

# 半导体远红外反射镜中反射率和相位研究\*

徐 敏 张月蘅 沈文忠†

(上海交通大学物理系, 上海 200240)

(2006 年 9 月 14 日收到, 2006 年 12 月 14 日收到修改稿)

以 GaAs 材料为例, 研究了半导体远红外反射镜中的反射率和相位. 通过拟合不同掺杂浓度下样品的远红外反射谱, 得到了自由载流子的弛豫时间随掺杂浓度变化的经验公式, 并把该规律应用到数值计算中. 详细讨论了反射镜的结构和材料参数对反射率  $R$  和相位  $\varphi$  的影响. 根据腔体内吸收率最高的判据得到了最优的反射镜的参数, 并计算了这种优化后的反射镜的波长选择特性. 最后, 通过远红外反射光谱的测量, 从实验上验证了这种反射镜的实际效果. 所得结论为半导体远红外器件中的反射镜设计提供了参考.

关键词: 远红外反射镜, 反射率, 相位

PACC: 7865K, 4225B

## 1. 引 言

远红外探测器由于其在天体物理、红外物理和新材料探索上的广泛应用已成为近些年研究的热点. 量子效率是衡量探测器性能的一个重要指标, 也是探测器迈向实用的关键. 提高量子效率一个很有效的方法就是提高探测器腔体内的光吸收率. 经研究发现, 在半导体光电探测器上施加一对反射镜构成谐振腔增强 (RCE) 结构能够显著地提高探测器的光吸收<sup>[1]</sup>. 目前, 这种 RCE 结构已经在许多其他类型的光电探测器上得以实现, 如 p-i-n 光电二极管<sup>[2]</sup>、雪崩二极管<sup>[3]</sup>以及肖特基光电二极管<sup>[4]</sup>等都取得了良好的效果, 有的量子效率甚至高达 90%, 显示出良好的效果和结构的通用性. 但至今为止 RCE 的应用通常只局限在近红外和中红外探测器, 远红外探测器上尚没有这方面的尝试. 这是由于在远红外波段波长较长, 而且存在自由载流子的吸收. 这些因素使得构成 RCE 的反射镜不能简单采用近红外和中红外探测器上常用的分布式布拉格反射镜, 从而使得 RCE 在远红外探测器上的实施遇到了一定的困难<sup>[2]</sup>. RCE 设计的关键就是反射镜的设计, 因此研究适用于远红外波段的反射镜, 无论是从物理角度还是器件研究的角度, 都有很重要的意义<sup>[5]</sup>.

RCE 反射镜的设计须考虑以下三点 (1) 选取的反射镜材料必须与探测器材料形成很好的晶格匹配 (2) 反射镜能够在探测器适用的波段提供高的反射率和与之相匹配的相位 (3) 反射镜本身对光的吸收应尽可能低<sup>[6]</sup>. 根据这三点要求, 我们针对 GaAs 同质结远红外探测器 (探测原理是利用高掺杂和非掺杂同质结界面上的功函数差异, 通过内光发射实现远红外探测)<sup>[7,8]</sup>, 提出了一种新型的适用于远红外波段的 RCE (反射镜) 设计方案. 为简化设计, 顶部反射镜由探测器与空气形成的界面形成. 底部反射镜的具体结构是在半绝缘的 GaAs 衬底上生长一个周期的非掺杂/掺杂 GaAs 层 (这是因为过多的周期数会导致探测器腔体内的吸收率降低<sup>[6]</sup>), 接着生长作为同质结远红外探测器底部电极层的重掺杂 GaAs 层. 对于给定的远红外探测器, RCE 的设计也就简化为底部反射镜的设计. 所用的设计思路和计算方法也适用于其他类型远红外探测器反射镜的设计.

我们知道, 无论远红外探测器底部反射镜的结构多么复杂, 都可以等效为反射率为  $R$ , 相位为  $\varphi$  的一层界面<sup>[9]</sup>. RCE 的实际效果 (使得探测器腔体内的光吸收率增大) 和底部反射镜的  $R, \varphi$  直接相关, 不同结构和材料参数的底部反射镜即反应为不同的  $R$  和  $\varphi$ . 因此,  $R$  和  $\varphi$  是衡量反射镜性能的两个重要

\* 国家自然科学基金 (批准号: 30125416, 10304010, 60576067) 和上海市青年科技启明星跟踪计划 (批准号: 05QM1411) 资助的课题.

