

# 中波 HgCdTe 双色红外探测器优化模拟计算<sup>\*</sup>

徐向晏<sup>†</sup> 叶振华 李志锋<sup>‡</sup> 陆 卫

(中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

(2006 年 9 月 22 日收到, 2006 年 10 月 12 日收到修改稿)

针对光伏型中波 HgCdTe 双色红外探测器作了优化模拟计算, 器件采用典型 n-p-p-p-n 结构和同时工作模式, 建立的二维模型考虑了辐射复合、俄歇复合和 Shockley-Read-Hall(SRH)复合三种复合机理, 以及深能级辅助隧穿和带间直接隧穿效应, 载流子穿过阻挡层势垒的隧道效应采用传递矩阵法计算. 分析了双色器件光谱响应随吸收区 SRH 复合少子(电子)寿命的变化关系, 以及串音与阻挡层组分的关系. 模拟结果显示, 随吸收区少子寿命变短, 量子效率迅速下降, 为了使器件有较高的量子效率, HgCdTe 材料的 SRH 复合电子寿命应该至少在 10 ns 以上. 随阻挡层组分增大, 势垒增高, 串音迅速减小, 大约在阻挡层组分差为 0.03 时下降到光学串音决定的稳定值, 得出了抑制电学串音, 阻挡层组分差的临界值为 0.03.

关键词: HgCdTe 中波双色红外探测器, 光谱响应, 光谱串音, 少子寿命

PACC: 7280E, 7340L, 2940P

## 1. 引 言

红外双色(或多色)探测器同时提供目标在两个(或多个)波段的辐射信息, 可抑制背景干扰, 提取目标的绝对温度, 极大地提高探测率, 与单色器件相比, 有更好的成像性能. 传统的多色探测系统由分光器和多个单色探测器阵列组成, 体积、重量、功耗都比较大, 需要额外的图像合成技术, 降低了成像系统的可靠性. 单片集成多色探测器从根本上克服了这些缺点, 多波段空间信息自动精确对准, 体积小、重量轻, 可靠性高, 外围设备简单, 是多色探测成像技术的发展方向<sup>[1]</sup>.

HgCdTe 单色红外探测器已经有较多研究<sup>[2,3]</sup>, 在单色器件基础上的 HgCdTe 双色器件是多层异质结构, 组分、掺杂浓度分布, 以及各层厚度需要严格设计, 制备工艺比单色器件复杂, 大大增加了器件性能控制的难度. Ferret<sup>[4]</sup>, Ballet<sup>[5]</sup>, 以及 Baylet<sup>[6]</sup>等人详细研究了双色器件的制备工艺、性能表征. 数值模拟为器件性能预测、优化提供了有效手段, 对获得高性能器件有重要意义. Jozwikowski 等人<sup>[7]</sup>模拟计算了双色器件中光电增益和噪声的空间分布, Bellotti 等人<sup>[8]</sup>模拟计算了双色器件光谱响应随温度

的变化情况. 然而在复杂的双色器件结构中除了这些特定结构下的器件响应与噪声特性外, 哪些关键材料因素和结构参数对器件有直接的制约作用是对 HgCdTe 双色器件性能提高很有指导作用的, 如 HgCdTe 双色器件性能与吸收区少子寿命之间的关系, 抑制电学串音的载流子阻挡层组分等. 根据我们所知的文献资料, 目前还没有关于少子寿命和阻挡层组分对双色器件性能影响的研究报导. 为此, 本文建立二维数值模型, 模拟计算中波双色(MW1/MW2)器件在不同吸收区少子寿命时的光谱响应, 以及串音与阻挡层组分的关系.

## 2. 理论方法及数值模型

半导体器件数值模拟的基本方程是泊松方程为

$$\Delta\psi = \frac{q}{\epsilon}(n - p - N_e). \quad (1)$$

电子与空穴的连续性方程

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} &= qR, \\ \nabla \cdot \mathbf{J}_p + q \frac{\partial p}{\partial t} &= -qR, \end{aligned} \quad (2)$$

以及电子输运方程

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展规划项目(批准号: 2004CB619004)和国家自然科学基金(批准号: 10234040, 60244002)资助的课题.

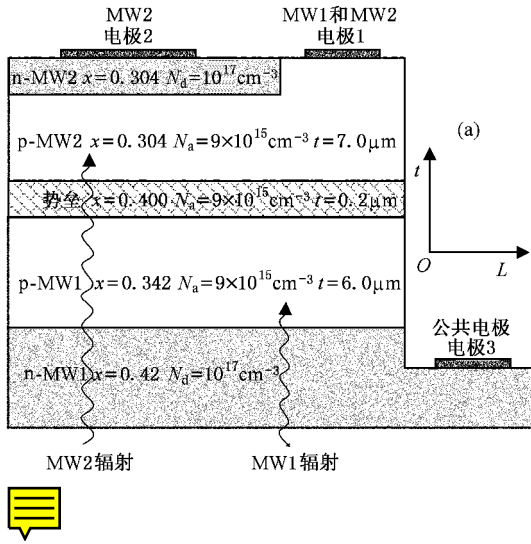
<sup>†</sup> E-mail: xuxy@mail.sitp.ac.cn, xiangyan\_xu@hotmail.com

