

文章编号:1001-9014(2004)02-0086-05

## 不同结构的碲镉汞长波光伏探测器的暗电流研究

叶振华, 胡晓宁, 张海燕, 廖清君, 李言谨, 何力  
(中国科学院上海技术物理研究所材料与器件中心, 上海 200083)

**摘要** 对  $B^+$  注入的  $n$ -on- $p$  平面结和分子束外延(MBE)技术原位铟掺杂的  $n^+$ - $n$ - $p$  台面异质结的碲镉汞(HgCdTe)长波光伏探测器暗电流进行了对比分析. 与  $n$ -on- $p$  平面结器件相比, 原位掺杂的  $n^+$ - $n$ - $p$  台面异质结器件得到较高的零偏动态阻抗-面积值( $R_0A$ ). 通过与实验数据拟合, 从理论上计算了这两种结构的器件在不同温度下的  $R_0A$  和在不同偏压下的暗电流, 得到一些相关的材料和器件性能参数.

**关键词**: 光伏探测器; HgCdTe; 暗电流;  $R_0A$ ; 异质结.

**中图分类号**: TB4 **文献标识码**: A

### STUDY OF DARK CURRENT FOR MERCURY CADMIUM TELLURIDE LONG-WAVELENGTH PHOTODIODE DETECTOR WITH DIFFERENT STRUCTURES

YE Zhen-Hua HU Xiao-Ning ZHANG Hai-Yan LIAO Qing-Jun LI Yan-Jing HE li  
(Center of Materials and Devices, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of  
Sciences, Shanghai 200083, China)

**Abstract**: The dark current mechanism of  $B^+$ -implanted  $n$ -on- $p$  planar photodiode and Indium doped  $n^+$ - $n$ - $p$  hetero-junction mesa photodiode formed in-situ by molecular beam epitaxy for Mercury-Cadmium-Telluride long-wavelength detector was compared and analyzed. It was found that  $n^+$ - $n$ - $p$  hetero-junction-mesa photodiode doped in-situ had higher zero-bias resistance-area product ( $R_0A$ ) than  $n$ -on- $p$  planar photodiode in our experiment. By fitting with experimental data,  $R_0A$  at different temperature and the dark current at different bias voltage of the two long-wavelength devices were calculated theoretically, and some correlated parameters were also achieved.

**Key words**: photodiode; HgCdTe; dark current;  $R_0A$ ; heterojunction.

### 引言

近年来, 由于战略和战术上的强烈需求, HgCdTe 红外探测器得到了快速发展. 出现了离子注入的  $n$ -on- $p$  或  $p$ -on- $n$  的平面结器件, 原位生长的  $n$ -on- $p$  或  $p$ -on- $n$  的台面异质结器件, 环孔工艺得到的  $n$ -on- $p$  型器件, 也出现了大量在空间上同步和时间上同时的多波段 HgCdTe 红外探测器的报道.

$B^+$  注入形成  $n$ -on- $p$  平面结是一种制备长波光伏探测器的常用方法, 但是, 离子注入会带来材料损伤, 由于长波器件的禁带宽度较窄, 所以同质结器件有大的直接隧穿电流. 而原位掺杂的异质结器件却

能避免离子注入引起的材料损伤, 同时可减少直接隧穿电流等不利影响<sup>[1-3]</sup>, 因此我们采用 MBE 原位铟掺杂生长  $n^+$ - $n$ - $p$  异质结材料, 来获得高性能的台面异质结的光伏探测器.

本文主要是对硼离子注入的  $n$ -on- $p$  平面结和原位铟掺杂形成的  $n^+$ - $n$ - $p$  台面异质结 HgCdTe 长波光伏探测器进行了变温的  $I$ - $V$  特性分析. 通过与实验数据拟合, 从理论上计算了这两种结构的长波器件在不同温度下的  $R_0A$  和在不同偏压下的暗电流, 得到一些相关的材料和器件性能参数. 在对不同结构的器件进行直接带间隧穿电流拟合计算时, 分别采用了各自合适的势垒近似模型.

