时候器件的散热能力是最强的。Gaska 等人说明了将 GaN 缓冲层从 $2\mu\text{m}$ 降低到 $0.5\mu\text{m}$ 薄可以改进器件的热耗散，公式(20)和(21)适用于上百微米尺度下的衬底材料。而在器件内部，虽然 GaN 缓冲层可以在 10ns 时间内建立稳定的热分布状态，但为了进一步提高散热速度，采用薄层材料是一个比较好的选择。在图 6 中，5nmAlN 替换 AlGaIn 势垒可以使得器件热电阻降低 4 倍以上，进而高电压下器件负微分电导现象明显降低。

此外, AlN 材料宽的禁带 6.1eV 和强的极化性质可以增强沟道电子的束缚能力, 提高电子的浓度进而使得器件沟道的电阻得到大大地降低。理论极化电荷计算结果表明在 AlN/GaN 界面电荷面密度可以超过 $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, 同时深的量子阱结构可以降低 InGaN/GaN 界面处的电子浓度从而达到降低漏电流的目的, 因此 AlN/GaN/InGaN/GaN 器件是一个比较好的理论设计。另外, 在工艺上 AlN 势垒器件结构已经屡见不鲜了, Cao 等人指出 MBE 生长的 AlN 层表面粗糙度 $< 0.4 \text{nm}$ 并且呈现出明显的原子结构, 而当 AlN 层厚度在 6nm 以上的时候, 晶格不匹配现象会严重衰减器件沟道载流子的迁移率^[16]。同时, Adikimenakis 通过场发射电子显微的方法得到最优 AlN 层是 4.5nm, 并且电子迁移率仍然可以保持在 $1200 \text{cm}^2/\text{Vs}$ ^[17]。除了自加热效应外, 高电场下往往伴随着热电子隧穿过程和载流子局域、退局域过程。虽然在前面我们已经得到 GaN 材料体陷阱可以有二重或多重结构, 但作为陷阱处于非平衡态的时候它可以捕获载流子进而对器件沟道电场分布进行明显地调制, 这种耗尽过程明显造成电流坍塌和瞬态延迟等现象^[18]。

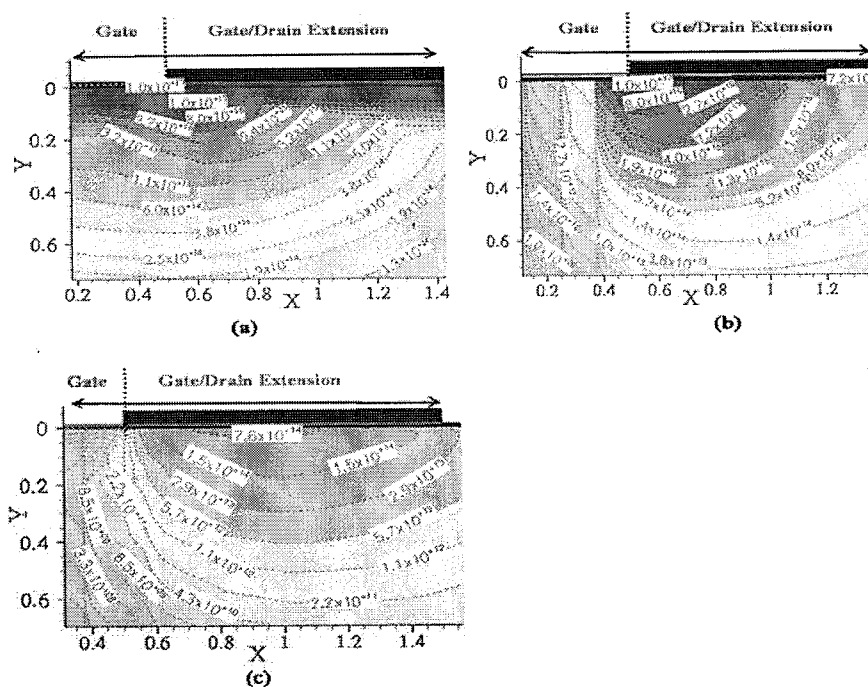


图 5 高场下器件栅极附近处被捕获的电子分布情况: (a)传统 AlGaIn/GaN HEMT 器件; (b)AlGaIn 势垒双异质结器件结构; (c)超薄 AlN 势垒器件结构。

在 III-氮化物材料中, GaN 沟道层大的能谷分离和低的载流子有效质量可以进行有效地热电子效应研究包括速度过冲、负微分电阻现象。在最近的蒙特卡罗模拟中, Yu 等人指出电场强度超过 130kV/cm 的时候速度过冲现象明显, 这个电场强度相当于在 $5 \mu\text{m}$ 长的器件中施加 65V 的源漏电压^[19]。Barry 等人指出热电子效应在电场强度大于临界电场时 E_H 将会

占据主导作用, 其中 E_H 的值在 2.7kV/cm , 而会发生谷间电子转移其电场强度需在 75kV/cm 以上, 所以在电场 E 大于 2.7kV/cm 小于 75kV/cm 的时候, 热电子效应将会非常明显^[20]。当电场高于一定程度后, 原本欧姆范围电流特性将会发生扭转, 电子不再像缓缓流淌的溪流一般, 而呈现出各项异性特征, 使得电流传输特性遭到破坏, 这个时候也就是热电子效应明显的地方。在图 7 中我们可以明显看出沟道附近的杂质能级完全被电子所占据。在坐标位置 $Y=0.6\mu\text{m}$ 处, 不同势垒结构器件的捕获的电子密度分别为 $2.5\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$, $3.8\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 和 $4.3\times 10^{10}\text{cm}^{-3}$, 这说明 AlN 势垒器件结构可以有效降低热电子隧穿的能力。热电子从器件沟道当中逃逸, 不仅仅耗尽二维电子气的密度, 同时造成器件沟道电场的非均匀性。在图 6 中可以看出, 电场峰值位于栅极的右边, 在传统 AlGaIn/GaN 器件中其值达到 $2.1\times 10^5\text{V/cm}$, 而 AlGaIn 势垒双异质结器件其峰值达到 $1.3\times 10^5\text{V/cm}$, AlN 势垒器件峰值最小为 $4.0\times 10^4\text{V/cm}$, 这说明强极化势垒结构器件可以大大地改进器件的直流特性。另外, 器件沟道的电阻率要与电子气的密度成反比, 栅极附件电子密度的降低可以使得该区域得到大的压降, 进而造成明显的电流饱和过早和输出功率的降低。在传统 AlGaIn/GaN 器件中峰值电场要远大于 75kV/cm , 根据前面的描述, 这个时候热电子效应将会非常严重, 并且有可能发生能谷转移或是负微分电阻现象, 而这种情况在 AlN 器件中可以得到较好地避免。

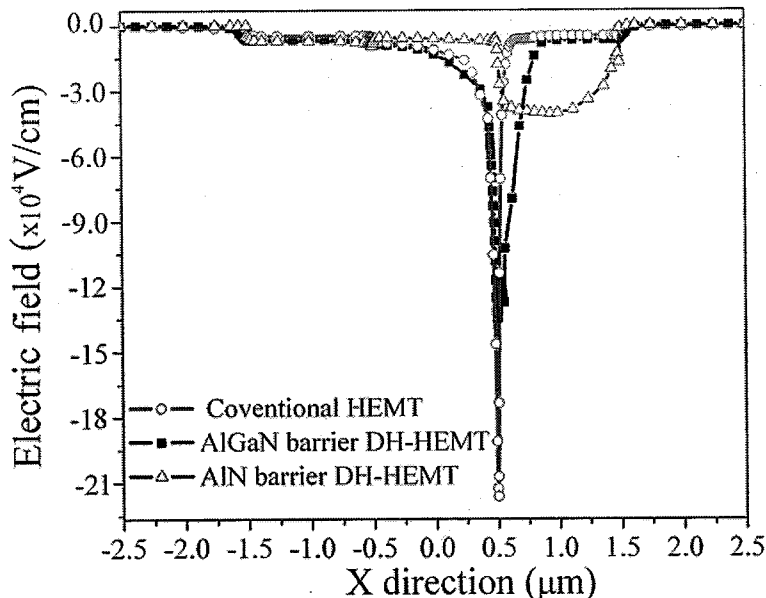


图 6 电场在三种器件沟道的分布, 红线为传统 AlGaIn/GaN 器件结构, 黑线为 AlGaIn 势垒双异质结器件结构, 蓝线为强极化 AlN 势垒结构器件。

表 2 300K 晶格温度时所采用的模拟参数

参数名称	单位	参数值		
		GaN	InN	AlN
相对介电常数	--	9.5	15.3	8.5
禁带宽度	eV	3.47	0.8	6.2
电子亲和能	eV	3.4	5.8	1.9
电子迁移率	$\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	1100	2400	300
电子饱和速度	cm/s	1.2×10^7	2.6×10^7	1.5×10^7
有效导带态密度	cm^{-3}	2.65×10^{18}	1.3×10^{18}	4.1×10^{18}
能量豫驰时间	ps	0.1	0.1	0.1

§ 2.3 GaN基HEMT器件的热电子和热声子效应

§ 2.3.1 热声子效应

在高电场下, GaN 器件的电子能量以电子—声子相互作用的形式耗散。由于 GaN 强的离子键结合, 光学声子和电子耦合在室温下是最强的, 形成强的 Fröhlich 相互作用^[21]。光学声子模式群速度较低, 因此造成平衡功率输出时过多声子态占有, 进而在器件中形成声子云。这样会加剧电子声子相互作用强度, 造成电子饱和。电子饱和发生的时候的电场值也正是电子发射光学声子的阈值电场/电压, 这个时候电子能量基本接近声子能量, 从而电子饱和速度的估算值在 $v_0 \sim (E_{LO}/m_e)^{0.5} = 3 \times 10^7 \text{cm/s}$, 而实验中所测得的电子饱和速度只有理论值的一半^[22]。相对于 GaAs 而言, GaN 材料的阳离子 Ga 和阴离子 N 的质量相差甚远, 从而形成较强的极性离子键, 这会使得纵模光学声子能量(LO)要远高于声学声子能量(LA), 从而在布里渊区中心处形成大的声子能量差。对 GaN 而言这造成声子能量转移形式跟 GaAs 材料有显著不同, 例如 $E_{LO} > 2E_{LA}$, 光学声子不大容易衰减成两个声子模式, $E_{LO} \rightarrow 2E_{LA}$ 即 Klemens 方式概率较小^[23]。高电场下光学声子数的快速产生以及长的声子寿命会引起电子速度的衰减。声子的衰减或寿命与多种因素有关, 人们较为认可的有声子非谐性、杂质、晶格粗糙度以及电子浓度等。由于声子谱结构的复杂性, 氮化物系统的声子衰减路径主要

是 Ridley 三声子过程, 一个 LO 声子衰减成一个横模光学声子(TO)和一个纵模声学声子(LA)^[24]。在 GaN 材料系统中, 光学声子的带宽较窄, 因而声子群速度较低, 他们的能量局域在沟道当中直到转换为其他光学声子模式, 因而这过程所需的时间被作为声子寿命 τ_p 的衡量尺度。当声子产生速率超过其衰减速率, 声子数迅速上升, 同时电子动量弛豫时间 τ_m 下降, 造成电子加速困难。为了提高电子速度, 降低声子寿命是比较重要的途径。此外, 过多声子的产生影响到器件的可靠性问题, 尤其对于 GaN 材料其材料质量本身就比较差, 晶格振动完全有可能造成新的缺陷的产生。

尽管声子非谐过程被认为声子衰减的主要过程, 而这只是针对于体材料而言, 在器件沟道当中对声子寿命影响较大的则是电子气。在体材料中, 由于氮化物材料体系大的禁带宽度, 室温下本征载流子浓度则是非常低的, 这个时候声子非谐过程是占据主导的。而在器件沟道当中, 载流子密度随电场是变化的, 这个时候声子寿命将会受到电子气波动的影响。最近通过噪声分析技术测量热声子寿命结果表明声子寿命随沟道电子气浓度的变化呈现最小值。这表明在器件沟道当中, 声子非谐过程并非占据主导地位, 声子-电子气相互作用是声子发生衰减的重要通道。在高电场下, 单个电子或普遍的多个电子能量较高是声子增强的重要来源, 而多个电子受到声子振动的影响所形成的集体振荡可以有效促使声子能量转移。

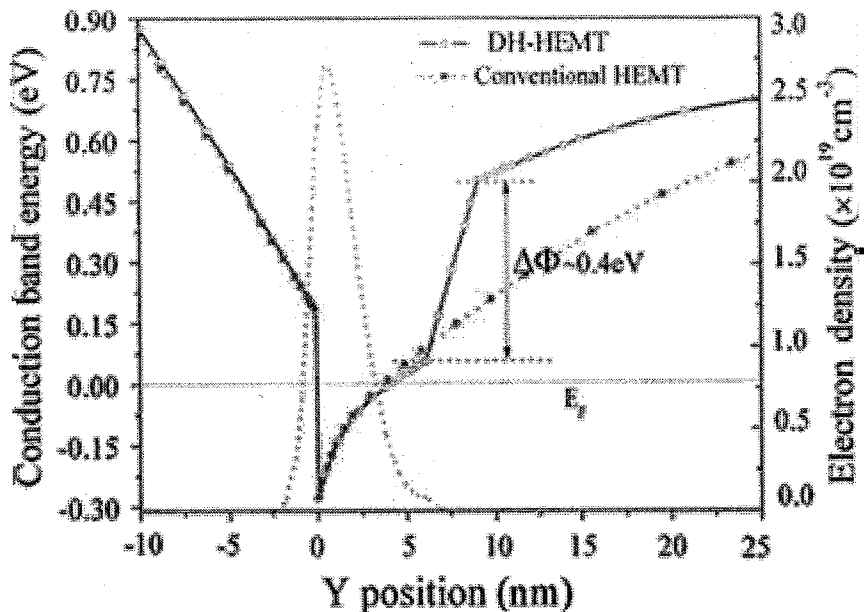


图 7. 双异质结器件和传统 AlGaIn/GaN 器件的导带边能量相对于费米能级的变化, 由于反极化性质器件导带能量要比传统 GaN 器件的要高, 进而可以限制电子波函数分布, 通过

密度梯度理论模型得到的电子分布状况在图中虚线所示, 密度分布形式表明 AlGaIn/GaN 和 InGaIn/GaN 两层沟道有较好的耦合, InGaIn/GaN 沟道对器件漏电流的贡献可以降低。

§ 2.3.2 热电子效应和电子—声子相互作用过程

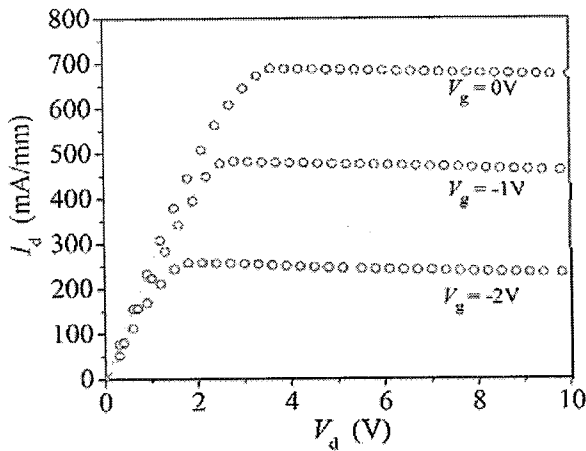
器件沟道当中的电子在外偏压下所获得的平均电功率可以表示为 $P_s = IU/N_e$, 其中 N_e 为器件沟道当中二维电子气的数目, 平均而言电子数目 N_e 为电子面密度与沟道面积的乘积 $n_s A$ 。在稳态情况下, 所提供的电功率和耗散的功率相等 $P_s = P_d$ 。Matulionis 等人通过噪声分析^[25], 得到电子激活能为 0.092eV, 而这恰恰与 Al(LO)声子能量相等, 这表明这个时候声子来源主要还是热电子发射 LO 声子过程。电子通过自发发射声子能量引起能量耗散可以由以下公式获得:

$$P_d = \frac{\hbar\omega}{\tau_{sp}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}\right) \quad (22)$$

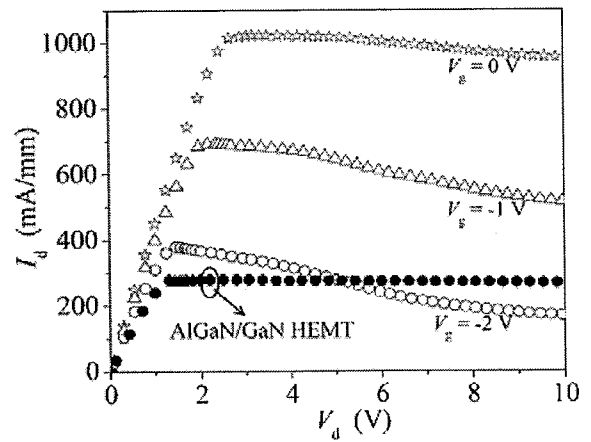
其中指数关系考虑电子发射光学声子的数目, $\hbar\omega$ 为 LO 声子能量。 τ_{sp} 为自发发射光学声子速率, 在 300K 的情况下为 10fs 左右。当考虑声子占有数的时候, 方程 22 则要进一步修正

$$P_d = (1 + f_{ph}) \frac{\hbar\omega}{\tau_{sp}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}\right) - f_{ph} \frac{\hbar\omega}{\tau_{sp}} \quad (23)$$

其中 f_{ph} 为声子占有概率。在平衡情况下, 提供功率和耗散功率相等, 进而可以得到声子云的有效温度。



(a)



(b)

图 8 左图为 AlGaIn/GaN/InGaIn/GaN 器件的直流特性(实验); 右图为计算得到的通过常数迁移率模型的器件直流特性, 其中传统 AlGaIn/GaN 器件的结果也在图中表示。

建立声子模型之后, 我们就可以研究热电子过程以及热电子—声子相互作用性质。在这里我们主要研究 AlGaIn/GaN/InGaIn/GaN 双异质结 HEMT 器件的热电子效应, 在 InGaIn/GaN 界面其极化电荷密度 $P(x)=P_{pz}+P_{sp}=(-3.2x-1.9x^2)10^{-6}\text{C/cm}^2+0.3\times10^{-6}x\text{C/cm}^2$, 当 In 组分在 10% 的时候, 极化电荷密度在 $9\times10^{12}/\text{cm}^2$ 。电子导带能量分布可以通过自洽求解泊松方程得到, 如图 7 所示。可以看出由于反向极化性质, InGaIn 沟道层导带能量要比正常情况下高出 0.38eV。在前面 2.2 小节中, 低场迁移率特性由体材料散射机制所决定, 但在多层异质结情况下, 界面散射效应则不可忽略, 另外在器件生长过程中, 包括温度控制、化学反应机制等使得 InGaIn 材料晶格质量出现衰减等现象。最近实验结果表明, InN 分离导致器件材料出现明显的缺陷和组分非均匀性, 从而产生无序势散射, 因此低场迁移率模型需要进行修正。在前面小节中我们采用流体力学模型计算器件的自加热效应, 对于热电子效应, 流体力学模型同样要比漂移扩散模型具有更好的准确性。图 8 所示为计算得到的器件 IV 特性曲线, 其中(a)图为实验得到的结果, (b)图为流体力学计算的结果, 在此之间我们也同时计算了传统 AlGaIn/GaN HEMT 器件热电子效应。值得注意的是, 在所研究的电压范围内, 器件的自加热效应并不明显, 因而在 AlGaIn/GaN HEMT 器件中呈现出较弱的负微分电阻现象, 而这与实验结果是一致的。在图 8(b)中我们首先采用上一节中的常数迁移率声子模型, 可以看出双异质结器件与实验(a)图中的结果相差甚远, 而传统器件结果可以重复实验的结果。因而, 对于简单的单异质结器件来说, 常数迁移率可以进行很好地性能模拟, 但对双异质结常数迁移率模型就不大适用了。为了更好地说明器件界面散射的重要性, 我们在图 9 中提取出器件在高电场下的迁移率分布情况。在这些图中, 我们可以清楚地看到 AlGaIn/GaN 界面中的迁移率分布是非均匀的, 在栅极附近迁移率是最小的, 这个时候也代表了电子饱和的形成, 并且在这个位置处电子受到声子散射也是最强的。因此, 在传统 AlGaIn/GaN HEMT 器件中常数迁移率模型可以对实验数据进行很好的描述, 相反地双异质结 HEMT 器件的 InGaIn 沟道的载流子迁移率仍然可以保持相当高的数值, 使得器件的热电子效应更加明显。从这一点上来说, 模拟和实验的偏离主要起源于高迁移率 InGaIn 沟道。在实际器件工作过程中, GaN 和 InGaIn 沟道电子可以发生强的耦合, 而这在图 8 当中没有考虑。在这里我们采用经验理论模型, 考虑界面杂质、声子和粗糙度散射对 GaN 和 InGaIn 沟道之间的热电子耦合特性的影响, 其中声子贡献部分为:

$$\mu_1 = \frac{C}{n_s^{\gamma} T^k F^{\tau}} \quad (24)$$

界面杂质和粗糙度散射贡献为：

$$\mu_2 = \left(\frac{(F_{\perp}/F_{ref})^a}{\delta} + \frac{F_{\perp}^b}{\eta} \right)^{-1} + \frac{T^c n_s^d}{F^e N_i} \quad (25)$$

根据马西森定则，考虑界面散射后的迁移率可以表示为：

$$\frac{1}{\mu_{low}} = \frac{1}{\mu_b} + \frac{D}{\mu_1} + \frac{D}{\mu_2} \quad (26)$$

在以上公式当中， N_i 为离子化的杂质密度在 10^{17}cm^{-3} 左右， $D = \exp(-x/l)$ 作为界面散射空间关联度的衡量单位。通过修正后的电子迁移可以完全描述两层沟道的热电子耦合过程，包括声子散射增强现象。在高电场下界面处的迁移率在 $330 \text{cm}^2/\text{Vs}$ ，这在实验霍尔测量中是一个比较合理的数值，修正后的 IV 直流结果与实验值达到较好的吻合

