

碲镉汞 APD 平面型 PIN 结构仿真设计

程雨顺^{1,2}, 郭慧君¹, 李浩^{1,2}, 陈路¹, 林春¹, 何力¹

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083;
2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 碲镉汞(HgCdTe)线性雪崩焦平面因其相对低的过剩噪声、较小的工作电压、线性可调等优点, 得到了广泛关注。基于电子雪崩中波HgCdTe PIN 二极管结构, 开展暗电流模型和Okuto-Crowell增益模型仿真。通过改变器件材料结构参数模拟不同电压下的暗电流和增益特性。计算讨论了不同I区(本征区)厚度和载流子浓度对器件暗电流和增益的影响。结果表明结区峰值场强的变化会导致直接隧穿(BBT)电流产生率数量级上的剧烈变化; 增加I区厚度和降低I区掺杂浓度可有效抑制BBT电流; 增益随场强的变化趋势与BBT电流随场强的变化趋势一致; 因此抑制BBT电流的措施会造成增益性能的下降, 需要优化参数以获得最佳性能。综合考虑暗电流和增益性能, I区的厚度应不小于 $3\mu\text{m}$, I区浓度需控制在 $5\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 以下。单元中波APD的增益实验结果与仿真数据较好地吻合, 表明了理论模型的正确性。

关键词: HgCdTe; 雪崩光电二极管; 仿真

中图分类号: TN215 **文献标识码:** A

Device design of planner PIN HgCdTe avalanche photodiode

CHENG Yu-Shun^{1,2}, GUO Hui-Jun¹, LI Hao^{1,2}, CHEN Lu¹, LIN Chun¹, HE Li¹

(1. Key Laboratory of Infrared Imaging Material and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: HgCdTe avalanche photodiodes (APDs) of linear mode have attracted much attention for their prospective applications, due to the lowest excess noise close to zero, operating bias in the range of -12~0V, and linear gain tunable as well. In this paper, we investigated the dark current mechanism and Okuto-Crowell model based on the PIN structure of mid-wave infrared HgCdTe e-APD. The characteristics of dark current and the gain were simulated. The thickness and carriers concentration of intrinsic region were discussed, which would impact on the dark current and the gain. The results indicated that the peak intensity of electric field would significantly increase the band to band generation, even up to several orders of magnitude. BBT current could be suppressed by increasing the thickness of the intrinsic region, as well as reducing the carrier concentration. Unfortunately, the gain and BBT current would both increase with electric field. The gain normalized dark current (GNDC) is prospective by means of tradeoff between the dark current and the gain. In our studies, intrinsic region with 3 μm and the concentration less than $5\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ are optimal. The APD I-V results demonstrated that the theoretical model was identical with the experimental data.

Key words: HgCdTe, APD, simulation

PACS: 78. 55. Et, 85. 60. Gz

引言

碲镉汞(HgCdTe)雪崩光电二极管(Avalanche Photodiode, APD)因其过剩噪声低、工作偏压低、线性增益高(可达 10^3 量级)以及量子效率高等独特的优势,广泛应用于时间分辨率亚 ns 量级的瞬时成像或光子计数和 ms 量级的极高光敏度红外成像(如天文应用)等领域。碲镉汞独特的单载流子倍增机制,极大地降低了器件的过剩噪声和响应时间,是制备中长波红外 APD 的理想材料。基于 HgCdTe APD 器件的先进三维红外探测器研发已得到了国内外同行的广泛关注。

过去的几年中,具有高增益、高带宽、低噪声特性的中波碲镉汞 APD 器件取得了长足进展。自 2001 年 Beck 和 Kinch 等人对 HgCdTe APD 单载流子倍增机制和雪崩模型物理机理的研究报道以来的 15 年间,多家 HgCdTe 研究机构(DRS, CEA/LETI, BAE, RVS 等)相继研制出过剩噪声因子 $F=1.0\sim 1.4$ 的 HgCdTe 线性雪崩焦平面,具备单光子计数功能、增益带宽积高达 $1\text{THz}^{[1-6]}$ 。BAE System 研制出了过剩噪声因子接近 1、增益达 648 的器件^[7],CEA/LETI 制备出了响应时间皮秒级的器件^[8],CEA/LETI 和 DEFIR 实验室研制出了 320×256 阵列规模的主被动成像三维激光雷达^[9]。而我国对 HgCdTe APD 焦平面探测器的机理和实现方法急待深入研究。