收稿日期: 2002-11-08, 修回日期: 2003-05-09

基金项目: 中国科学院知识创新工程资助项目

作者简介: 叶振华(1977-), 男, 江西玉山人, 博士生, 主要从事红外焦平面器件的研究

Received date: 2002-11-08, revised date: 2003-05-09

## 1 实验

### 1.1 材料生长和器件制备

为了使不同结构的长波  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  光伏探测器的性能比较有意义,我们尽量生长器件吸收层组分相接近的  $\text{HgCdTe}$  外延材料,图 1 是要比较的两种器件结构示意图.同时,它们的光敏元面积大小相等(考虑了注入结光敏元扩大的影响),所以  $R_0A$  的比较就可简化为  $R_0$  的比较了.

平面结器件如图 1(a)所示,采用 MBE 技术,在 GaAs 衬底上生长组分为  $x=0.2323$ 、汞空位掺杂浓度  $N_A$  为  $5.65 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  和厚度为  $10.6 \mu\text{m}$  的 P 型  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  材料.经过  $\text{B}^+$  注入形成 n 区,再长钝化膜、镀金属电极和制备钢柱,获得了 n-on-p 平面结的光伏器件.

台面结器件如图 1(b)所示,采用 MBE 技术,在 GaAs 衬底上先生长组分为  $x=0.226$ 、汞空位掺杂浓度  $N_A$  为  $8.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  和厚度为  $9.96 \mu\text{m}$  的 p 型  $\text{HgCdTe}$  材料;然后,生长组分与 p 型吸收层一样、In 掺杂、杂质浓度为  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  和厚度为  $0.43 \mu\text{m}$  的 n 型  $\text{HgCdTe}$  材料;再生长组分为  $x=0.3$ 、In 重掺杂的、杂质浓度为  $2.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  和厚度为  $2.5 \mu\text{m}$  的  $\text{n}^+$  型  $\text{HgCdTe}$  材料.经过腐蚀形成  $\text{n}^+-\text{n-p}$  台面,再长钝化膜、镀金属电极和制备钢柱,获得了  $\text{n}^+-\text{n-p}$  台面异质结的光伏器件.

### 1.2 测试

变温测试使用的制冷机是 Air product Model REC-4x14,温度测量用定标过的小型铂电阻温度计.采用四线法进行测量,可以去除引线电阻对测量结果的影响,实际温度测量的误差小于 1K.电流电

压测试用 Keithley 2400 SourceMeter,测量用电压触发,同时测量电压和电流.电流测量的准确率达到  $100 \text{ pA}$ ,分辨率高于  $20 \text{ pA}$ .待测样品用低温胶贴在制冷机冷头上.测量时,冷头上加有冷屏,使样品处于暗场下变温测量的范围为  $30 \sim 200 \text{ K}$ .

## 2 实验结果和讨论

长波红外探测器的暗电流往往是由扩散电流  $I_{diff}$ 、产生复合电流  $I_{gr}$ 、直接带间隧穿电流  $I_{bbr}$  和缺陷辅助隧穿电流  $I_{tai}$  共同起作用的.台面结器件还会有表面欧姆漏电流  $I_{ohmic}$  的影响.下面根据变温实验结果,对不同机理的电流进行理论计算和拟合分析.

### 2.1 器件的 $R_0$ 与温度 $T$ 的关系

扩散电流和产生复合电流是热电流机制,与温度的倒数呈指数变化,随着温度的降低电流下降显著<sup>[4,6]</sup>,它们引起的零偏动态阻抗用  $(R_0)_{thermal}$  表示.图 2(a)和图 2(b)分别是 n-on-p 平面结器件和  $\text{n}^+-\text{n-p}$  台面异质结器件的  $R_0$  对数与温度的  $1000/T$  实验曲线及拟合结果.由图 2 实验曲线可知,当温度较高时, $R_0$  对数与  $1000/T$  基本上成线性变化,但当温度小于一定值时, $R_0$  随温度的降低变化很小,这显然不再与扩散和产生复合电流机理相吻合,而应是受到了与温度关系不大的隧穿电流机制的影响.