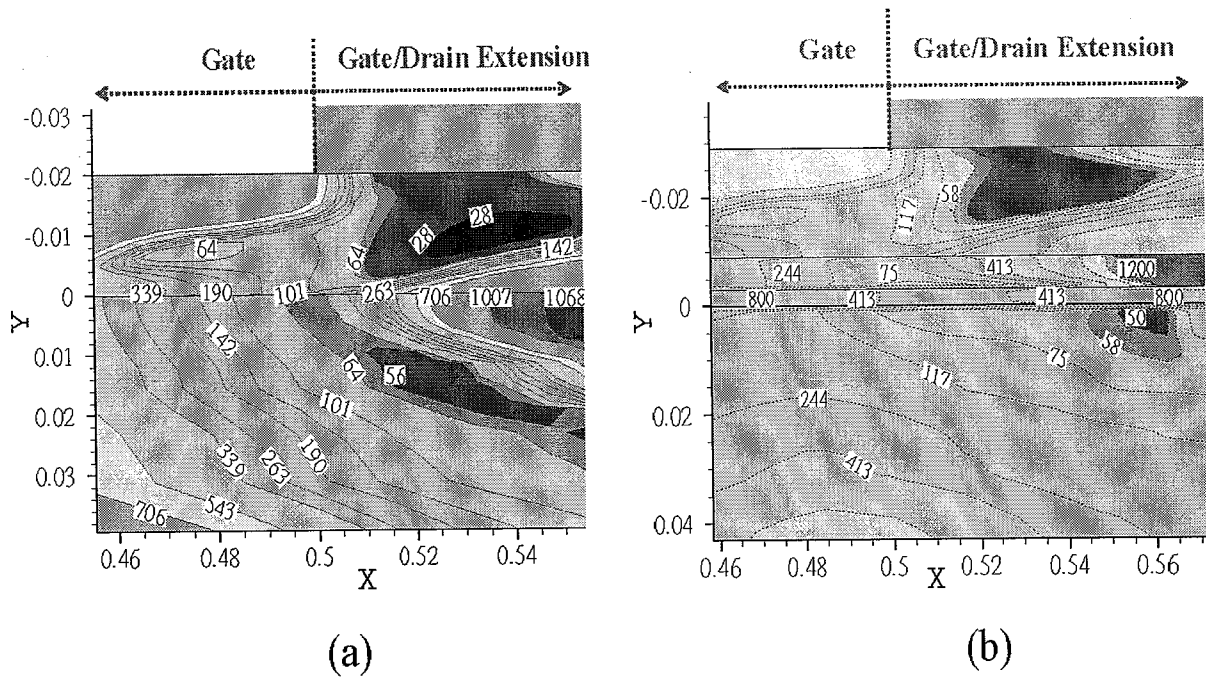


图 9. 器件在高电场下的载流子迁移率分布情况，(a)为传统 AlGaIn/GaN 器件，(b)为双异质结器件结构；

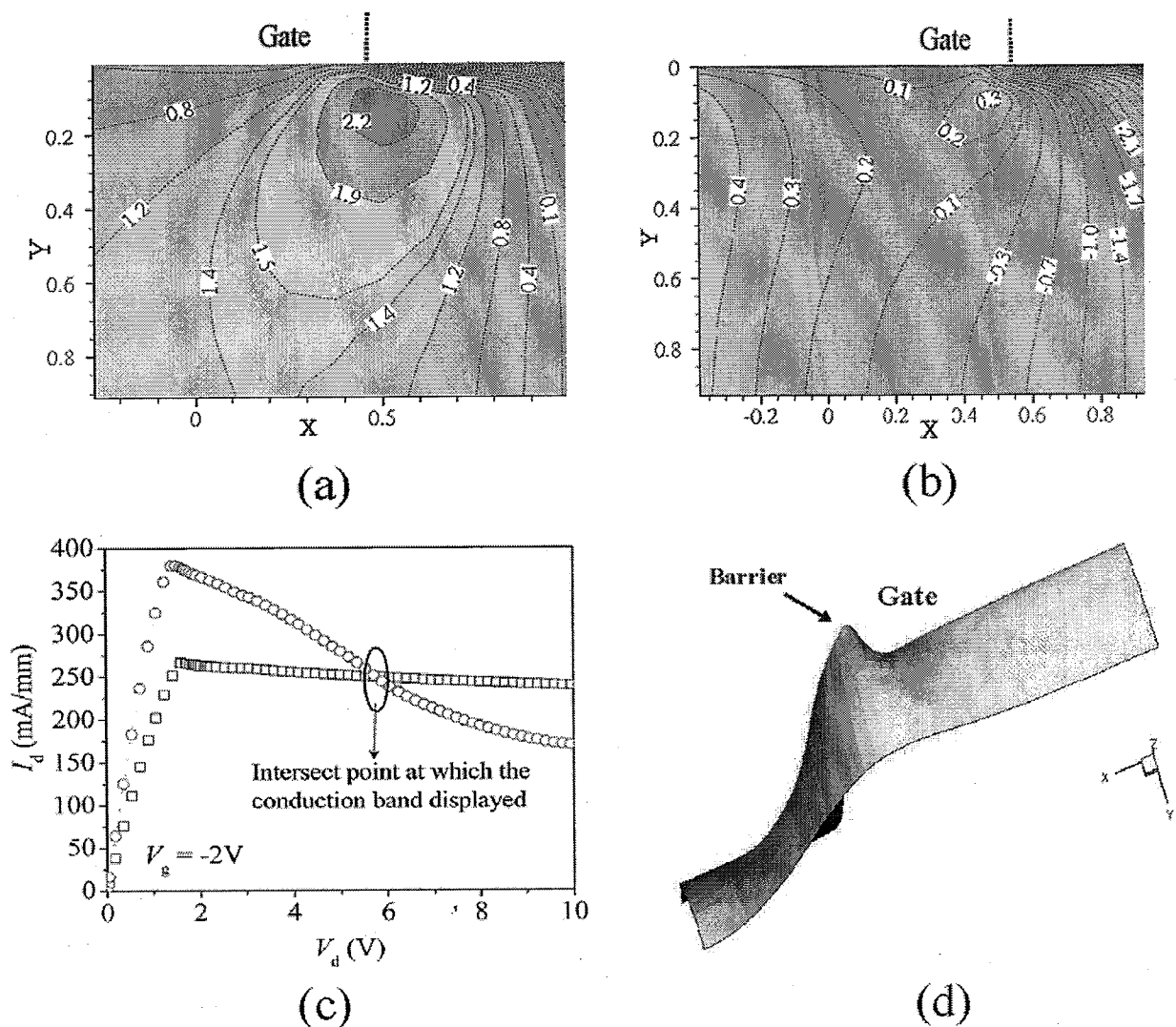


图 10. 器件高场下的导带底能量分布形式：(a)为双异质结 AlGa_{0.3}N/GaN/InGa_{0.5}N/GaN HEMT 器件在栅极漏边处的导带能量分布形式；(b)为考虑了界面散射影响下的导带能量分布；(c)为有界面散射(square)和无界面散射(circle)下的器件直流特性；(d)为导带能量分布的三维视图。

下面我们主要侧重于高场下的热电子负微分电阻现象，并由此引出声子的散射非平衡过程。从实验数据看来，尽管直流特性负微分电阻现象不明显，但在电场强度高于 75kV/cm 的时候电子可以发生显著的量子隧穿现象，使得电流过早地出现饱和现象。目前关于负微分电阻的热电子效应有两种可能性，一个就是电子密度的降低，另一个则是潜在的能谷转移现象。前面已经说过 GaN 材料具有高的能谷分离，因此第二种现象则可以排除，因而第一种情况有可能起到主导作用。在图 8 中，我们可以看出在没有迁移率修正的情况下，高

场下的负微分电阻现象相当严重，则器件高场下的负微分电阻现象有可能是由于器件沟道电子密度降低而引起的。在图 10 中，我们得到高场下的器件电势分布情况，可以看出在器件栅极附件处沟道电势呈现出明显地波动。由于沟道电子耗尽，在器件栅极附近出现一个尖锐的势垒结构，电子在该区域可以出现明显的速度过冲现象，尖锐势垒的形成可以导致载流子迁移率的剧烈变化，应该势垒越尖负微分电阻现象越明显，在对比图 c 之后我们可以得出结论，在有界面散射的情况下器件负微分电阻出现明显地减弱，这主要是 GaN 和 InGaN 沟道当中的电子在实空间发生垂直转移过程中动量分布变化所导致的，整体上说，器件热电子所导致的负微分电阻的形成主要在于沟道电势的非均匀分布。

为了有效得到电子受声子散射的规律，我们通过求解方程 23 得到声子能量分布情况。在声子占有率计算的时候我们引入热声子温度的概念来定性表示晶格振动的强弱。在图 11 中我们得到热声子温度随热电子温度的变化规律，可以看出热声子温度近似等于热电子温度，局域沟道的晶格能量与电子能量相对应。另外，在这个图中我们还可以发现外部所提供的电子功率要略高于声子能量，而由于光学声子具有较长的寿命所耗散的电功率只占所提供的功率的一小部分。这也说明了 GaN 器件功率转换效率低下的一个重要因素则是光学声子寿命过高所导致的，这个结果与实验所测结果一致^[26]。

通过上述研究，我们知道为了提高器件的功率转换能力，最为重要的则是降低热电子效应和声子效应造成局域沟道过多的能量。图 12 所示为器件饱和电流随势垒层 Al 组分的变化情况，在上一小节中我们知道高铝组分势垒可以降低器件的热电子效应，因而提高器件 Al 组分有利于降低热声子效应。我们可以看出器件饱和电流近似线性上升，所以在实际器件应用过程中，高铝组分势垒工艺技术的改进以提高器件的晶格质量是实现未来高性能器件的有效途径。目前，可以通过多种方法实现高铝势垒器件包括有效温度控制、载气和层厚度控制等，并且在 InAlN 势垒器件可以得到比 AlGaIn 势垒结构更好的晶格质量。

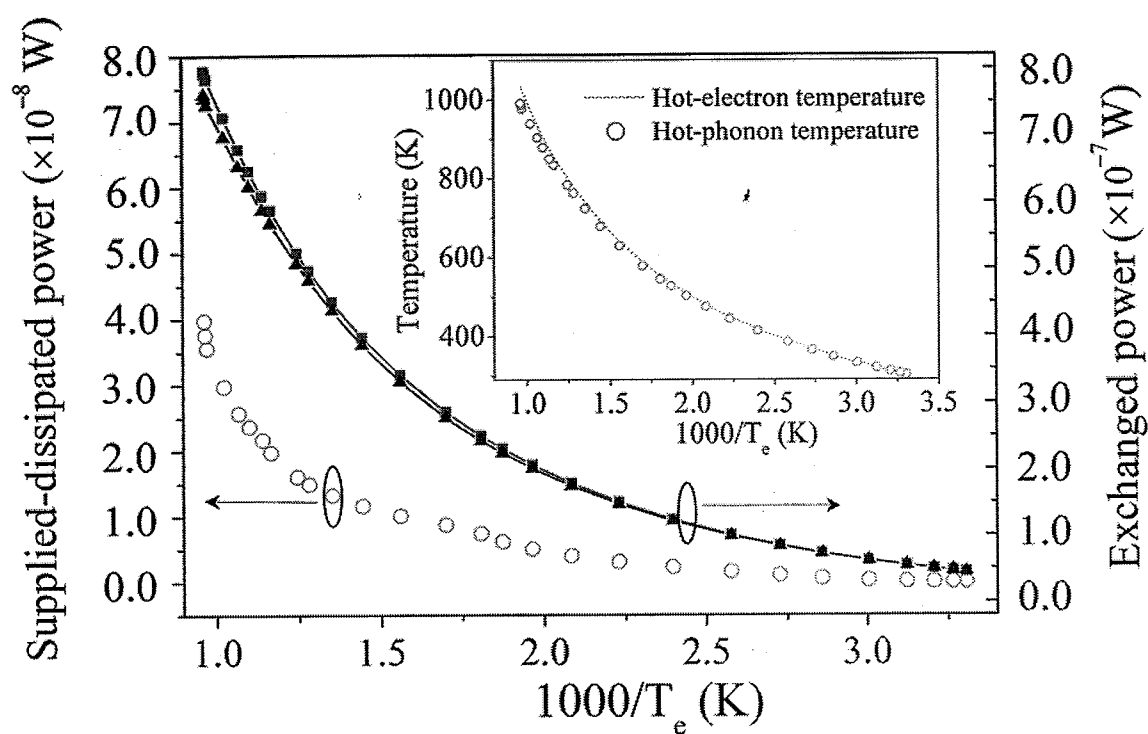


图 11. 双异质结器件高电场下的热电子—热声子能量分布状态, 所交换的能量要比热耗散的能量高很多, 内图为提取的热电子和热声子温度比较。

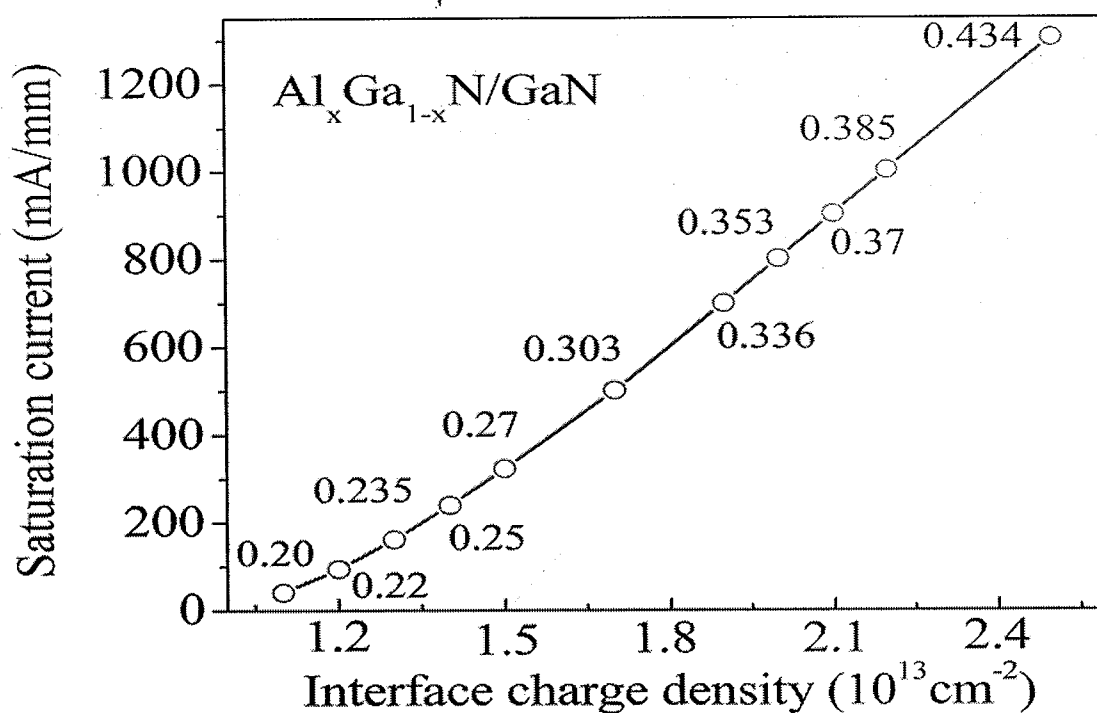


图 12. 不同 Al 组分下的双异质结器件的饱和电流变化特性。

§ 2.4 小结

本章主要研究了 III-氮化物的材料特性包括禁带、载流子迁移率、极化性质等, 并获得器件的不同参数以及由此开发了新型器件结构, 包括不同极化器件、双异质结器件。为克服传统 GaN 基器件的性能极限, 自加热和热电子效应是必须研究的两方面重要问题。本章比较了传统 GaN 基器件和超薄高铝组分器件的自加热效应, 并建立了器件散热的理论模型, 针对以后的器件优化包括材料选取、结构设计等提取了有效参数, 进而可以提供有效简便的方法。在双异质结器件研究过程当中, 材料极化在性能优化方面具有十分重要的地位, 不同材料其极化性质往往是不同的, N 面和 Ga 面极化, 材料反向极化等为克服热电子效应提供了有效的途径。为了提高器件的性能, 传统 GaN 基器件将会逐渐被多异质结器件或新型势垒器件结构所替代, 但声子效应和自加热效应的物理机制目前还不十分明确, 包括器件声子衰减通道、电子浓度变化对晶格振动的影响等, 这些都是未来所需要考虑的问题。之后, 本章针对复杂器件结构提出迁移率散射理论模型, 并得到与实验一致的结果, 建立非平衡声子—电子相互作用物理图像, 包括器件能量耗散和器件能量局域对功率转换特性的影响等。综上所述, 器件的性能提高包括自加热和热电子效应的降低, 最为重要的则是解决器件热声子能量局域的问题, 这是内因, 而器件散热能力的提高有赖于器件结构的优化和导热材料的选择。

参考文献:

- [1]O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* 1999, 85(6):3222-3233.
- [2]O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff and L. F. Eastman, Pyroelectric properties of Al(In)Ga_N/Ga_N hetero- and quantum well structures. *J. Phys: Cons. Matt.* 2002, 14(13):3400-3434.
- [3]F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Phys. Rev. B.* 1997, 56(16): R10026.
- [4]F. Bernardini and V. Fiorentini, *Phys. Rev. B.* 2001, 64, 85207.
- [5]W. Chikhaoui, J. M. Bluet, C. Bru-Chevallier, C. Dua and R. Aubry, Deep traps analysis in AlGa_N/Ga_N heterostructure transistors, *Phys. Status. Solidi C.* 2010, 7(1):92-95.
- [6]M. Gassoumi, O. Fathallah, C. Gaquiere, H. Maaref, Analysis of deep levels in AlGa_N/Ga_N/Al₂O₃ heterostructures by CDLTS under a gate pulse. *Physica B.* 2010, 405, 2337-2339.
- [7]E. Arslan, S. Butun, Y. Safak and E. Ozbay, Investigation of trap states in AlIn_N/Al_N/Ga_N heterostructures by frequency-dependent admittance analysis. 2010, 39(12): 2681-2686.
- [8]R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller and U. K. Mishra, The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGa_N/Ga_N HFETs. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2001, 48(3):560-566.
- [9]E. W. Faraclas, A. F. M. Anwar, AlGa_N/Ga_N HEMTs: Experiment and simulation of DC characteristics, *Solid-State Electronics*, 2006, 50:1051-1056.
- [10]Y. Chang, Y. Zhang, Y. Zhang, K. Y. Tong, A thermal model for static current characteristics of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors including self-heating effect. *J. Appl. Phys.* 2006, 99(4):044501-1-5.
- [11]N. Braga, R. Mickevicius, R. Gaska, X. Hu, and M. S. Shur, Simulation of hot electron and quantum effects in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors. *J. Appl. Phys.* 2001,

95(11):6409-6413.

- [12]J. Liu, DC and RF characteristics of AlGa_N/Ga_N/InGa_N/Ga_N double-heterojunction HEMTs. IEEE Trans. Electron Devices, 2007, 54(1):2-9.
- [13]J. Liu, AlGa_N/Ga_N/InGa_N/Ga_N DH-HEMTs with an InGa_N notch for enhanced carrier confinement. IEEE Electron Device Letters, 2006, 27(1):10-12.
- [14]B. J. Thibeault, B. P. Keller, P. Fini, U. K. Mishra, C. Nguyen, N. X. Nguyen, and M. Le, IEDM Tech. Dig., 1997:569.
- [15] R. Gaska, A. Osinsky, J. W. Yang, and M. S. Shur, IEEE Electron Device Lett. 1998, 19(3), 89-91.
- [16] Y. Cao and Debdeep Jena, Appl. Phys. Lett. 2007, 90, 182112.
- [17]A. Adikimenakis, K. E. Aretouli, E. Iliopoulos, K. Tsagaraki, G. Konstantinidis, and A. Georgakilas, Microelectronic Engineering, 2009, 86, 1071.
- [18]N. Braga, R. Gaska, X. Hu, M. S. Shur and R. Mickevicius, J. Appl. Phys. 2004, 95, 6409.
- [19]Tsun-Hsing Yu, and Kevin F. Brennan, J. Appl. Phys. 2002, 91, 3730.
- [20]E. A. Barry, K. W. Kim and V. A. Kochelap, Appl. Phys. Lett. 2002, 80, 2317.
- [21]J. H. Leach, C. Y. Zhu, M. Wu, X. Ni, J. Xie, Effect of hot phonon lifetime on electron velocity in InAlN/AlN/GaN heterostructure field effect transistors on bulk GaN substrate. Appl. Phys. Lett. 2010, 96(13):133505.
- [22]M. Ramonas, A. Matulionis and L. Rota, Monte Carlo simulation of hot-phonon and degeneracy effects in the AlGa_N/Ga_N two-dimensional electron gas channel. Semicond. Sci. Technol. 2003, 18:118-123.
- [23]A. Dyson and B. K. Ridley, Phonon-Plasmon coupled-mode lifetime in semiconductors. J. Appl. Phys. 2008, 103(11):114507.
- [24]G. P. Srivastava, Origin of the hot phonon effect in group-III nitride. Phys. Rev. B. 2008, 77(15):155205-1-6.
- [25]A. Matulionis, J. Liberis, I. Matulioniene, and M. Ramonas, Hot-phonon temperature and lifetime in a biased Al_xGa_{1-x}N/GaN channel estimated from noise analysis. Phys. Rev. B. 2003, 68(3):035338.
- [26]J. Liberis, I. Matulioniene, A. Mutulionis, InAlN-barrier HFETs with GaN and InGa_N channels. Phys. Status Solidi A, 2009:1-11.

第三章 场效应晶体管太赫兹探测器

本章主要介绍了场效应晶体管太赫兹探测器件的工作原理，短沟道器件的弹道输运特性和交变电导率随频率的变化特性。并介绍了器件的传输线理论模型和探测机理，以及基于量子力学和经典方法的比较。基于目前等离子体波探测的实验进展、等离子体波在沟道的传播特性和流体力学非稳定性，不同材料器件下的性能比较。

§ 3.1 场效应晶体管弹道输运性质及其高频特性

电子弹道输运极限在亚 50nm 范围具有广泛的研究意义，因为这关系到集成电路发展的重要课题。在硅 MOSFETs 中，由于相对较低的表面层电子迁移率，器件性能要低于其在弹道极限下的 50%，另一方面对于高电子迁移率器件来说，亚 50nm 器件将会工作在弹道范围。在交变信号作用下，器件的电导率可以近似用 Drude 方程来表示

$$\sigma_{\text{Drude}}(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau_p} \quad (1)$$

其中 ω 为角频率， τ_p 为动量弛豫时间， σ_0 为直流电导率。方程 1 考虑了高频下电子运动的惯性。对于这个方程，可以用传输线理论来表示，这将在下一小节解释。电导率的虚部对应于串联电感量 $L = \tau_p / \sigma_0$ ，预示着电子惯性对电磁能的存储效应。方程(1)适用于碰撞主导下的电子输运。而在弹道输运情况下，电子迁移率失去了原有的物理意义，因为这个时候电子并不受到杂质或是声子的散射作用^[1]。但是在低电场下，迁移率的概念仍然可以描述电子的直流特性，这个时候的迁移率则为弹道迁移率，由热电子运动所决定：

$$\mu_{\text{bal}} = \alpha \frac{eL}{mv_{\text{th}}} \quad (2)$$

其中 v_{th} 为电子的热速度。在高频情况下，电流由费米面附近处的载流子运动所决定，并且当在源漏处施加小的交变电压 V 和频率 ω 时，器件沟道的电压降主要在源漏结处，每边的电压降为 $V/2$ 。因此，对器件来说，对交变电流有贡献的电子数为

$$\Delta n = \frac{1}{2} eVg \quad (3)$$

其中 g 为电子态密度取决于电子的维度。对于处在费米面处的电子来说，其电流大小为 $I = ev_F \Delta n$ 。在交变电压信号的作用下，电子运动出现延迟现象，这一相位差使得电流出现明显的振荡现象，举例来说，当器件源漏间距在 L 的时候，电子延迟时间为 $L/v_F + T/2$ ，导致电流产生一个位相差，电流随时间的变化可以写成

$$I(t) = I_0 \exp(-i\omega t)(1 + \exp(-i\omega L/v_F)) \quad (4)$$

器件的导纳 dI/dV 可以表示成角频率 ω 的振荡函数，并且具有实部和虚部之分，这说明高频器件电导可以呈现出电感效应。

以上是对器件高频特性最直接的描述，但在处理上忽略了电子的局域效应，电子在沟道中的非均匀分布现象。实际上在器件沟道当中，尽管是弹道输运，在电子之间距离小于电子波函数衰减距离的情况下，电子可以发生明显的库仑相互作用，因而情况更加复杂。这个时候器件的电流特性严格来说应通过求解玻尔兹曼方程，包括电子—电子，电子—空穴，以及各种杂质声子效应，从而自洽得到载流子的分布函数。对于高浓度的电子气，Feimi-Dirac 分布函数可以近似地描述电流输运问题，因而器件在这个情况下可以简化成流体力学表达形式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\mathbf{v}) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\frac{e}{m_2}\mathbf{E} - \gamma_2(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{dr}) \quad (6)$$

其中方程 5 代表粒子数守恒，而方程 6 则是最重要的对电子速度进行描述的欧拉方程，在这个方程的左边考虑了电子速度的空间分布状态，在方程的右边考虑了自洽电势和各种在杂质或散射对电子速度的衰减，在没有这一项的时候，器件则是弹道传输，那么这个时候电子流的运动在空间上是非均匀的，而这种非均匀又造成电场的变化，最终导致器件形成一个分布式的电阻和电感。

