

文章编号:1001-9014(2006)04-0257-04

HgCdTe 光伏探测器在高温背景辐照下的 I-V 特性分析

王晨飞, 李言谨

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

摘要:对中波 HgCdTe 光伏探测器进行了不同目标温度范围的黑体辐射 I-V 测试研究, 结果表明器件光电流随着目标辐射的升高逐渐上升, 同时器件微分阻抗随之下降; 在同一背景红外辐射下, 器件微分阻抗随着反向偏压的增加而下降. 采用“lucky electron”模型对器件的 R-V 曲线进行了拟合, 结果证实器件反偏微分电阻下降的主要原因是由于 pn 结耗尽区光生载流子的激增, 碰撞电离导致的光电倍增效应所引起.

关键词: HgCdTe; 高温背景辐照; 碰撞离子化; 微分阻抗

中图分类号: 0472 **文献标识码:** A

I-V CHARACTERISTICS OF HgCdTe PHOTODIODE UNDER BACKGROUND ILLUMINATION OF HIGH TEMPERATURE

WANG Chen-Fei, LI Yan-Jin

(Shanghai Institute of Technical Physics, China Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: The I-V characteristics of mid-wavelength HgCdTe photodiodes were studied under the variable incident illumination. The result shows that the photocurrent of photodiode increases with the increase of incident illumination, and the differential resistance of photodiode decreases. When the incident illumination is constant, the differential resistance of photodiode descends with the raise of reverse-bias voltage. The R-V curve of photodiode was fit by “lucky electron” model. It verifies that due to plenty of photo-generated carrier occurred in the depletion region, photocurrent multiplication induced by electron impact ionization is the primary reason of decreasing reverse-bias differential resistance.

Key words: HgCdTe; background illumination; electron impact ionization; differential resistance

引言

由于 HgCdTe 直接带隙半导体具有高吸收系数、高量子效率、覆盖波段范围广和响应速度快等一系列优点, 现已成为制作红外光电探测器以及发展新一代红外焦平面器件的最佳材料^[1]. 表征和评价器件特性是制备高性能红外焦平面的重要组成部分, 表征器件性能的参数主要包括暗电流机制、微分阻抗、量子效率等, 其中, 器件微分阻抗和光敏元响应面积的乘积 R_0A 是表征器件性能的重要参数. 另外, 光生载流子注入依赖于光伏器件的结阻抗, 而这一阻抗要比读出电路输入电阻高很多, 因此器件需要工作在反偏压下以满足耦合条件. 对于具体的光

伏器件而言, 希望 R_0 在反偏压下出现峰值的位置距离零偏压点不要太近, 这样器件的工作条件就会有较大的偏压选择范围, 不会因为需要施加较大的偏压而使器件 R_0A 急剧减少, 导致器件性能下降.

HgCdTe 焦平面器件在探测高温目标时, 会出现探测器性能下降的情况, 反映在器件级参数上, 则表现为器件的 R_0A 随探测目标红外辐射的上升而下降, 另一方面, 反向偏压的增加也会导致器件 R_0A 漂移, 本文研究目的是模拟探测目标, 研究目标温度的变化以及偏压对器件性能的具体影响, 进而探讨其内部机理, 从而为红外焦平面器件探测高温目标提供参考.

收稿日期: 2005-06-30, 修回日期: 2006-01-11

基金项目: 国防预研(4130202105)资助项目

作者简介: 王晨飞(1976-), 男, 天津人, 助理研究员, 主要从事红外焦平面探测器工艺研究.

Received date: 2005-06-30, revised date: 2006-01-11

1 实验

实验采用 HFY-300A 型面元黑体辐射源模拟探测目标,以一定的距离和角度对焦平面探测器进行照射,采用液氮(77K)来给杜瓦瓶制冷以测试探测器性能.在整个视场角内面元黑体无法覆盖的地方用冷屏进行遮挡以保证入射辐射全部为探测目标红外辐射,通过改变黑体的辐射温度,测试器件性能.实验器件选取组分 $x = 0.3035$ 的 HgCdTe 光伏探测器进行 I - V 特性测试光敏之响应面积 $(50 \times 50) \mu\text{m}^2$,测试仪器为吉时利仪器公司的 Keithley236.黑体温度从 300K ~ 600K,整个测试过程中器件工作温度始终保持在 77K 左右.

