

# 室温长波光导探测器研究

Jozef Piotrowski

(Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw 49, Poland)

**摘要**——从理论和实验上详细研究了室温长波 HgCdTe 光导探测器, 提出了室温光导半导体的广义优值, 计算了  $10.6\mu\text{m}$  HgCdTe 探测器的优值和极限性能与组分和掺杂的关系。用 HgCdTe 外延层制作了光导探测器, 描述了它的性能。结果表明  $10.6\mu\text{m}$  室温光导探测器的最佳探测率可高于  $1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ , 已接近一般的热敏型探测器性能。

**关键词**——HgCdTe, 室温光导探测器, 优值, 极限性能。

## 1. 前 言

汞基窄禁带半导体 HgCdTe、HgMnTe 和 HgZnTe 是当今最重要的近红外、中红外和远红外探测器材料。通常, 用这类材料制成的探测器需要致冷(至少要求温差电致冷), 方能达到高灵敏度, 这对工作在远红外波段的器件尤为重要。随着研究工作的深入, 通过采用最佳化设计, 已成功地使长波窄禁带半导体探测器的适用范围扩展到了室温。

Piotrowski<sup>[1,2]</sup> 和其它一些波兰科学家<sup>[3~6]</sup> 首次报道了  $8\sim 14\mu\text{m}$  室温 HgCdTe 光导探测器, 英国<sup>[7,8]</sup>、美国<sup>[9~11]</sup> 和南斯拉夫<sup>[12]</sup> 等国的科学家也已对室温光导探测器开展了广泛的实验和理论研究。由于物理上的基本限制, 这种室温探测器的性能只能低于背景限, 因而, 首要任务是改进其性能。目前, 已有少数厂家生产  $10.6\mu\text{m}$  室温 HgCdTe 探测器<sup>[11,13]</sup>, 这种产品主要用于直接探测和外差式红外探测系统。

本文报道了我们在高温长波光导探测器的设计和工艺方面取得的最新进展。

## 2. 室温光导探测器的理论性能

### 2.1 与 HgCdTe 半导体参数相关的性能

为了计算光导探测器的性能, 需要确定禁带宽度、本征浓度、吸收系数及俄歇复合时间等半导体参数。计算这些参数已有现成的公式可供使用, 本文采用了一些较新的公式, 能最佳地拟合室温长波光导探测器材料的实验数据。

本文 1989 年 4 月 20 日收到, 修改稿 1989 年 7 月 29 日收到。

根据 Hansen 等人<sup>[14]</sup>的报道, HgCdTe 的禁带宽度为

$$E_g = -0.302 + 1.93x + 5.35 \times 10^{-4}T(1-2x) - 0.81x^2 + 0.832x^3. \quad (1)$$

本征浓度用 Hansen 和 Sonmit<sup>[15]</sup> 推导的公式计算, 有

$$n_i = (5.585 - 3.820x + 1.753 \times 10^{-4}T - 1.364 \times 10^{-3}T) \times 1 \times 10^{14} E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2kT). \quad (2)$$

电子和轻空穴的有效质量由 Kane 能带模型确定为

$$m_0/m_e^* = 1 + (2m_0^2/3\hbar^2) [2/E_g + 1/(E_g + \Delta)] \quad (3)$$

和

$$m_0/m_{lh}^* = 1 - 4mp^2/3\hbar^2 E_g, \quad (4)$$

式中  $p = 8.43 \times 10^{-10} \text{eV}\cdot\text{m}$ ,  $\Delta = 0.9 \text{eV}$ , 重空穴的有效质量为  $m_{hh}^* = 0.443m_0$ . 算得电子迁移率为

$$\mu_e = 1.46 \times 10^9 \text{s}/T^{2r}, \quad (5)$$

式中  $s = (0.14/x)^{3/4}$ ,  $r = (0.14/x)^{3/5}$ . 式(5)是 Rosbeck 等人<sup>[16]</sup>为  $0.14 < x < 0.2$  组分范围的实验数据最佳拟合所作的一种修正表达式, 其电子迁移率与空穴迁移率之比  $b$  取为 100.