§ 3.2 等离子体波的形成及其传输线理论

电子气持续的库仑振荡是等离子体波形成的重要原因，但是要实现等离子体波的振荡则需要满足特定的条件。首先，等离子体波的速度要远低于光子在介质中的速度，这在时间上就有一个延迟效应，对于真空入射的光子而言，需要提供足够的动量才能使得电子气密度发生周期性的振荡也就是等离子体波的形成^[3]。因而在先前金属表面等离子体薄膜实验中，电子能量损失谱可以在紫外波段出现由于等离子体波的激发造成的强的能量损失。此后，在很多金属结构中，包括各种纳米颗粒、纳米球壳、纳米线，观察到了近红外等离子体波共振^[4]。纳米金属结构可以对入射光场进行调制，从而在金属结构表面形成各种动量分量的近场，最后在金属表面形成稳定的光子态。在半导体中，等离子体波在振动形式上

与金属表面等离子体是类似的，半导体等离子体波尤其是二维电子气不受材料本身介电特性的制约，也就是介电常数 $\epsilon(\omega) < 0$ 的条件可以不成立。为了有效的描述等离子体波的传播特性，首先必须知道等离子体波在介质当中的色散行为。最初 Lindhard 等人通过介质理论，求解介电常数在频率 ω 处的发散行为得到等离子体波的色散形式，在材料介电常数计算方面，也可以通过量子力学的方法或半经典理论，得到材料的极化随入射光强度、频率的变化或是电子从 K 态向 K' 态偶极矩阵元^{[5][6]}。

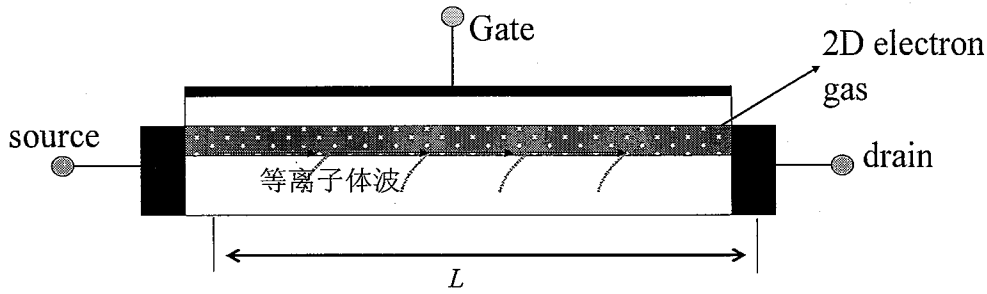


图1 等离子体波场效应晶体管示意图，箭头所示为等离子体波的传播方向，虚线表示等离子体波电场在器件势垒层区域和衬底区域的穿透强度呈指数衰减。

对于弹道场效应晶体管来说，等离子体波在器件沟道的传播并不违反流体力学方程，集合电子激发正是电子频繁发生库仑相互作用的结果，因而可以从流体力学方程中得到等离子体波的色散关系。对在交变电场作用下，一阶近似电子速度和电子浓度可以表示成

$$v = v_0 + v_1 e^{i\omega t - ikx}, \quad n = n_0 + n_1 e^{i\omega t - ikx} \quad (7)$$

通过线性化流体力学方程到一阶近似下，可以得到等离子体波的色散形式如下

$$\omega_k = \sqrt{\frac{ne^2 d}{m^* \epsilon_0 \epsilon_b}} k \quad (8)$$

其中 ϵ_b 为材料介电常数，注意在方程8中采用了平行板电容模型简化电场和电子密度的关系。在方程8中等离子体波的波矢 k 由器件沟道的边界条件所决定，对于反对称边界条件，及当满足驻波条件时，等离子体波才可以发生持续振荡行为，而在对称性边界条件下，波矢 k 可以类似于F-P共振腔的形式量化， $(2n-1)/L$ ， L 为器件沟道的长度。等离子体波的共振频率由电子浓度、有效质量以及器件尺度等方面决定，对于GaAs材料来说，器件沟道电子浓度可以达到 10^{12}cm^{-2} 以上， $0.15 \mu\text{m}$ 的栅极长度可以实现1THz频率的等离子体波的振荡^[7]。对于太赫兹频率的光子波长在 $3 \mu\text{m}$ 到 $300 \mu\text{m}$ 之间，因而要比器件的尺度大一个或两个数量级以上，介质层厚度 d 要远小于等离子体波的波长，这个时候器件的平行板电容近似才得

以成立。在短波长范围内，平行板电容模型需要进行修正，电子间有效库仑势代替基于平行板电容模型的电势，也可以由流体力学模型得到等离子体波的色散。以上模型则是通过经典方法求电荷振荡行为，但也可以由介质理论出发可以先求得电子气体体系的极化率

$$\chi(q, \omega) = \frac{e^2}{q^2 \Omega} \sum \frac{f_0(E_k) - f_0(E_{k+q})}{E_{k+q} - E_k - \hbar\omega} |\langle n_1, k | e^{-iq \cdot r} | n_2, k + q \rangle|^2 \quad (9)$$

f_0 为费米—狄拉克占有概率，动态屏蔽函数/介电常数

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + v_c(q) \chi(q, \omega) \quad (10)$$

其中， v_c 为二维库仑相互作用的傅立叶变换形式。当等离子体波激发的情况下，介电常数会出现一个突变，即 $\varepsilon(q, \omega) = 0$ ，这样就可以得到等离子体波的色散，在长波极限下可以得到方程 8 所示的色散形式：

$$q^2 = \varepsilon_b \omega_p^2 / c^2 + (\omega_p^2 / a)^2 \quad (11)$$

其中 $a = Ne^2 / m^* a_b$ ，对于小的 q 值 11 式中的第一项占据主导地位，而在较大的 q 值时第二项占主导，但是不论是哪种结果，等离子体波的波矢必须大于光子在真空中的波矢，因而为了实现等离子体波的激发首先要提高光子动量。此后，Mikhailov 和 Allen 等^{[8][9]}人研究了光栅耦合下的太赫兹光子吸收谱，发现强的等离子体波导致的共振吸收现象，并通过高频电导率模型预测了峰的位置和强度随电子浓度的变化趋势，得到了跟实验相一致的结果，为等离子体波基础理论的研究奠定了基础。

表 1 不同材料基模等离子体波共振频率，0.1 μm 栅极长度

材料类别	迁移率 $\mu(\text{cm}^2/\text{Vs})$	m/m_e	$\omega(\text{THz})$
Si (300K)	1,200	0.19	7.7
Si (77K)	20, 000	0.19	0.46
GaAs(300K)	8,000	0.063	3.5
GaAs(77K)	300,000	0.063	0.093
GaN (300K)	900	0.22	10
GaN (77K)	5,000	0.22	1.6

到此，我们知道两种不同理论可以得到类似的结果，这就是经典和量子力学在宏观上的统一，同时我们也可以由这两种不同路径得到电子在费米面附近处的电导率。在上一小节

中, 我们已经知道器件在高频下其沟道电导率呈现出电感量, 那么 Drude 模型在带内电子跃迁过程中是可以成立的。Allen 等人通过光学手段验证了电子气系统在高频下的 Drude 表达, 表明在高电子气浓度下, 该电导率模型则具有较高的精度, 而在低电子浓度下, 电子弱局域化现象会造成电导率降低, 理论与实验产生了分歧。在电子发生弱局域化的时候, 传统玻尔兹曼方程则是不适用的, 电子的连续性以及电子流的扩散和漂移都会受到抑制作用, 这个时候等离子体波很明显会发生严重衰减。这在强低温条件下是可能存在的, 而在我们的一般研究过程中, 主要是高温下二维电子气的密度很高, 这个时候我们可以完全用 Drude 模型来得到电子流的变化规律。

前面已经提及到 Drude 电导率在高频下是一个复数, 虚部则代表电感分量, 对于我们的器件来说除了电感分量外, 分布电容也是一个非常重要的参数, 电容参数对等离子体波的振荡起到一定的衰减作用。当 $\omega\tau > 1$ 的时候, 电感量在器件沟道当中是占据主导的, 等离子体波频率 $\omega \sim (LC)^{0.5}$ 。器件单位长度高频电阻、电感和电容分量

$$R_g = \frac{1}{e\mu W n_s}, L_g = \frac{m^*}{e^2 W n_s} \quad (12)$$

$$C_g = \frac{\epsilon W}{d} \quad (13)$$

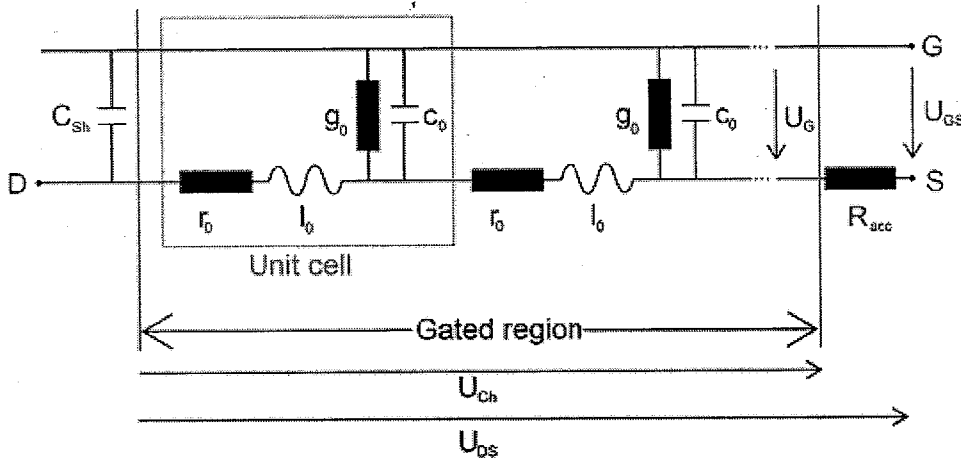


图 2 器件在高频下的传输线模型表达, C_{sh} 为栅漏电容, r_0 和 c_0 为器件沟道电阻和栅到沟道电容, g_0 为栅漏电阻, R_{acc} 为过渡区电阻。

通过(12)和(13)式可以近似得到等离子体波的频率 $\omega \sim (e^2 dn_s / m^*)^{0.5} / L$ 与理论得到的值大致一致。当 $\omega\tau < 1$ 的时候, 等离子体波会发生严重的衰减, 这个时候器件交变电导率几乎等于直流电导率, 电感效应可以忽略, 这个时候器件是一个宽带探测器。基于这个宽带特性, 目前可以在宽带太赫兹调制器中有着重要的应用价值。RC 回路对交变信号起到了衰减作用,

其有效衰减距离 $L_{\text{eff}} \sim (2/r_0 c_0)^{0.5}$ 。对于器件来说,除了栅极沟道部分之外,器件源栅和漏栅过渡区域的电阻则视为负载成份,影响振荡的有效距离,对于有等离子体波振荡的频率范围内,该距离会造成波的振荡频率要比理论计算值低进而降低器件的电压可调范围。

§ 3.3 等离子体波太赫兹探测器的原理和实验进展

继等离子体波晶体管太赫兹振荡发现后, Dyakonov 和 Shur 两人通过求解流体力学方程计算得到器件沟道电势非均匀分布行为。流体力学方程具有非线性特性,包括电子运动由于扩散、对流使得器件沟道形成一个随时间平均不为零的量。为了讨论的简化我们以异质结界面的二维电子气为例,并分析一维情况。由于流体力学非线性性,电子浓度和电势有着随时间平均不为零的量,也就是光学响应信号,在器件受到交变信号调制的前提下,我们假设忽略高阶小量,只精确到二阶值,对流体力学模型进行简化,采用 Drude 电导率模型^[10]

$$j = \sigma \frac{\partial U}{\partial x}, \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

采用平行板电容模型可以近似可以得到一阶近似电压为

$$U_1 = U_a e^{-\kappa x} \cos(\omega t - \kappa x) \quad (15)$$

其中 κ 为有效衰减常数。由于流体力学非线性性,二阶常数直流分量,可以由一阶项的平方所导致的,最后造成二阶非线性项的电压信号为

$$U_2(x) = \frac{U_a^2}{4} \left[\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dU} \right]_{U=V_g} (1 - \exp(-2\kappa x)) \quad (16)$$

以上式子表明,在器件受到太赫兹辐射调制的情况下,二阶分量随时间平均不为零,而一阶小量则是时间的周期性函数,因而在探测过程中所得到的光响应就是 16 式所指示的结果。另一方面从二阶项可以看出,光学响应信号跟入射光的功率是成正比的,因而在器件设计过程中为了增强光学响应,实现有效的光电耦合是一个重要的方面。

继载流子流体力学模型和光学响应模型建立以后,等离子体波太赫兹探测器在太赫兹实验研究中具有重要的科学地位。电压可调探测、室温工作能力以及工艺成熟性等方面的优势,该类器件纷纷得到研究人员们的青睐。最初在进行太赫兹探测实验主要是基于 AlGaAs/GaAs 异质结 HEMT 器件, GaAs 工艺在 20 世纪 70 年代左右就已经比较成熟了,载流子迁移率在低温情况下可以达到 $10,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 以上。通过 BWO 太赫兹源产生 600GHz 辐射, Knap 等人研究了 8K 到 300K 温度下的 $0.15 \mu\text{m}$ 栅极长度下 AlGaAs/GaAs 单个器件电

压光响应,发现随着温度降低光响应增强并出现了一个明显的共振峰结构,而共振质量因子 $\omega\tau$ 在大于 8K 的高温情况下小于 1。因此,在温度较高情况下,等离子体波出现严重的衰减现象,这对于实际器件的应用都是不利的。为了提高等离子体波质量因子,人们开始将目光投向 InGaAs/InP 和 InGaAs/InAlAs 器件上来,并且使用更高的激发频率,在 50nm 栅极长度上实现了 1.8THz, 2.5THz 和 3.1THz 频率的探测,对不同频率下光响应位置进行拟合得到了与理论预言相一致的结果,验证了等离子体波探测器的电压可调探测能力。虽然在以上实现太赫兹探测器件当中,研究人员通过降低栅极长度以提高器件的探测频率和质量因子,但是对于传统方法器件来说,该量级器件尺度还是比较乐观的^[11]。但是唯一不足之处,上述器件都是工作在低温情况下。此外,虽然器件的共振频率位置和理论的结果一致,但是在器件的共振质量因子计算上,实验和理论相差甚远。对于 InGaAs/InAlAs 来说,低温 10K 下,器件的载流子迁移率可以达到 $100,000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 以上,相对于 AlGaAs/GaAs 器件来说,质量因子可以达到 10 倍以上,而实验得到的值却比理论预测值小一个数量级。因而造成等离子体波衰减的物理机制是一个亟待解决的重要问题。

除了 III-V 族器件之外, Si CMOS 器件太赫兹阵列探测结构目前也取得了较大的进展。基于硅工艺太赫兹探测最具有商业价值,在天线集成和成本方面都是最低的。对于硅 MOS 器件来说器件工作在非共振范围, Knap 等人在室温下实现了 0.7THz 频率的探测实验,发现在 300nm 栅极长度下器件具有较强的光响应,并得到噪声等效功率小于 $100\text{pW}/\text{Hz}^{0.5}$ 。另一个较为有效的方法实现 Si CMOS 成像则是基于分布式电阻自混合效应, Glab 等人^[12]基于商业硅工业手段开发 3×5 像元阵列。基于自混合效应,栅长的限制可以大大地降低,同时他们将天线板结构集成到 n 型沟道场效应晶体管,该类器件相对于直接探测而言显著的不同之处则是在器件栅极上施加一个局部振荡信号,而所探测信号则是在同一激光源中分离出来,通过深入探测物体内部获得,结果表明该器件可以在 20MHz 光调制频率下不出现明显的信号衰减,这在实时太赫兹成像有着重要应用。同时, Schuster^[13]等人开发了 64 像元高集成焦平面阵列结构,采用两种蝴蝶型天线耦合方式和直接非共振探测方式,在器件沟道开闭处得到了大的光响应信号,响应频率在 0.2~1THz 范围,器件栅极的长度在 100~300nm 之间。多元像素集成可以提高器件的响应率,实验中器件响应率可以超过 $3\text{kV}/\text{W}$,噪声等效功率可以降低至 $8\text{pW}/\text{Hz}^{0.5}$,如此高的性能可以超过目前商业器件,例如室温太赫兹 Golay 器件其噪声等效功率在 $200\sim 100\text{pW}/\text{Hz}^{0.5}$ 之间,热释电探测器其等效功率在 $400\text{pW}/\text{Hz}^{0.5}$ 。因而,晶体管太赫兹探测器件高响应速率和片上集成能力可以具备实现高信号放大和实时成像的多种优势。

以上介绍了关于晶体管太赫兹非共振探测原理,但在共振探测方面器件工作温度往往较低,这往往增加器件的制造成本。对于分布式电阻耦合探测器来说,器件速度受 RC 时间常数的制约,往往还是很难超过 1THz 以上的范围。而共振探测器由于等离子体波的激发,探测速度往往更快,因而在选择性目标物体识别等方面具有独特的优势。但对于 GaAs 类器件来讲,室温下器件质量因子小于 1 从而限制了器件的共振室温探测的能力。在 Dyakonov 和 Shur 等人的理论工作中有关于等离子体波太赫兹放大的理论解释。可以想象,对于入射的经典波如水波在下游处受到限流的时候(水波速度 V_0 , 振荡传播速度可以大于水波速度为 $S+V_0$), 可以反射回来的反射波的速度要小于 S , 为 $S-V_0$, 从而波的振幅可以超过入射波的幅度, 从而器件具有放大的能力。器件的放大比例常数为

$$\gamma = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right| \quad (17)$$

s 为等离子体波的速度,对于晶体管电子来说,其热速度和饱和速度都要比等离子体波的速度要小一个量级。对于器件长度 L 来说,等离子体波来回一个周期所需的时间为 $\tau = L/(s+v_0) + L/(s-v_0)$, 在时间 t 以后波的幅度变化为 $[(s+v_0)/(s-v_0)]^{t/\tau}$ 。因而,直流驱动下等离子体波具备放大的能力。这个理论相继得到实验的验证^[14], 在图 3 中,通过加直流驱动电压,等离子体波共振出现放大的现象。在实验中, Fatimy 等人采用商业化的 AlGaAs/GaAs

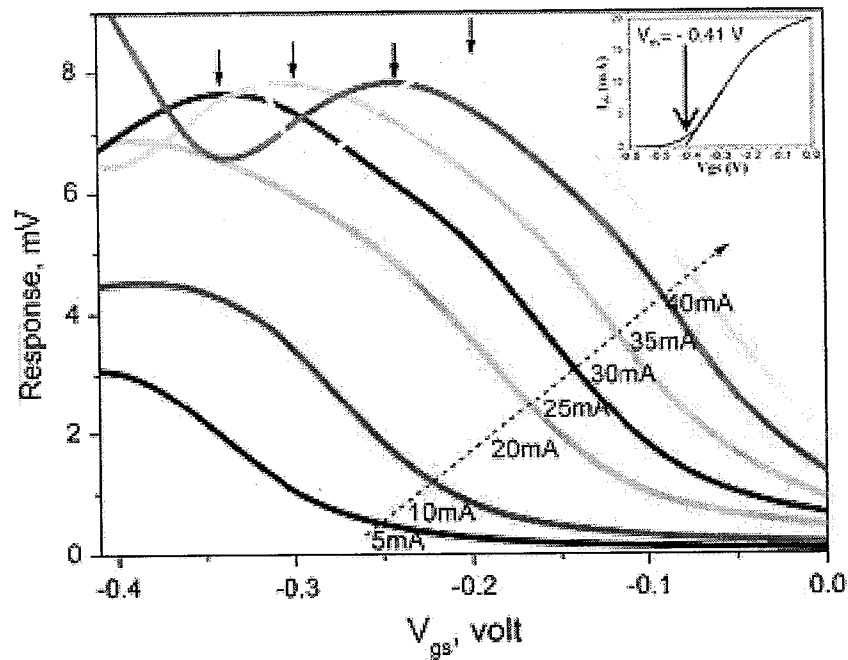


图 3. AlGaAs/GaAs 器件在 1THz 入射场调制下的光响应,通过增强漏极驱动电压光信号从非共振向共振探测转变^[14]。

HEMT 器件, 入射辐射的频率在 1THz, 直流驱动不仅仅可以提高器件的共振质量因此, 还可以提高器件的工作频率, 此外共振探测可以提高器件的信噪比。实验结果表明, 共振等离子体波的探测速度要比太赫兹时域谱仪的速度高 100 倍以上, 因而响应速度是所有探测器当中最快的。

§ 3.4 等离子体波的衰减机制

前面已经说过, 在 GaAs 或 InGaAs HEMT 器件, 为使等离子体波发生共振, 往往需要通过采取特定的手段, 比如降温、提高器件驱动电压等方式以提高器件的等离子体波共振因子。我们也看出这类器件在低温下迁移率是极高的, 理论上的质量因子要比实验测出的结果要高一个量级, 但等离子体波确实确实是客观存在的准粒子形式。这就给实验人员们造成困惑, 到底怎样才能将质量因子达到最高, 或是什么机制是导致等离子体波共振衰减的。从器件结构来说, AlGaAs/GaAs 或是 InAlAs/InGaAs 器件为了达到太赫兹范围栅极长度一般控制在 50~100nm 范围左右, 虽然可以克服传统电子渡越时间限制, 但电子平均自由程在这个时候可以超过 50nm 栅极长度, 因而电子基本上工作在弹道范围^{[15][16]}。图 5 所示为不同材料器件对应的迁移率和平均自由程, 可以看出 GaAs 材料自由程最长, 可以达

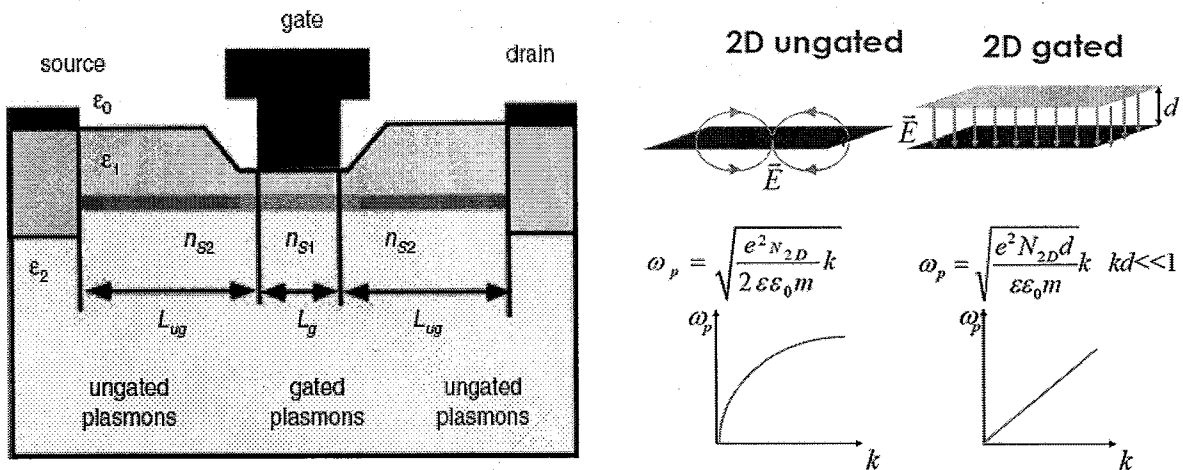


图 4 纳米 HEMT 器件结构, 其中源漏过渡区长度要远大于栅极长度, Ungated plasmon 和 gated plasmon 可以共同存在。

到 5 μm 以上, 不仅如此, 对于 Si 器件来说, 载流子平均自由程也可以达到 100nm 以上, 因而弹道效应在此范围内非常明显。在器件工作在弹道范围内, 载流子电场控制能力降低,

造成迁移率要比散射迁移率低很多，因而短栅极器件理论上来说其共振质量因子要比霍尔测量的结果低很多。但尽管如此，迁移率也不可能会出现一个数量级以上的降低，因而弹道效应在实际器件的共振展宽中并不占据主要地位。

