

外加太赫兹场与磁场作用下的高电子迁移率晶体管电流特性*

王立敏 曹俊诚†

(中国科学院上海微系统与信息技术研究所 信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

摘要: 外加太赫兹 (THz) 场垂直入射高电子迁移率晶体管 (HEMT), 使得 HEMT 中产生的载流子激发沟道内的等离子振荡, 振荡频率处于太赫兹范围. 论文研究了外加磁场对该器件电流特性的影响. 结果表明, 随着外加磁场强度的增加, HEMT 的响应率峰值发生蓝移. 因此通过改变磁场能够对 HEMT 的振荡响应实现有效调谐.

关键词: 高电子迁移率晶体管; 太赫兹场; 磁场; 响应率

PACC: 7360L; 2940P

中图分类号: TL814 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-4177(2008)07-1357-03

1 引言

太赫兹 (THz) 技术的发展正引起越来越广泛的关注, 通过光学方法产生 THz 辐射是目前较有前景的手段之一^[1~5]. Rhyzhii 等人^[6] 曾经提出一种将调制的光信号或超短光脉冲照射在高电子迁移率晶体管 (HEMT) 上产生 THz 辐射的方法. 原理如下: HEMT 中衬底和电子沟道之间的吸收层通过光照产生的电子和空穴垂直于沟道平面传播, 这些电子和空穴激发的等离子振荡会产生强烈的 THz 振荡响应, 振荡响应的频率与等离子振荡的频率一致^[7,8]. Satou 等人^[9] 经过研究发现, 光从非栅区垂直入射的 HEMT 具有频率在 THz 范围的振荡响应, 由于振荡频率是由沟道内电子浓度和沟道长度决定的, 在非栅区域相对于栅区长度不是太大的情况下, 可以对振荡的基频进行有效的调节.

HEMT 的响应振荡频率是由沟道内电子浓度和沟道长度决定的, 只要调节这两个参数的值就可实现对该器件振荡响应的调谐^[7~9]. 但是器件的沟道长度是固定的, 通过沟道长度实现对 HEMT 的调谐比较困难, 因此通过其他手段对 HEMT 的响应振荡进行调谐的方法仍然有待研究. 作者从理论上研究了在不同外加磁场下 HEMT 响应率的变化. 结果证明, 外加磁场增强了沟道内的等离子振荡, 我们可以通过调节外加磁场来改变 HEMT 振荡响应.

2 理论模型及计算

本文研究的是外加太赫兹场入射的 HEMT 结构 THz 器件, 采用的模型与 Satou 等人^[9] 的模型类似, 不同的是沿着 +z 方向有一个外加的磁场 B. 如图 1 所

示, 宽带隙势垒层和窄带隙吸收层之间是电子沟道, 沟道与源和漏之间是 n⁺ 型接触. 沿着沟道平面和垂直沟道平面的分别为 x 方向和 z 方向. Satou 等人所采用模型中的光信号可看成频率为 ω 的外加太赫兹场, 它沿着 +z 方向从顶部表面栅-漏和栅-源之间的部分输入, W_g 和 W_a 分别为势垒层和吸收层的厚度, $2L$ 和 $2L_c$ 分别为栅区和非栅区域的长度.

沟道内电子的净浓度 $\Sigma(x, t) = \Sigma_0 + \delta \times \Sigma_\omega \exp(-i\omega t)$, 电子沿沟道方向的速率 $u(x, t) = u_0 + \delta u_\omega \exp(-i\omega t)$ 以及二维沟道中的电势为 $\varphi(x, t) = \varphi_0 + \delta \varphi_\omega \exp(-i\omega t)$ (这里下标 0 代表着稳态的值, 下标 ω 则代表相对于频率 ω 的小信号微扰幅度), 它们满足方程^[10~12]:

$$-i\omega \Sigma_\omega + \sum_0 \frac{\partial u_\omega}{\partial x} = \frac{j_\omega}{e} \quad (1)$$

$$(-i\omega + \nu) u_\omega = \frac{e}{m} \left(\frac{d\varphi_\omega}{dx} + u \times B \right) \quad (2)$$

其中 ν 为电子碰撞频率; ω 为信号频率; e 和 m 分别为电子电荷和电子的有效质量, 通过方程 (1), (2) 可以得到^[6,13,14]:

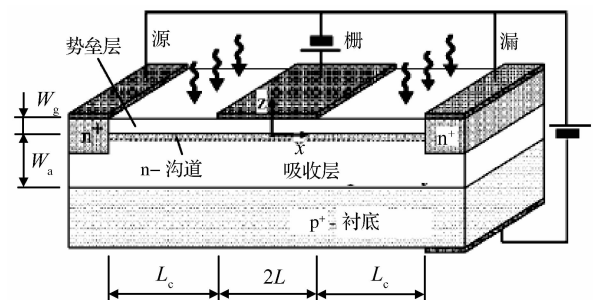


图 1 高电子迁移率晶体管结构图
Fig.1 Schematic view of the HEMT structure

* 国家自然科学基金 (批准号: 60425415, 60721004), 国家重点基础研究发展规划 (批准号: 2007CB310402) 和上海市基础研究重大项目 (批准号: 06dj14008) 资助项目

† 通信作者. Email: jccao@mail.sim.ac.cn

2007-11-13 收到, 2007-12-20 定稿

$$\frac{d^2 \delta \varphi_\omega}{dx^2} + \frac{s^{-2} \omega (\omega^2 + 2i\nu\omega - \nu^2 - e^2 B^2 / m^2) \delta \varphi_\omega}{\omega + i\nu} = 0 \quad (3)$$

其中 $s = \sqrt{4\pi e^2 \sum_0 W_g W_a / \epsilon m (W_g + W_a)}$ 为等离子体波速率. 由边界条件^[9]:

$$\left(L_\omega \frac{d\delta \varphi_\omega}{dx} \pm \delta \varphi_\omega \right) \Big|_{|x|=L} = \mp i_\omega r_c \quad (4)$$

得到沟道交流电势的表达式:

$$\delta \varphi_\omega = -i_\omega r_c \left[\cot\left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) - \frac{L_\infty}{L} \left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) \right]^{-1} \times \frac{\cos(\pi\alpha_\omega x / 2L)}{\sin(\pi\alpha_\omega)} \quad (5)$$

其中 $\alpha_\omega^2 = \frac{\omega(\omega^2 + 2i\nu\omega - \nu^2 - e^2 B^2 / m^2)}{\Omega^2(\omega + i\nu)}$; $L_\omega = L_c \sigma / \sigma_c$
 $= L_c \sum_0 (\nu_c - i\omega) / \sum_{0c} (\nu - i\omega)$, $r_c = L_c^2 / \sigma_c$ 分别为沟道非栅部分的有效长度和有效阻抗. 我们作一些简化: $\nu_c = \nu$, 那么 $L_\omega = L_\infty = L_c \sum_0 / \sum_{0c}$; $\sigma = \sigma_0 \nu / (\nu - i\omega)$, 同时 $\sigma_c = \sigma_{c0} \nu / (\nu - i\omega)$ 分别为栅区和非栅区的交流电导 (下标 c 代表非栅区的量); $i_\omega = -i \frac{e\alpha(\nu_{ns} + \nu_{ps}) I_\omega}{\omega}$ 为沟道非栅部分的感生电流密度; $\Omega_c = \sqrt{2\pi e^2 \sum_{c0} W_g W_a / \epsilon m L_c}$ 为非栅区的特征等离子体频率, $\Omega = \pi s / 2L = \sqrt{\pi^3 e^2 \sum_0 W_g W_a / \epsilon m (W_g + W_a) L^2}$ 为栅区的特征等离子体频率. 当 $W_g \ll W_a$ 时, 感生电流的表达式为:

$$\delta J_\omega^g = -i\omega \frac{\epsilon}{4\pi} \int_{-L}^L dx \delta \varphi_\omega \quad (6)$$

由(5), (6)式得到:

$$\delta J_\omega^g = i\omega \frac{\epsilon i_\omega}{4\pi} \left(\frac{2r_c}{\pi\alpha_\omega}\right) \left[\cot\left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) - \frac{L_\infty}{L} \left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) \right]^{-1} \quad (7)$$

3 计算结果及讨论

假设外加太赫兹场的功率 P_ω 集中于非栅区域, 忽略接触的狭缝引起的衍射, 有 $I_\omega = P_\omega / 2L_c$, 因此 HEMT 器件的响应率 $\mathfrak{R}_\omega = \delta J_\omega^g / P_\omega$ 可以写为 $\mathfrak{R}_\omega = \delta J_\omega^g / 2\hbar\Omega_{ph} L_c I_\omega$, 其中 $\hbar\Omega_{ph}$ 为光子能量, 于是可以得到:

$$\mathfrak{R}_\omega = \delta J_\omega^g / 2\hbar\Omega_{ph} L_c I_\omega = \bar{R} \left(\frac{L_c}{L}\right) \left(\frac{\nu - i\omega}{\pi\nu\alpha_\omega}\right) \times \left[\cot\left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) - \frac{L_\infty}{L} \left(\frac{\pi\alpha_\omega}{2}\right) \right]^{-1} \quad (8)$$

其中 $\bar{R} = \left(\frac{\epsilon e}{4\pi\hbar\Omega_{ph}}\right) \left[\frac{L^2 \alpha(\nu_{ns} + \nu_{ps})}{W_g \sigma_{c0}}\right]$, ν_{ns} 和 ν_{ps} 分别为光电子和光空穴的饱和速率, α 为吸收层的吸收效率; I_ω 为外加太赫兹场辐射强度的谐波分量 (在非栅区域它的值不为 0).