<sup>‡</sup> E-mail: zfli@mail.sitp.ac.cn

$$\begin{aligned} J_n &= qn\mu_n E_n + qD_n \nabla n, \\ J_p &= qp\mu_p E_p - qD_p \nabla p, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\psi$  表示电势,  $q, \epsilon, t$  分别为基本电荷、介电常数、时间,  $n, p, N_c$  分别为电子、空穴和有效掺杂浓度,  $J_n, J_p$  分别为电子、空穴电流密度,  $R$  为净产生率(复合率),  $\mu_n, \mu_p, D_n, D_p$  分别表示电子、空穴的迁移率、扩散系数,  $E_n, E_p$  为电子、空穴的有效电场. 这些方程可用有限元方法离散化后联立迭代求解. 器件的光响应应根据载流子产生率加入方程. 隧道效应(带间直接隧穿, 穿过势垒的隧穿)是独立的方程, 需要与上述方程组自洽求解. HgCdTe 材料导带有效态密度低, n 型材料容易处于简并状态, 本文计算中载流子浓度采用费米-狄拉克分布.

n-p-p-p-n 结构中波 HgCdTe 双色探测器单元剖面结构如图 1(a) 所示, 可看作由两个背靠背 pn 结



二极管组成, 中间用高组分阻挡层隔开. 采用背照射方式, 波长较短的中波部分(MW1)由靠近衬底、组分较高的 MW1 异质结探测, 波长较长的中波部分(MW2)由组分较低的同质结 MW2 探测. 每个探测单元有两个电极(电极 1, 2), 电极 3 是整个阵列的公共电极. 两个 pn 结中, MW1 占空比接近 100%, MW2 占空比大约为 75%; p 区受主浓度  $9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , n 区施主浓度  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . 器件沿厚度方向组分、禁带宽度及有效掺杂浓度的变化关系如图 1(b) 所示. 计算中设定辐射辐照度  $0.02 \text{ W/m}^2$ , 工作温度  $77 \text{ K}$ , 探测单元面积  $60 \times 60 \mu\text{m}^2$  (不包括公共电极面积). 考虑了辐射复合、俄歇复合和 Shockley-Read-Hall(SRH)复合三种复合过程, 以及深能级辅助隧穿<sup>[9]</sup>和带间直接隧穿效应, 载流子穿过阻挡层的隧道效应采用传递矩阵法计算. Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料参数

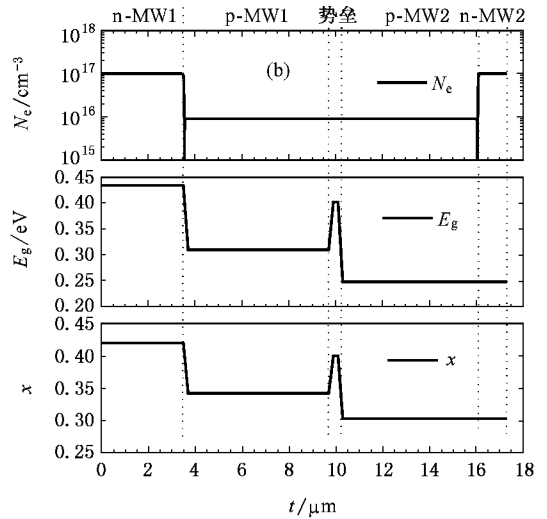


图 1 (a) n-p-p-p-n HgCdTe 双色探测器结构.(b) 沿厚度方向组分  $x$ 、禁带宽度  $E_g$ 、有效掺杂浓度  $N_c$  的变化

取自文献 [10—12].

### 3. 计算结果及分析

#### 3.1. 光谱响应与 SRH 复合电子寿命的关系

图 2(a)(b) 是双色器件在不同 SRH 复合电子寿命( $p$  区少子)寿命情况下的光谱响应和量子效率. 在同等 SRH 复合电子寿命下, MW1 和 MW2 波段等辐照度( $0.02 \text{ W/m}^2$ ) 电流响应接近, 但 MW2 波段量子效率明显低于 MW1 波段. MW2 量子效率低, 主要是因为 MW2 pn 结占空比(75%) 低于 MW1 占空比(接近 100%), 等辐照度条件时波长越长, 光子流通量

越大, 同等量子效率时光生载流子越多, 因此上述计算中 MW2 波段光子数比 MW1 波段光子数多, 综合量子效率的影响, 二者电流响应大约接近. 从图 2(a)(b)(c) 可以看出, 量子效率(及电流响应) 强烈依赖于 SRH 复合电子寿命. 小于 10ns 时, 量子效率随寿命减少迅速下降, 从 10 ns 到 1 ns, MW1 波段量子效率下降超过 30%, MW2 波段量子效率下降接近 50%; 在 100 ns—10 ns 之间, 变化幅度减小; 大于 100 ns 直到  $1 \mu\text{s}$  以上, 量子效率变化不大.