扩散电流和产生复合电流公式<sup>[4,6,8,10,11]</sup>分别为

$$\frac{I_{diff}}{A_j} = q \frac{n_i^2}{N_A} \left( \frac{kT}{q} \cdot \frac{\mu_n}{\tau_n} \right)^{1/2} (e^{qV/kT} - 1), \quad (1)$$

$$\frac{I_{gr}}{A_j} = \frac{A_j n_i W_0 kT}{V_{bi}} \left( \frac{1}{\tau_0} + \frac{p_j S_0}{A_j} \right) \frac{2sh(qV/2kT)}{(abs(V_{bi} - V)/V_{bi})^{1/2}} f(b), \quad (2)$$

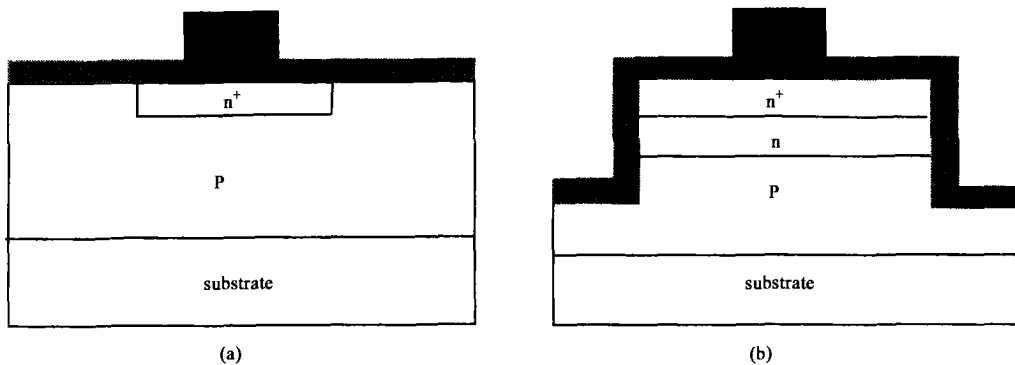


图 1  $\text{HgCdTe}$  长波光伏探测器的结构(a)  $\text{B}^+$  注入的 n-on-p 平面结器件(b) MBE 原位钢掺杂的  $\text{n}^+-\text{n-p}$  台面异质结器件

Fig. 1 The structure of  $\text{HgCdTe}$  long-wavelength photovoltaic detector (a)  $\text{B}^+$ -implanted n-on-p planar photodiode (b) Indium doped  $\text{n}^+-\text{n-p}$  hetero-junction-mesa photodiode formed in-situ by molecular beam epitaxy