此外，电子多体相互作用导致的粘滞系数是整个迁移率之外的一个限制等离子体波增长的一个因素。但实际计算结果表明，粘滞系数只对高阶模式有明显作用，在通常情况下粘滞系数要远小于电子散射迁移率，因而这个因素也可以排除。在传统 HEMT 器件中，沟道宽度要远大于栅极的长度，一般对于 $30\mu\text{m}$ 的宽度和 50nm 的栅极长度来说，其宽长比可以超过 60:1，这个数值是相当大的，对于整个器件来讲栅极就相当于一根线。假设等离子体波不仅可以从器件源极到漏极传播而且也从器件的宽度方向传播，器件的栅下沟道区域就相当于一个波导，从而使得这个波导可以削弱等离子体波在器件沟道当中的振荡强度，从而影响器件的质量因子，造成展宽现象，这就是所谓的波导展宽。当然，这只是一个理论上的假设，为了验证这个，法国 Knap 太赫兹组将器件进行重新设计，他们将器件 pattern 成多个沟道器件结构^[17]，的确他们在 10K 温度下观察到了明显共振光响应现象，并且可以将温度提高到 60K 以上，实验上观察到的等离子体波共振宽度要比先前观察到的小数倍以上，质量因子与理论值相一致。因而，通过刻蚀的方法降低等离子体波能量耗散可以降低其共振展宽。在当时，等离子体波导型输运被认为是限制波增长的一个主要原因。

在图 4 中我们可以看出，实际上受栅极控制部分的沟道只是占栅极区域一个很小的部分，因而大多数器件沟道则相当于负载存在，但最初关于等离子体波的理论对器件有没有栅极区域都是适用的。因而在一个器件当中等离子体波的激发过程往往会造成器件新的物理现象的发生。在图 4 所示的器件中，栅源和栅漏过渡区都可以支持等离子体波的存在。当栅下等离子体波激发的时候，由于等离子体波在栅极边界处的不连续，持续振荡过程建立表明器件的波矢发生量子化现象。在器件过渡区中未发生等离子体波共振的时候，其等离子体波谱是连续的，由于这个模式是非辐射模式，等离子体波在边界处部分反射会造成等离子体波的能量损失。在实际器件沟道中，非辐射等离子体波的能量在到达源漏接触后，最后通过电磁辐射和衍射的形式损失掉。类似于栅极控制等离子体波，过渡区等离子体波的激发在满足持续波条件的时候也可以发生共振现象。在非共振范围也即等离子体波的半波长与器件尺寸不一致时，等离子体波的波矢仍然由其色散关系所决定，而波的频率则由入射辐射所决定。这种非共振情况会造成栅控等离子体波的能量大的损失，而当等离子体波发生共振时，也就是等离子体波的波长和器件的尺度相对应的时候，情况就大大的不同了。非共振能量损失可以理解为非共振受迫振动发生在沟道腔长限制在器件的漏源电极到

栅极之间，如果源栅过渡区的长度与受迫等离子体波的半波长一致时，本征等离子体波模式将会受到激发，这个时候可以发生共振增强现象，器件两种波可以发生杂化。但是这种

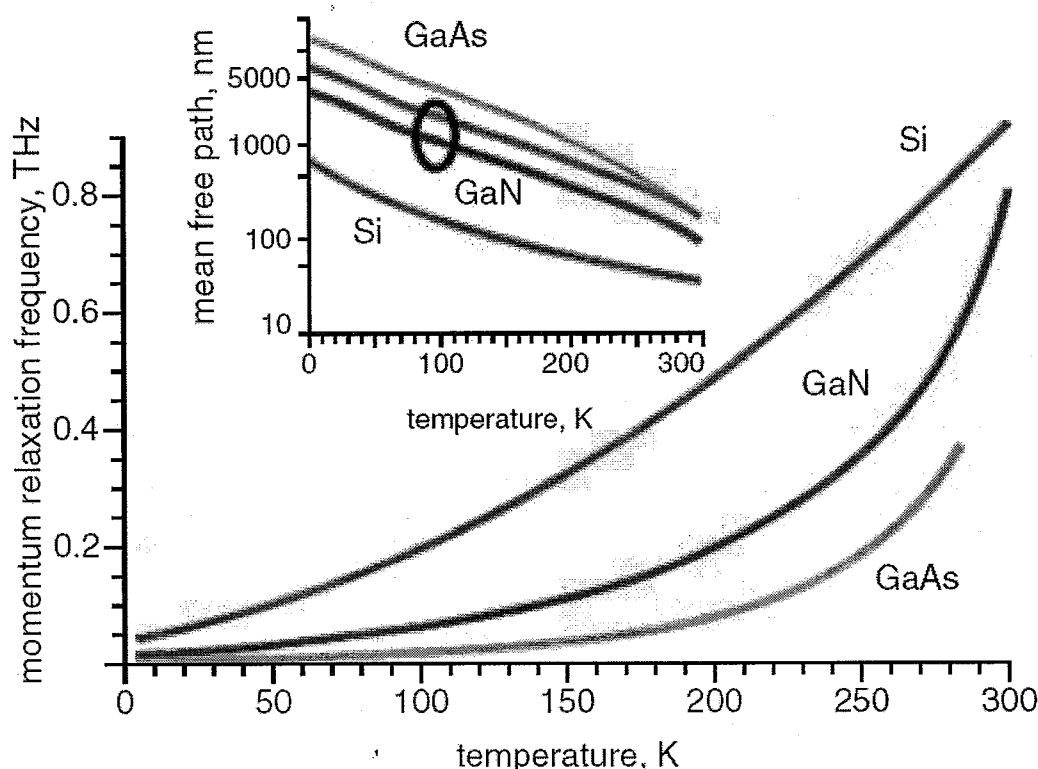


图 5 Si、GaAs、GaN 材料动量弛豫速率随温度的关系，内图为对应的载流子平均自由程^[18]。

模式在实际器件当中是不好观察到的，首先等离子体波要从受迫振动向共振激发跃迁时至少使得等离子体波的衰减降到最低，也就是电子受散射的时间要足够长。但是，这个时候等离子体波谱从非共振到共振连续变化的情况下，等离子体波是混合形式，这种模式不再是单独的由栅极控制的模式，而是针对整个器件来说的模式，因而在发生共振的时候不会出现两个峰融合的趋势，而只是一个峰的单向移动，致使很难判断器件到底是工作在哪个范围。而当电子散射增强时，等离子体波会出现明显的展宽现象，这种展宽使得共振增强也难以识别，因为等离子体波衰减特性直接降低了共振所能增强的可观察性。

综上所述，造成等离子体波衰减的物理机制目前还不十分明确，这亟待进一步机理分析和理论研究方法的深入，虽然已有几个所推崇的物理机制，但每一个物理机制都是伴随着其他机制的发生而发生，因而这也增强了实验上的难度，另一方面实验也很难深入到器件内部过程，所以这也期待对不同物理机制的理论解释。等离子体波的衰减制约着器件的实际应用，因而这个问题的解决对提高器件性能都是非常有意义的。

§ 3.5 小结

本章主要介绍了等离子体波产生的物理机制，场效应晶体管弹道输运特性以及等离子体波太赫兹探测器的工作原理。弹道场效应晶体管特性是现代短栅器件的电子输运的普遍特性，而器件工作在弹道范围时器件具有与长栅器件所没有的新的物理特性。本文通过比较不同材料的迁移率和不同电子传播速度，表明 Si、GaAs 以及 GaN 材料的平均自由程可以超过 100nm 以上，因而实验中的太赫兹等离子体器件大多工作在弹道范围。本章分析了等离子体波的输运规律，弹道输运晶体管器件由于其电子热传播特性，在高频情况下，电子相移造成短栅器件跟长栅器件产生显著不同的物理现象，弹道晶体管器件在高频情况下电子沟道特性呈现出分布电学参量。等离子体波的激发可以提高器件的响应速度，本文介绍了太赫兹放大的物理机理，直流驱动下器件从非共振向共振方向转变，在提高器件信噪比，纳米器件太赫兹放大器领域具有潜在的应用。本文还介绍了基于等离子体波太赫兹整流物理机制，流体力学非线性形成的原因以及其对器件直流特性的影响。目前，等离子体衰减问题是一个悬而未决的重要问题，虽然等离子体波理论可以预测等离子体波的共振频率，但在等离子体波的衰减方面缺少有足的证据，本文总结了目前业内关于这方面的几种合理的解释，其中波导型输运和等离子体波非共振衰减是两个最为重要的机制，但目前实验还缺少相应的可靠的手段来区分这两方面的因素，因而在后续的工作中研究这些机制的不同影响，这些机制形成的方式和主导效应都是非常重要的，解决了这方面的问题对未来宽带太赫兹器件的实现具有重要作用。目前，等离子体波太赫兹探测器的实验取得了重要的进展，焦平面阵列的开发和成像实验表明该类器件具有高集成、室温工作特性，可以降低成本具有潜在的商业价值。

参考文献:

- [1]M. S. Shur and L. F. Eastman, Ballistic transport in semiconductor at low temperature for low-power. IEEE Trans. Electron Devices. 1979, ED-26(11):1677-1683.
- [2]M. S. Shur, Low ballistic mobility in submicron HEMTs. IEEE Electron Device Letters, 2002, 23:511-513.
- [3]R. E. Peale, H. Saxena, W. R. Buchwald, G. Aizin, A. V. Muravjov, D. B. Veksler, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, M. S. Shur, Grating-gate tunable plasmon absorption in InP and GaN based HEMTs. Proc. of SPIE, 2009, 7467, 7467Q-1-8.
- [4]H. Wang, Y. Wu, B. Lassiter, G. L. Nehl, J. H. Hafner, P. Nordlander, and N. J. Halas, Symmetry breaking in individual plasmonic nanoparticles. PNAS, 2006, 103(29):10856-10860.
- [5]R. H. Ritchie, Plasma losses by fast electrons in thin films. Phys. Rev. 1957, 106(5):874-882.
- [6]C. F. Klingshirn, 半导体光学, 第三版, 科学出版社, 2007.
- [7]M. Dyakonov and M. Shur, Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current. Phys. Rev. Lett. 1993, 71(15):2465-2468.
- [8]S. A. Mikhailov, Plasma instability and amplification of electromagnetic waves in low-dimensional electron systems. Phys. Rev. B. 1998, 58(3):1517-1532.
- [9]S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Observation of the two-dimensional plasmon in Silicon inversion layers. Phys. Rev. Lett. 1977, 38(17):980-983.
- [10]M. Dyakonov and M. Shur, Detection, Mixing and Frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid. IEEE Trans. Electron Devices, 1996, 43(3):380-387.
- [11]A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta and G. Valušis, Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors. Appl. Phys. Lett. 2006, 89(13), 131926.
- [12]D. Glaab, S. Boppel, A. Lisauskas, U. Pfeiffer, E. Öjefors and H. G. Roskos, Terahertz heterodyne detection with silicon field-effect transistors. Appl. Phys. Lett. 2010, 96(4): 042106.
- [13]F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Teppe, Broadband Terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors. Optics Express, 2011, 19(8):7827-7832.
- [14]A. El Fatimy, J. C. Delagnes, A. Younus, E. Nguema, F. Teppe, W. Knap, E. Abraham, P. Mounaix, Plasma wave field effect transistor as a resonant detector for 1 terahertz imaging

applications. *Optics Communications*, 2009, 282, 3055-3058.

[15]W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Lusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, Y. M. Meziani, T. Otsuji, Field effect transistors for terahertz detection: physics and first imaging applications. *J. Infrared Milli Terahz Waves*, 2009, 30:1319-1337.

[16]F. Teppe, M. Orlov, A. El Fatimy, A. Tiberj, W. Knap, and J. Torres, Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer InGaAs transistors. *Appl. Phys. Lett.* 2006, 89(22):222109.

[17]S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, A. Shchepetov, C. Gardes, Y. Roelens, S. Bollaert, D. Seliuta, *Appl. Phys. Lett.* 2008, 92:212101.

[18]M. Shur, Terahertz technology: devices and applications. *Proceedings of ESSCIRC*, Grenoble, France, 2005.

第四章 等离子体波激发、衰减、增强

本章主要介绍了等离子体波激发的物理过程，基于流体力学方程等离子体波物理研究模型建立过程，并研究了等离子体波的耦合规律和电偶极振荡规律。在本章中，对 GaN 器件的等离子体波的电压可调性、等离子体波的衰减现象包括声子效应等进行一系列研究，表明 GaN 器件具有较宽的电压可调性质，并引入等离子体波杂化的概念，对复杂纳米结构系统的等离子体波共振频率和强度的变化进行预测，解析与计算得到一致的结果，采用表面共振层模型，对不同栅极电压下的等离子体辐射衰减以及散射衰减动态过程导致的等离子体波共振的变化做出很好的解释。此外，本章还研究了等离子体波共振频率的电压可调特性，以及共振增强和衰减现象，同时比较不同材料体系的室温等离子体波传播特性，对新型 GaN 器件包括 AlN/GaN、双沟道器件的潜在性能进行优化设计。

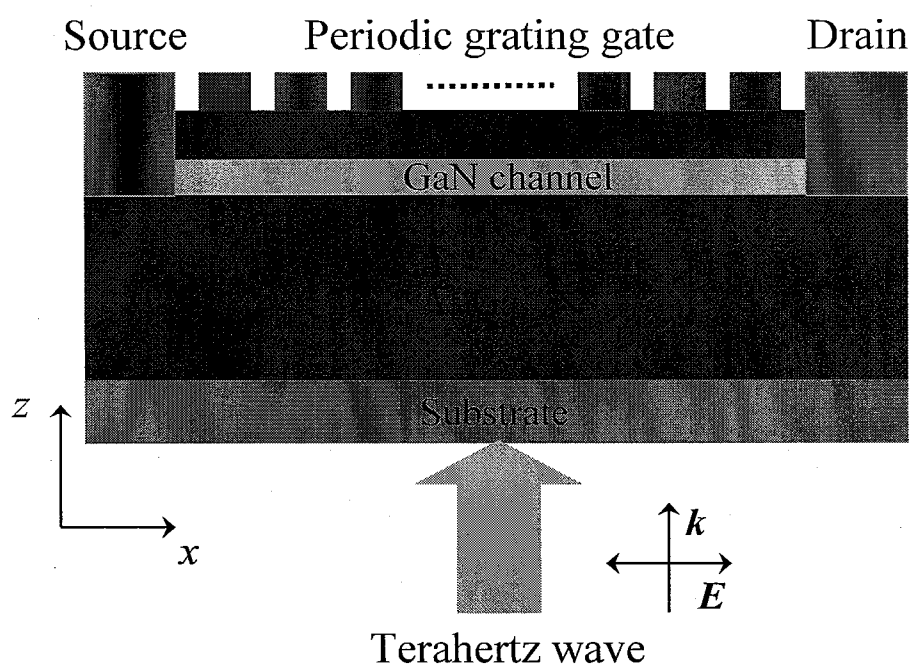


图 1 光栅耦合 GaN HEMT 器件

§ 4.1 等离子体波的激发

§ 4.1.1 物理模型和器件特性

等离子体波的激发过程则应着光子动量增大的过程，因此在激发时需要开发多种多样的天线结构，包括蝴蝶型天线，波导型或是周期性天线结构^{[1][2][3]}。在原先工作当中，金属光栅晶体管器件由于其宽带特性相继应用于 InGaAs/InP 和 AlGaIn/GaN 等异质结构器件上来

[4][5]。使用光栅耦合器有两个方面的重要用途：一个是激发器件沟道当中的等离子体波振动，通过调制各个入射场、电荷极化，另一个重要应用则是调制器件的电荷密度，实现控制等离子体波振动频率的特点。对于 GaAs 材料来说，器件工作频率较低，并且集成度不高，在我们的研究工作中，通常希望采用高浓度的材料，包括 GaN 体系。为了提高器件的工作频率，研究 GaN 材料体系的太赫兹吸收特性则是非常有必要的。

图 1 所示为光栅耦合 GaN HEMT 器件的典型结构，器件生长方式可以和先前 AlGaIn/GaN 器件类似，通过 MOCVD 或是分子束外延的方式生长，在所研究的器件结构中外延层的厚度通常要根据材料晶格质量来定，对于 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 缓冲层来说，其厚度通常在 $1\sim 2\mu\text{m}$ 范围，另一方面器件的组分 x 不能超过 15%，因为更大的组分会造成严重的晶格不匹配和界面载流子散射，并且能带不连续性会导致二维电子气密度的降低。继缓冲层之后，GaN 沟道层和 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ 势垒层可以接连生长到近似 30nm 左右的厚度。势垒层摩尔组分 y 要小于等于 30%，最后可以通过电子束曝光将器件光栅电极耦合器开发出来，整个器件制造就可以完成了。对于 AlGaIn/GaN HEMT 器件来说，测量的室温霍尔迁移率在 $1200\text{cm}^2/\text{Vs}$ 和电子浓度值在 $1\sim 3\times 10^{13}\text{cm}^{-2}/\text{Vs}$ 。对于未极化的入射光而言，其透射可以通过极化场理论来得到

$$T = (T_x + T_z)/2 \quad (1)$$

其中 T_x 是

$$\sqrt{\varepsilon_b} \left| \frac{2}{1 + \sqrt{\varepsilon_b} + \sum_{xx} \frac{4\pi}{c}} \right|^2 \quad (2)$$

其中 $\sum_{xx}$ 电导率张量为光栅电导率和二维电导率的和。光栅极化电流由 x 方向的电导率所决定并和栅极下面的二维电子气相互作用，而在 z 方向的光栅电流与二维电子气没有具体关系，因为在 z 方向上器件缺少极化场分布。 x 方向的电导率张量由各傅立叶光分量的和所决定

$$\sigma_{yy}^g = \frac{1}{\langle \rho \rangle} - \sum_{m>0} \left(\frac{\beta(m)}{\langle \rho \rangle} \right)^2 \frac{F_m}{2} \quad (3)$$

其中 $\langle \rho \rangle$ 为光栅器件二维电阻率的平均， $\rho(m)$ 是第 m 阶傅立叶系数，可以表示成正弦函数的形式

$$\beta(m) \propto \sin \frac{\pi t m}{a} \quad (4)$$

在所研究的器件结构中光栅周期为 $0.6\mu\text{m}$ ，占空比在 0.7 左右，因而在所研究的器件中器件

沟道可以看成是均匀的，这样就可以忽略非均匀器件沟道对等离子体谱的影响。在所研究的器件中，直流电压驱动下的电导率跟静态下的器件沟道电导率有着重要的区别，这个时候邻近器件单元的极化场的影响不可忽略，器件交变电流信号由下式决定

$$j(x, z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(x, x', \omega) E(x', z, \omega) dx' \quad (5)$$

其中内积 $\sigma(x', x, \omega)$ 为邻近等离子体单元造成的共振频率的色散。对于空间周期为 a 的周期性系统

$$E(x, z, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_m(z) e^{iq_m x - i\omega t}$$

其中 q_m 为倒格矢， $E_m(z)$ 为电场傅立叶幅度。进而整个电流可以表示成傅立叶谐的和

$$j(x, z, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sigma_m E_m(z) e^{iq_m x - i\omega t}$$

线性化连续性和欧拉方程后，可以得到动态电导率

$$\sigma_m = \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{i\omega}{(\omega - q_m v_{dr})(\omega - q_m v_{dr} + i\tau^{-1})} \quad (6)$$

其中， n_s 为平衡电子密度。

为了检查表面共振层的能量变化过程，首先要得到导纳量的表达进而采用传输线模型计算器件的透射、反射以及吸收，通过简化方程(1)-(3)可以得到如下所示的导纳形式

$$Y_{\text{eff}} \sim \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\omega^2 - \omega_{pm}^2 - 2i\gamma_e \omega} \quad (7)$$

在接近发生 m 阶 THz 共振的时候，器件的透射和吸收可以简化成如下的形式

$$T_m(\omega) \approx T_0 \frac{(\omega - \omega_{pm})^2 + \gamma_e^2}{(\omega - \omega_{pm})^2 + (\gamma_e + \gamma_{rm})^2} \quad (8)$$

$$A_m(\omega) \approx \frac{2\gamma_e \gamma_{rm} (1 - \sqrt{R_0})}{(\omega - \omega_{pm})^2 + (\gamma_e + \gamma_{rm})^2} \quad (9)$$

其中 $\gamma_e = 1/2\tau$ 是等离子体波耗散衰减， γ_{rm} 正比于电子密度 n_s 描述 THz 共振的辐射展宽。 T_0 和 R_0 为没有共振表面层下的透射系数和反射系数。表面共振层下的最大吸收值可以在 $0.5(1 - R_0^{0.5})$ 。为了更好地明白电磁场与二维等离子体波的相互作用，可以采用 FDTD 方法计算器件的动态响应。

§ 4.1.2 计算结果和讨论

在所研究的器件结构中,既可以用量子线结构光栅,也可以用金属光栅结构,但对于吸收来说,金属光栅结构可以降低电子散射辐射损耗。在我们的研究中,既考虑了量子线结构,也考虑了金属光栅耦合结构,量子线中的电子气密度可以从 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 调制到 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 。

太赫兹辐照下的器件的吸收谱通过傅立叶分析得到(图 2(a)所示),同时等离子体波激发的透射谱在图 2(b)中所示。图 2(a)中可以清晰地看到三类吸收峰(A_1/A_2 , B_1/B_2 和 C_1/C_2),这些吸收峰位于 1THz 到 18THz 之间,共振 A_1 的频率在 4.6THz,共振 B_1 的频率在 7.4THz,共振 C_1 的频率在 13.1 太赫兹左右。从图 2 可以看出在发生吸收最大的时候,则对应于透射最小值,另外在这些区域附近出现了强的太赫兹透射现象。当量子线的电子密度在 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 的时候,太赫兹透射率可以达到 85%。当量子线的电子密度降低的时候,等离子体波的共振峰出现红移现象,并且峰 C 出现了更加明显的移动。从这我们可以知晓,峰 C 对应于新的振动模式,这种模式相对于峰 A 和 B 而言是明显的不同的。当量子线中的电子密度低于 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 的时候,等离子体波的共振峰并未出现明显地移动。在这个时候器件不会出现明显的等离子体波共振行为,我们相信更强的吸收峰对应于更强的沿着器件沟道的等离子体波振荡,尤其当共振条件满足的时候。

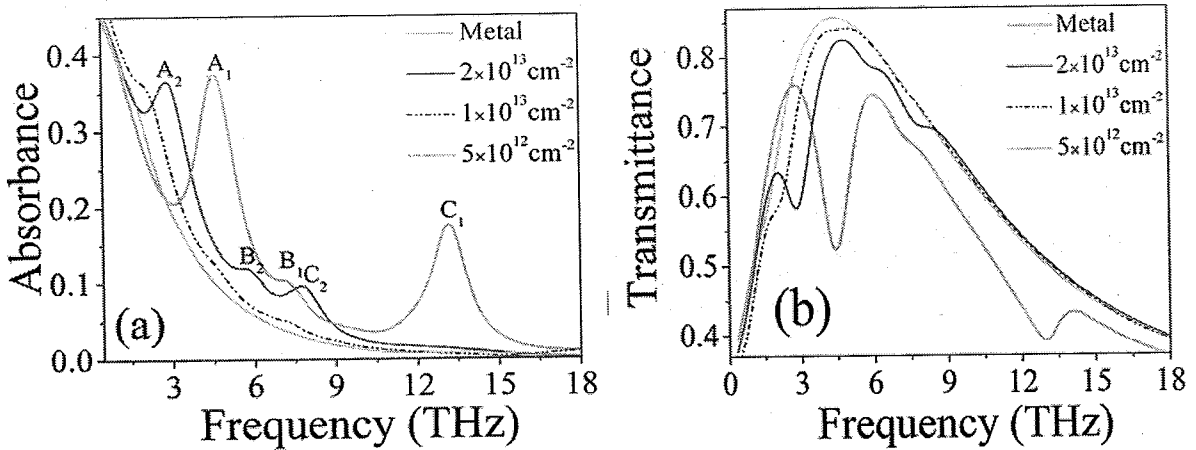


图 2 量子线和金属线光栅耦合 HEMT 器件的吸收和透射谱结构: (a)量子线和金属线吸收谱结构; (b)为两类材料组成的耦合器件透射谱结构。电子密度从 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 变化到 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 。器件沟道的面密度在 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 左右,三个吸收峰标为 A(A_1 和 A_2), B(B_1 和 B_2)和 C(C_1 和 C_2)。