根据 SRH 复合寿命, 可以计算电子总寿命  $\tau_e$  和扩散长度  $L_e$  :

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{e-R}} + \frac{1}{\tau_{e-Auger}} + \frac{1}{\tau_{e-SRH}}, \quad (4)$$

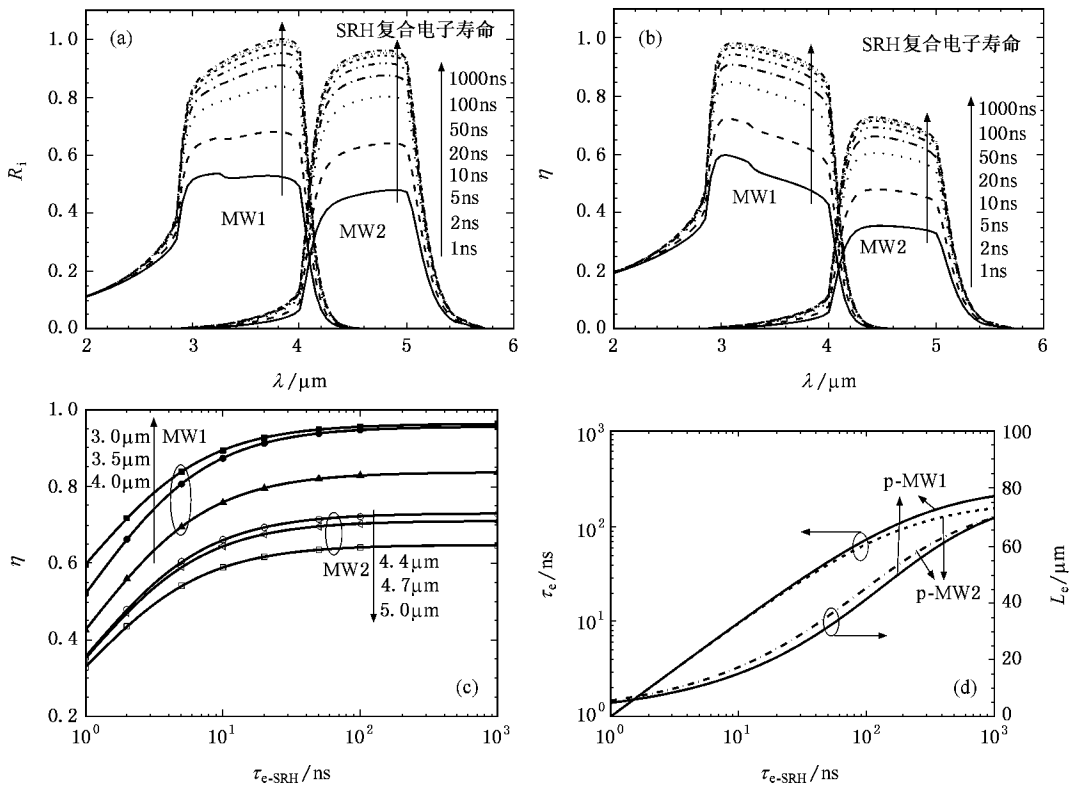


图2 双色探测器光谱响应与 p 区 SRH 复合电子寿命  $\tau_{e-SRH}$  的关系 (a) 相对光谱响应  $R_i$ ; (b) 量子效率  $\eta$ ; (c) 量子效率与 SRH 复合电子寿命的关系 (其中点表示模拟计算的结果 (同 (b)), 实线表示用 (6) 式拟合的结果); (d) p-MW1、p-MW2 区电子 (总) 寿命  $\tau_e$  及扩散长度  $L_e$  与 SRH 复合电子寿命的关系

$$L_e = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_e \tau_e} \quad (5)$$

其中  $\tau_{e-R}$ 、 $\tau_{e-Auger}$  分别表示辐射复合寿命、俄歇复合寿命,  $\mu_e$  为电子迁移率,  $k$ 、 $T$ 、 $q$  分别为玻尔兹曼常数、温度和基本电荷. 对于 HgCdTe 材料, 辐射复合寿命、俄歇复合寿命是温度和组分的函数<sup>[10]</sup>, 与工艺过程无关, 而 SRH 复合寿命与工艺过程密切相关. 图 2(d) 给出 MW1、MW2 二极管 p 区电子 (总) 寿命及扩散长度与 SRH 复合电子寿命的关系. p-MW1、p-MW2 区电子由辐射和俄歇复合过程共同决定的寿命分别为 260 ns、180 ns, 当 SRH 复合寿命较短时 (比如 50 ns 以下), 电子总寿命主要由 SRH 复合决定, 随 SRH 复合寿命变短, 二者逐渐接近相等; SRH 复合寿命较长时 (比如 800 ns 以上), 总寿命主要由辐射、俄歇复合决定, 随 SRH 复合寿命变长, 总寿命逐渐趋于稳定值 (260 ns、180 ns). 当 SRH 复合电子寿命在 1 ns—10 ns 时, 与电子寿命相联系的电子扩散长度在  $5 \mu\text{m}$ — $17 \mu\text{m}$  之间, 大约是吸收区 p-MW1、p-MW2 厚度的 1—2 倍, 复合效应十分显著, 部分光生载流子在到达结区之前复合, 因此在该寿命值范围

内, 量子效率变化剧烈. SRH 复合电子寿命在 100 ns 以上时, 电子扩散长度大于  $40 \mu\text{m}$ , 是吸收区厚度的数倍以上, 复合效应不明显, 绝大多数光生载流子可以扩散到结区, 因此量子效率变化不大.