2 实验结果及讨论

图 1 给出了器件 I_0 和 R_0 与背景辐射通量的关系.随着探测目标温度的升高、光生电流增加,而零偏微分阻抗则不断下降.可见背景辐射对于器件 I_0 和 R_0 的确存在影响.一般在研究 HgCdTe 光伏器件的电流机制时,仅考虑了各种暗电流机制,如势垒区以外的扩散电流、势垒区产生-复合电流、直接隧道电流、通过深能级的间接隧道电流以及表面漏电流等^[2],而忽略了光电流对 R_0 的影响.从图 1 所示结果可知,随背景辐射的增加,光电流对 R_0 的影响相当明显.因此,在研究 HgCdTe 光伏探测器的暗电流时,不能忽略光电流对 R_0 的影响.

图 2 为器件微分阻抗 R 在不同的背景温度辐射下随反向偏压的变化关系.从图中可知,同一辐射温度下, R 在刚过零偏压点时随反向偏压的增大而增加,当迅速达到峰值后,则随反向偏压的增加而缓慢下降.这是因为如果只考虑扩散电流作为暗电流的主导机制,则动态微分阻抗 R 会随反偏电压呈指数形式增长^[3],而在综合考虑各种暗电流机制时, R 会在反偏电压某一点上达到峰值,然后开始下降.同时,从图 2 中看到 R 也是背景辐射的函数,随着背景辐射温度的增加, R 随之下下降,这一结果与图 1 所给的结果是一致的.

综合图 1 和图 2,可知在背景辐照不断增强的情况下,器件的微分阻抗已经不能再用单纯的暗电流机制来解释了,光电流不是一个单纯以辐照光子数为自变量的函数,它随着器件所施加的偏压也会产生变化;也就是说,器件反向电流中的两部分——暗电流和光电流——将同时对微分阻抗起作用,所以导致微分阻抗会随着辐照的增加而下降.这主要

是因为由于光生伏特效应,辐射通量的增加导致了光生载流子的激增,随着光生载流子碰撞的加剧,除了能量大于禁带宽度的入射光子以外,部分载流子的碰撞也会由于碰撞电离而激发出新的载流子,从而使光电流呈现出雪崩倍增效应.在耗尽区内由于存在内建电势,结区内由能量大于禁带宽度的光子所激发的光生载流子被迅速分开而形成电流.当反向偏压加大时,耗尽区电场增强,载流子获得的能量不断增加,随之碰撞加剧.由于电荷碰撞电离而产生载流子倍增效应,导致光电流成比例增长.因此,背景辐射和反向偏压皆限制了器件的微分阻抗,使之衰减^[4].

由于载流子存在横向收集效应^[5,6],耗尽区边缘的光生载流子都有一定的几率扩散至耗尽区被收集而对光电流做出贡献.载流子在耗尽区外被收集的概率随吸收系数呈指数形式衰减,所以实际器件

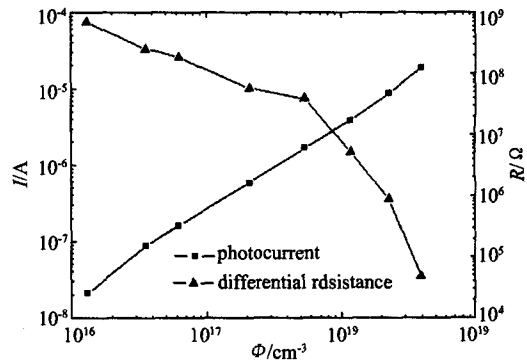


图 1 零偏光电流 I_0 和零偏微分阻抗 R_0 随辐射通量的变化趋势
Fig. 1 The relation between zero bias photocurrent, zero bias differential resistance and target radiation flux