我们同时提取了等离子体波激发的瞬时图像，通过连续波激发器件可以得到相应于共振峰 A、B 和 C 的电场耦合形式，电场分量的 E_x 成分和 E_z 成分在图 3(a)到(f)中所示。通过电场分布形式，我们可以得到器件的偶极振动规律，并且在图 3 中所示。图 3 的(g)-(i)中的“+”号和“-”号对应于器件沟道电子密度的耗尽和积累的过程。注意在图 3(i)中电荷分离只是暗指电荷密度波动，并且这个模式的等离子体振荡行为和图 3(g)和(h)的振荡是不同的，这种特性也可以从图 3 中的两种电场分量看出，在图 3(c)中 E_z 电场分量在沟道层两侧是朝着相同的方向的，而在图 3(a)和(b)中该电场分量则是朝着相反的方向的。鉴于这种物理现象，我们可以两类等离子体波共振模式，一种是对称性等离子体波模式主要沿着器件沟道振荡，另一种则是反对称等离子体波模式其振动方向主要垂直于器件沟道平面振荡。所以我们可以得到结论：模式 A 和 B 主要由对称性等离子体波的激发所造成的(SPM)，模式 C 则主要由非对称等离子体波模式激发造成的。注意在我们的研究过程中，我们考虑了 GaN 沟道的有限厚度，而模式 C 则是由于上下沟道表面等离子体波的相互作用杂化造成的。另外，在研究中器件的沟道在 30nm 左右，这是三角量子阱结构在常温下电子波函数的特有分布范围。在实际的晶体管沟道，电子可能占据最低的两个量子阱子带，或只有一个子带结构，尽管如此，共振 C 的性质并不随电子占据能带的位置而变化，因而我们的理论结果具有较为普适的意义。至此，我们为等离子体波激发动态响应过程的研究提供了可靠的新的思路。

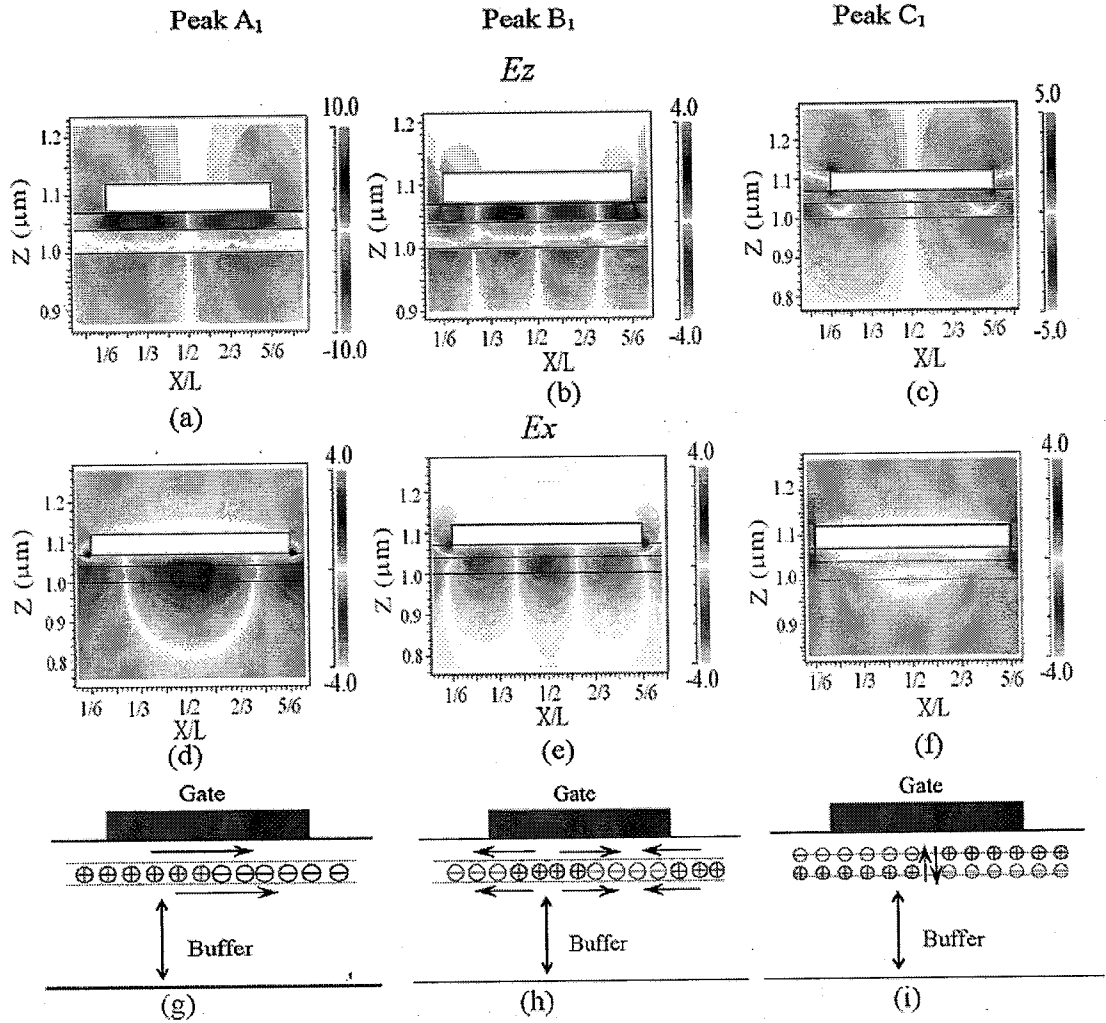


图3 太赫兹波激发下等离子体振荡瞬时场分布图，三个模式A、B和C在该图中所示，其中场分布 E_z 和 E_x 成分在第一行和第二行指出，相对坐标 X/L ， L 为光栅周期，参考场分布，我们可以提取电偶极在器件沟道当中的分布，其中箭头所示为偶极振荡方向。

在图3中，栅极长度近似于SPM等离子体波的半波长，因此这个时候等离子体波的共振条件可以得到满足，因为偶极振荡可以实现最大的电磁耦合能力。但是最大吸收比例在0.5左右，这个值与先前的表面共振层模型预测的结果一致。另外，图2中共振模式A₁和B₁较大的吸收差别可以从图3所示的电场分布特点观察出来，在图3(d)中电子偶极振荡具有较大的电偶极距，这表明有更大的电磁能量可以从外部入射电磁场转移到等离子体波上来，从而形成更强的吸收峰。而对共振C₁(ASPM)来说，进一步计算结果表明该模式也是由光栅极化所导致的，但是该模式经历了大的衰减，这主要由于其振动形式所导致的，反对称模式的电场主要局域在器件的沟道当中，因而等离子体波的电场分布受到了限制，大大降低了传播长度，例如该等离子体模式首先在栅边受极化场激发，然后沿着器件沟道经历大的衰减过程。

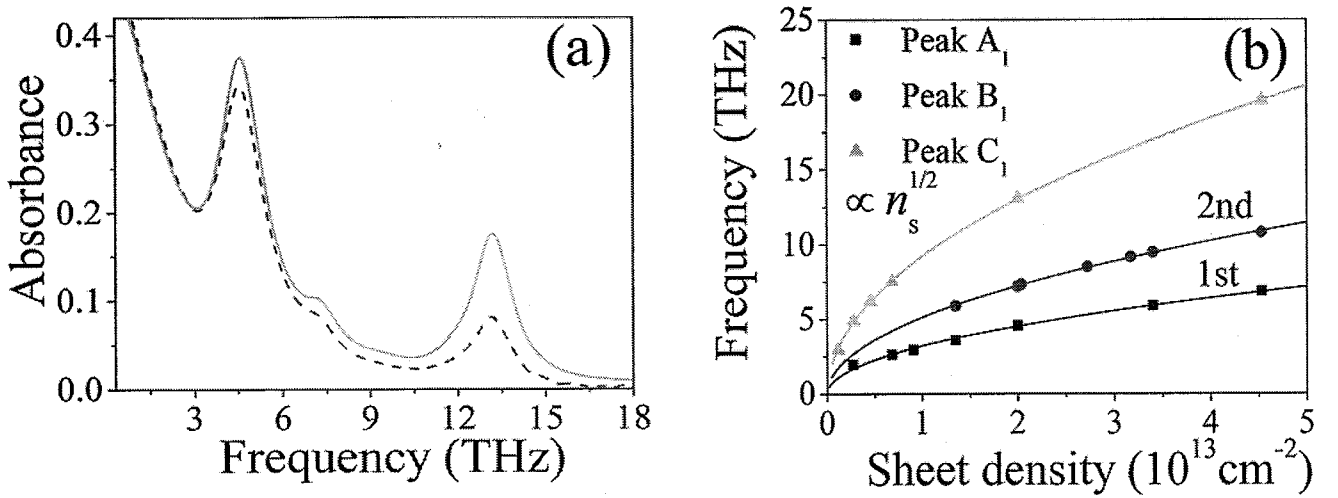


图 4(a)金属光栅耦合 HEMT 器件的吸收谱，太赫兹从光栅入射的吸收谱为红虚线所示，衬底入射为绿实现，器件沟道的面电子密度为 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; (b) FDTD 数据和公式对三个共振峰的拟合结果。

图 4(a)指出当太赫兹波从器件的背部和顶部入射的情形下器件的吸收性质，可以从图中看出峰 C₁ 出现了明显的衰减现象，但是共振峰 A₁ 和 B₁ 并未出现明显的衰减现象，这主要是由于光栅极化场并未出现明显的衰减。光栅导致的极化场沿着光栅表面传播会出现明显地衰减现象，当入射光场的频率增强的情况下，其传播长度也受到抑制。研究结果表明，模式 SPM 具有比 ASPM 更好的传播特性，而模式 ASPM 则比较容易受光子入射方向的影响。正入射和被入射情况下，光栅的极化场是不同的，背入射的太赫兹辐射导致的极化场要比正入射导致的极化场高很多。基于 GaN HEMT 器件的等离子体波吸收的研究最近在实验上也取得了相应地进展，Muravjov 等人通过傅立叶红外光谱仪测量太赫兹辐射在光栅耦合 GaN 器件中的透射谱结构得到了等离子体波的共振频率范围^[7]。在他们所研究的器件当中，栅极的周期和栅条间距要比我们的器件高两倍，在他们的实验结果中，吸收峰的位置在 1.5THz 频率范围，这个频率要比图 2 中的峰 A₁ 大三倍，并且跟我们计算的结果比较一致，这种一致性可以从等离子体波的色散形式得到，但是对于 ASPM 模式来说实验并没有得到相应的结果，这主要由下面几种因素决定，(a)对于器件更大的栅条间距来说，等离子体波和太赫兹辐射的耦合效率很弱，(b)光栅极化场的衰减，因而模式 ASPM 的共振频率要比 SPM 模式的频率要高很多，这时光栅效应将更加显著，(c)C 模式频率要比实验测量所得到的频率范围最大值要高，据粗略估计 ASPM 模式的频率在实验中的情形要高于 6THz。

跟反对称等离子体波的振荡不同,对称性等离子体波所导致的电场与栅极上的镜像电荷相互作用,可以传播更长的距离,这种等离子体波的频率满足线性色散关系,可以表示成如下形式:

$$\omega_{pm} \approx m\Delta\omega_1 = \sqrt{\frac{e^2 dn_s}{\epsilon_0 \epsilon_r m^*}} k_{pm} \quad (10)$$

其中 k_{pm} 是等离子体波矢可以表示成倒格矢的形式 $k_{pm}=2\pi m/a$ ($m=1, 2, 3\dots$), a 是光栅的周期, $\Delta\omega_1$ 是基模频率($m=1$), d 是栅极到沟道的距离, ϵ_0 为自由空间电容率, ϵ_r 为势垒层的相对介电常数。因而,模式 A 对应于前面色散公式,说明我们模拟计算的结果具有较高的准确性。从图 4(b)中的拟合结果可以看出,这三个峰的频率和器件沟道面电子密度的关系满足 $A\sqrt{n_s}$ [8]。虽然 A_1 峰和 B_1 峰的拟合常数并不严格等于 1:2,峰 A_1 主要由于基模激发造成的,峰 B_1 则主要由二阶共振模式激发所造成。这个也可以从图 3(a)和(b)的场分布看出,因为器件结构的周期分别对应于一个和两个等离子体波长。

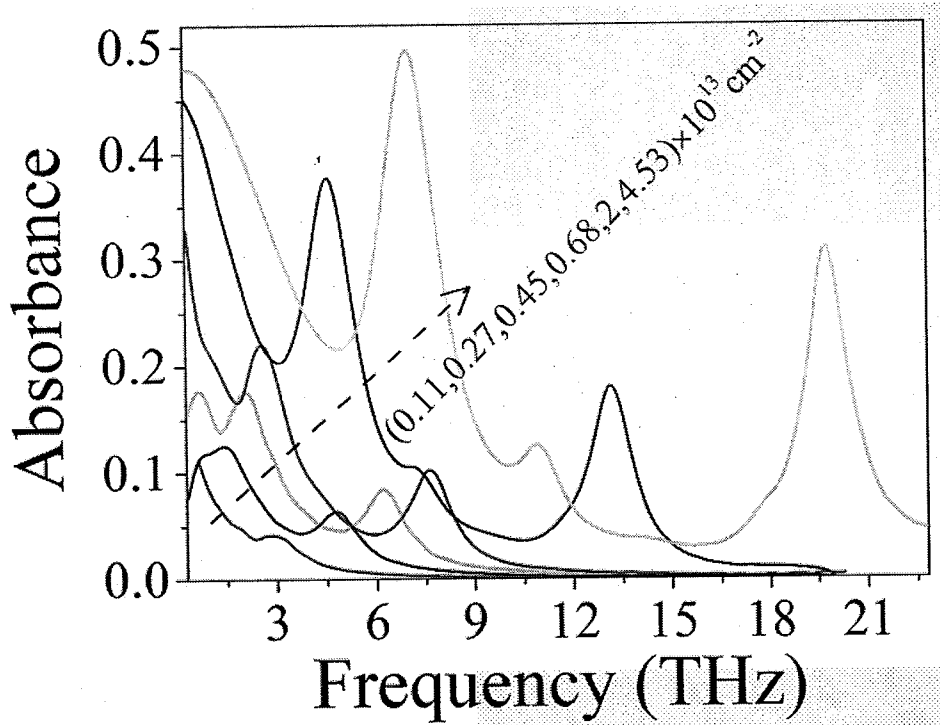


图 5 不同电子密度下的等离子体波的共振变化特性,器件沟道电子密度从 $0.11 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 变化到 $4.53 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$,器件等离子体波共振出现明显的增强现象。

图 5 指出各种电子密度下的吸收谱特征,从该图可以看出,当电子浓度从 $0.11 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 变化到 $4.53 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 时,基模等离子体波的共振强度提高了 5 倍。参考表面共振层模型,等离子体波的衰减有两个重要的物理过程: (1) $\gamma_e \gg \gamma_{rm}$, 该情况对应于电子密度较低的情况,

等离子体波谱被 Drude 吸收所主导, (2) $\gamma_{rm} \gg \gamma_e$ 时, 该情况对应于电子密度较高的情况, 电子辐射损耗现象占据主导地位。如果电子密度从区域(1)变化到区域(2), 首先, 共振吸收和辐射衰减现象增强, 吸收达到最大值的时候对应于 $\gamma_e = \gamma_{rm}$ 然后等离子体波共振出现明显的衰减现象。这种变化过程可以从图 5 当中显示出来, 图 5 中的峰共振达到最强的时候对应于吸收极限值 0.5, 这个值则是电子密度 $4.53 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 。

§ 4.2 等离子体波的相互作用

在上一小节讨论中我们知道等离子体波的偶极分布形式与电荷密度波动相联系, 为了实现更宽的电压可调性, 开发新型器件结构则是相当重要的, 因为不同沟道结构器件的偶极振荡和电磁耦合形式跟单沟道系统具有明显地不同之处^[9], Teperik 等人开发了纳米等离子体球结构, 实现了等离子体波全吸收结构, 并且可以进行太赫兹等离子体波共振宽可调。随着工艺的进步, 各种器件结构包括纳米线、纳米颗粒都可以以较为完整的器件结构形式呈现出来, 在氮化物材料体系内多异质结纳米工艺技术在微纳量子发射和量子输运方面取得了较大的突破, 并且具有较高的材料品质^[10]。在这一小节中我们主要研究双沟道器件结构的等离子体波共振现象, 双沟道器件结构其实并不陌生, 在第二代半导体材料中为了降低器件沟道电阻和提高器件的高频特性应用得较多, 在 GaN 材料体系内, 类似地开发双沟道器件主要是为了提高器件的频率特性。虽然在生长工艺包括对温度、组分控制、反应物的流速等要求较高, 最近研究表明 InAlN 和 AlGaIn/GaN 双沟道器件结构具有较好的载流子迁移和频率特性^{[11][12]}。等离子体波在双沟道器件结构中的传播特性并未得到很好的研究, 因而基于工艺条件研究其太赫兹特性是非常有必要的。在图 6 中, 双沟道器件由 AlGaIn/GaN/AlGaIn/GaN 异质结构成, 占空比为 0.7 左右, 器件的周期为 $0.6 \mu\text{m}$ 。由于强的极化效应, 二维电子气沟道在 30nm 厚, 较好地限制在 AlGaIn/GaN 异质结界面处。进一步的电容电压特性结果表明, 上沟道和下沟道的电子密度在零栅极电压下为 $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 和 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 左右。在这里我们通过 FDTD 的方法研究电磁波在器件沟道的传播规律。

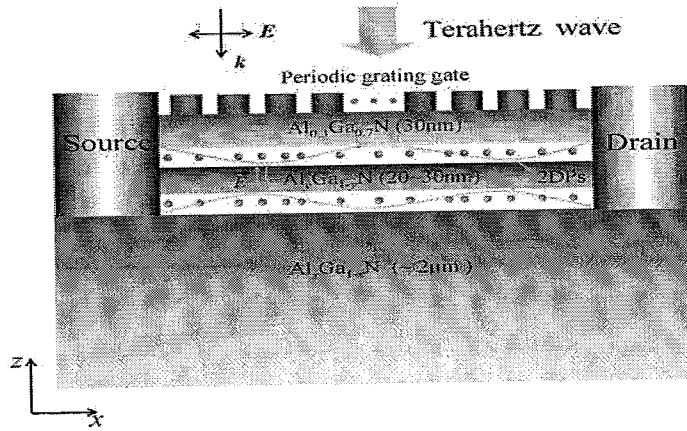


图 6 双沟道器件结构示意图，其中太赫兹波自上而下入射到器件结构上，太赫兹波为线性极化，极化矢量 E 沿着 x 方向，波矢为 k ，沟道间的电场分布为双沟道间的箭头所示，沿着两个沟道振荡的电流密度如图中曲线所示。

在太赫兹辐射照射下，按前面研究的结果所示，当等离子体波的半波长和器件的栅极长度一致时，等离子体波发生共振^[13]。为了比较的方便，双沟道和单沟道等离子体波吸收谱结构都在图 7 中所示。在双沟道中，两层沟道可以发生相互耦合，由于下沟道等离子体波振荡，可以看出双沟道等离子体谱相对于单沟道来说发生了蓝移现象，并且第二个共振峰出现增强的趋势(单沟道器件的电子密度也在 $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)。但是在双沟道器件结构中，并未出现明显的等离子体波共振分裂现象，而只是相对于单沟道器件发生蓝移。

为了清晰讨论，单沟道器件的等离子体波电荷振荡结构在图 7(a)中所示，主要由两种模式构成。在纳米结构中，等离子体波可以发生相互作用，这种相互作用被称作“杂化”，类似于原子轨道电子态之间的相互耦合。杂化模型成立的条件是等离子体波是两种基本存在形式，类似单原子轨道能级。等离子体波电磁相互作用可以导致模式混合、能级分裂和共振移位现象。在我们讨论的情形，双沟道系统的等离子体响应可以看成单元等离子体波之间的相互杂化所形成的。图 7(a)中，双沟道器件的第二个共振峰的增强和移动跟上述描述的情形一致。为了更好的理解，在图 7(b)中我们提取了等离子体波导致的电场分布。可以清楚地看到，第二个共振峰主要来源于等离子体波的混合共振模式，由反对称等离子体波和对称等离子体波组成。

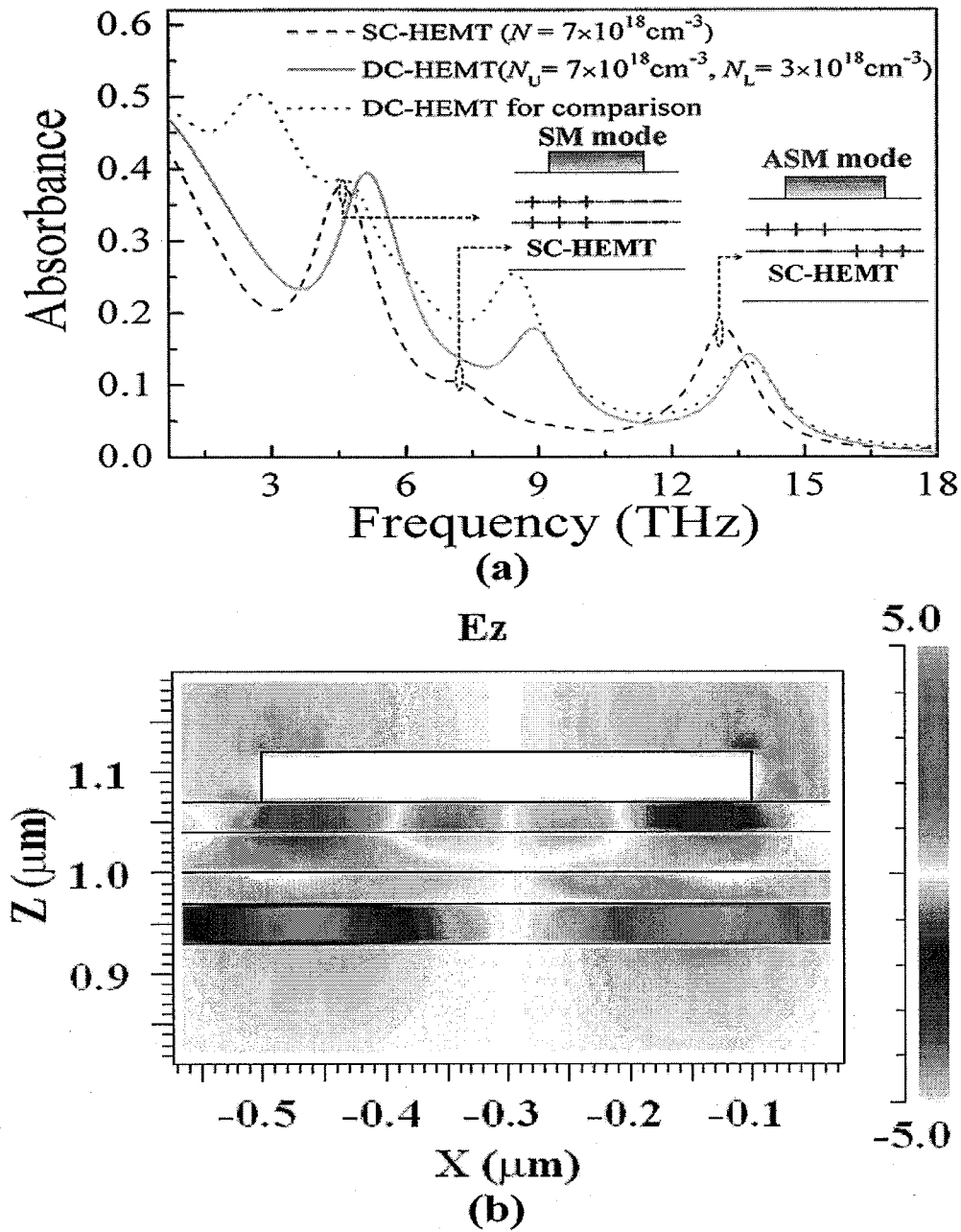


图 7. (a)单沟道(虚线)和双沟道器件(实线)的吸收谱: 发生等离子体波共振时, 振荡电荷在单沟道器件的分布在内图所示。双沟道器件的电子分布在上沟道中为 $N_U = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 下沟道为 $N_L = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。通过降低势垒层的厚度和器件沟道的间距, 双沟道器件的吸收谱(点线)发生了模式分裂现象。(b)为等离子体波共振产生的电场分布, 该共振为第二个共振峰结构(9THz)。