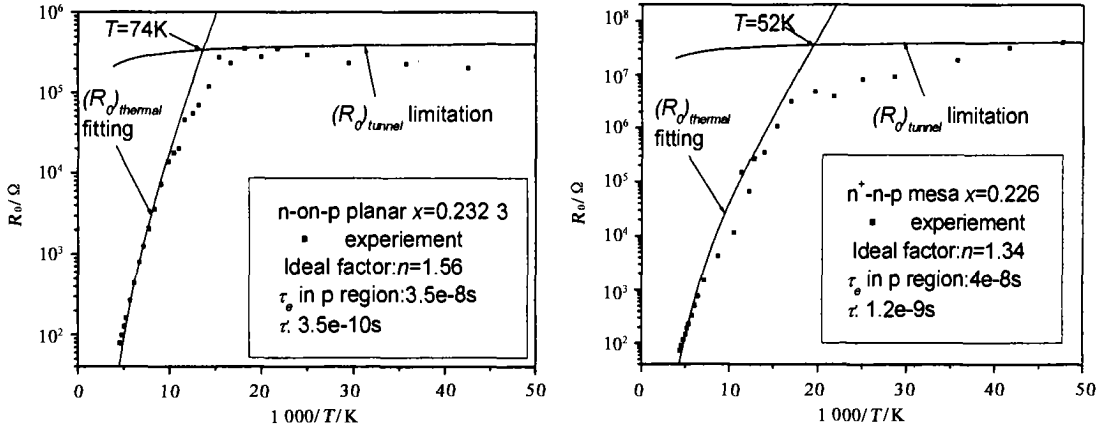


图2 器件的零偏动态阻抗  $R_0$  与温度  $T$  的实验曲线和拟合成果 (a) n-on-p 平面结器件 (b)  $n^+$ -n-p 台面异质结器件  
 Fig. 2 The dependence of the measured zero-bias differential resistance  $R_0$  on temperature and the fitting results (a) n-on-p planar photodiode (b)  $n^+$ -n-p hetero-junction-mesa photodiode

其中  $f(b) = \int_0^\infty \frac{1}{x^2 + 2bx + 1} dx$ , 且  $b = \exp(-qV/2kT)ch[\frac{E_i - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln(\frac{\tau_{e0}}{\tau_{h0}})]$ .

由式(1)和式(2)可得到扩散电流的零偏动态阻抗  $(R_0)_{diff}$  和产生复合电流的零偏动态阻抗  $(R_0)_{gr}$  与温度  $T$  的关系:

$$(R_0)_{diff} = \frac{kT N_a \tau_e}{A_j q^2 n_i^2 d} \text{ 和 } (R_0)_{gr} = \frac{V_{bi} \tau}{A_j q n_i W}, \text{ 其中 } \frac{1}{\tau} =$$

$\frac{1}{\tau_0} + \frac{P_j S_0}{A_j}$ ,  $\tau_e$  是 p 区少数载流子寿命,  $\tau$  是考虑了表面产生复合电流影响的空间电荷区载流子寿命.

在热电流是主要的暗电流机制的温度范围内, 我们对  $R_0$ -1000/T 半对数实验曲线进行线性拟合, 得到了 n-on-p 平面结器件和  $n^+$ -n-p 台面异质结器件的理想因子  $n$ , 分别为 1.56 和 1.34. 另外, 在高温

范围内利用公式  $\frac{1}{(R_0)_{thermal}} = \frac{1}{(R_0)_{diff}} + \frac{1}{(R_0)_{gr}}$  和在低

温范围内利用公式<sup>[8]</sup>  $(R_0)_{bbt} = \frac{4(2\pi^3)^{1/2} (\hbar/q) (P/q)}{A_j q (3qN_a / \epsilon_0 \epsilon_s)^{1/2} E_g^{3/2}} \exp[\frac{(3\pi\epsilon_0 \epsilon_s / qN_a)^{1/2} E_g^{3/2}}{4 \cdot 2^{1/2} (P/q)}]$ , 与实验曲线进行拟合

计算, 得到  $\tau_e$ ,  $\tau$  和隧穿电流起支配作用的起始温度  $T$ , 拟合曲线如图 2 所示. 在拟合时, 我们使用 Hansen 公式<sup>[4]</sup> 来计算材料的禁带宽度  $E_g$  和本征载流子浓度  $n_i$ . 静态介电常数<sup>[4,6]</sup>  $\epsilon_s = 20.5 - 15.6x + 8.2x^2$ ,  $x$  为 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料的组分. 载流子有效质量用 Kinch<sup>[6]</sup> 等人的公式,  $m_c^* = m_v^* = 0.071m_0 E_g$ ,  $E_g$  的单位为 eV, 假设  $V_{bi} = E_g$ .