对于室温下窄禁带汞基半导体材料, 俄歇过程 1 和过程 7 是主要的复合机制<sup>[17, 18]</sup>, 其本征俄歇过程 1 的复合时间为

$$\tau_{A1}^i = 3.8 \times 10^{-18} E_g^2 (m_0/m_e^*) (1 + m_e^*/m_h^*)^{1/2} (1 + 2m_e^*/m_h^*) (E/kT)^{3/2} \times \exp[(1 + 2m_e^*/m_h^*) / (1 + m_e^*/m_h^*) E/kT] [F_1 F_2]^2, \quad (6)$$

式中  $[F_1 F_2]$  是布洛赫周期函数的交叠积分, 为了拟合  $x = 0.16$  HgCdTe 材料的实验数据, 我们假定  $[F_1 F_2]^2 = 0.20$ . HgCdTe 的高频介电常数近似为

$$E_\infty = 15.2 - 13.7x + 6.4x^2. \quad (7)$$

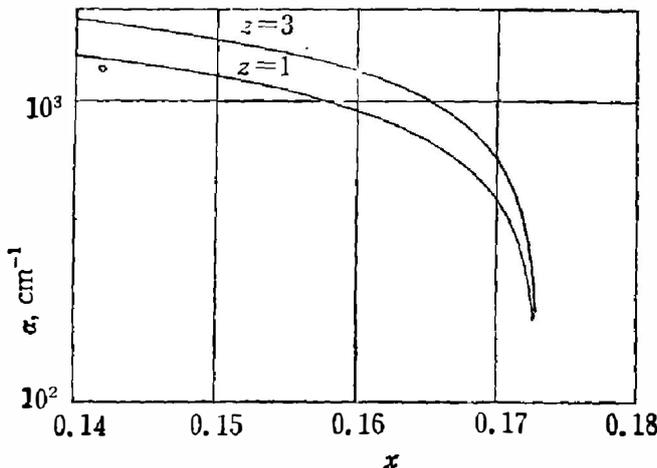


图 1 室温下 HgCdTe 的吸收系数与组分和掺杂的关系  
Fig. 1 Absorption coefficient of HgCdTe at room temperature as a function of composition and doping.

从图 1 可看出: 由于能带充盈效应减弱, P 型掺杂使吸收增强.

## 2.2 光导探测器参数

我们用一种简单的模型即可对高温 HgCdTe 探测器作出令人满意的描述, 在这种模型

俄歇过程 1 和 7 的复合时间分别为

$$\left. \begin{aligned} \tau_{A1} &= 2\tau_{A1}^i z^2 / (1 + z^2), \\ \tau_{A7} &= 2\tau_{A7}^i / (z + z^2), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中  $z = p/n_i$ . 根据参考文献 [17] 算得本征俄歇过程 7 与俄歇过程 1 的复合时间之比为

$$\Gamma = \frac{6(1 - 5E_g/4kT)}{(1 - 3E_g/2kT)}. \quad (9)$$

在 Kane 模型范围内计算吸收系数, 计算时根据 Anderson 的公式<sup>[19]</sup>考虑了 Moss-Burstein 移动. 图 1 表明计算得到的室温下 HgCdTe 材料在  $10.6 \mu\text{m}$  的吸收系数与组分和掺杂的函数关系.

中, 诸如扫出效应、表面复合、背景辐射影响等因素均可忽略不计. 将一个典型的光导探测器看作是一小薄片矩形窄禁带半导体, 这样, 探测器的电阻率为

$$R = 1/[qn_i\mu_e(1/z + z/b)wd]. \quad (10)$$

探测器的电压响应率为

$$R_v = (\eta\lambda\tau V)(b+1)/[hcn_i lwd(b/z + z)], \quad (11)$$

式中  $l$ 、 $w$ 、 $d$  分别为探测器的长、宽和厚度. 量子效率为

$$\eta = (1 - r_1)[1 + r_2 \exp(-\alpha d)][1 - \exp(-\alpha d)]/[1 - r_1 r_2 \exp(-2\alpha d)]. \quad (12)$$