HgCdTe APD 结构主要有两种类型,PIN 型和吸收-倍增分离型(Separate Absorption and Multiplication Region, SAM)。其中 PIN 型 APD 根据制备工艺不同分为平面 PIN 结构和环孔高密度垂直光电二极管结构(High-Density Vertically Interconnected Photodiode, HDVIP)两种。本文基于平面 PIN 结构开展了中波电子倍增 HgCdTe APD 器件模拟与实验验证,平面结 APD 结构示意图如图 1 所示。

PIN 结构是常规 PN 结中间加入一层低浓度的本征层(intrinsic region)。I 层中的载流子浓度很低,

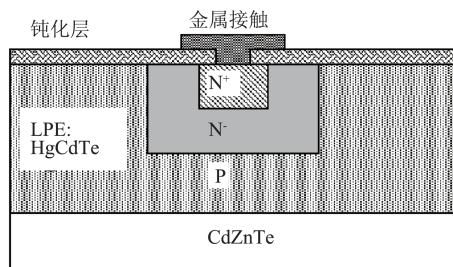


图 1 碲镉汞平面结 APD 器件结构示意图

Fig. 1 Schematic illustration of planar HgCdTe APD

在反偏工作状态中会完全耗尽,因此 APD 器件的 PN 结宽度比常规器件大得多,有效地降低了耗尽区的局域电场,从而有效抑制暗电流;较大 PN 结宽度的器件具有较小的结电容,减小了 RC 常数,可以减小器件的响应时间。在大反偏下,I 层集中大部分电压,成为载流子发生碰撞电离的主要区域(即雪崩区),通过改变 I 层宽度和掺杂浓度等参数便可以调节 APD 器件的雪崩增益特性以及暗电流特性。在较高的反向偏压下,带间直接隧穿电流开始占据暗电流的主导地位,成为制约器件性能的瓶颈。本文针对 Cd 组分为 0.3 的中波碲镉汞 PIN 平面结 APD 器件,构建了暗电流模型,主要包含扩散电流、产生复合电流、隧穿电流,并采用 Okuto-Crowel 离化系数模型,深入研究了暗电流成分、器件增益与 I 区厚度、I 区载流子浓度之间的关系,设计出了性能优良的 APD 器件结构,并得到了实验验证。

1 理论模型

APD 的雪崩需要电子在雪崩区强电场加速下获得能量,只有当电场达到一定阈值后才能达到足够的电场使电子获得足够的能量用以离化碰撞。但是,当工作在大反偏下时,器件暗电流将急剧上升。器件的暗电流是指 PN 结在不受任何红外辐射且有反向偏置电压的条件下的电流,是反应探测器本质的特征参数,也是限制器件性能的关键因素之一。对工作在大反偏的 HgCdTe APD 器件,需要对其暗电流机制进行深入的研究。碲镉汞探测器暗电流的产生机制复杂,主要包括扩散电流、产生复合电流、直接隧穿电流、缺陷辅助隧穿电流、碰撞电离电流和表面暗电流几种类型^[10]。其中,表面漏电流在平面结工艺和成熟的钝化工艺下可以有效的被抑制,因此不予考虑。邱伟成等人的研究表明,在工作电压大于 2.5V 时,Auger, radiative, SRH 对暗电流的贡献可以忽略不计;陷阱辅助隧穿电流(trap assisted tunneling current, TAT)在低偏压下占主导,直接隧穿电流(band to band tunneling current, BBT)在高反偏下占主导^[11]。

BBT 电流的产生率为^[12]

$$G_{bbt} = A \cdot E^2 \cdot \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad (1)$$

$$A = -\frac{q^2 \sqrt{2m_e^*}}{4\pi^3 h^2 \sqrt{E_g}} \quad B = \frac{\pi \sqrt{m_e^*/2} E_g^{3/2}}{2q\hbar} \quad (2)$$

其中,E 是电场强度, E_g 是禁带宽度。

TAT电流的产生率为^[13-14]

$$R_{\text{out}} = \frac{pn - n_i^2}{\frac{\tau_p}{1 + \Gamma_p} \left[n + n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_f}{kT}\right) \right] + \frac{\tau_n}{1 + \Gamma_n} \left[p + n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_f}{kT}\right) \right]}, \quad (3)$$