如果势垒层的厚度降低并且两个沟道间距缩小, 在图 7(a)中对称性等离子体波出现明显的模式分裂, 分裂位置在 3THz 左右(红点线所示)。9THz 位置处的共振峰的强度也出现明显的增强现象。这些现象主要是因为上下两层器件沟道等离子体波相互作用增强, 但是反对

称性等离子体波并未出现明显的分裂现象,该模式产生分裂的条件是上下两层反对称等离子体波的频率要接近才行,当我们进一步变化器件沟道的电子浓度的时候,该模式的确出现了明显的分裂现象,发生模式分裂的载流子密度分布情况则是上沟道为 $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$,下沟道为 $5.3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$,从而验证了杂化理论的准确性。因此,我们可以从双沟道器件中得到较为丰富的等离子体共振谱结构,包括通过载流子密度调制、器件结构优化等。双沟道 HEMT 器件的等离子体波的共振现象可以通过基本等离子体波的相互作用来理解,包括峰的移动和分类增强现象。

现在,我们把我们的注意力转移到调制型器件结构上来,等离子晶体器件结构可以通过新的材料生长手段,例如异质结纳米可以压电极化和纳米刻蚀的方法,这里我们介绍一种最为简便的方法则是调节电压。当周期性外部电压的时候,器件沟道电子密度呈现周期性地分布,最终可以形成一维相互作用电子气阵列结构。对于大的负偏压,上沟道电子密度将会耗尽,进而沟道声学等离子体模式,例如参考文献[14]所示的情形将会消失。当栅极电压为零时,电子密度在上下器件沟道分别是 $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 和 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。在 -5V 栅极电压下,器件上下沟道电子密度为 0 和 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。在图 8 中,周期性栅极电压调制下的单沟道和双沟道器件的吸收谱与未调制的 0V 情形即图 7 中所示的结果出现很大的差别。跟图 7 的结果相比,周期性栅极电压调制下,图 8 出现了更多的共振吸收峰结构,这些峰的频率可以从 0.5THz 变化到 15THz。

图 8 中的共振谱结构可以区分为三个谱区域:(a)0.5~4THz 频率区域的等离子体波共振,该共振发生在低电子密度沟道区域,(b)4~11THz 等离子体波共振,该共振发生在高电子密度区域,(c)11~16THz 等离子体波共振区域。由于受邻近沟道电子密度的影响,区域(b)处沟道等离子体波共振频率相对于图 7 中的结果来说发生了蓝移现象。在双沟道器件中,如图 8 所示,区域(a)处的吸收峰的强度要比单沟道周期性调制下的情形要强,单沟道器件等离子体波共振在该区域基本上出现了衰减现象。在双沟道器件中,区域(a)中共振峰 A 要比单沟道器件的峰吸收值高 20%(通过比较峰 A_1 和 A_2),这些结果可以通过施加负电压^[15]。在区域(b),双沟道器件中的等离子体波共振强度也要比单沟道器件的强,这个情形和图 7(a)中的结果相类似。因此,混合等离子体波共振要比未混合的情形要高。

各种各样等离子体波共振峰强度的变化随上下沟道电子密度之比的变化在图 8 的内图中所示。可以看出,随沟道电子浓度比的变化共振峰 A 和峰 B/C 的变化呈现相反的趋势。吸收峰 A 的强度呈现降低的趋势,而吸收 B 和 C 则吸收增强的趋势。根据等离子体波的色散关系,等离子体波波矢随电子密度的增加而减小,区域(c)中的等离子体波振荡主要由反对

称等离子体波共振所主导,并且是高电子浓度沟道部分所激发的。因此等离子体波在区域(b)和(c)主要局域在器件沟道部分有着比较高浓度的区域。对于区域(a)处的等离子体波的振荡,等离子体波的能量可以向两边沟道传播。从这点上来看,图8的内图中吸收峰A的强度变化主要是由于邻近电子沟道能量损耗所决定,而峰B和C则主要是由电极的极化性质所决定。

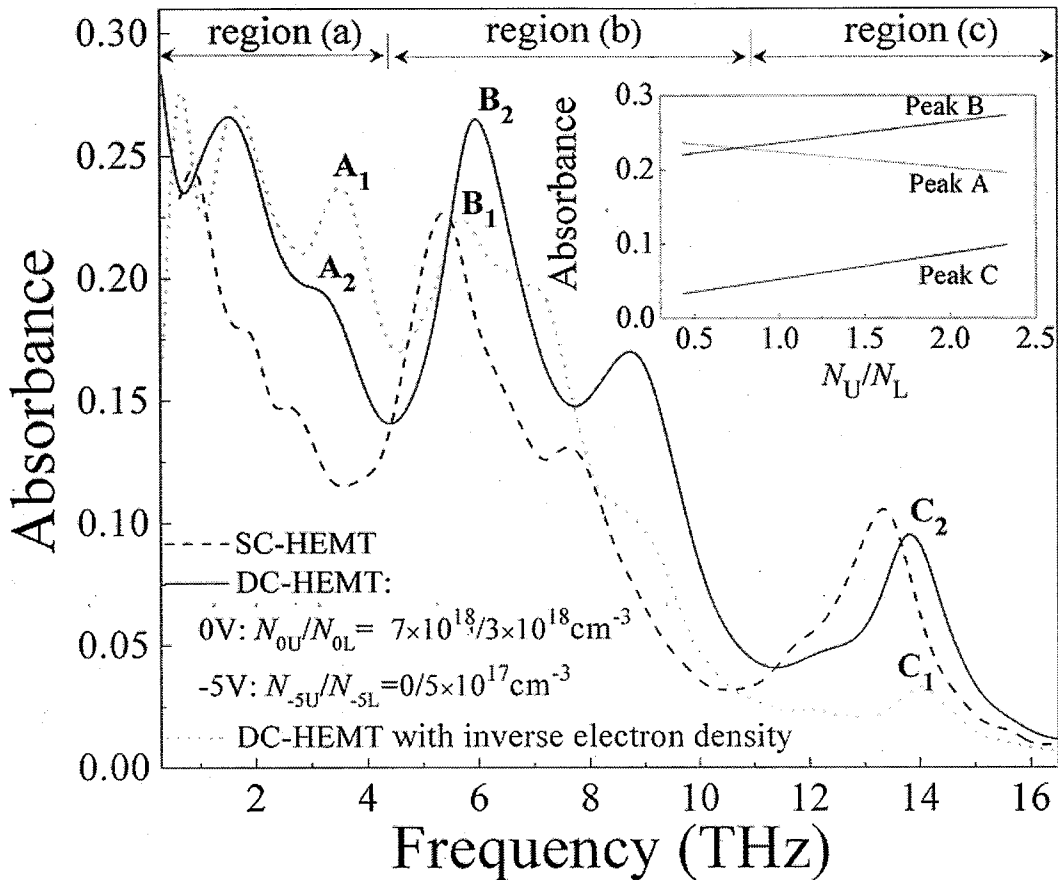


图8. 周期性栅极电压调制下的双沟道(实现和点线)和单沟道器件(虚线)的吸收谱。0V 和-5V 栅极电压下单沟道器件的电子密度在 $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 和 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 左右。在双沟道器件中, 0V 栅极电压下, 上沟道和下沟道器件的电子密度为 $7 \times 10^{18} (N_{0U})$ 和 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} (N_{0L})$, 在-5V 栅极电压下, 上沟道和下沟道器件的电子密度为 $0 (N_{-5U})$ 和 $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} (N_{-5L})$ 。器件沟道电子密度反转是指电子密度上沟道要高于下沟道例如上沟道电子密度为 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} (N_{0U})$, 下沟道电子密度为 $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} (N_{0L})$ 。三个可区分的频率区域(区域(a),(b),(c)), 共振峰 A(A_1 和 A_2), 共振峰 B(B_1 和 B_2), 共振峰 C(C_1 和 C_2) 在图中所示。另外变化一组电极时不同偏压下的共振峰 A, B, C 的变化在小图中所示, 另外相邻一组电极的偏压在-5V

因而, 在双沟道器件中由于存在等离子波相互作用, 等离子体波的共振峰结构将会更加

丰富。这些吸收峰可以通过调节栅极电压实现整个太赫兹频率范围内宽可调共振，另外等离子体波相互作用可以形成较强的信号增强功能，进一步提高器件的共振性质则依赖于新型结构的开发。

§ 4.3 AlN/GaN 等离子体波共振

在上一节的讨论中，我们知道在双沟道器件中由于等离子体波相互作用可以产生宽可调共振现象。虽然 AlGaN/GaN 器件具有较高的电子密度，但由于其较低电子迁移率，在室温下器件只出现一个较宽的共振模式，因而谱分辨率并不是很高。为了解决这一困难，我们研究新型势垒器件结构，该类器件最近也得到了很多实验研究员们的广泛兴趣。

在这一小节我们主要集中于高电子浓度下器件的太赫兹调制特性。图 9 所示为所研究的 AlN/GaN 器件结构，由 5nm 的 AlN 势垒层和 Al_2O_3 所组成。 Al_2O_3 层可以对 AlN/GaN 外延层起到保护的作用^[16]，5nm 厚 AlN 层要比临界厚度要薄，在增加厚度的情形下，AlN 层和 GaN 出现严重的晶格失配现象。在图 9 右边部分，电子在量子阱中的能级分布和电子波函数可以通过求解泊松—薛定谔方程得到。可以看出电子在室温下占有量子阱的一个子带，第一子带和第二子带间的能量转移所需能量在 0.1eV 左右，相当于室温下的 $3.8k_B T$ (26THz)， k_B 为玻尔兹曼常数。室温下，由于有限温度效应以及光学声子散射，电子可以以一定的概率占据较高的子带能级，这个时候的电子可以用体电子特性来表征。

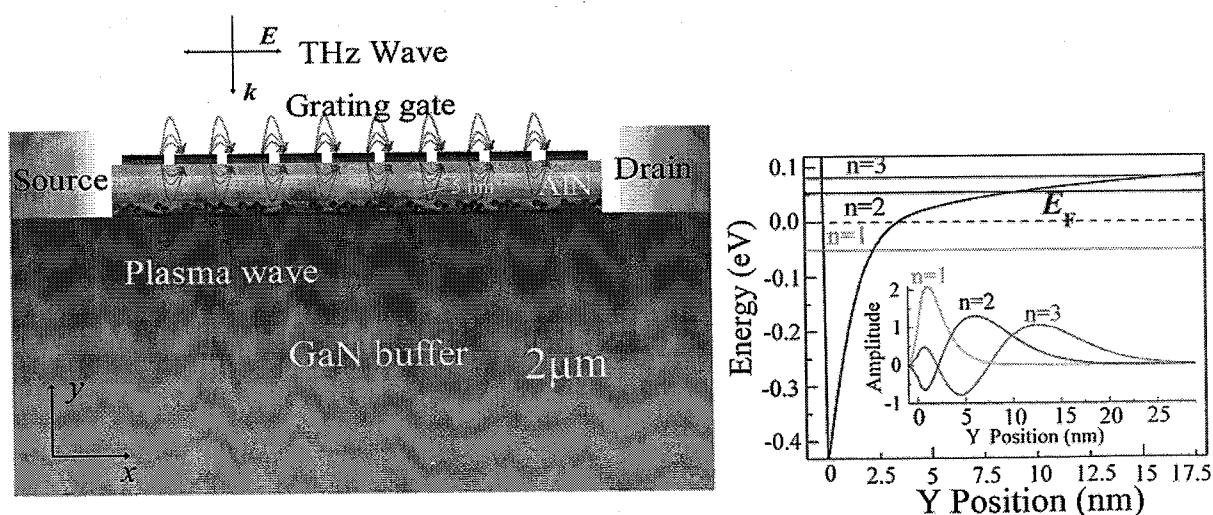


图 9. MOS-AlN/GaN 光栅耦合器件的结果示意图，其中 AlN 层厚度为 5nm， Al_2O_3 层厚度也为 5nm，入射辐射导致的电极化在图中所示，右图所示为解泊松—薛定谔方程得到的能级

分布结构和波函数分布。

室温下, AlN/GaN 器件的电子迁移率可以超过 $1200 \text{ cm}^2/\text{V s}$, 电子动量弛豫时间在 0.14ps 左右, 在图 9 中二维电子气的厚度在 10nm 左右, 这是考虑二维电子气之后较为适宜的厚度。所计算得到的电子密度分布形式如图 10 的内图所示, 可以看出在 4V 栅极电压下等离子体波的速度可以达到 $2.6 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 。图 10 显示了 4V 和 -4V 栅极电压下的器件的吸收特性, 可以看出等离子体波共振的频率区域要比一般定义的太赫兹带($0.1 \sim 10\text{THz}$)要宽, 另外共振谱可以区分为三个区域, 区域 $a(a_1, a_2, a_3)$, b 和 c 。比较 4V 和 -4V 栅极电压的情况, 可以看出峰 a 和 c 出现了明显的红移, 而峰 b 并未出现明显的移动。

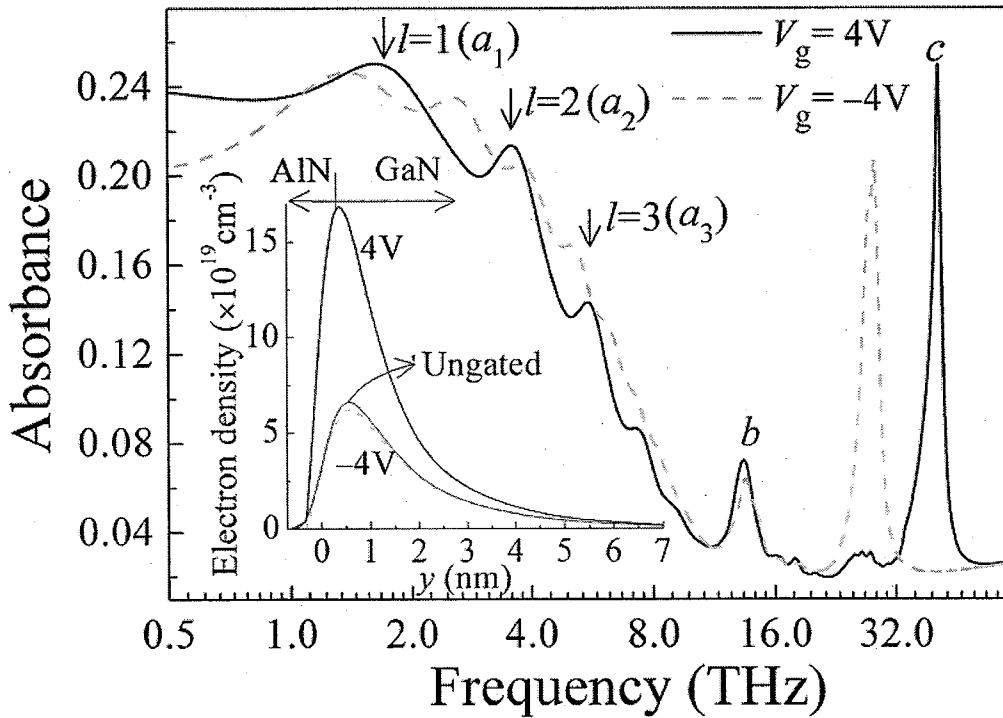


图 10. 计算得到太赫兹辐射下不同等离子体波的共振频率, l 表示对称性等离子体波的模式, 内图为不同栅极偏压下的器件的电子密度分布形式。

为了指出这些等离子体波的差别, 我们通过连续波激发电偶极振荡, 得到场分布图。为了清晰理解, 电场线和偶极振荡在图 11 中显示。图 11(c) 示意指出了共振峰 b 的场分布结构, 其中栅极峰间距经过放大处理。可以明显地看出峰 b 主要由没有栅极的沟道的等离子体波所导致的。其色散形式跟方程时的情形明显不同, 并不和波矢成明显的线性关系

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_s k}{2m^* \epsilon^*}} \quad (11)$$

对于器件的光栅间距足够短的情况下，并且电压对器件沟道电子密度分布不造成明显地调制时，器件的波矢 k 满足选择性定则 $2\pi n/L$ ，其中 L 为光栅周期， n 为整数。而当光栅条的间距较大的情况下，器件的波矢 k 则由半波长整数倍描述， $\pi n/L$ ， n 为奇数， L 为栅极长度，对于未受栅极屏蔽部分的沟道来说，波矢 k 都由该形式决定。从图 11 可以看出共振峰 a 和 c 主要由对称性和非对称性等离子体模式激发所造成的，图 11(b) 清晰地指出反对称性等离子体波的电磁能量主要集中在器件的沟道内。而对称性等离子体波的电磁能量主要局域在沟道和栅极之间，而在器件沟道处其电场强度几乎为零。正因为如此，对称性等离子体波的振荡受到了栅极的强烈抑制，并且在图 10 中我们可以得到高阶等离子体波模式^[17]。图 11(c) 指出共振 b 所导致的等离子体波电场分布，可以看出该模式所对应的是未受栅极屏蔽器件沟道的等离子体波，并且对应着基模。在图 11(c) 中我们还可以得出结论， b 模式的振荡和 a 模式的振荡是相似的。由于不受栅极屏蔽的作用，模式 b 要比模式 a 的频率高很多。但是，在我们研究的器件中，栅极间距要小于栅极长度，因而模式 b 的波矢要比模式 a 的大很多，在图 11(c) 中栅下的场分布主要由该模式能量渗透所造成的。

到这里，我们指出在器件沟道中可以存在多种多样的等离子体模式，并且由于 AlN/GaN 器件高的电子浓度，该器件的共振峰频率要比其他半导体材料的共振频率高很多，但在频率高于 16THz 的时候，光学声子能量 $\sim 0.1\text{eV}$ 可以被激活，因而光学声子效应不能被忽略。当入射辐射照射到器件上时，电磁波不仅驱动电子运动，而且激发光学声子模式，造成强烈的光反射现象，这一现象会对等离子体波的共振造成明显的影响。因此，考虑晶格振荡对等离子体谱的影响则是非常重要的，这里我们用衰减振子模型来描述这一现象

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{dc} + \frac{(\epsilon_{dc} - \epsilon_{\infty})\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\Gamma_l\omega} \quad (12)$$

其中 $\omega_{TO}/2\pi = 16.9\text{THz}$ 是光学声子频率， $\Gamma_l = 0.51\text{THz}$ 是晶格衰减频率^[18]，太赫兹辐射下的器件的介质响应在图 12 的内图中所示，有限纵横模式分裂 $\Delta_{LT} \approx 4\text{THz}$ (Reststrahlen) 带可以通过 LST 关系获得。图 12 同时比较了有声子作用和没有声子作用下的器件的吸收特性。在 Reststrahlen 带太多的光子能量被反射掉了，因而少数电磁能量可以到达器件沟道，可以看出在频率低于 10THz 范围，等离子体波共振并未出现明显的衰减现象，但在频率高于 10THz 的时候，强的声子吸收会造成等离子体波激发受到严重的抑制，因此，当频率高于 10THz 的时候，声子激发会对等离子体波谱造成不利的影响。

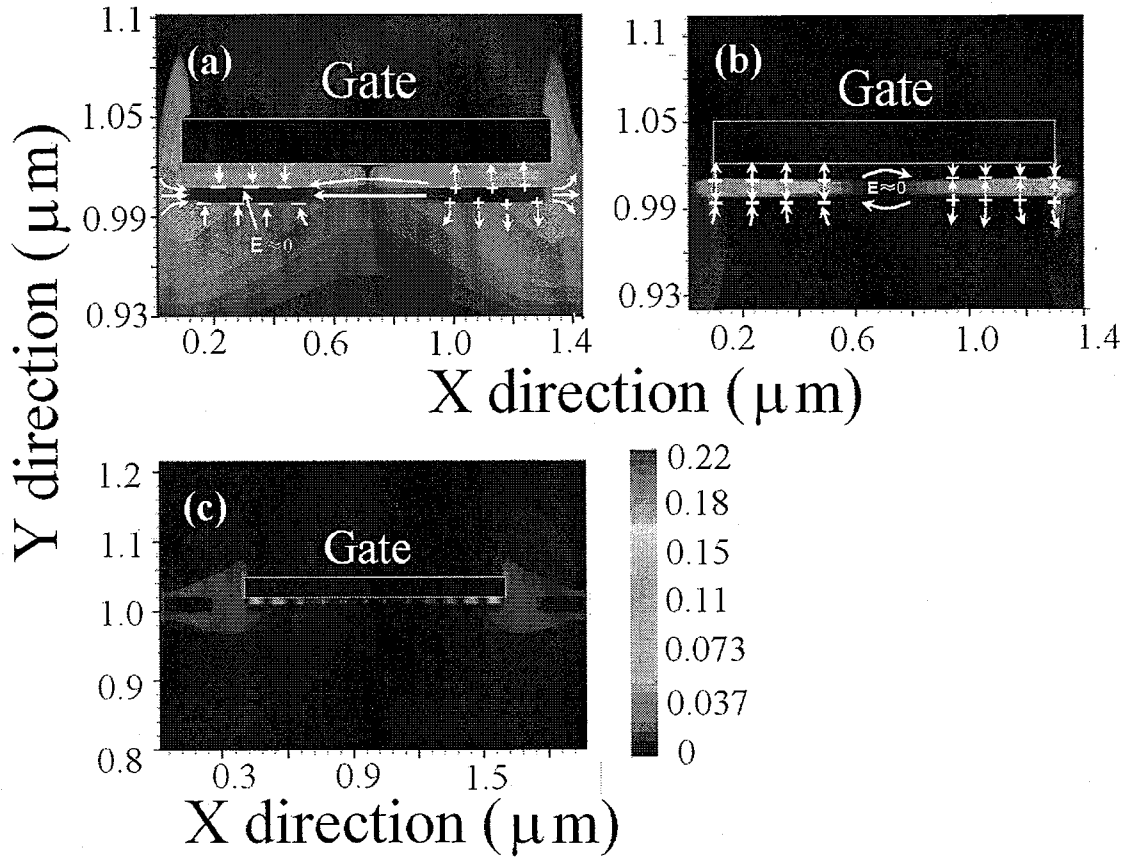


图 11. 等离子体波激发导致的电场分布: (a)共振模式(a)对应于对称性等离子体波(gated), (b)共振模式(c)对应于反对称等离子体波, (c) 共振模式(b)对应于对称等离子体波(ungated).