根据双色器件结构图 1(a), 对于 MW1 波段, 大部分辐射在靠近 MW1 结区被吸收, 而且波长越短, 结区附近被吸收的比例越大, 少数需要扩散的距离越短, 量子效率对少数寿命依赖程度相对减弱, 因此图 2(c) 中 MW1 波段  $3.0 \mu\text{m}$  辐射量子效率随寿命变化比  $3.5 \mu\text{m}$ 、 $4.0 \mu\text{m}$  辐射稍小一些. 与 MW1 波段情况相反, 对于 MW2 波段, 大部分辐射在远离 MW2 结区被吸收, 而且波长越短, 结区附近被吸收的比例越小, 少数需要扩散的距离越长, 量子效率对少数寿命依赖程度相对增强, 这就是 MW2 波段  $4.4 \mu\text{m}$  辐射量子效率随寿命变化比  $4.7 \mu\text{m}$ 、 $5.0 \mu\text{m}$  辐射稍大的原因. 同一波段内量子效率的差别主要是由吸收强弱不同以及上述因素造成的.

进一步的定量分析表明, MW1 和 MW2 两个波段的量子效率与少数寿命近似满足以下关系式:

$$\eta = \eta_{\infty} - \frac{\eta_{\infty} - \eta_0}{1 + \frac{\tau_e}{\tau_{d0}}}, \quad (6)$$

或者根据(5)式表示成扩散长度的函数,即

$$\eta = \eta_{\infty} - \frac{\eta_{\infty} - \eta_0}{1 + \left(\frac{L_e}{L_{d0}}\right)^2}, \quad (7)$$

其中  $\eta_{\infty}$ ,  $\eta_0$ ,  $\tau_{d0}$  及  $L_{d0}$  为拟合参数。 $\eta_{\infty}$  表示少子寿命或扩散长度趋于无限长的极端情况下的量子效率,与辐射吸收比例有关。 $\eta_0$  表示少子寿命或扩散长度趋于 0 时的量子效率,与  $\eta_{\infty}$  相比较, $\eta_0$  数值较小。由于 n 区对量子效率也有贡献, $\eta_0$  一般不为零。

$\tau_{d0}$ ,  $L_{d0}$  体现了量子效率随少子寿命或扩散长度变化的快慢,是需要关注的重要参数。图 2(c) 中的实线是根据(6)式拟合的结果,可以看出,所有的点都非常靠近拟合曲线。其中  $\tau_{d0}$  大约为 1.1 ns, MW1, MW2 波段对应的  $L_{d0}$  分别大约为 5.1  $\mu\text{m}$ , 5.8  $\mu\text{m}$ 。根据(6)(7)式,若要使  $\eta$  接近  $\eta_{\infty}$ , 必须使  $\tau_e$  远大于  $\tau_{d0}$ , 比如 10 倍以上,即 10 ns 以上;这时  $L_e$  大约是  $L_{d0}$  的 3 倍以上,即 15  $\mu\text{m}$  以上。

在一维情况下,采用简化模型可以给出(单层) pn 结二极管量子效率的近似表达式<sup>[12]</sup>。显然,在二维或三维以及多层材料结构时,无法给出器件量子效率的解析表达式。如果把双色器件直接分解为两个简单的 pn 结二极管,采用解析表达式计算量子效率,得到的结果与图 2 有较大差别。可见,双色器件复杂的多层异质结及多维几何结构超出了一维简单模型可以处理的理论框架,二维数值模拟更接近于真实器件。

根据上面的分析,双色探测器吸收区 p-MW1, p-MW2 SRH 复合少子寿命在 10 ns 以上比较合适,最好在 100 ns 以上,以保证器件有较高的量子效率。另外,由于 HgCdTe 材料制备工艺及双色器件结构比较复杂,控制焦平面阵列均匀性难度高,如果吸收区 SRH 复合少子寿命在 10 ns 以下,各探测单元之间寿命的差别会引起量子效率的明显变化,严重影响光响应均匀性;如果能将 SRH 复合少子寿命控制在 10 ns 以上,寿命差别引起的量子效率起伏有限,对均匀性影响减弱。显然,吸收区少子寿命越长,其起伏对焦平面阵列均匀性影响越小。根据图 2(b) 还可以计算出少子寿命对串音的影响,结果显示,串音随少子寿命变化很小。