最佳条件是  $r_1 = 0$ 、 $r_2 = 1$ , 这时有

$$\eta = 1 - \exp(-2\alpha d). \quad (13)$$

要考虑的噪声源主要有 3 个, 即江森-尼奎斯特噪声  $V_J$ 、产生-复合噪声  $V_{GR}$  和低频  $1/f$  噪声. 有

$$V_J = (4kTR\Delta f)^{1/2}, \quad (14)$$

$$V_{GR} = 2V(1+b)(\tau\Delta f)^{1/2}/[(lwdn_i)^{1/2}(b/z + z)(1/z + z)^{1/2}], \quad (15)$$

$1/f$  噪声可通过合理的制作工艺降到最小值, 略去  $1/f$  噪声不计, 最后得到的噪声电压为

$$V_n = (V_J^2 + V_{GR}^2)^{1/2}, \quad (16)$$

归一化探测率为

$$D^* = R_v(lw\Delta f)^{1/2}/V_n. \quad (17)$$

当产生-复合噪声占优势时,

$$D_{GR}^* = (\eta\lambda/2hc)[(1/z + z)\tau/n_i d]^{1/2}, \quad (18)$$

假定  $r_1 = 0$ 、 $r_2 = 1$ , 则有

$$D_{GR}^* = (\lambda/2hc)[1 - \exp(-2\alpha d)][(z + 1/z)(\tau/n_i d)]^{1/2}, \quad (19)$$

对于  $d = 0.6282/\alpha$ , 式(19)可达最大值, 这时可得到

$$D_{max}^* = 0.4512q^{1/2}/hc, \quad (20)$$

式中

$$y = \alpha\tau(z + 1/z)/n_i. \quad (21)$$

将  $\alpha\tau(z + 1/z)/n_i$  作为一个广义的与掺杂相关的半导体优值, 可用于确定室温光导探测器在给定波长的极限性能, 因此  $\alpha_i\tau_i/n_i$  可作为初始优值.

图 2 表明  $10.6\mu\text{m}$  HgCdTe 光导探测器的广义优值与本征型材料和最佳化 P 型材料的组分的关系. 与本征材料相比, P 型材料的  $y$  值先是随着掺杂浓度的增加而增大, 这是由于  $(z + 1/z)$ 、吸收系数和复合时间的乘积增大所致, 在  $z = 3$  时,  $y$  达到最大值. 随着掺杂浓度的进一步提高,  $y$  值减小, 这主要是由于俄歇过程 7 的复合寿命迅速减少所致. 提请注意的是, 我们计算和测量得到的 300K 时本征材料的  $y$  值比 Spears 报道的值<sup>[9]</sup> 高几倍.

图 3 是计算的非致冷  $10.6\mu\text{m}$  HgCdTe 光导探测器的性能参数与掺杂浓度的关系曲

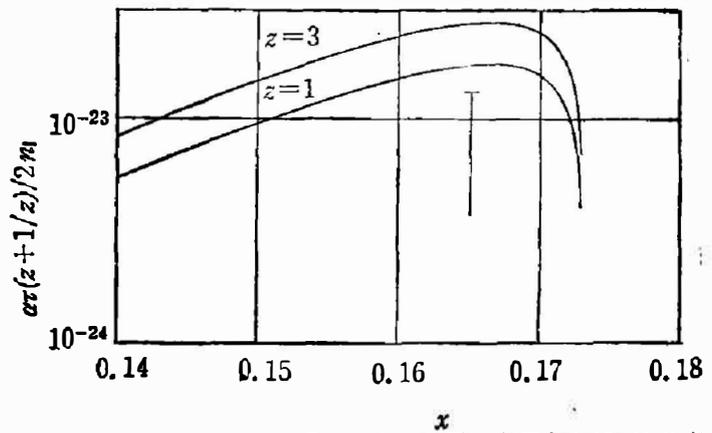


图 2  $10.6\mu\text{m}$  本征型和 P 型 HgCdTe 光导探测器的优值与组分的关系(垂直线段表示实验值)

Fig. 2 The figure of merit of intrinsic and P-type HgCdTe for  $10.6\mu\text{m}$  photoconductors as a function of composition. The vertical line shows the experimental values.