计算出响应率 $|\mathfrak{R}_\omega| / \bar{R}$ 与频率的关系如图 2 所示. 图中分别展示了 $L_c/L = 1$ 和 $L_c/L = 2$ 时在不同的磁场强度下, HEMT 器件响应率 $|\mathfrak{R}_\omega| / \bar{R}$ 的变化. 设定 $\Omega / 2\pi = 1\text{THz}$, $\sum_0 = \sum_{0c} = 1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ($L_\infty = L_c$), 所取参数 $W_g = 0.05 \mu\text{m}$, $\nu_{ns} + \nu_{ps} = 1.5 \times 10^7 \text{cm/s}$, $\nu = 1 \times$

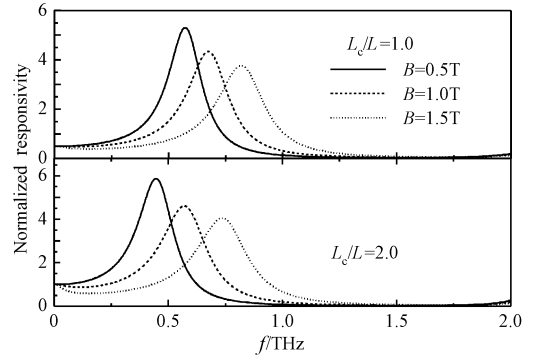


图 2 在不同的磁场下响应率与信号频率的关系

Fig. 2 Frequency dependence of the responsivity with different intensities of applied magnetic field

10^{12}s^{-1} , $\hbar\Omega_{ph} = 1.45 \text{eV}$, $\alpha = 1 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$. 从图中可以看出, 在 L_c/L 的值分别为 1 和 2 时出现了相同的情况, 随着外加磁场强度由 0.5 增大到 1.5 T 振荡响应的最大值即响应率的峰值发生蓝移, 这是因为磁场的增强使得沟道内的等离子体振荡增强; 同时峰值的高度下降近 1/3, 这是由于有两种机制阻碍了等离子体的增长: 由电子被杂质和声子散射而引起的外部相互作用以及由电子流的粘滞性而引起的内部相互作用^[14].

图 3 给出了在不同的非栅区域沟道长度 (L_c/L) 下, 加磁场和不加磁场时响应率 $|\mathfrak{R}_\omega| / \bar{R}$ 的变化. 我们所取的 L_c/L 从 0.5 增加到 2, 外加磁场从 0 到 1 T, 其他参数与图 2 中的相同. 从图中可以看到, 加磁场时响应率 $|\mathfrak{R}_\omega| / \bar{R}$ 的峰值相对于不加磁场时发生了蓝移, 这是因为磁场的增强引起沟道内等离子体振荡的增强. 响应率的峰值高度有明显的下降, 这是由于有两种机制阻碍了等离子体的增长: 由电子被杂质和声子散射而引起的外部相互作用以及由电子流的粘滞性而引起的内部相互作用; 对于前者, 可以通过降低温度的方法从一定程度上克服, 对于后者仍然没有有效的办法消除其影响^[15]. Satou 等人^[9] 已经证明可以通过调整非栅区域沟道长度等手段实现对 HEMT 的振荡响应而实现有效调节, 本文中图 2 与图 3 的结果可以证明, 改变外加磁场同样可以对该器件的振荡响应实现有效调节.

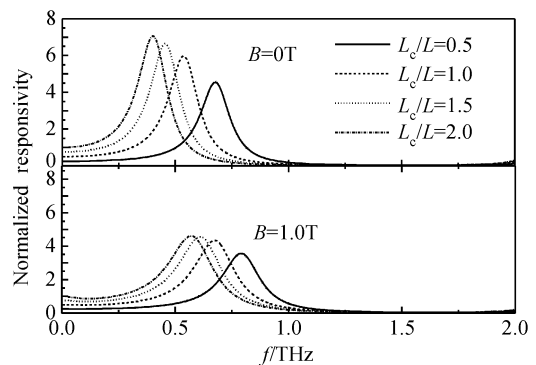


图 3 在不同的非栅区沟道长度下响应率与信号频率的关系

Fig. 3 Frequency dependence of the responsivity with different lengths of gated region

4 结论

计算了外加 THz 场和磁场作用下 HEMT 的响应率与频率的关系. 结果表明, 随着外加磁场的增加, 该器件响应率的峰值发生蓝移, 这是因为磁场增强了沟道内的等离子体振荡; 同时峰值的高度有所降低, 这是由于电子被杂质和声子散射而引起的外部相互作用以及由电子流的粘滞性而引起的内部相互作用阻碍了等离子体波的增长. 所以, 通过改变外加磁场的强度能够对 THz 器件的振荡响应实现有效调节, 利用这一特性我们可以设计可调谐的 THz 源和探测器.