### 3.2. 串音与阻挡层组分的关系

从图 2(b) 的光谱响应可以看出, 3  $\mu\text{m}$ —4  $\mu\text{m}$  的 MW1 波段辐射照射时, MW2 二极管有响应,这部分信号就是 MW1 对 MW2 的串音;同样, 4.4  $\mu\text{m}$ —5.0  $\mu\text{m}$  的 MW2 波段辐射照射时, MW1 二极管也有响应,形成 MW2 对 MW1 的串音。由于前者远大于后者,讨论 MW1 对 MW2 的串音更具有实际意义。串音形成有两种物理机理:光学串音和电学串音。光学串音是未被 MW1 区完全吸收的中波 1 辐射在 MW2 区吸收产生光生载流子引起的。关于光学串音另有文章专门研究,本文重点考虑电学串音问题。中波 1 辐射在 p-MW1 区被吸收并产生电子-空穴对,附近有 MW1, MW2 两个 pn 结,电子既有可能向 MW1 结区扩散,被电极 3 收集形成光电流信号;也有可能向 MW2 结区扩散,被电极 2 收集输出信号,这一部分就是 MW1 对 MW2 的电学串音信号。

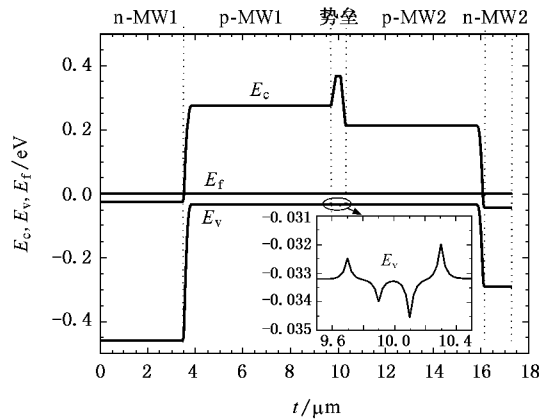


图 3 器件平衡能带图( $x_b = 0.400$ )

p-MW1 区的电子向 p-MW2 区扩散时,如果遇到势垒,扩散流将受到抑制,串音随之减小。这就是图 1(a) 双色器件中间设置高组分阻挡层的原因。扩散流减小的幅度决定于势垒高低。对于 p 型掺杂的 HgCdTe 材料,尽管组分不同,只要净掺杂浓度相同,平衡时价带基本是平坦的,如图 3 所示。这样组分差引起的禁带宽度差将体现在导带上,势垒高度为

$$\Delta V_b \approx \Delta E_g = E_{g,b} - E_{g,pMW1}. \quad (8)$$

由于关心的是电子从 p-MW1 区向 p-MW2 区的扩散,这里  $\Delta V_b$  定义为阻挡层导带最高值与 p-MW1 扩散区导带之差,  $\Delta E_g$  是阻挡层最大带宽  $E_{g,b}$  与 p-MW1 区带宽  $E_{g,pMW1}$  之差,显然  $\Delta V_b$ ,  $\Delta E_g$  决定于阻挡层最高组分  $x_b$  与 p-MW1 区组分之差  $\Delta x_b$ 。对于

HgCdTe 材料  $\Delta V_b$ ,  $\Delta E_g$  与  $\Delta x_b$  近似成线性关系. 模拟计算中阻挡层与 p-MW1, p-MW2 区之间设置了与制备工艺相同的组分过渡, 以保证与实际器件相符合. 阻挡层厚度设定为  $0.2 \mu\text{m}$ . 在本文第一部分计算中, 已假定阻挡层组分  $x_b = 0.400$ , 即  $\Delta x_b = 0.058$ . 下面将考查串音与  $\Delta x_b$  的关系.

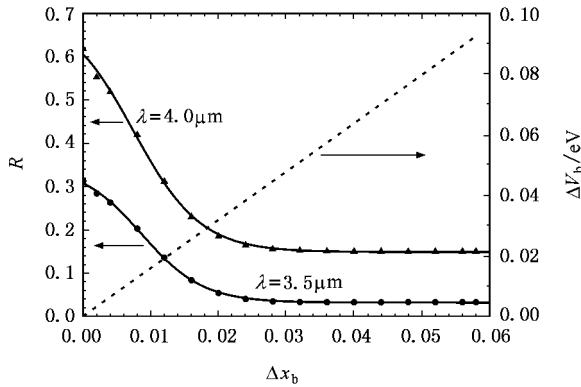


图4 MW1 对 MW2 串音  $R$  及势垒高度  $\Delta V_b$  与阻挡层组分差  $\Delta x_b$  的关系. 对于串音, 点表示模拟计算的结果, 实线表示用(9)式拟合的结果