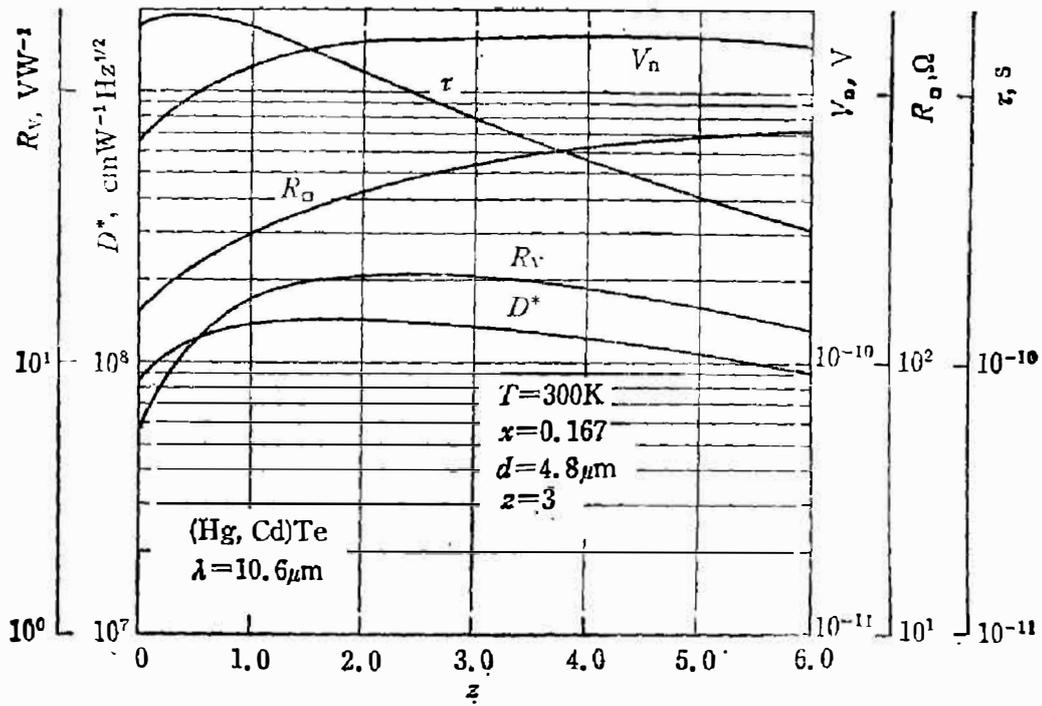


图 3 室温 HgCdTe 光导探测器特性与掺杂的关系

Fig. 3 Properties of ambient temperature photoconductor as a function of doping.

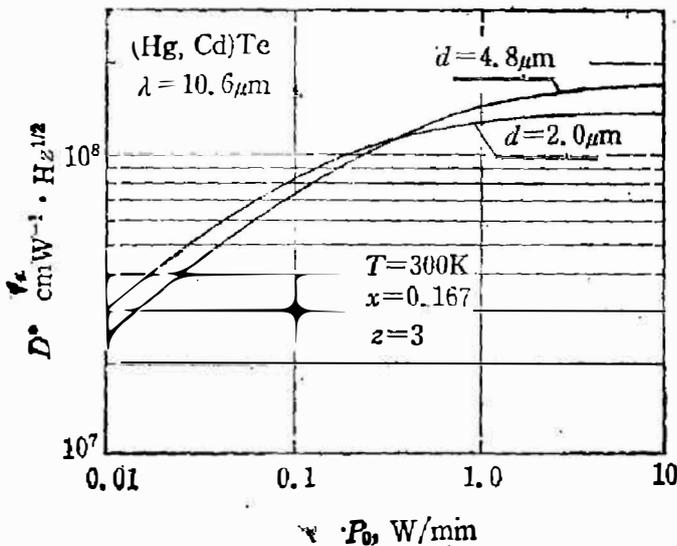


图 4 室温 HgCdTe 光导探测器归一化探测率与偏置功率密度的关系

Fig. 4 The normalized detectivity of ambient temperature photoconductor as a function of bias power density

线, 计算中假定偏置功率密度为  $1 \text{ W/mm}^2$ , 这在最佳化热耗散设计中是可以实现的. 图 4 表明在热噪声占优势时, 低偏压下的归一化探测率随偏压的增加而增大, 而在高偏压下探测率可达到产生-复合噪声限. 因此, 为使探测器达到最高性能, 需要非常理想的偏置功率耗散, 但这在实际上是很难实现的. 应予以重视的是: 最佳化组分、掺杂和探测器厚度都与偏置功率密度相关. 图 5 表明计算的探测率与组分的关系, 由图 5 可知, 在  $1 \text{ W/mm}^2$  偏置功率耗散密度下, 最佳化探测器 ( $x=0.167, z=3, d=4.8 \mu\text{m}$ ) 的探测率可达  $\sim 1.5 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ , 而产生-复合噪声限性能则为  $1.6 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ .

### 3. 室温光导探测器的制作及性能测试

图 6 表明室温 HgCdTe 光电导探测器的典型结构, 这种器件是用等温汽相外延法将 HgCdTe 外延层淀积在晶格匹配的 CdZnTe 衬底上制成的<sup>[20]</sup>. 采用外延技术可相对地简化制作过程, 因为可以在外延层生长过程中即时调整载流子浓度, 并且无须磨薄. 器件的预

处理包括构勒光敏面、钝化、在触点上镀金属层等，透明 CdZnTe 衬底的背面要镀复一层金

反射层以改善 10.6μm 波段下的量子效率。为达到最佳散热状态，需要磨薄 CdZnTe 衬底，使其厚度小于 30μm，同时，光导探测器应安装在性能良好的散热支架上。

我们制作的探测器的探测率高于一般水平，其测量值示于图 5。为了减小组分和掺杂物质在材料内部纵向分布梯度，我们认真地选择了最佳化生长条件<sup>[21]</sup>，所以，近两年我们在实验室制作的室温 HgCdTe 光导探测器的性能有显著提高，尽管如此，组分和掺杂物质在材料内部不可忽视的纵向分布梯度仍没有得到解决。因此，我们用在最佳理论组分

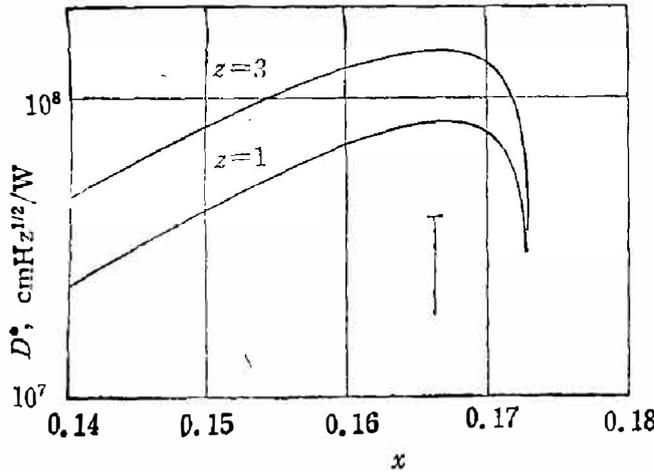


图 5 10.6 μm 最佳化 HgCdTe 光导探测器的归一化探测率与组分的关系(垂直线段为测量值)

Fig. 5 The normalized detectivity of the optimized 10.6 μm photoconductors as a function of composition, the vertical line shows the measured values.

分处任意画的一段垂直线段来表示测得的性能特性，而没有给出精确的组分值。

与其它任何具有亚纳秒级响应时间的 10.6 μm 室温光导探测器相比，我们测得的性能要好好几个数量级，实际上已不亚于慢速热敏型探测器的工作性能。实验结果与理论值的比较也说明仍有可能显著提高这种 HgCdTe 探测器的工作性能。

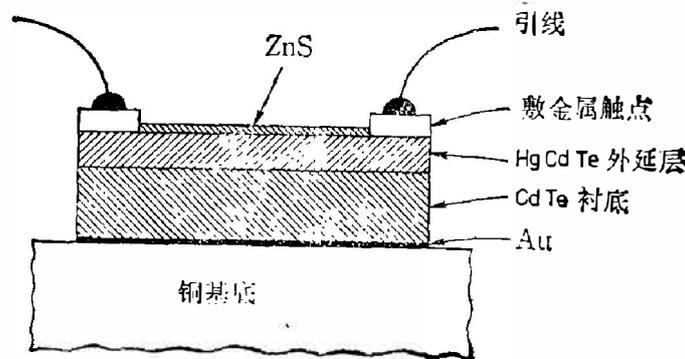


图 6 用外延层制作的 HgCdTe 光导探测器典型结构

Fig. 6 The typical structures of HgCdTe photoconductors prepared from epilayers.