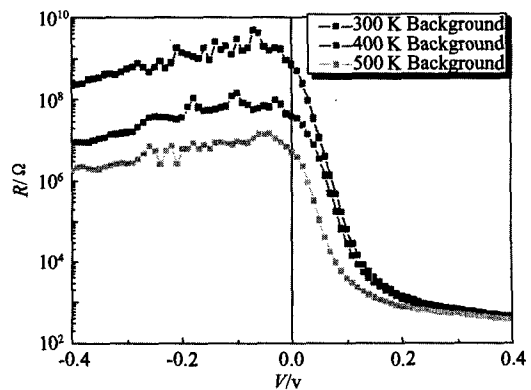


图 2 不同背景温度下的 R - V 曲线特性
Fig. 2 The R - V curve characteristic of diode under different background temperature

的外量子效率要小于计算值. 通过积分, 可以计算出势垒区边缘一个扩散长度范围内的光生载流子被收集的总量. 如果假定被收集的光生载流子在各处是均匀分布的话, 则可以求出一个等效的扩散长度, 在等效扩散长度范围之内, 被收集的光生载流子为均匀分布, 而其总量和一个扩散长度是相同的. 经过计算, 等效扩散长度为 $L' = L(1 - e^{-1}) = 0.632L = 6.32\mu\text{m}$. 光敏元设计面积 $A = (2.5 \times 10^{-5})\text{cm}^2$, 则光敏元实际响应面积应为 $A' = (50 + 6.32 \times 2)^2\mu\text{m}^2 = 3.92 \times 10^{-5}\text{cm}^2$, 再考虑边角对角线因素, 响应面积最终修正为 $A' = 3.88 \times 10^{-5}\text{cm}^2$.

图 3 为随着探测目标温度的上升, 器件外量子效率的变化趋势. 曲线中方块为圆点则是考虑了横向收集效应之后的修正面积值之后求得. 从图中可以看出, 按照实际的响应面积来算的话, 量子效率小 50% 左右, 但是二者的趋势是一致的, 即量子效率都随着辐射通量的增加而上升, 从而间接证明了器件内部存在着电流倍增机制

本文采用 Shockley 的“Lucky electron”模型讨论光电倍增效应对器件微分阻抗的影响^[7]. 在此模型中, 碰撞离子化系数 $\alpha(v)$ 为

$$\alpha(v) = \frac{qE(v)}{r\varepsilon_{ph}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{qE(v)L_{ph}}\right), \quad (1)$$

式中 E 为耗尽区电场强度

$$E(v) = \frac{V_{Bi} - V}{W_{Dep}(v)}, \quad (2)$$

其中 $W_{Dep}(v)$ 为耗尽区宽度

$$W_{Dep} = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(V_{Bi} - V)N_A + N_D}{qN_A N_D} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

则光电倍增因子 $M(V)$ 为

$$M(V) = \frac{1}{(1 - \alpha W_{dep}(V))}. \quad (4)$$

所以由辐照产生的光电流应由 I 修正为 I_m ,

$$I_m = M(V)I = \frac{1}{(1 - \alpha(V)W_{Dep}(V))} \times I, \quad (5)$$

其中, 光电流 I 的表达式为

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta\phi(\lambda)qAd\lambda, \quad (6)$$

式中 η 为量子效率, A 为受照射光敏元面积, λ_1 和 λ_2 分别为探测器起始和截止波长, $\phi(\lambda)$ 为辐照通量密度用普朗克公式计算

$$\phi(\lambda) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C1}{\lambda^4 (e^{\frac{hc}{\lambda T_B}} - 1)} d\lambda. \quad (7)$$

综合式(4)~式(7), 可得到器件的光电流. 器件的实际反向电流中包含了光电流和暗电流两部分, 这两部分电流均对微分阻抗产生影响, 所以器件的反向微分阻抗应是这两部分阻抗的调和平均值.

$$R(V) = \left(\frac{dI}{dV}\right)^{-1} = \left(\frac{dI_{\text{dark}} + dI_{\text{photo}}}{dV}\right)^{-1} \\ = \left(\frac{dI_{\text{dark}}}{dV} + \frac{dM}{dV} \times I\right)^{-1}, \quad (8)$$

其中, I_{dark} 为暗电流, I_{photo} 为倍增光电流.