由图 2(a) 可知, 当  $T < 74K$  时, n-on-p 平面结器件的  $R_0$  由于受到了与温度关系不大的隧穿电流机制的影响, 基本不变; 由图 2(b) 可知, 仅当  $T < 52K$  时,  $n^+$ -n-p 台面异质结器件的  $R_0$  才随温度降低而基本不变, 且仍略有上升. 同时,  $n^+$ -n-p 台面异质结器件的  $R_0$  比 n-on-p 平面结器件 (这个平面结器件是目前性能较好的) 大 1 个数量级, 说明它受隧穿电流的影响明显不及 n-on-p 平面结器件大, 这就是异质结器件的优点. 通过理论的  $(R_0)_{thermal}$  与实验结果拟合, 得到 n-on-p 平面结器件的  $\tau_e$  为  $3.5 \times 10^{-8}$  s,  $\tau$  为  $3.5 \times 10^{-10}$  s, 和  $n^+$ -n-p 台面异质结器件的  $\tau_e$  为  $4.0 \times 10^{-8}$  s,  $\tau$  为  $1.2 \times 10^{-9}$  s. n-on-p 平面结器件的  $\tau$  为  $3.5 \times 10^{-10}$  s, 远小于  $n^+$ -n-p 台面异质结器件的, 这是由于离子注入给材料带来损伤, 增大了空间电荷区和表面的产生复合电流.

2.2 器件在工作温度时的 I-V 特性

参照在  $T = 80K$  时 n-on-p 平面结器件和  $n^+$ -n-p 台面异质结器件的 I-V 实验曲线, 进行了各种暗电流的拟合计算. 在拟合过程中, 调整材料和器件的一些不确定参量, 使  $I_{th}$  (theoretical value) 和  $I_{exp}$  (experiment value) 在不同偏压下尽量接近, 即平面结器件使  $I_{exp} = I_{th} = I_{diff} + I_{gr} + I_{bbt} + I_{tat}$ , 而台面结使  $I_{exp} = I_{th} = I_{diff} + I_{gr} + I_{bbt} + I_{tat} + I_{ohmic}$ . 扩散电流  $I_{diff}$  和产生复合电流  $I_{gr}$  分别采用式(1)和式(2). n-on-p 平面结器件缺陷辅助隧穿电流  $I_{tat}$  采用下面的公式(3)<sup>[4-8]</sup>:

$$\frac{I_{TAT}}{A_j} = \frac{\pi^2 q^2 N_i m^* M^2 (V_{bi} - V)}{h^3 (E_g - E_i)} \exp[-\frac{\sqrt{3} E_g^2 F(a)}{8 \sqrt{2} q P E}], \tag{3}$$

其中,  $F(a) = \frac{\pi}{2} + \sin^{-1}(1 - 2a) + 2(1 - 2a)\sqrt{a(1 - a)}$ ,  $a = E_i/E_g$ ,  $P, M$  分别取  $p = 8.49 \times 10^{-8} eV \cdot cm$  和  $(m^*/m_0)M^2 = 1e - 23 eV^2 cm^3 = 2.56e - 61 J^2 cm^3$ . 但由于 2.1 中计算得到了  $n^+ - n - p$  台面结器件的  $\tau$  远大于  $n - on - p$  平面结器件的, 所以在计算  $I_{lat}$  时,  $n^+ - n - p$  台面结器件的  $I_{lat}$  取其上限(即等于  $n - on - p$  平面结器件的  $I_{lat}$ ).

计算  $n - on - p$  平面结器件的直接隧穿电流  $I_{bbt}$ , 采用抛物线势垒近似<sup>[4-7,9]</sup>, 对空间电荷区内每一点的隧穿产生函数进行积分, 得到直接隧穿电流  $I_{bbt}$  为

$$\frac{I_{bbt}}{A_j} = \int_{x_L}^{x_R} G_i[F(x)] \Delta f_{FD}(x) dx, \quad (4)$$

式中  $\Delta f_{FD}(x) = f_{FD}[E_m(x) - E_{FP}] - f_{FD}[E_m(x) - E_{FN}]$ , 为有效状态因子,  $f_{FD}$  为费米-狄拉克分布函数,  $E_m(x)$  为禁带中间能级的势函数,  $E_{FN}$  和  $E_{FP}$  为准费米能级.  $G_i(F) = \frac{\sqrt{2}q^3 F^2 \sqrt{m^*}}{4\pi^3 h^2 \sqrt{E_g}} \cdot \exp(-\frac{\pi \sqrt{m^*} E_g^{3/2}}{2\sqrt{2}qFh})$  ( $A/m^3$ ) 为隧穿产生函数,  $F$  为电场强度. 采用 Kane's 抛物线势垒近似求出空间电荷区内每一点的电场强度, 就可积分得到直接隧穿电流  $I_{bbt}$ .