### 4. 结 论

1.  $\alpha\tau/(z+1/z)$  作为广义的半导体优值可用于测定室温长波光导探测器的极限性能，对于 P 型掺杂材料，该优值可达最大值。
2. 计算得到室温长波 HgCdTe 光导探测器的优值和极限性能与组分和掺杂的关系。
3. 计算得到最佳化 10.6 μm HgCdTe 光导探测器在 300 K 时的探测率接近于相应的产生-复合噪声限性能。
4. 10.6 μm 室温 HgCdTe 光导探测器的探测率可优于  $1 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，通过采用

光学共振腔<sup>[10]</sup>和高折射率光学浸没透镜<sup>[21]</sup>还可望进一步提高其性能。因此,制作既具有亚纳秒响应时间、又具有接近或优于最好的慢速热敏型探测器性能的最佳化室温 HgCdTe 光导探测器是可行的。

### 参 考 文 献

- [1] Piotrowski J., *Properties of HgCdTe layers*, PhD thesis, WAT, Warsaw, Poland, 1973.
- [2] Piotrowski J., *Electron Technology*, **5** (1972), 87.
- [3] Igras E. E., *Proc. 9th Symp. of IMEKO Secretariat*, H-1371 Budapest, 1974, p.221~236.
- [4] Galus W., Persak T. and Piotrowski J., *Infrared Phys.*, **19** (1979), 649.
- [5] Galus W. and Perry P., *Laser Focus*, **20** (1984), 76
- [6] Rogalski A. and Piotrowski J., *Prog. Quantum Electron*, **12** (1988), 88; other related paper cited therein
- [7] Elliott G. T., *Handbook on Semiconductors*, **4** (1981), 727.
- [8] Capocci A., Harker A. T. and Wilson M. C. et al., *Wray, Proc. Int. Conf. on Advanced Infrared Detector. and Systems*, 24~26, October 1983, p.40, Ed. IEE London, 1983.
- [9] Spears D. L., *Proc. of IBIS Specialty Group on IR detectors*, San Diego, 1983, p. 1~15.
- [10] Spears D. L., *Proc. of IBIS Active Systems*, 1984, p. 331.
- [11] Wong T. S., *Lasers & Applications*, **59** (1987), 2.
- [12] Djuric Z. et al., *Electronica Letters*, **24** (1988), 1590.
- [13] *VIGO (Poland) commercial data*.
- [14] Hansen G. L., Schmit J. L. and Casselman T. N., *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 7099.
- [15] Hansen G. L. and Schmit J. L., *J. Appl. Phys.*, **54** (1983), 1639.
- [16] Rosbeck J. R. et al., *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 6430.
- [17] Casselman T. N. and Petersen P. E., *Solid State Commun.*, **33** (1980), 615.
- [18] Casselman T. N., *J. Appl. Phys.*, **52** (1981), 848.
- [19] Anderson W. W., *Infrared Phys.*, **20** (1980), 363.
- [20] Piotrowski J., *J. Cryst. Growth*, **83** (1988), 122
- [21] Grulzian M. and Piotrowski J., *Presented at the Fourth International Conference on Infrared Physics*, ETH Zurich, Switzerland, 1988, (to be published in *Infrared Physics*).

## STUDY ON AMBIENT TEMPERATURE LONG-WAVELENGTH PHOTOCONDUCTORS

JOZEF PIOTROWSKI

(*Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw 49, Poland*)

### ABSTRACT

Detailed theoretical and experimental investigations of mercury cadmium telluride (MCT) long-wavelength photoconductors, operating at ambient temperature are reported. The generalized figure of merit of a semiconductor for high temperature photoconductor is proposed. The figure of merit and the ultimate performance of a MCT 10.6 $\mu\text{m}$  photoconductor have been calculated as a function of composition and doping. The photoconductors have been fabricated from MCT epilayers and characterized. It has been shown that the optimized ambient temperature photoconductor can achieve a detectivity higher than  $1 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$  at 10.6 $\mu\text{m}$ , approaching the performance of slow thermal detectors.