在  $3.5 \mu\text{m}$ — $4.0 \mu\text{m}$  辐射波段, 串音显著. 图 4 是  $3.5 \mu\text{m}$ — $4.0 \mu\text{m}$  辐射照射时串音与组分差  $\Delta x_b$  的关系, 同时给出组分差对应的势垒高度  $\Delta V_b$ . 为了准确求解势垒的阻挡作用, 载流子通过阻挡层的穿透系数采用传输矩阵法计算. 可以看出, 随组分差增大, 势垒增高, 串音迅速下降, 当  $\Delta x_b$  大约为  $0.03$  (对应势垒高度  $48 \text{ meV}$ ) 时下降到稳定值. 如果将串音表示为两部分之和, 即

$$R = R_0 + R_e, \quad (9)$$

$R_0$  为光学串音, 即图 4 中串音的稳定值部分, 与势垒无关;  $R_e$  为电学串音, 随势垒高度增加而下降. 根据图 4 的数据定量分析表明, 两个波段之间的电学串音  $R_e$  与组分差  $\Delta x_b$  近似满足如下关系:

$$R_e = \frac{a}{1 + \exp\left(\frac{\Delta x_b - \Delta x_0}{\Delta x_c}\right)}, \quad (10)$$

其中  $a$ ,  $\Delta x_0$ ,  $\Delta x_c$  是拟合参数.  $a$  与组分差为 0, 即无阻挡层时电学串音的最大值有关,  $\Delta x_0$  与电学串音随组分差增加开始明显下降的位置有关,  $\Delta x_c$  体现了电学串音随组分差变化的快慢. 图 4 中实线是根据(9)式拟合的结果, 其中  $\Delta x_c \approx 0.0047$ ,  $\Delta x_0 \approx 0.008$ . 根据图 4 及(10)式, 当组分差大于  $0.02$  时, 电学串音随组分差近似指数下降. 作为保守估计, 假定

无阻挡层时的电学串音为  $1(100\%)$ , 则  $\Delta x_b$  为  $0.02$  时, 大约下降为  $10\%$ ,  $0.03$  时大约为  $1\%$ , 依次类推, 大约以  $(10\%/0.01 \text{ 组分差})$  的关系下降. 该结论可用于确定阻挡层组分. 中波 1 波段其他波长辐射照射时情况类似. 这表明对于图 1(a)所示的 n-p-p-p-n 双色器件, 阻挡层组分  $x_b$  至少应该比 p-MW1 区高  $0.03$ , 以保证载流子扩散引起的串音绝大部分被抑制. 对于实际器件, 如果使得电学串音远小于光学串音, 势垒层组分即达到设计要求.

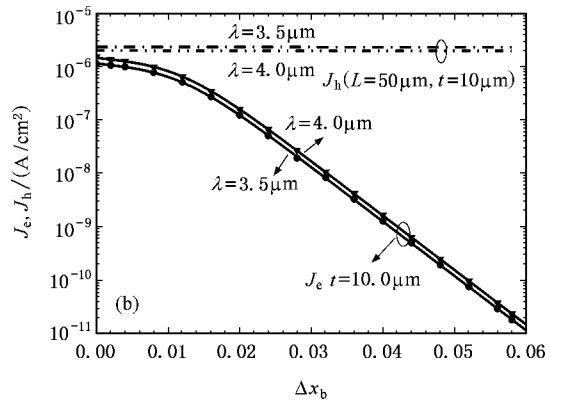
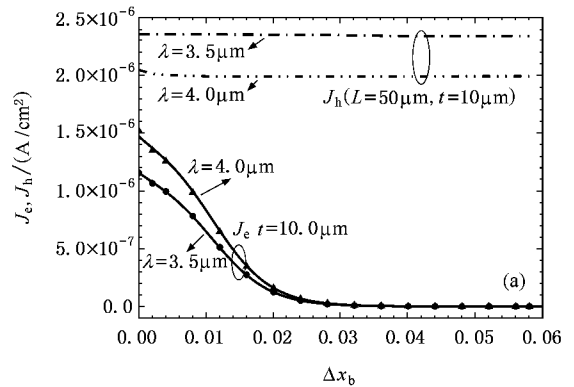


图5 势垒阻挡层中光子电子电流密度  $J_e$ 、空穴电流密度  $J_h$  与组分差  $\Delta x_b$  的关系 (对于电子电流密度, 点表示模拟计算的结果, 实线表示用(11)式拟合的结果) (a) 线性坐标 (b) 半对数坐标

既然电学串音是由于电子从 MW1 区经过阻挡层向 MW2 区扩散引起的, 阻挡层中电子电流密度的大小体现了串音的大小, 因此该电流密度应该与阻挡层组分有关. 图 5 是阻挡层中间位置电子、空穴电流密度随组分差  $\Delta x_b$  的变化关系. 在阻挡层中, 沿器件长度方向, 电子电流密度均匀, 图中给出阻挡层中间位置 ( $t = 10 \mu\text{m}$ ) 电子电流密度值; 而空穴电流密度沿长度方向有变化, 图中给出阻挡层中间点 ( $L = 50 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \mu\text{m}$ ) 位置空穴电流密度值为代表. 从图中可以看出, 电子电流密度随组分差增加迅速下降, 与串音随组分差的变化关系图 4 完全类似, 这进