各项参数的定义以及具体数值见表 1 所列, 由此算得的电子碰撞离子化系数以及倍增因子分别见图 4 和图 5. 可以看出, 随着反向偏压的升高, 电离化系数越来越高, 说明载流子碰撞加剧, 倍增的效应越来越明显, 从而导致微分阻抗随辐射通量和偏压的增加而有所下降.

图 6 是在考虑光电流和反向偏压情况下, 所获得的微分阻抗在不同目标温度时的 R - V 曲线理论值和实验结果比较. 从图中可以看出, 在每一个温度点

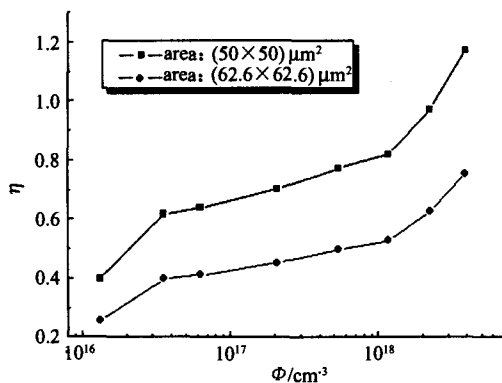


图 3 外量子效率对辐射通量的变化趋势

Fig. 3 The relation between quantum efficiency and photo flux

表 1 计算以及拟合所用相关参数

Table 1 Relative parameter of calculation and fitting

符号	定义	中波 $5\mu\text{m}$ 具体数值
x	HgCdTe 中 Cd 组分	0.3035
T	探测器工作温度	77K
N_A	受主浓度	$2 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$
N_D	施主浓度	$1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$
ε	HgCdTe 介电常数	11.58 ^[8]
A	光敏元响应面积	$50 \times 50\mu\text{m}^2$
T_B	探测目标温度	400, 500, 600K
r	热电子碰撞电离几率	40
ε_{ph}	光声子能量	16meV ^[9]
ε_i	碰撞电离阈值能量	0.25eV (E_g)
L_{ph}	声子碰撞平均自由程	0.11 μm

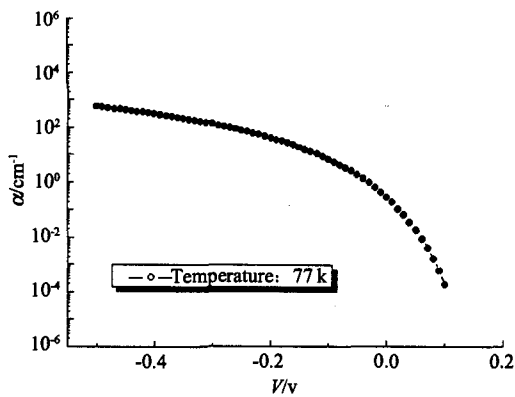


图4 77K 温度下碰撞离子化系数计算值
Fig. 4 Calculated value of electron impact ionization at 77K

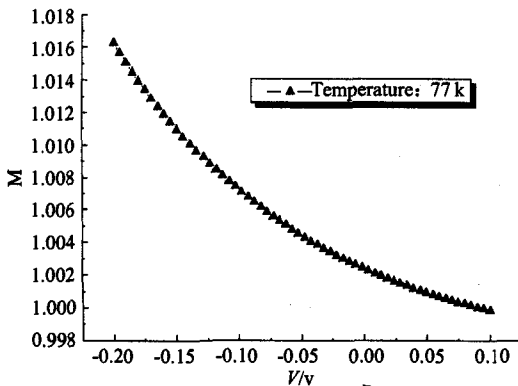


图5 77K 温度下光电倍增系数计算值
Fig. 5 Calculated value of multiplication factor at 77K

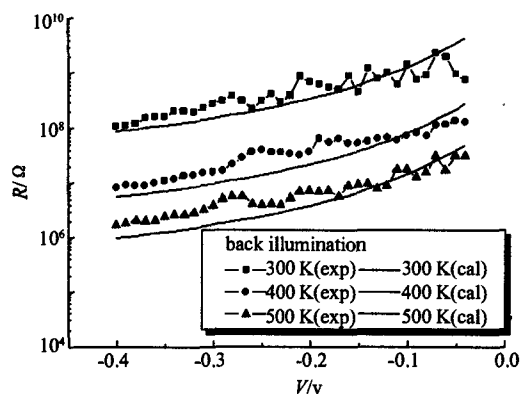


图6 中波器件 R-V 曲线实验值和计算值比较
Fig. 6 Comparison of measurement and calculation in the mid-wave photodiode