参考文献

- [1] Cao J C. Research progress of terahertz sources and detector. *Physics*, 2006, 35:953 (in Chinese) [曹俊诚. 太赫兹半导体探测器研究进展. *物理*, 2006, 35:953]
- [2] Jia G, Wang L, Zhang X C. Terahertz science and technology. *Bulletin of National Natural Science Foundation of China*, 2002, 04:200 (in Chinese) [贾刚, 汪力, 张希成. 太赫兹科学与技术. 中国科学基金, 2002, 04:200]
- [3] Ferguson B, Zhang X C. Review of terahertz science and technology. *Physics*, 2003, 05:286 (in Chinese) [Ferguson B, 张希成. 太赫兹科学与技术回顾. *物理*, 2003, 05:286]
- [4] Shur M S, Ryzhii V. *Terahertz sources and systems*. Dordrecht: Kluwer, 2001
- [5] Elezzabi A Y, Holzman J F. Photoconductive generation and detection of guided-wave and free-space terahertz waveforms. *IEEE Trans Electron*, 2003, E86-C:1218
- [6] Ryzhii V, Khmyrova I, Satou A. Plasma mechanism of terahertz photomixing in high-electron mobility transistor under interband photoexcitation. *J Appl Phys*, 2002, 92:5756
- [7] Ryzhii V. Terahertz operation of quantum-well intersubband hot-electron phototransistors. *IEEE J Quantum Electron*, 1999, 35:928
- [8] Ryzhii V, Khmyrova I, Shur M S. Terahertz photomixing in quantum well structures using resonant excitation of plasma oscillations. *J Appl Phys*, 2002, 91:1875
- [9] Satou A, Ryzhii V, Khmyrova I, et al. Characteristics of a terahertz photomixer based on a high-electron mobility transistor structure with optical input through the ungated regions. *J Appl Phys*, 2004, 95(4):2084
- [10] Ryzhii V, Khmyrova I, Shur M. Terahertz photomixing in quantum well structures using resonant excitation of plasma oscillations. *J Appl Phys*, 2002, 91(4):1875
- [11] Ryzhii V, Satou A, Khmyrova I, et al. Plasma oscillations in a slot diode structure with a two-dimensional electron channel. *J Appl Phys*, 2004, 96(12):7625
- [12] Ryzhii V, Shur M. Tunneling and barrier-injection transit-time mechanisms of terahertz plasma instability in high-electron mobility transistors. *Semicond Sci Technol*, 2002, 17:1168
- [13] Satou A, Khmyrova I, Ryzhii V. Plasma and transit-time mechanisms of the terahertz radiation detection in high-electron-mobility transistors. *Semicond Sci Technol*, 2003, 18:460
- [14] Kushwaha M, Vasilopoulos P. Influence of a magnetic field on the current instability in a ballistic field-effect transistor. *Phys Rev B*, 2001, 64:125320
- [15] Kushwaha M, Vasilopoulos P. Resonant response of a FET to an AC signal: Influence of magnetic field, device length, and temperature. *IEEE Trans Electron Devices*, 2004, 51:803

Current Characteristics of High-Electron-Mobility Transistors Driven by a Terahertz Field and Magnetic Field*

Wang Limin and Cao Juncheng[†]

(State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Shanghai 200050, China)

Abstract: When a high-electron mobility transistor (HEMT) is driven by a terahertz (THz) field and magnetic field, plasma oscillation appears in the channel of the HEMT. We have investigated the effect of the THz field and magnetic field on the current characteristics of the HEMTs. The results show that the peaks of the responsivities of the HEMT exhibit blueshift as the magnetic field increases. We may tune the frequencies of the plasma oscillation by changing the magnetic field.

Key words: high-electron mobility transistor; terahertz field; magnetic field; responsivity

PACC: 7360L; 2940P

Article ID: 0253-4177(2008)07-1357-03

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Nos. 60425415, 60721004), the Special Funds for Major State Basic Research Project (No. 2007CB310402) and the Shanghai Municipal Commission of Science and Technology (No. 06dj14008)

[†] Corresponding author. Email: jccao@mail.sim.ac.cn

Received 13 November 2007, revised manuscript received 20 December 2007