一步证实了电子扩散电流与串音的关系,以及阻挡层对电子输运的阻碍作用.价带只有微小起伏,对空穴的输运基本没有影响,因此图 5 中空穴电流密度随组分差没有变化.图 5(b)是半对数坐标,在组分差大于 0.02 时,电子电流密度  $J_e$  随组分差指数下降,与电学串音的表示式(10)变化关系相同:

$$J_e = \frac{b}{1 + \exp\left(\frac{\Delta x_b - \Delta x_0}{\Delta x_c}\right)}, \quad (11)$$

其中  $b$  与无阻挡层时电子电流密度的最大值有关,其余参数同(10)式.由于  $\Delta V_b$  与  $\Delta x_b$  近似成线性关系(10)(11)式也可以用势垒高度  $\Delta V_b$  表示,函数形式相同.

在上述计算中,电极 1 上输出的总光电流值随阻挡层组分增大只有大约 5% 的微小增加,在组分差大约为 0.03 时达到稳定值.这是因为,随着势垒增高,向 MW2 结区扩散的电子数减小,转向 MW1 结区扩散的电子数增多,而向 MW1 结区扩散的输运距离比向 MW2 结区扩散的输运距离短,复合小,扩散转向使总复合减小,因此总光电流有微小增加.组分差大于 0.03 时,向 MW2 结区扩散的电子本身很少,扩散转向效应对总光电流贡献很小,因而趋于稳定值.

既然总光电流随势垒增高变化很小,阻挡层的主要作用可看作是对总光电流在器件中流向或分布的调节及控制,使得各电极输出信号的比例发生变化.图 6(a)是  $4.0 \mu\text{m}$  辐射照射时,不同阻挡层组分

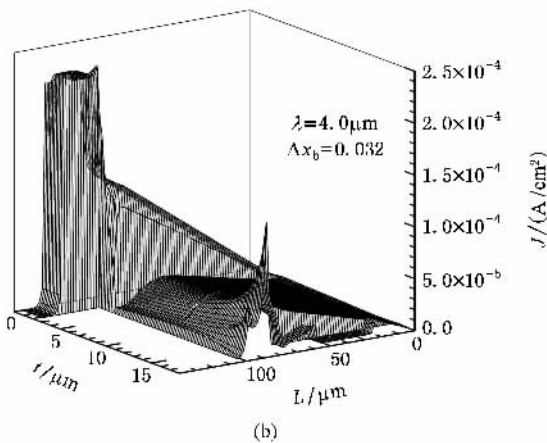
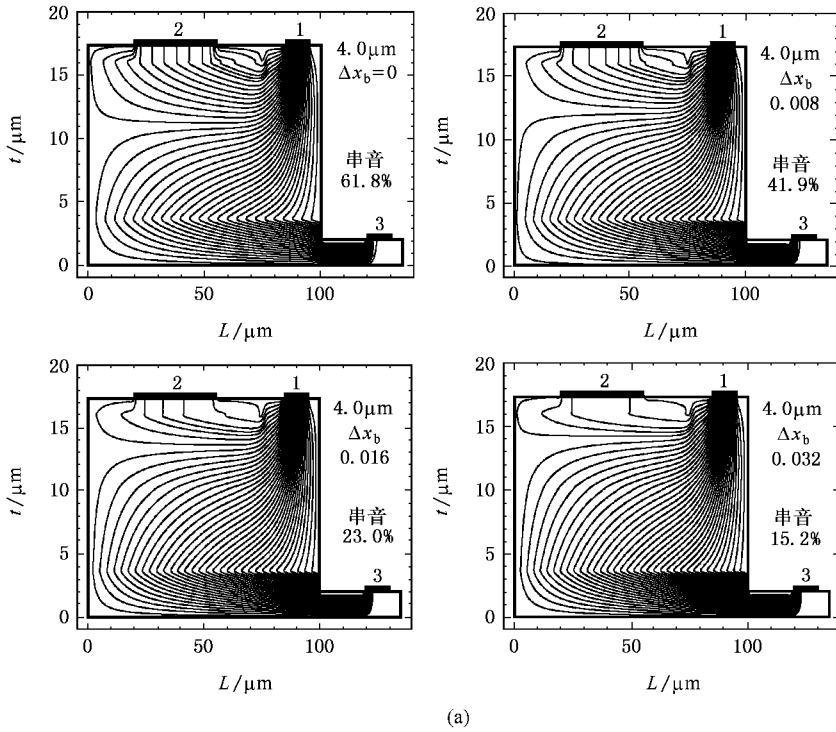


图 6 不同阻挡层组分时器件截面中光电流分布( $\lambda = 4.0 \mu\text{m}$ ) (a) 电流线 (b) 电流密度  $J$

器件中光电流线的分布,从图中可以清楚的看出光电流在三个电极之间的分配关系.随阻挡层组分增大、势垒增高,流向电极 2 的电流减小,而流向电极 3 的电流增加,阻挡层组分差从  $\alpha$  (即没有势垒层)增加到 0.032,串音从 61.8%减小到 15.2%.图 (a, b)是器件中光电流密度分布的三维图,在结区及电极附近,电流密度较大而且变化剧烈.