其中 τ_{n0} 和 τ_{p0} 分别为电子和空穴的SRH寿命, E_i 和 N_i 是缺陷能级和缺陷密度, n_i 和 E_i 是本征载流子浓度和本征费米能级, $\Gamma_{n,p}$ 可以表示为

$$\Gamma_{n,p} = \frac{\Delta E_{n,p}}{kT} \int_0^1 \exp\left(\frac{\Delta E_{n,p}}{kT} u - K_{n,p} u^2\right) du, \quad (4)$$

$$K_{n,p} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_{\text{trap}}(\Delta E_{n,p})^3}}{3qh|E|}, \quad (5)$$

其中, $\Delta E_{n,p}$ 是电子或空穴能发生隧穿的能量范围, u 是积分变量, m_{trap} 发生隧穿的载流子的有效质量。

在高偏压下,碰撞电离机制对总体暗电流的贡献不可忽略,碰撞电离机制是APD器件区别于其他常规器件最重要的特征。本文的碰撞离化模型采用Okuto-Crowell模型,电子的离化系数表示为^[15]

$$\alpha(E) = aE^c \exp\left(-\frac{b}{E}\right). \quad (6)$$

邱伟成的计算^[11]中采用的离化系数来源较早,且只适用于组分 $x=0.3$ 的外延材料,对高偏压下的电流和增益的仿真精度影响较大。Rothman Johan等人^[16]对不同组分不同器件参数的APD增益进行了详尽的研究,参数 a 与增益的指数斜率相关,参数 b 与增益的开启电压相关,参数 c 与大反偏下增益饱和现象相关。增益饱和现象是由于高能电子与声学声子之间的相互作用。在77K下, a, b 满足以下关系, $aE_g/q \approx 22V^{1-c}/\text{cm}^{1-c}$, $bq/E_g \approx 115,000\text{cm}^{-1}$, $c=0.6$ 在所有组分下都合适。本文所有的仿真均基于Rothman Johan等人的结果。

将上述的暗电流机制和雪崩机制加入仿真模型,可以得到HgCdTe APD单元器件的光电流和暗电流的电流电压(IV)特性。将仿真得到的光电流和暗电流IV关系代入公式(7)可以得到APD器件的增益特性。

$$M(V) = \frac{I_{\text{illuminated}}(V) - I_{\text{dark}}(V)}{I_{\text{illuminated}}(V=0) - I_{\text{dark}}(V=0)}. \quad (7)$$

2 计算结果和讨论

APD器件的暗电流与很多因素相关,通过改变器件的I区厚度和载流子浓度,我们可以获得不同器件结构和材料参数下的器件结区的电场分布,进而得出器件的暗电流特性。除了I区的参数以外,

本文仿真过程中涉及到其他参数如下表。

表格 1 仿真参数

Table 1 Parameters of simulation

参数	
Cd组分	0.3
P区浓度	$1.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$
N ⁺ 区浓度	$5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$
缺陷浓度	$1 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$
缺陷能级	0.03eV from conductband
温度	80K
SRH寿命	5 μs

器件的仿真采用商用TCAD软件sentaurus来进行。器件结区的电场分布如下图所示。

图2(a)显示了I区厚度 D_i 为3 μm 的情况下,结区电场分布与I区掺杂浓度之间的关系,可以看到随着I区掺杂浓度的升高,电场的分布区域变小。

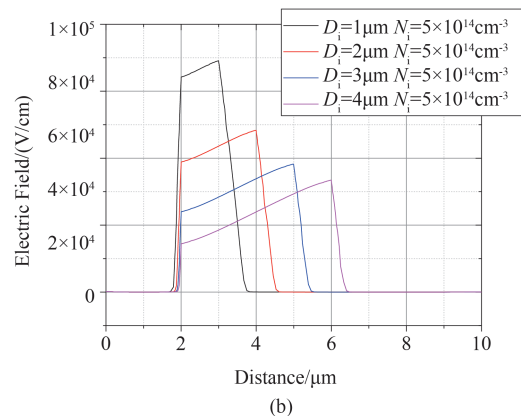
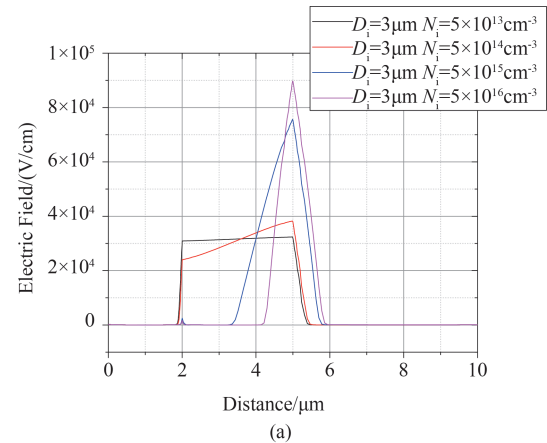