另外, 电子—电子碰撞对等离子体波的激发也可以造成破坏性的作用, 尤其是当高阶等离子体波激发的情况下。对于 AlN/GaN 器件来说, 电子—电子碰撞的平均自由程可以达到 $3 \times 10^{-7} \text{cm}$, 电子费米速度可以达到 $8 \times 10^7 \text{cm/s}$, 因而电子的粘滞系数在 $24 \text{ cm}^2/\text{s}^{[19]}$ 。等离子体波的衰减可以修正为 $1/\tau^* = 1/\tau + 1/\tau_v$, 其中 $1/\tau_v = \nu k^2$ ($k = 2\pi n/L$ 为等离子体波的波矢, L 为光栅的周期, $n=1, 2, 3, \dots$) 主要由电子流的粘度所决定。对于周期为 $1.4 \mu\text{m}$ 的情况下, 基模下 τ_v 在 60ps , 要比电子弛豫时间大几百倍, 因此在我们的结论中 $\tau^* \approx \tau$ 。这个结论表明, 高电子浓度下器件的粘滞系数可以忽略。

下面, 我们把我们的注意力转移到肖特基接触下的 AlN/GaN 器件上来。图 13 所示为 1V 和 3V 栅极电压下的吸收谱结构, 迁移率值在 $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 和 $3000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, 这与实验上 200K 和 150K 下所测的值是一致的。可以看出等离子体波共振在低温下实现 6 阶以上共振, 并且共振强度要比图 10 的结果要强很多, 这主要由于电子热耗散造成波的衰减大大降低进而提高了器件的吸收系数。为了进一步开发器件的探测能力, 降低声子散射作用是至关重

要的。

在这一小节我们探讨了 AlN/GaN 器件的等离子体波共振现象，表明该器件的等离子体波共振可以在非常宽的频谱区域存在，这些宽共振得益于器件沟道高电子浓度，共振峰高于 6 阶可以得到有效激发，并且指出声子极化激元可以造成高阶模式的衰减作用。另外，粘度贡献对等离子体波的衰减作用较小，说明高电子费米速度对散射抑制作用。

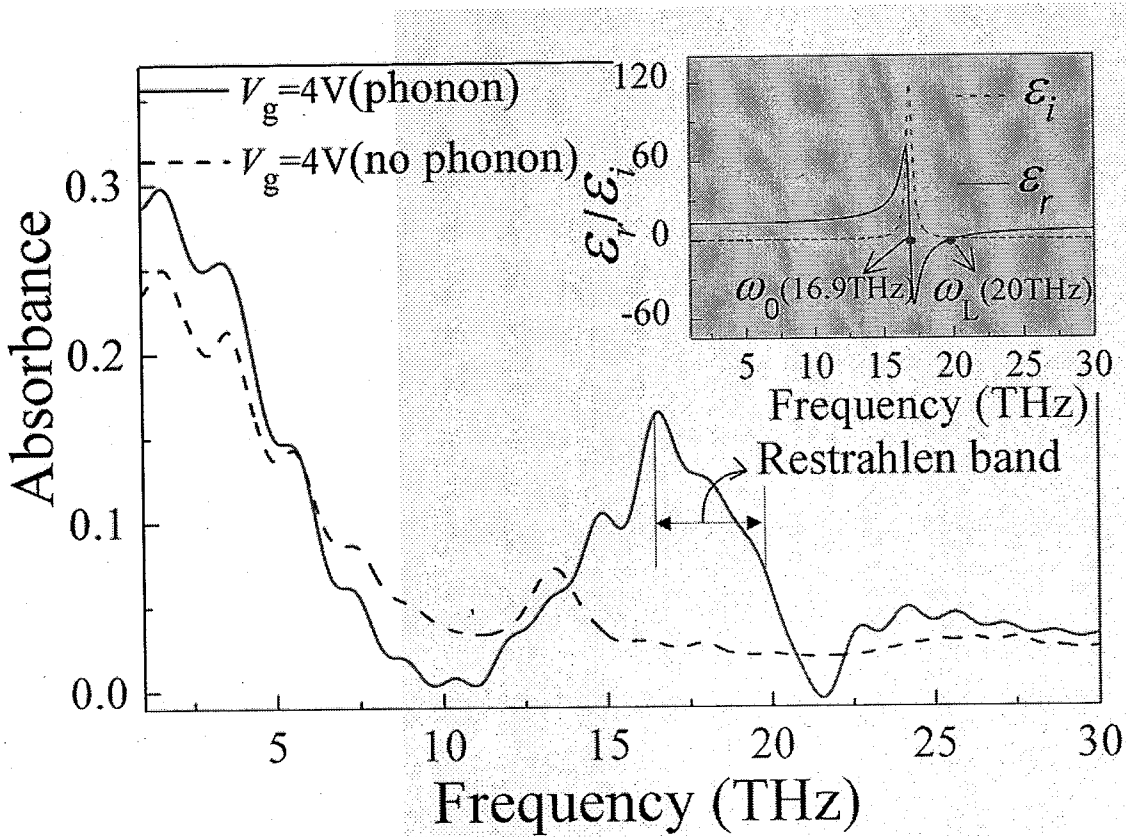


图 12. 声子作用下的等离子体波共振谱结构，内图为器件的介质响应，从图中可以看出，在声子作用下，等离子体波出现明显的衰减现象，而 Reststrahlen 带的光子能量大多数都被反射掉了。

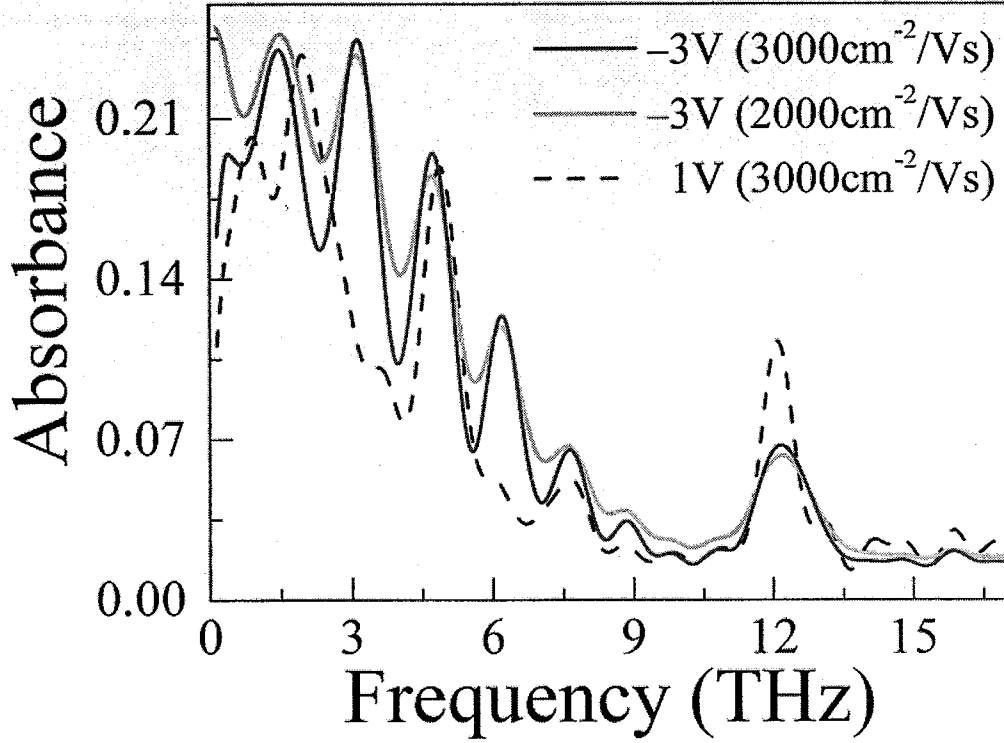


图 13 低温下等离子体波共振谱结构，等离子体波共振可以达到 6 阶以上。

§ 4.4 AlN/GaN 中等离子体波的相互作用

在上一小节中，我们通过求解泊松—薛定谔方程得到器件的电子分布、浓度分布，0V 下器件沟道电子浓度分别为(gated) $1.93 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 和(ungated) $1.82 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 。在图 14 中，我们计算了 $1.2 \mu\text{m}$ 栅极长度下的器件的等离子体共振吸收谱，器件结构与 4.3 节中的一样。从这个图中我们可以看出宽的等离子体吸收带，这里仍然考虑室温情形。减去 Drude 背景吸收，我们可以看到高阶等离子体波共振出现不断增强的趋势。对于窄缝器件来说，更多的光子能量转移到器件上来，进而增加器件沟道的电荷振荡强度。通过增强栅条之间的距离，我们可以从图 14 中看出，高阶栅下(gated)等离子体波的共振出现明显的展宽，最后消失。这主要由以下物理机制所导致的：(1)gated 等离子体波模式的非辐射衰减现象，这种非辐射衰减主要起源于不同沟道之间的耦合^[20]，(2)由于高阶等离子体波模式具有较小的电偶极距，其与入射场的耦合则是非常低的。但是，也有可能存在一种例外的情况，就是当 gated 和 ungated 等离子体波之间产生相互共振的时候。Popov 等人曾经认为在这个频率范围内等离子体波共振可能会出现分裂现象^[21]，在我们这里，ungated 等离子体波的频率接近于 gated 等离子体波的频率的时候，可控栅下等离子体波模式出现了明显的衰减现象，这一现象使

得两个模式共振时的耦合效应难以观察到。

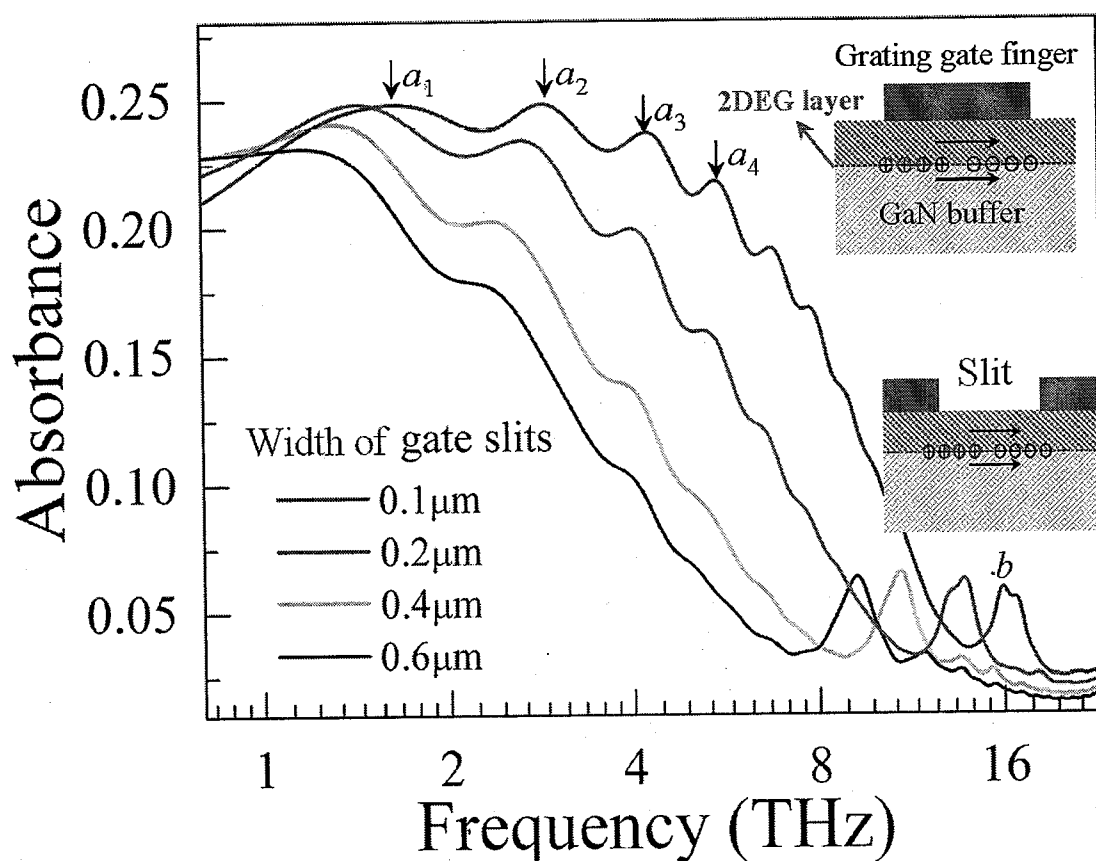


图 14. AlN/GaN 器件二维等离子体波共振谱结构，栅条之间的距离从 $0.1\mu\text{m}$ 变化到 $0.6\mu\text{m}$ ，同时电偶极振荡在插图所示。

§ 4.4.1 gated 等离子体波和 ungated 等离子体波之间的相互作用

为了更好地明白 gated 等离子体波和 ungated 等离子体波之间的相互作用现象，我们将我们的注意力转移到不同维度和沟道电子密度下的器件的等离子体波共振现象。图 15(a)-(b)研究了 $1.2\mu\text{m}$ 栅极长度下， $2\mu\text{m}$ 栅条间距，以及 $0.5\mu\text{m}$ 栅极长度， $0.4\mu\text{m}$ 栅条间距下的器件的等离子体吸收谱。在这里，我们使用了两个迁移率值(图 15(a): $1200\text{cm}^2/\text{Vs}$ 和 $3000\text{cm}^2/\text{Vs}$; 图 15(b): $5000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 和 $3000\text{cm}^2/\text{Vs}$)。使用高电子迁移率值的目的是为了降低等离子体波的共振线宽，如上一小节所示。从图 15 中可以看出，迁移率增强的情况下，额外的等离子体波共振将会出现(图 15(a)中的绿点线)。而位于 4.9THz (b_1)共振峰和 8.2THz (b_2)的共振峰主要是由基模和二阶模组成，而发生共振的位置则在 ungated 器件沟道部分，可以看出基模等离子体波的共振频率要比 $0.4\mu\text{m}$ 栅条间距的情况下要小 2.3 倍，这与理论给出的色散关系

相一致。在栅极间距增大的情况下,即使将电子迁移率增大,高阶 gated 模式仍然太弱了,不足以产生强的等离子体波共振现象。在图 15(b)中,gated 等离子体波模式出现更强的共振,其中第二个共振峰 a_2 可以在 5.6THz 位置处清晰地观察到。但是通过增加器件沟道的电子密度的时候该模式出现明显的衰减现象,这一现象跟文献中的情形相类似,这个时候两个器件沟道的动态阻抗相匹配,造成该共振模式出现衰减现象。根据等离子体波的色散

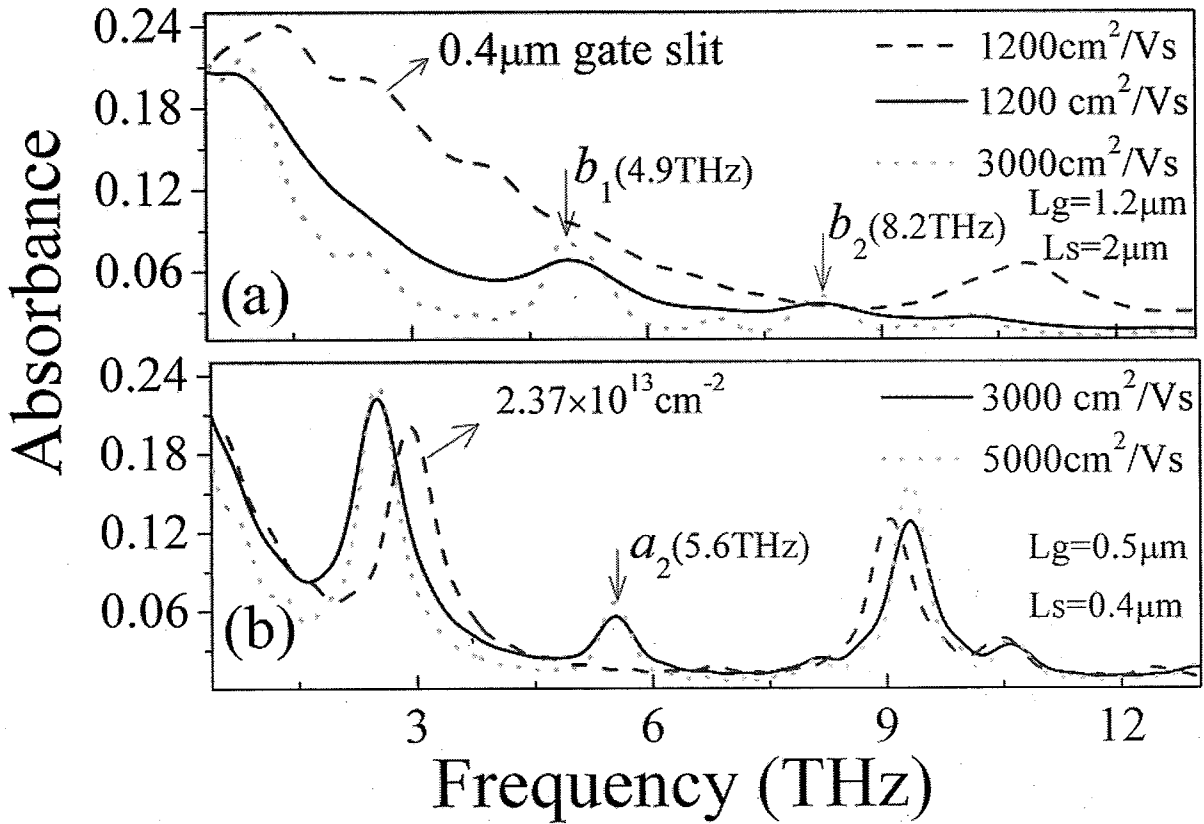


图 15. 不同电荷密度和结构尺寸下的等离子体共振吸收谱: (a)1.2 μm 栅极长度和 2 μm 栅条间距, 实现和点线对应于 1200 cm^2/Vs 的载流子迁移率和 3000 cm^2/Vs 的迁移率, 0.4 μm 栅条间距和 1.2 μm 栅极长度的器件等离子体谱也在该图中画出。(b)0.5 μm 栅极长度和 0.4 μm 栅条间距, 蓝色的实线和绿色的点线对应于更低的载流子迁移率 3000 cm^2/Vs 和更高的载流子迁移率 5000 cm^2/Vs , 更高载流子密度的吸收谱 $2.37 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ 也在该图中指出, 虚线所示。(a)中的 b_1 和 b_2 峰对应于基模和二阶模 ungated 等离子体波共振, 下图中的 a_2 峰对应于二阶 gated 等离子体波。Ls 栅条间距, Lg 是栅极长度。

形式三阶 gated 等离子体波模式在 8.5THz 左右,这个频率接近于基模 ungated 等离子体波共振模式。让人感到有意思的是这个三阶共振要比其他模式要强很多。

为了更好地明白,有栅器件结构和没有栅极结构器件的吸收谱在图 16 中所示。图 16(a)

指出器件在不同电子密度下的吸收谱结构，其中变化电子密度的沟道在栅极的两边。同时，图 16(b)为含有栅极电极的等离子体波吸收谱结构。图 16 的主要目的是降低 gated 等离子体波和 ungated 等离子体波的频率间距，最后揭露器件的等离子体模间相互作用的物理性质。但是，在图 16 中仍然未观察到明显的模式分裂现象。这模式分裂现象按理应该在 6THz 和

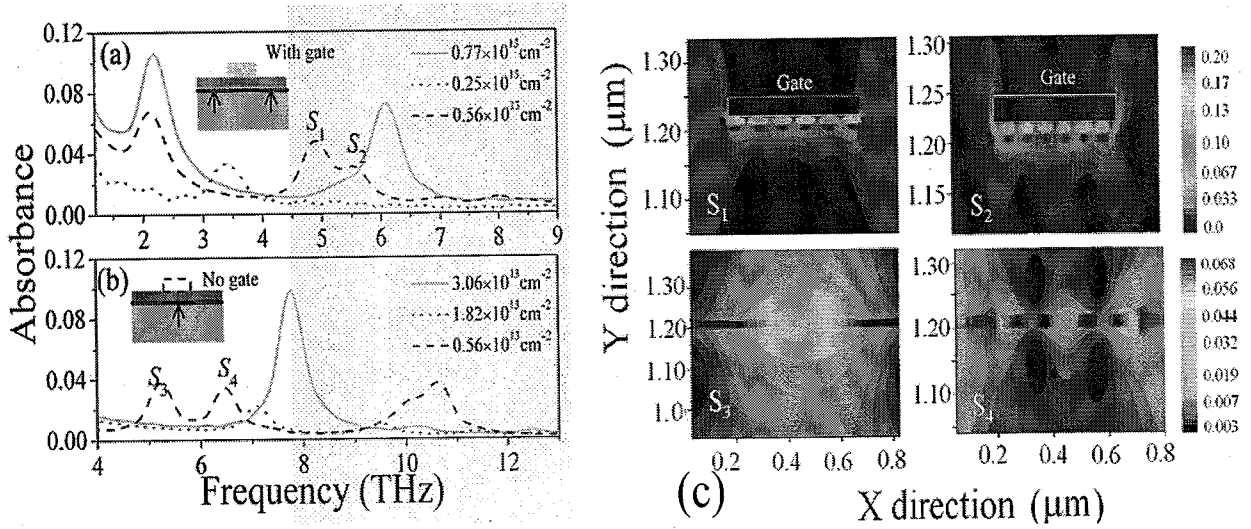


图 16. 等离子体波相互作用物理图像，(a)是有栅极器件结构，变化 ungated 沟道的电子密度等离子体波在 6THz 位置处出现了共振增强现象，(b)没有栅极的器件结构，等离子体波在 8THz 频率位置处出现了共振增强现象，(c)S1-S4 共振模式的场分布特性。

8THz 位置处，但是取代模式分裂的则是模式融合现象，这两个位置处出现了增强的等离子体波共振现象。

在图 16c 中，我们可以清晰地看到共振模式 S_1 , S_2 , S_3 , S_4 接近于独立激发模式即使在两沟道界面处发生电磁场能量损失和受迫等离子体波振荡现象。当接近共振的情况下，这种受迫等离子体波振荡可以得到降低，这个时候等离子体波振荡不仅可以由等离子体散射激发也可以由入射辐射激发。结果，等离子体波共振增强现象发生在 6 和 8THz 位置处，但模式分裂现象未发生这主要由(a)边界处的电荷密度同相振荡，(b)电偶极分布形式单一，模式分裂现象往往由等离子体波不同偶极分布所决定的。

§ 4.4.2 ungated 对称性等离子体波和反对称等离子体波的场分布特性

以上所讨论 gated 和 ungated 等离子体波是对称性等离子体波，其电偶极振荡主要限制在器件的沟道平面上，而实际的器件沟道并不能作为理想的二维电子系统对待，特别是具

有厚的量子台阶结构的器件。在下面我们考虑器件的等离子体波谱结构，并且器件的栅条间距要更宽。图 17 所示为器件的等离子体谱，其中器件的栅条间距在 $2\mu\text{m}$ 。在图 17 中 gated 等离子体波实际上是未激活的。14THz 以下的等离子体波共振主要由 ungated 等离子体波共振所引起的，该等离子体波共振频率与栅条间距成反比的，并在图 17(a)中出现了明显的频移现象。当变化栅极电压的时候，14THz 以下的等离子体波共振频率并不随栅极电压变化，该结果与参考文献[23]中的结果是截然相反的，这个将在下一小节中得到解释。不像 ungated 等离子体波，等离子体波频率在 14THz 以上可以得到栅极电压的有效调制，这就像 gated 等离子体波模式一样。基于连续波激发下的太赫兹场分布特性，C1 和 C2 共振峰模式主要是由反对称等离子体波产生的，而且共振 C1 主要分布在栅下部分沟道，而共振 C2 则主要在 ungated 部分沟道的反对称性等离子体波所产生的。