计算  $n^+ - n - p$  台面异质结器件的直接隧穿电流  $I_{bbt}$ , 采用三角形势垒近似, 即空间电荷区内电场强度是一个常数, 所以计算带间隧穿就无需积分了, 公式<sup>[4-7]</sup>如下

$$\frac{I_{bbt}}{A_j} = \frac{q^3 EV}{4\pi^2 h^2} \left(\frac{2m^*}{E_g}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{4(2m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{3qhE}\right), \quad (5)$$

其中  $E = [\frac{2q}{\epsilon_0 \epsilon_s} abs(V_{bi} - V) N_{eff}]^{1/2}$ ,  $N_{eff} = \frac{np}{n+p}$  和  $h =$

$$\frac{h}{2\pi}$$

计算中, 我们假设  $E_i = E_g/2$ <sup>[4,8]</sup>, 空间电荷区的电子、空穴寿命  $\tau_{e0} = \tau_{h0} = \tau_0 = \tau_c$  ( $\tau_c$  为前面  $R_0 A - 1000/T$  实验曲线的拟合结果). 图 3 是器件在工作温度时的  $I - V$  曲线和各种暗电流机理的拟合结果, 如图所示, 当反向偏压  $> -0.15V$  时,  $n^+ - n - p$  台面异质结器件的暗电流绝对值比  $n - on - p$  平面结器件的小一个数量级, 这也说明异质结的器件具有高的  $R_0$ . 同时当反向偏压  $> -0.05V$  时,  $n^+ - n - p$  台面异质结器件和  $n - on - p$  平面结器件的暗电流都是主要由  $I_{diff}$  和  $I_{gr}$  组成. 在计算辅助隧穿电流  $I_{lat}$  时,  $n^+ - n - p$  台面结器件的  $I_{lat}$  取其上限(即等于  $n - on - p$  平面结器件的  $I_{lat}$ ), 其它的影响都计算为  $I_{ohmic}$ , 如图 3(b) 所示, 在一定的偏压范围内,  $I_{lat}$  与  $I_{ohmic}$  很接近. 在拟合计算直接隧穿电流时,  $n - on - p$  平面结器件和  $n^+ - n - p$  台面异质结器件分别采用抛物线势垒和三角形势垒近似, 拟合计算的  $I_{bbt}$  与实验曲线都吻合得很好. 但如果用三角形势垒来拟合  $n - on - p$  平面结器件的实验结果时, 我们发现实验和理论很不吻合. 这说明在  $n^+ - n - p$  台面异质结器件的空间电荷区的电场强度确实接近常数, 满足三角形势垒近似, 而  $n - on - p$  平面结器件的结区电场强度与空间位置的关系密切, 在计算直接隧穿电流时, 应采用抛物线势垒近似, 对整个空间电荷区的隧穿产生函数进行积分. 从拟合结果看, 在反向偏压较小时  $n^+ - n - p$  台面异质结器件的直接隧穿电流确实比  $n - on - p$  平面结器件小.