图2 结区场强分布与I区浓度 N_i (a)和I区厚度 D_i (b)的关系,反向偏压 $V=10\text{V}$,其中Distance是指外延层的纵向分布
Fig. 2 The electric field distribution versus concentration N_i (a) and thickness (b) of I region, the reverse bias $V=10\text{V}$, and the “Distance” in picture refers to the longitudinal distribution of epitaxial layer

根据泊松方程可知,结区电场强度对纵向距离的斜率与对应区域的载流子浓度成正比,且电场分布曲线和坐标轴横轴所围成的面积等于结区的电压降。当掺杂浓度大于 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 后,电场分布区域迅速变小,导致了电场强度随之急剧升高。图 2(b) 又讨论了在 I 区浓度为 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 的情况下电场强度与 I 区厚度之间的关系,由于电场被局限在 I 区内,可以看到,随着 I 区厚度的减小,结区的电场强度随之变大。根据 BBT 电流的产生率公式(1),可以知道过高的电场强度对抑制 BBT 电流是十分不利的。图 3 为 BBT 产生率随电场强度的变化。

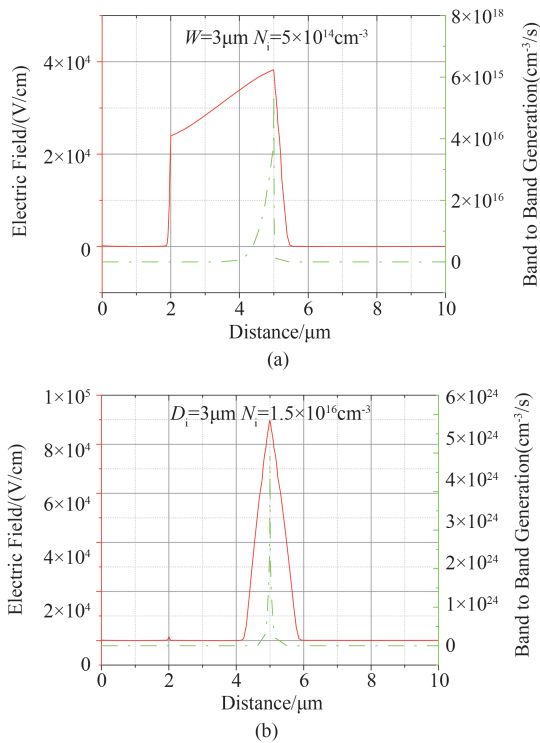


图 3 BBT 产生率与结区场强的关系, I 区参数 $D_i = 3 \mu\text{m}$, N_i 分别取 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (a) 和 $1.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ (b) 反向偏压 $V = 10 \text{V}$
Fig. 3 Generation rate versus electric field in junction, for $D_i = 3 \mu\text{m}$, $N_i = 5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (a) and $N_i = 1.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ (b) reverse bias $V = 10 \text{V}$

图 3 中 (a) 和 (b) 是 I 区厚度 $D_i = 3 \mu\text{m}$ 时, 掺杂浓度分别为 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 和 $1.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 情况下电场强度和 BBT 产生率随外延层纵向的分布。可以看到, 电场强度对 BBT 的峰值产生率有着巨大的影响, 图 3 (b) 中的峰值电场强度比图 3 (a) 高了将近一倍, 对应的 BBT 产生率峰值上升了 8 个数量级。由此可以预见, 器件的 I 区的厚度和掺杂浓度对器件的 BBT 电流有着深刻的影响。

图 4(a) 为 I 区厚度 $3 \mu\text{m}$ 时, 不同偏压下 BBT 电流分量随 I 区浓度的变化。可以看到, BBT 电流随着 I 区浓度的升高而升高; 图 4 (b) 为 I 区浓度 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 时, 器件 BBT 电流随 I 区厚度的变化。由图可以看到, BBT 电流随 I 区厚度的增加而减小。在 I 区厚度相同的情况下, BBT 电流分量随 I 区掺杂浓度的升高而增大; 在 I 区掺杂浓度相同的情况下, BBT 电流分量随 I 区厚度的增加而减小。将 HgCdTe APD 器件所有的暗电流机制都带入仿真中, 可以得到器件暗电流 $I-V$ 特性与 I 区厚度和掺杂浓度之间的关系。在小偏压下 ($0 \sim 2 \text{V}$), 器件暗电流 $I-V$ 特性几乎保持一致。当偏压逐渐增大时 ($> 4 \text{V}$), 暗电流由 BBT 电流占主导。