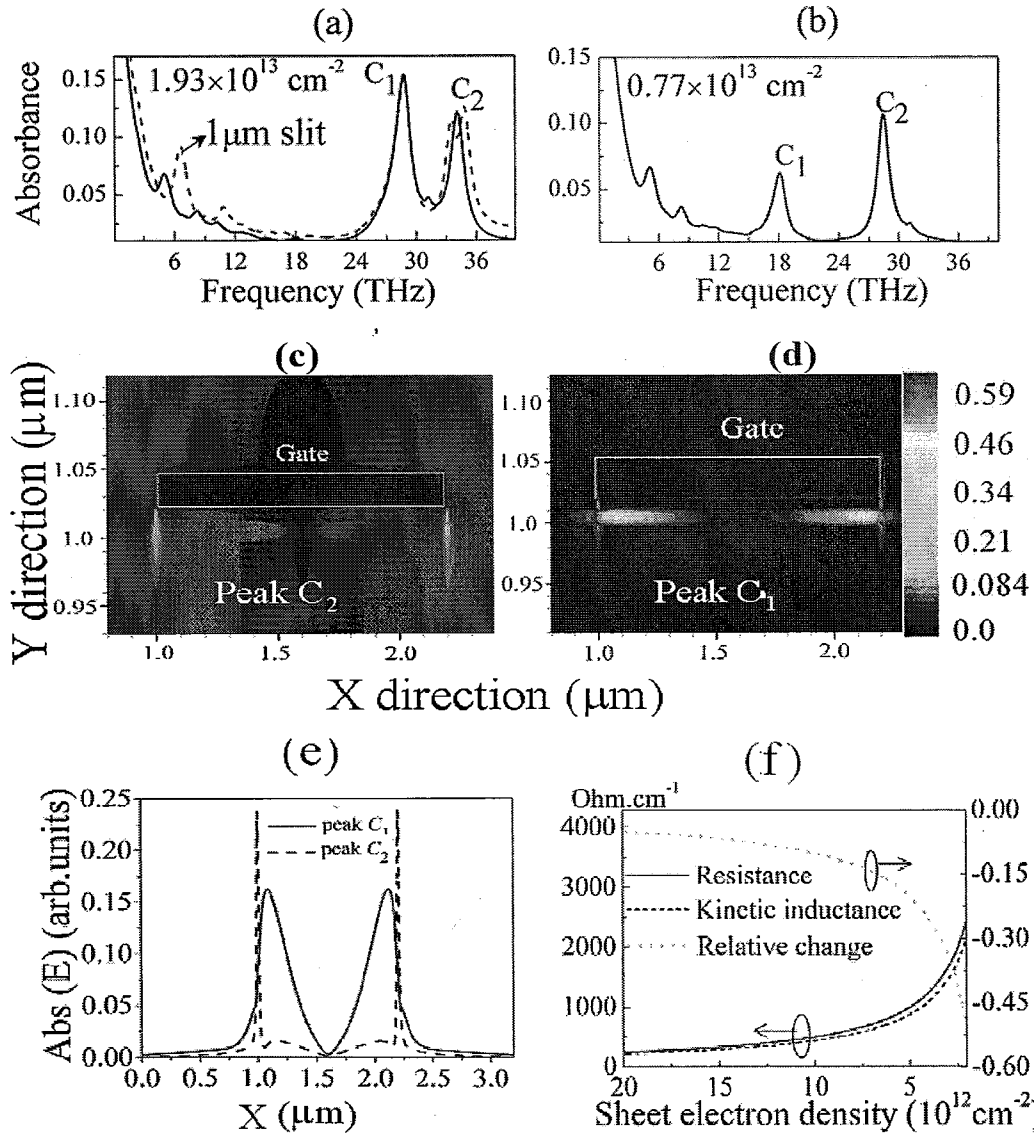


图 17.(a)和(b)为不同栅极偏压(电荷密度)下的等离子体波共振的变化，其中器件的过渡区长

度为 $2\mu\text{m}$, (a)中的红色虚线表示器件过渡区长度在 $1.2\mu\text{m}$ 时的共振谱, (c)和(d)为共振 C1 和共振 C2 对应的等离子体波场分布形式。(e)为器件沿沟道分布的电场形式, (f)为器件沟道动态阻抗的变化。

为了进一步研究这些共振模式的电压可调性质,我们在图 17(c)到(e)提取了太赫兹波激发下在这些共振下的电磁场分布特性,我们发现图 17(e)中的电磁能量分布呈现非均匀特性,电磁能从一个沟道向两边沟道渗透,因而等离子体波的共振频率要受到其余沟道电学参数的影响。采用等效电路模型,我们可以得到器件的反射系数,以反射系数的大小来判断器件共振频率受边缘沟道特性的影响,反射系数由入射波能量和反射电磁波能量的比来得到,在 gated 和 ungated 沟道界面位置处,反射系数可以表示成:

$$\Gamma_{\text{ref}} = \frac{Z_g - Z_{\text{ug}}}{Z_g + Z_{\text{ug}}}, \quad (13)$$

其中 $Z_{g/\text{ug}} = \sqrt{\frac{R_{g/\text{ug}} + j\omega L_{g/\text{ug}}}{j\omega C_{g/\text{ug}}}}$ 为 gated 和 ungated 沟道部分的特征电阻, $C_{g/\text{ug}}$ 为两个沟道部分的特征电容大概在 0.3pF/cm 作用。图 17(f)指出动态阻抗和动态电感量随沟道电子密度的变化。结果指出当器件沟道接近于截止的时候,即电子密度在 $5 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 左右的时候,器件电阻和感抗出现明显的增加的趋势。这会导致全反射现象的发生,即 $\Gamma \sim 1$, 这个时候大多数等离子体波能量被限制在单一的器件沟道内,因此这个时候器件等离子体波共振频率随栅极电压的变化呈现了饱和的趋势。

在图 17 中我们知道反对称等离子体波共振主要发生在高阶对称性等离子体波共振之后,这种现象与参考文献[24]和[25]的结果非常相似。在频率高于 10THz 以后,如上一小节所示,等离子体波共振要受到光学声子作用的影响。在上一小节中我们只考虑了低阶声子模式的影响,而在我们所研究的频率范围内高阶声子的作用将不可忽略。因而,声子吸收会对我们的结果的可应用性造成一定的影响。对于蓝宝石衬底来说,四个红外激活模式的电偶极距垂直于 c 轴,因此这些模式可以受到光子电场的影响,实验结果表明在 14 到 30THz 频率范围入射光将是受到全反射的^[26]。通过 FTIR 方法测量透射谱是很难观察到等离子体波共振现象的。我们结果表明,衬底反射效应可以增强等离子体波的激发效率,因而从某一方面来说,声子反射效应对器件性能的提高是有利的。但是,如果要想在实验上观察到反对称性等离子体波的激发则需要降低声子的吸收效应,通过降低衬底厚度的方法可以降低

声子模式在器件频率区域的共振展宽现象。

§ 4.4.3 ungated 对称性等离子体波的电压可调性

在上面的讨论中, ungated 等离子体波并未呈现明显的频移现象,但是在 Popov 等人的工作中,这些等离子体波出现了明显的频移现象,所以在我们的结果中与先前理论工作是有区别的。为了找出这个区别我们得找出导致器件频移的各种因素。从前面的讨论中,我们知道峰的频移和相邻器件沟道的电学参数是息息相关的,为了找出我们的结果和前人工作的区别,我们研究了不同器件尺度下的等离子体波共振谱结构。在这里我们缩短器件的尺寸,通过降低器件的尺寸我们可以得到等离子体波耦合强度的变化,因而可以增强邻近沟道电学特性的影响力。通过减少栅极长度, ungated 对称等离子体波可以相互耦合,这样电压对该类等离子体波模式频率的影响则可以突显出来。按照此设想,我们在图 18(a)中得到等离子体波共振谱结果。可以清晰地看出,共振 D 峰呈现明显的频移现象。等离子体波共振频率可以从 1THz 调到 4THz 左右,这些现象说明 ungated 等离子体波的电压可调性可以得到大的改进。

为了更好地理解,在图 18(b)中我们得到等离子体波电场沿着器件沟道的分布,在器件电极的两边场耦合效应非常明显,这说明缩短器件沟道长度等离子体波可以发生更强地相互作用。而对于 1.2 μm 器件栅极长度来说,电场耦合强度要更弱,等离子体波在器件栅极下面呈现明显的衰减现象。需要注意的是在短栅极器件中电场出现了明显地增强的现象,电场增强因子要超过 100 (E_{gated}/E_0),这相当于电磁能量集中度可以达到 1000。等离子体波相互作用会在中间区域产生强的电磁泵浦现象。为了进一步改进和提高电磁耦合效率,不同器件尺度下的等离子体波电场分布则需要进行分析,这个时候器件沟道长度比会有一个最佳值。

在这一节(4.4)中,我们主要研究了 AlN/GaN HEMT 器件的等离子体波相互作用规律,以及等离子体波与外部入射辐射的耦合规律和等离子体波的电压可调性质。我们结果说明当邻近沟道等离子体波共同激发的情况下等离子体波共振强度会得到增强,但是等离子体波模式分裂现象不会发生,这主要由等离子体波在两个沟道边界处的传播特性所决定的,在边界处等离子体波的电荷分布是同相振荡的,致使在共同激发下等离子体波共振发生明显的增强现象。而对于器件的电压可调性质来说,等离子体波的电压可调性受邻近沟道电学参数的影响较大,在短栅器件中 ungated 等离子体模式可以相互耦合使得等离子体波的共振频率可调性增强。另一个重要发现则是在发生等离子体波电压可调的时候器件沟道间的

耦合则是最强的，并且短栅器件出现了明显的增强现象。这一现象的发现不仅仅在等离子体波共振探测效率的提高方面，而且在量子探测器的探测耦合方面都具有重要的应用。

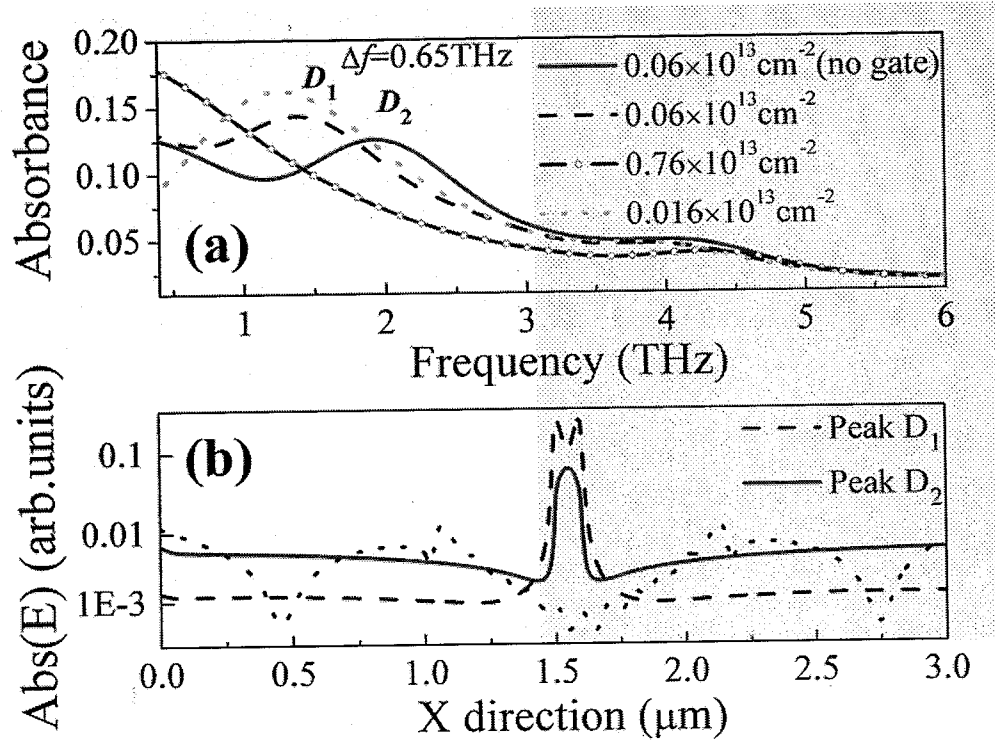


图 18. (a)不同栅极电压下的 ungated 等离子体波共振频率的变化, D_1 和 D_2 峰分别对应于栅极屏蔽效应, 图(b)为器件共振激发下的电场沿着器件沟道的分布, 短栅极器件呈现出明显的近场增强信号。

§ 4.5 小结

本章主要研究了等离子体波的激发过程,通过建立物理模型得到器件动态变化电流和电导特性,以及动态电导和空间色散效应得到器件等离子体波共振吸收规律。研究结果表明器件沟道等离子体波可以有着两种振荡模式,一个是纵向传播,一个是横向传播,后者等离子体波的激发频率要比前者高很多。等离子体波的色散形式可以从经典理论得到,但为了有效耦合该模式则需要光电耦合结构提供足够的光子动量,光栅耦合器件在电压调制和有效场耦合方面都具有明显的优势。本文通过电磁计算模型得到等离子体波辐射散射损耗现象对共振强度的影响,并得到等离子体波偶极振荡规律。在等离子体波探测器应用中,质量因子决定着等离子体波的耦合强度和光学响应的提高,GaN基器件要比其他III-V族材料更高的工作频率特性,为了进一步提高器件的共振质量因子,提高器件沟道的电子浓度是一个比较有效的方法,AlN/GaN器件可以实现高阶模式激发,但由于受到GaN材料声子模式的影响等离子体波的激发效率受到大的抑制,但在等离子体波频率小于10THz的时候等离子体波不受明显的衰减作用。在本章中,提出等离子体波杂化模式分裂以及共振相互作用增强模型,指出等离子体波相互作用可以提高器件的探测频率和耦合频率范围,因而等离子体晶体结构器件是未来探测器发展的重要方向。文中提出等离子体晶体雏形器件结构,即双沟道GaN HEMT器件,并对电压调制等离子体单元结构以及此结构对等离子体波共振的影响进行了一系列的研究。在最后一小节中,我们也研究了单沟道器件中等离子体波之间的相互作用规律,并采用传输线理论模型对太赫兹共振峰的移动规律进行描述,这种解析方法可以对峰增强和数值结果进行很好的解释,除了在二维电子气系统外,该结果可以在薄层半导体沟道器件中得到应用。本章所采用的经典理论方法可以在宏观电子气统计当中与量子方法得到一致的结果,因而可以进一步进行大规模器件阵列的开发。

参考文献:

- [1]Y. Yang, R. Singh, and W. Zhang, Anomalous terahertz transmission in bow-tie plasmonic antenna apertures. *Optics Letters*, 2011, 36(15):2901-2903.
- [2]J. D. Sun, Y. F. Sun, D. M. Wu, Y. Cai, H. Qin and B. S. Zhang, High-responsivity, low-noise, room-temperature, self-mixing terahertz detector realized using floating antennas on a GaN-based field-effect transistor. *Appl. Phys. Lett.* 2012, 100(1):013506.
- [3]X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke and J. P. Eisenstein, Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors. 2002, 81(9):1627-1629.
- [4]Y. M. Meziani, H. Handa, W. Knap, T. Otsuji, E. Sano, V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, D. Coquillat, and F. Teppe, Room temperature terahertz emission from grating coupled two-dimensional plasmons. *Appl. Phys. Lett.* 2008, 92(20):201108.
- [5]T. Onishi, T. Tanigawa, and S. Takigawa, High power terahertz emission from a single gate AlGaIn/GaN field effect transistor with periodic Ohmic contacts for plasmon coupling. *Appl. Phys. Lett.* 2010, 97(9):092117.
- [6]O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)GaIn/GaN hetero- and quantum well structures," *J. Phys.: Condens. Matter.* 2002, 14: 3399–3434.
- [7] A. V. Muravjov, D. B. Veksler, V. V. Popov, O. V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R. E. Peale, and M. S. Shur, Temperature dependence of plasmonic terahertz absorption in grating-gate gallium-nitride transistor structures. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 96: 042105.
- [8] G. C. Dyer, G. R. Aizin, J. L. Reno, E. A. Shaner, and S. J. Allen, Novel Tunable Millimeter-Wave Grating-Gated Plasmonic Detectors, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2011, 17: 85-91.
- [9] T. V. Teperik, F. J. García de Abajo, V. V. Popov, M. S. Shur, Strong terahertz absorption bands in a scaled plasmonic crystal, *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90, 251910.
- [10]J. -W. Yu, C. -K Li, C. -Y. Chen, Y. -R. Wu, L. -J. Chou, and L. -H. Peng, Transport properties of gallium nitride nanowire metal-oxide-semiconductor transistor. *Appl. Phys. Lett.*

2011, 99(15):152108.

- [11] R. M. Chu, Y. G. Zhou, J. Liu, D. L. Wang, K. J. Chen, and K. M. Lau, IEEE Trans. Electron Devices, 2005, 52, 438.
- [12] S. Zhang, M. C. Li, Z. H. Feng, B. Liu, J. Y. Lin, and L. C. Zhao, High electron mobility and low sheet resistance in lattice-matched AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN double-channel heterostructure. Appl. Phys. Lett. 2009, 95(21):212101.
- [13] V. V. Popov, O. V. Polischuk, W. Knap, and A. El Fatimy, Appl. Phys. Lett. 2008, 93, 263503.
- [14] D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti, H. P. Hughes, M. Y. Simmons, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B 1999, 59: 2095.
- [15] Z. Chen, Y. Pei, S. Newman, D. Brown, R. Chung, S. Keller, S. P. DenBaars, S. Nakamura, and U. K. Mishra, Appl. Phys. Lett. 2009, 94: 171117.
- [16] S. Taking, AlN/GaN MOS-HEMTs with thermally grown Al₂O₃ passivation. IEEE Trans. Electron Devices, 2011, 58(5): 1418-1424.
- [17] A. V. Muravjov, D. B. Veksler, V. V. Popov, O. V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R. E. Peale, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. 2010, 96: 042105.
- [18] H. C. Guo, X. H. Zhang, W. Liu, A. M. Yong, and S. H. Tang, J. Appl. Phys. 2009, 106, 063104.
- [19] M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. 1993, 71:2465-2468.
- [20] V. V. Popov, O. V. Polischuk, W. Knap, and A. El Fatimy, Broadening of the plasmon resonance due to plasmon-plasmon intermode scattering in terahertz high-electron-mobility transistors, Appl. Phys. Lett. 2008, 93(26), 263503.
- [21] V. V. Popov, O. V. Polischuk, and W. Knap, Plasmon-plasmon scattering and giant broadening of the gated plasmon resonance line in a nanometric heterotransistor with a 2D electron channel, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics 2009, 73(1), 84-87.
- [22] A. Satou, V. Ryzhii, and A. Chaplik, Plasma oscillations in two-dimensional electron channel with nonideally conducting side contacts, J. Appl. Phys. 2005, 98(3): 034502.
- [23] V. V. Popov, A. N. Koudymov, M. S. Shur, and O. V. Polischuk, "Tuning of ungated plasmons by a gate in the field-effect transistor with two-dimensional electron channel," J. Appl. Phys. 2008, 104(2): 024508-1- 024508-6.
- [24] H. Marinchio, J. -F. Millithaler, C. Palermo, L. Varani, L. Reggiani, P. Shiktorov, E. Starikov,

and V. Gružinskis, Plasma resonances in a gated semiconductor slab of arbitrary thickness, Appl. Phys. Lett. 2011, 98(20): 203504.

[25]L. Wang, W. D. Hu, J. Wang, J. Wang, X. D. Wang, S. W. Wang, X. S. Chen, and W. Lu, “Plasmon resonant excitation in grating-gated AlN barrier transistors at terahertz frequency,” Appl. Phys. Lett. 2012, 100(12), 123501.

[26]M. Schubert, T. E. Tiwald, and C. M. Herzinger, Infrared dielectric anisotropy and phonon modes of sapphire, Phys. Rev. B 2000, 61(12), 8187-8201.

第五章 总结和展望

§ 5.1 论文总结

太赫兹技术由于潜在的应用价值近年来得到众多研究人员们的广泛关注，进而促使新型器件的开发和太赫兹成像的实现。III-V 族半导体器件工艺的长足发展，尤其是 GaN 类材料体系其独特性质促使器件功率转换效率的大幅度的提升，为未来高功率和高可靠性模拟集成电路的实现奠定了重要基础。在太赫兹探测方面，紧凑、低成本、固体探测单元具有广泛的应用前景，虽然目前已有多种手段方法如在绪论中所介绍那样可以实现有效的太赫兹探测，但由于该频率段所处位置的特殊性，传统电子学方法和光子学方法受到严重的限制，已有的探测手段很难实现低温有效工作，并且探测频率范围难以进一步提高。在这一方面，等离子体波太赫兹探测器可以实现室温操作能力，并且可以提高器件的工作频率降低器件的制造成本。GaN 器件工艺的不断进步为单片紧凑太赫兹光谱仪的开发指明了重要的方向，但很多基本问题则亟待解决，本论文主要研究了基于高电子迁移率器件的直流和太赫兹探测特性，具体包括：

- 1、氮化镓基材料体系的极化性质，不同尺度下器件沟道载流子的传输规律，包括速度过冲现象和热电子效应，传统平衡漂移扩散理论形式在所研究的器件结构中实验值出现明显的差别，为了有效计算器件的非平衡载流子动力学现象，我们采用流体力学理论模型并可以较好地重复实验的结果。相对于第二代 GaAs 类半导体材料来说，GaN 独特的极化特性促使新型器件的实现具体包括增强型器件、双沟道器件实现更高频率的功率转换线性特性，为了降低器件的自加热效应和热电子效应，设计高铝组分器件和双异质结器件可以增强器件的载流子限制进而降低自加热效应的不利影响。
- 2、由于 GaN 材料工艺尚不十分成熟体陷阱会对器件沟道电子气造成耗尽，以及在高电场下载流子在陷阱能级处捕获和热激发造成器件直流特性呈现明显的负微分电阻现象。本论文指出在器件沟道附件由于载流子浓度的非均匀分布费米面相对于导带位置呈现明显的波动导致器件该位置处呈现了明显的势垒结构致使器件的迁移率呈现明显地变化，造成器件呈现负微分电阻行为，另一方面在高电场下电子声子相互作用，使得器件在沟道中局域着过多的交换能量，结果表明在器件沟道中电子和声子温度近似相等的。本文建立了迁移率散射模型得到与实验相一致的结果。
- 3、对短沟道器件的载流子动力学非平衡载流子传输特性进行剖析，结果表明器件沟道在高

频下呈现非电阻行为,相反的电感量在高频下占据主导作用,这说明弹道晶体管器件可以实现某一频率的共振特性。本文介绍了经典和非经典两种方法得到器件沟道电荷密度振荡所产生的共振效应,并采用传输线模型研究电感电容效应对等离子体波共振频率的影响,对不同材料参数下等离子体波的共振频率进行比较,对于 GaN 器件来说等离子体波共振频率可以达到最高值,进而克服其他 III-V 族材料 2THz 共振急剧降低的现象。

- 4、研究光栅耦合下等离子体波的激发过程,对于 GaN 器件光栅耦合器的栅条长度可以达到微米量级以上,比较适合大面积阵列器件应用,我们基于流体力学形式建立了等离子体波激发理论模型,并得到等离子体波偶极振动和入射辐射场的耦合形式,得到光栅耦合下的太赫兹共振谱,并与现有实验报道得到一致的结果,建立表面共振层模型研究等离子体波辐射损耗和散射损耗对等离子体波共振强度的影响。
- 5、引入等离子体波模式杂化的概念,对复杂纳米等离子体波耦合结构之间等离子体波相互作用给出一般的概念,该方法可以对等离子体波的模式分裂以及共振增强现象进行有效地分析。基于传输线理论形式,等离子体波的共振频率受波的传输特性影响,而电压可调性要远超于一般意义上的电压可调,不同等离子体波之间的相互耦合要比电压效应影响更大,并在耦合出现的电场增强现象可以实现深亚波长器件的设计,等离子体波可以发生共振增强现象以致模间散射效应降到最低,在 GaN 器件中声子效应制约着器件的共振强度的进一步提高,尽管如此 GaN 器件在 1 到 10THz 范围内共振特性可以比 GaAs 类器件要好。

§ 5.2 后续展望

等离子体波太赫兹探测器从基本原理的提出到现在已经过去将近二十年,实验和理论都取得了较为长足的发展。但等离子体波共振展宽的机理性问题还没有解决,虽然目前已经有几种相关理论模型,但仍缺少足够的证据导致等离子体波展宽的主导性因素,因为等离子体波的激发往往是伴随着多种展宽机制的,在后续工作中澄清这些物理机制至关重要,这关系到器件的频率选择特性。目前主要为了实验上的简便,大多都局限于一维光栅耦合器件,但等离子体波的激发效率则是比较低的,而基于光栅器件的性能极限是一个尚未解决的重要问题,关系到器件未来的市场竞争力以及可靠性等问题。等离子体波激发效率的提高有赖于新型天线结构的设计,在我们的研究中开发了双沟道器件结构,无论在电压可调性还是等离子体波的共振强度等方面都要比原来单个异质结器件要好很多,场耦合性质

的变化会形成新的增强效应，因而基于简单等离子体晶体结构雏形，开发具有高 Q 值的晶体结构器件对探测效率的提高也是除了天线耦合外的一个重要的内因。除此之外，电子多体相互作用在二维电子体系当中缺少足够的理论研究，尤其在低维纳米材料体系。除了传统 III-V 族器件，新型材料具备高迁移和宽可调特性，在这方面二维材料具有先天的优势，基本物理性质也更复杂，交换关联相互作用、自旋轨道耦合对材料能带结构和电子输运性质的影响因素不可忽略，而载流子动力学则呈现出独特的性质，因而相关理论研究工作也需进一步深入。