我们假设器件的吸收层受主杂质完全电离, 在对实验数据进行拟合时, 我们得到了  $T = 80K$  时,  $n -$

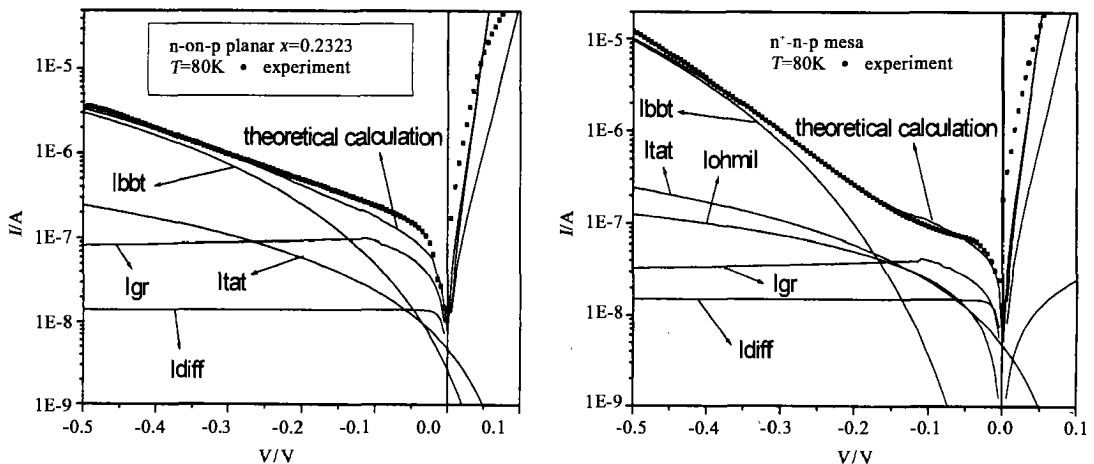


图 3 在  $T = 80K$  时,  $I - V$  实验曲线和各种暗电流机理的理论拟合结果 (a)  $n - on - p$  平面结器件 (b)  $n^+ - n - p$  台面异质结器件  
Fig. 3 At  $T = 80K$ , the  $I - V$  characteristic of experiment and theoretical fitting of different dark current mechanism (a)  $n - on - p$  planar photodiode (b)  $n^+ - n - p$  heterojunction-mesa photodiode

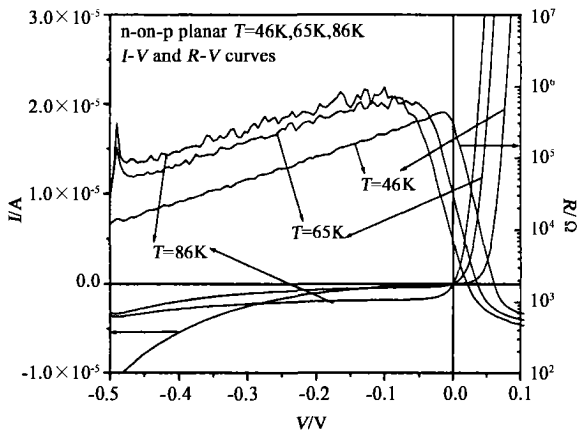


图4 n-on-p 平面结器件在  $T = 46\text{K}, 65\text{K}$  和  $86\text{K}$  时  $I-V$  和  $R-V$  特性曲线

Fig. 4 The dependence of current and dynamic differential resistance for n-on-p planar photodiode at  $46\text{K}, 65\text{K}$  and  $86\text{K}$  on bias voltage

on-p 平面结器件表面复合速度为  $3.5357 \times 10^6 \text{cm/s}$ , 隧穿电流辅助中心浓度为  $4.17 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ; 而  $n^+ - n-p$  台面异质结器件的吸收层少数载流子寿命为  $10\text{ns}$ , 表面复合速度为  $1.01 \times 10^6 \text{cm/s}$ , 表面欧姆漏电流并联等效电阻为  $5 \times 10^6 \Omega$ .

### 2.3 器件在不同温度下 $R-V$ 特性

图4是 n-on-p 平面结器件在  $T = 46\text{K}, 65\text{K}$  和  $86\text{K}$  时  $I-V$  特性和动态阻抗-电压特性 ( $R-V$ ) 曲线, 如图所示, 在反向零偏附近, 温度越高, 动态阻抗  $R$  越小; 而在反向偏压较大时, 正好相反. 随着温度升高, 动态阻抗的峰值位置向反向大偏压方向移动, 且峰值增加.  $n^+ - n-p$  台面异质结器件也有相似的情况. 这说明在液氮工作温度和零偏压附近, 暗电流依然主要受扩散电流和产生复合电流的影响; 只有在反向偏压  $< -0.05\text{V}$  时, 直接带间隧穿电流和缺陷辅助隧穿电流才成为限制件动态阻抗的主要因素. 这个实验结果与 2.2 的理论计算结果吻合得很好, 从图 2(a) 和图 2(b) 中也可以看出, 在反向偏压  $> -0.05\text{V}$  时, 扩散电流和产生复合电流明显大于直接隧穿电流和缺陷辅助隧穿电流, 而反向偏压  $< -0.05\text{V}$ , 是隧穿电流起主导作用.