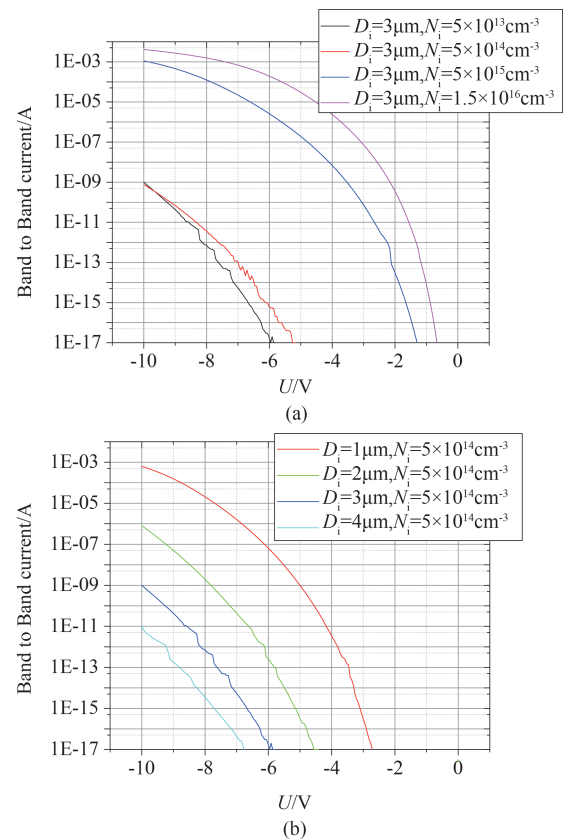


图 4 不同偏压下 BBT 电流与 I 区浓度 N_i (a) 和 I 区厚度 D_i (b) 的关系

Fig. 4 BBT current versus concentration N_i (a) and thickness D_i (b) in I region

图 5 为器件的暗电流 $I-V$ 特性与 I 区厚度和掺杂浓度之间的关系。可以看到, 图 5 (a) 中, 当 I 区掺杂浓度为 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 时, 随着 I 区厚度的减小, 高偏压下的暗电流有明显的增加, 厚度小于 $3 \mu\text{m}$ 的器件变化趋势更为明显; 图 5 (b) 中, 当 I 区厚为 $3 \mu\text{m}$ 时,

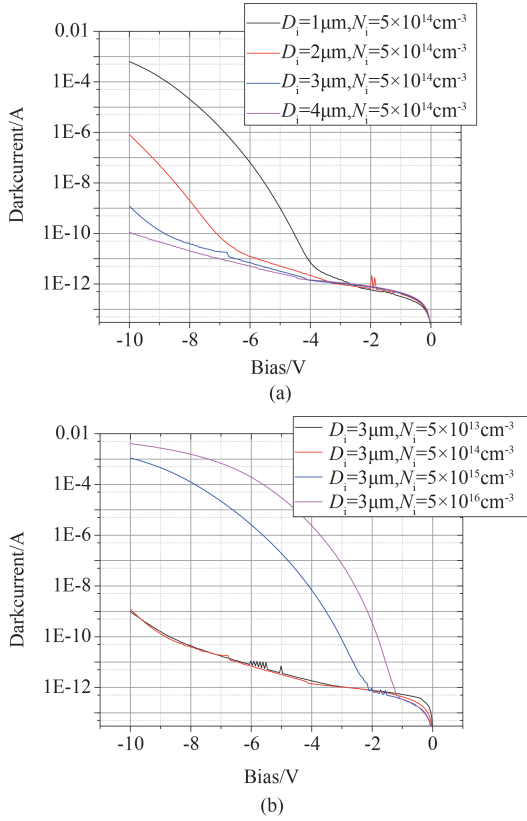


图5 暗电流与I区厚度 D_i (a)和I区浓度 N_i (b)的关系
Fig. 5 Dark current versus thickness D_i (a) and concentration N_i (b) in I region