上,阻抗都是随着反偏压的增大而下降,而随着温度的上升,同一偏压下的阻抗值也是在不断的下降,理论值和实验值得到了较好的吻合.说明,HgCdTe 光伏探测器微分阻抗在高温背景辐照下的不恒定正是由于器件耗尽区载流子碰撞离子化引起的光电倍增效应所导致的,随着反向偏压以及探测目标温度的

增大,pn 结电场加强,光生载流子碰撞加剧,由于碰撞电离引起了光电倍增效应,导致光电流随之上升,从而引起器件反偏微分电阻的衰减^[10].

3 结论

本文对高温背景辐照下 HgCdTe 光伏探测器的 I-V 特性进行了研究,结果表明背景辐射和反向偏压也是影响 HgCdTe 光伏器件微分阻抗的重要因素.同时,采用“lucky electron”模型研究了突变 p-n 结耗尽区的碰撞离子化,并由此推导出在高温目标辐照下的器件反偏倍增光电流以及反偏压下的 R-V 曲线.理论曲线和实验曲线得到了较好的吻合,从而证明耗尽区内电子碰撞离子化所引起的光电倍增效应,是光伏器件高温背景辐照下的微分阻抗呈现衰减特性的主导因素.

REFERENCES

- [1] ZHU Xi-Chen. Development of infrared detector [J]. *Infrared Technology* (朱惜辰. 红外探测器的进展. 红外技术), 1999, 21(6): 12—15.
- [2] YUAN Hao-Xin. Dark current mechanism and surface passivation in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ infrared photovoltaic detectors [D]. SITP Doctor Paper (袁皓心. $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 红外光伏探测器的暗电流机构和表面钝化. 中国科学院上海技术物理研究所博士论文), 1992.
- [3] YE Zhen-Hua, HU Xiao-Ning, ZHANG Hai-Yan, et al. Study of dark current for mercury cadmium telluride long-wavelength photodiodes detector with different structures [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (叶振华, 胡晓宁, 张海燕, 等. 不同结构的碲镉汞长波光伏探测器的暗电流研究. 红外与毫米波学报), 2004, 23(2): 86—90.
- [4] Tetsuya Miyatake. Effects of photocurrent Multiplication in HgCdTe photodiode [J]. *SPIE*, 1997, 3061: 68—77.
- [5] Elliott C T, Gordon N T, Hall R S. Reverse breakdown in long wavelength lateral collection $Hg_{1-x}Cd_xTe$ [J]. *J. Vac. Sci. Technol.* 1990, A8, 1251.
- [6] JIA Jia, CHEN Gui-Bin, GONG Hai-Mei, et al. Study on the junctions of SWIR HgCdTe photodiodes at room temperature with laser beam induced current [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (贾嘉, 陈贵宾, 龚海梅, 等. 室温短波碲镉汞结区的 LBIC 方法研究. 红外与毫米波学报), 2005, 24(1): 11—14.
- [7] Ridley B K. Lucky-drift mechanism for impact ionization in semiconductors [J]. *J. Phys, C: Solid State Phys*, 1983, 16: 3373—3388.
- [8] LIU Kun. Research of photo-electricity and two-dimensional electronic gas for narrow gap semiconductor [D]. SITP Doctor Paper (刘坤. 窄禁带半导体光电性质及其二维特性研究. 中国科学院上海技术物理研究所博士论文), 1995.
- [9] Baars J, Sorger F. Reststrahlen spectra of HgTe and $Hg_{1-x}Cd_xTe$ [J]. *Solid State Commun*, 1972, 10: 875.
- [10] Rosbeck J P. Background and temperature dependent current-voltage characteristics of HgCdTe photodiodes [J]. *J. Appl. Phys.*, 1982, 53(9): 6430—6440.