## 4. 结 论

本文建立了二维数值模型,对光伏型中波 HgCdTe 双色红外探测器作了优化计算,考虑了辐射

复合、俄歇复合和 SRH 复合三种复合机理,以及深能级辅助隧穿和带间直接隧穿效应,载流子穿过阻挡层势垒的隧道效应采用传递矩阵法计算,器件采用典型的 n-p-p-p-n 结构和同时工作模式.优化模拟结果表明,为了使 HgCdTe 双色焦平面器件有较高的量子效率和较好的均匀性, HgCdTe 材料的 SRH 复合电子(少子)寿命应该在 10 ns 以上,最好在 100 ns 以上,为了抑制电学串音,阻挡层组分至少应该比 p-MW1 区组分高 0.03.这两个主要参数的临界值将可能成为 HgCdTe 中波双色焦平面器件研制中的重要参考依据.

- 
- [ 1 ] Rogalski A 2005 *Rep. Prog. Phys.* **68** 2267
- [ 2 ] Chen G B, Lu W, Cai W Y, Li Z F, Chen X S, Hu X N, He L, Shen X C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 911 (in Chinese) [ 陈贵宾、陆卫、蔡炜颖、李志锋、陈效双、胡晓宁、何力、沈学础 2004 物理学报 **53** 911 ]
- [ 3 ] Sun T, Chen X G, Hu X N, Li Y J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3357 (in Chinese) [ 孙涛、陈兴国、胡晓宁、李言谨 2005 物理学报 **54** 3357 ]
- [ 4 ] Ferret P, Zanatta J P, Hamelin R, Cremer S, Million A, Wolny M, and Destefanis G 2000 *J. Electron. Mater.* **29** 641
- [ 5 ] Ballet P, Noel F, Pottier F, Plissard S, Zanatta J P, Baylet J, Gravrand O, Borniol E D, Martin S, Castelein P, Chamonal J P, Million A, Destefanis G 2004 *J. Electron. Mater.* **33** 667
- [ 6 ] Baylet J, Gravrand O, Laffosse E, Vergnaud C, Ballerand S, Aventurier B, Deplanche J C, Ballet P, Castelein P, Chamonal J P, Million A, Destefanis G 2004 *J. Electron. Mater.* **33** 690
- [ 7 ] Jozwikowski K, Rogalski A 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 1286
- [ 8 ] Bellotti E, Orsogna D D 2006 *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **42** 418
- [ 9 ] Hurkx G A M, Klaassen D B M, Knuvers M P G 1992 *IEEE Trans. Electron Devices*. **39** 331
- [ 10 ] Schacham S E, Finkman E 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 2001
- [ 11 ] Shih C K, Spicer W E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2594
- [ 12 ] Rogalski A, Adamiec K, Rutkowski J 2000 *Narrow-gap semiconductor photodiodes* ( USA : SPIE ) p15—82, p134

# Optimizing modeling of two-color middle wavelength infrared photovoltaic HgCdTe detectors<sup>\*</sup>

Xu Xiang-Yan<sup>†</sup> Ye Zhen-Hua Li Zhi-Feng<sup>‡</sup> Lu Wei  
( *National Laboratory for Infrared Physics , Shanghai Institute of Technical Physics ,  
Chinese Academy of Sciences , Shanghai 200083 , China* )  
( Received 22 September 2006 ; revised manuscript received 12 October 2006 )

## Abstract

The performance of two-color middle wavelength photovoltaic HgCdTe detector is simulated numerically for design optimization. Three recombination mechanisms ( radiation , Auger , and Shockley-Read-Hall ( SRH ) recombination ) , trap-assisted tunneling , and band-to-band tunneling are considered in two-dimensional model. The tunneling through barrier layer is calculated by transfer matrix method. The n-p-p-p-n structure is designed in simultaneous mode. The effect of SRH recombination electron lifetime in p-region on spectral response is examined , and the dependence of crosstalk on composition gradient of barrier layer is analyzed. Simulation results show that the quantum efficiency decreases rapidly with decrease of SRH electron lifetime in p-region and at least about 10ns of SRH electron lifetime is essential for good performance of the detector. Crosstalk decreases to the steady value determined by optical crosstalk as the composition gradient of barrier layer increases to about 0.03 , so critical composition gradient of about 0.03 is necessary for suppressing the electrical crosstalk.

**Keywords :** HgCdTe middle wavelength two-color infrared detector , spectral response , spectral crosstalk , minority carrier lifetime

**PACC :** 7280E , 7340L , 2940P

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Program for Basic Research of China ( Grant No. 2004CB619004 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10234040 , 60244002 ).

<sup>†</sup> E-mail : xuxy@mail.sitp.ac.cn , xiangyan\_xu@hotmail.com

<sup>‡</sup> E-mail : zfli@mail.sitp.ac.cn