当浓度大于 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 时,从-2V开始暗电流就出现量级性增大;当浓度不大于 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 时,暗电流随偏压增大的趋势得到明显抑制,且不太随浓度的变化而变化。这与上文对BBT电流分量的分析结果相一致。

公式(6)表明了离化系数会随着电场强度的增加而增加。前文的分析表明,器件大反偏下的暗电流(即BBT电流分量)会随着结区电场强度的增加而增加。这意味着在抑制BBT电流的同时也会带来增益的损失。图6讨论了器件增益与I区厚度和掺杂浓度之间的关系。

图6(a)是I区厚度 $3 \mu\text{m}$ 时,器件增益与I区掺杂浓度的关系,随着掺杂浓度的升高,器件的增益相对升高,且雪崩开启点向小偏压偏移;图6(b)是在I区掺杂浓度为 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 时,器件增益随I区厚度之间的关系,随着I区厚度的增加,器件的增益变小。这与图2中结区电场强度与I区厚度以及掺杂浓度之间的关系相一致。

上述的分析结果表明,器件的增益和暗电流是相互制约的两个性能指标,需要对本征层掺杂浓度

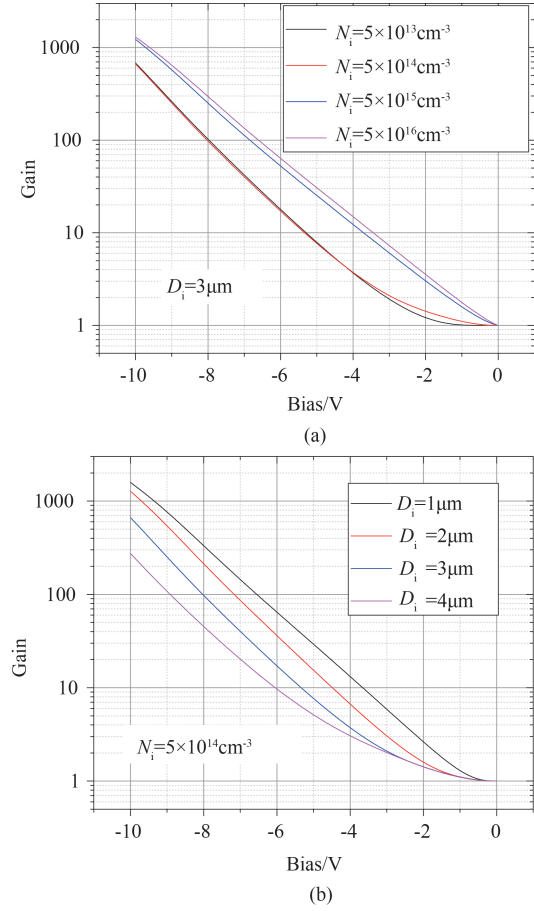


图6 增益与I区浓度 N_i (a)和I区厚度 D_i (b)的关系
Fig. 6 Gain versus concentration N_i (a) and thickness D_i (b) in I region

和厚度进行折衷设计,以获得高信噪比。因此,我们通常用增益归一化暗电流(GNDC)来综合评价APD器件的性能,GNDC的计算公式如下

$$GNDC(V) = \frac{I_{\text{dark}}(V)}{M(V)} \quad (8)$$

图7为不同偏压下GNDC与I区厚度以及掺杂浓度之间的关系。可以看到,GNDC和I区参数的关系的趋势与暗电流和I区参数的关系的趋势是一致的。其原因在于BBT电流随电场强度增加量远远大于增益随电场强度的增加量。图7表明要获得较好的GNDC水平,I区的掺杂浓度不应大于 $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$,I区的厚度不应小于 $3 \mu\text{m}$ 。

3 实验结果

实验制备HgCdTe APD采用液相外延工艺的Hg空位P型材料,通过离子注入和退火工艺形成PIN结构。材料参数及流片制备的APD器件结构参数如下表所示:

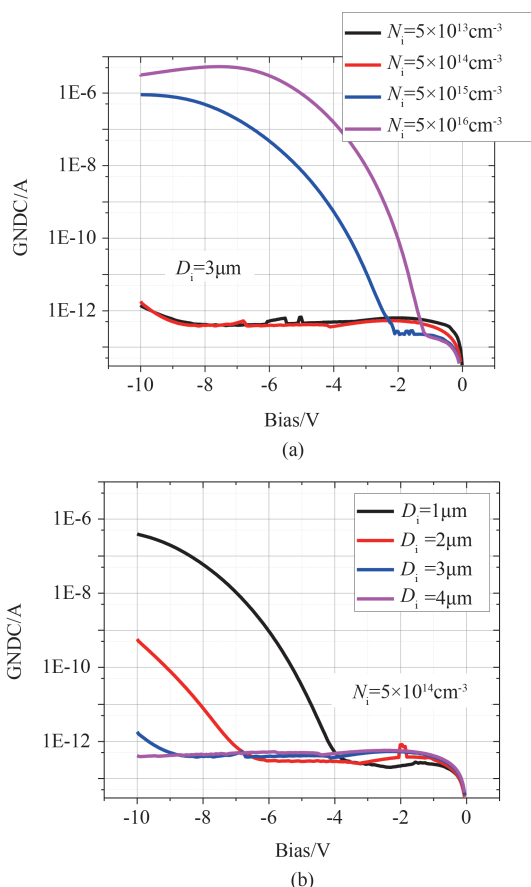


图7 增益归一化暗电流(GNDC)与I区浓度 N_i (a)和I区厚度 D_i (b)的关系

Fig. 7 Gain normalized dark current (GNDC) versus concentration N_i (a) and thickness D_i (b) in I region

表1 材料参数

Table 1 Material parameters

参数	lpev0997b	lpex0406c
Cd组分	0.302 1	0.314 92
N ⁻ 区厚度	2 μm	1.5 μm
N ⁻ 区浓度	$1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$	$4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$
P区浓度	$7.188 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$	$1.336 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$

上述的材料参数由实际测试得出,APD器件N⁻区的浓度与厚度通过电容-电压(CV)法测试得到。这两组器件的注入条件相同,编号lpex0406c器件的本底P浓度比lpev0997b器件的高,这导致需要更多的Hg填隙原子才能将材料中的Hg空位复合掉。因此,相较于lpev0997b器件,lpex0406c器件经过注入形成的N⁻区宽度更小。上文的分析表明,较小的N⁻区宽度对应更大的BBT电流。如图8为编号lpev0997b和lpex0406c器件的暗电流和增益实验数据与仿真数据对比(注意:这里的暗电流水平用暗电流对光敏元面积的暗电流密度来表示),仿真与

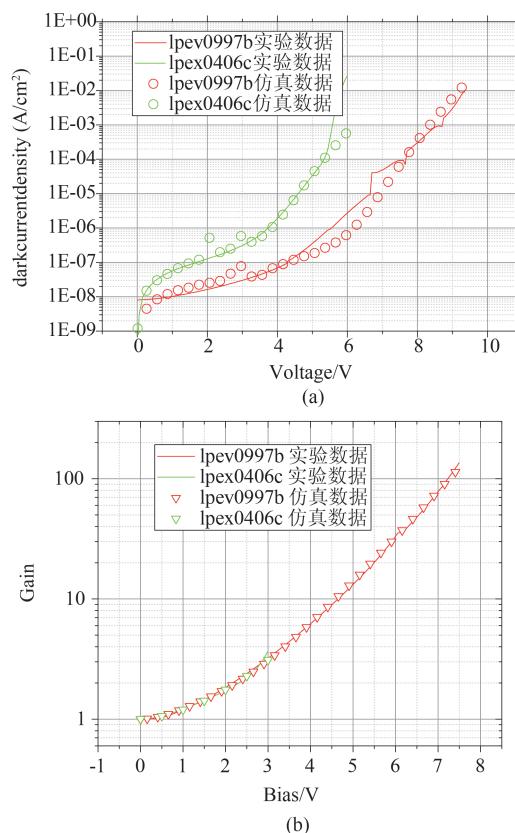


图8 编号lpev0997b和lpex0406c器件的暗电流和增益实验数据与仿真数据对比

Fig. 8 Experimental data versus simulation data for Dark current and gain of device lpev0997b and lpex0406c

实验均在温度80K下进行。可以看到,器件lpev0997b的暗电流整体较器件lpex0406c的低,大反偏下(>3V),lpex0406c器件暗电流开始快速上升,此时对应的是BBT电流占主导,这与上文的分析相符;器件lpex0406c在5.2V之后,器件开始击穿,实验测得暗电流开始明显的大于仿真电流。由于lpex0406c器件的暗电流较大,大反偏下(>3V)无法有效的分辨光电流和暗电流,3V之后的增益曲线不正常;但是可以看到,3V之前的增益曲线与仿真数据符合的很好。在3V之前,lpev0997b和lpex0406c器件的增益曲线几乎重合,这与图6(a)相一致(在 N_i 为 $\sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 及以上的量级,小偏压增益几乎相同)。