### 3 结论

通过理论计算与实验数据拟合, 得出  $n^+ - n-p$  台面异质结器件和 n-on-p 平面结器件的动态阻抗, 在液氮工作温度和零偏附近主要都受扩散电流和产生复合电流的限制. 在计算直接隧穿电流时, 我们发现

$n^+ - n-p$  台面异质结器件的空间电荷区内的电场强度接近常数, 可利用三角形势垒近似来求, 而 n-on-p 平面结器件的空间电荷区内的电场强度与位置相关, 应采用抛物线势垒近似, 对隧穿函数进行空间积分得到. 实验得到  $n^+ - n-p$  台面异质结器件有较高的零偏动态阻抗, 主要是因为产生复合电流和反向零偏附近直接隧穿电流较小. 但在  $n^+ - n-p$  台面结器件的  $I_{\text{sat}}$  取其上限 (即等于 n-on-p 平面结器件的  $I_{\text{sat}}$ ) 时, 表面欧姆漏电流并联等效电阻为  $5 \times 10^6 \Omega$ , 且在一定的偏压范围内,  $I_{\text{sat}}$  与  $I_{\text{ohmic}}$  很接近, 即表面欧姆漏电流对台面结器件的影响较大. 所以开展异质结光伏探测器的研究, 尤其是研究如何改善结区的能带结构、提高表面钝化质量和减少辅助隧穿电流的有效缺陷辅助中心密度, 对提高探测器性能是相当有意义的.

### REFERENCES

- [1] Glenn T Hess, Thomas J Sanders. HgCdTe double layer heterojunction detector device [J]. *SPIE*, 2000, **4028**: 353—364
- [2] Wenus J, Rutkowski, Rogalski A. Two-dimensional analysis of double-layer heterojunction HgCdTe photodiodes [J]. *SPIE*, 2001, **4288**: 335—344
- [3] Antoni Rogalski. Heterostructure HgCdTe photovoltaic detectors [J]. *SPIE*, 2001, **4355**: 1—14
- [4] Rogalski A. *Photovoltaic Detector in Infrared Photon Detectors* [M]. USA: Washington, SPIE Optical Engineering Press, 1996, chap. 3
- [5] Nemirovsky Y, Rosenfeld D, Adar R, et al. Tunneling and dark currents in HgCdTe photodiodes [J]. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1989, **A7**(2): 528—535
- [6] Kinch M A, Willardson R K, Beer A C. *Metal Insulator Semiconductor Detectors in Semiconductors and Semimetals* [M]. New York: Academic Press, 1981, **18**(6)
- [7] David Rosenfeld, Gad Bahir. A model for the trap-assisted tunneling mechanism in diffused n-p and implanted  $n^+ - p$  HgCdTe photodiodes [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1992, **39**(7): 1638—1645
- [8] Dhar V, Ashokan R, Khan Z A D, et al. Analysis of the  $R_0A$  product in  $n^+$  and  $n^+ - n-p$   $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  photodiodes [J]. *Semicond. Sci. Technol.*, 1996, **11**: 1077—1084
- [9] Adar R. Spatial integration of direct band-to-band tunneling currents in general device structures [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1992, **39**(4): 976—981
- [10] Dewames R E, Williams G M, Pasko J G, et al. Current generation mechanisms in small band Gap HgCdTe-p-n junctions fabricated by ion implantation [J]. *Journal of Crystal Growth*, 1988, **86**: 849—858
- [11] Rogalski A. *Infrared Detectors* [M]. UK: Norwich, 2000, chap. 8