综上所述,实验结果表明,仿真结果能与实验结果较好的吻合。

4 结论

通过对暗电流和增益仿真的分析可知,增加I区厚度和降低I区载流子浓度可以有效抑制暗电

流,但暗电流的抑制措施会使得增益性能的下降。BBT和增益的变化来源于结区场强的变化,且两者随场强的变化趋势相一致,因此对暗电流的抑制必然会带来增益的下降,这两个方面需要权衡。在充分考虑暗电流性能和增益性能的前提下,最终确定APD的器件I区的厚度不应小于 $3\mu\text{m}$,同时I区的浓度需控制在 $5\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 以下。实际的流片结果表明,仿真数据能与实验数据较好的吻合。

致谢:感谢李庆博士、何家乐博士对本工作的支持,感谢红外物理国家重点实验室提供的软件支持。感谢上海市青年科技英才扬帆计划资助(18YF1427400)。

References

- [1] Beck J D, Wan C F, Kinch M A, *et al.* MWIR HgCdTe avalanche photodiodes [C]//Materials for Infrared Detectors. International Society for Optics and Photonics, 2001, **4454**: 188–198.
- [2] Beck J, Wan C, Kinch M, *et al.* The HgCdTe electron avalanche photodiode [J]. *Journal of electronic materials*, 2006, **35**(6): 1166–1173.
- [3] Baker I M, Duncan S S, Copley J W. A low-noise laser-gated imaging system for long-range target identification [C]//Infrared Technology and Applications XXX. International Society for Optics and Photonics, 2004, **5406**: 133–145.
- [4] Perrais G, Gravrand O, Baylet J, *et al.* Gain and dark current characteristics of planar HgCdTe avalanche photodiodes [J]. *Journal of electronic materials*, 2007, **36**(8): 963–970.
- [5] Reine M B, Marciniac J W, Wong K K, *et al.* HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiode arrays [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2007, **36**(8): 1059–1067.
- [6] Finger G, Baker I, Downing M, *et al.* Development of HgCdTe large format MBE arrays and noise-free high speed MOVPE EAPD arrays for ground based NIR astronomy [C]//International Conference on Space Optics—ICSO 2014. International Society for Optics and Photonics, 2017, **10563**: 1056311.
- [7] Reine M B, Marciniac J W, Wong K K, *et al.* Characterization of HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2008, **37**(9): 1376–1386.
- [8] Rothman J, Foubert K, Lasfargues G, *et al.* Response time measurements in short-wave infrared HgCdTe e-APDs [J]. *Journal of electronic materials*, 2014, **43**(8): 2947–2954.
- [9] Baker I, Owton D, Trundle K, *et al.* Advanced infrared detectors for multimode active and passive imaging applications [C]//Infrared Technology and Applications XXXIV. International Society for Optics and Photonics, 2008, **6940**: 69402L.
- [10] Singh A, Srivastav V, Pal R. HgCdTe avalanche photodiodes: A review [J]. *Optics & Laser Technology*, 2011, **43**(7): 1358–1370.
- [11] Qiu W C, Hu W D, Chen L, *et al.* Dark current transport and avalanche mechanism in HgCdTe electron-avalanche photodiodes [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2015, **62**(6): 1926–1931.
- [12] Kocer H, Arslan Y, Besikci C. Numerical analysis of long wavelength infrared HgCdTe photodiodes [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2012, **55**(1): 49–55.
- [13] Ferron A, Rothman J, Gravrand O. Modeling of dark current in HgCdTe infrared detectors [J]. *Journal of electronic materials*, 2013, **42**(11): 3303–3308.
- [14] Ji X, Liu B, Xu Y, *et al.* Deep-level traps induced dark currents in extended wavelength In_xGa_{1-x}As/InP photodetector [J]. *Journal of Applied Physics*, 2013, **114**(22): 224502.
- [15] Okuto Y, Crowell C R. Threshold energy effect on avalanche breakdown voltage in semiconductor junctions [J]. *Solid-State Electronics*, 1975, **18**(2): 161–168.
- [16] Rothman J, Mollard L, Bosson S, *et al.* Short-wave infrared HgCdTe avalanche photodiodes [J]. *Journal of electronic materials*, 2012, **41**(10): 2928–2936.