† E-mail: wzhen@sjtu.edu.cn

参数. 本文以 n-GaAs 材料为例, 通过数值计算细致研究了这种远红外反射镜的结构和材料参数的变化对  $R$  和  $\varphi$  所产生的影响, 以及这种远红外反射镜的波长选择性. 根据适当的参数制备出了这种底部反射镜样品, 通过其反射谱的测量, 从实验上验证了这种反射镜的实际效果. 所得结论为其他不同类型的远红外探测器反射镜的设计提供了理论基础和参数依据.

作为一种成熟的材料, GaAs 已经被广泛地应用到了很多方面<sup>[10]</sup>. 但是在远红外波段, 仍然有一些材料的基本性质未了解透彻, 如自由载流子弛豫时间随掺杂浓度的变化规律等. 在本文中, 我们首先测量了不同掺杂浓度的 n-GaAs 和 p-GaAs 薄膜样品的远红外反射谱, 通过拟合这些远红外反射光谱, 得到了自由载流子的弛豫时间随掺杂浓度变化的经验公式, 并与霍尔效应的测量结果进行了比较, 总结出了光学测量和电学测量两种方法所得迁移率之间的一般规律. 然后, 将得到的自由载流子弛豫时间与掺杂浓度的关系应用到关于远红外反射镜的数值计算中.

## 2. 实 验

我们的样品是用分子束外延 (MBE) 方法生长在半绝缘 GaAs 衬底上的 GaAs 薄膜, 其中包括 6 块 Si 掺杂的 n 型样品和 9 块 B 掺杂的 p 型样品, 这些样品的掺杂浓度分别为  $1.68 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.61 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.40 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $6.70 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.60 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  和  $1.54 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $2.50 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.54 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $2.70 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.76 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5.37 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1.85 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $3.40 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5.20 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . 远红外反射谱和透射谱的测量是室温下在 Nicolet Nexus 870 型傅里叶变换红外光谱仪上进行的. 实验中采用氙化硫酸三甘钛聚乙烯探测器, 固体膜分束片和红外光源, 反射测量装置为近垂直入射装置 (入射角小于  $10^\circ$ ). 光谱测量范围为  $45\text{--}700 \text{ cm}^{-1}$ , 分辨率为  $4 \text{ cm}^{-1}$ .

## 3. 理论背景

为了计算多层膜系的光吸收, 首先必须知道每个界面处的电场分布. 为此, 我们采用菲涅耳系数矩阵法<sup>[11-13]</sup>. 在本文模型中, 只考虑光线垂直入射的简单情况. 事实上, 介质中的电场是由传播方向相反

的正向电场  $E^+$  和反向电场  $E^-$  叠加的结果. 根据麦克斯韦方程和边界条件, 可以得到多膜系第  $j$  层和第  $j+1$  层材料的电场之间的关系如下<sup>[11]</sup>:

$$\begin{pmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left[ 1 + \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{i\delta_{j+1}} \left[ 1 - \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{-i\delta_{j+1}} \\ \left[ 1 - \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{i\delta_{j+1}} \left[ 1 + \frac{\tilde{n}_{j+1}}{\tilde{n}_j} \right] e^{-i\delta_{j+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{j+1}^+ \\ E_{j+1}^- \end{pmatrix} \quad (1)$$

这里  $\delta_{j+1} = 2\pi\tilde{n}_{j+1}d_{j+1}/\lambda_0$  代表第  $j+1$  层介质导致的相位延迟, 其中  $\lambda_0$  是真空中入射波长,  $\tilde{n}$  代表介质的复折射率, 可以用下式表示:

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\epsilon} = \epsilon_\infty \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_0)} \right] + \frac{\omega_{\text{TO}}^2(\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{\omega_{\text{TO}}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (2)$$

(2) 式等号右端第一项代表 Drude 模型中自由载流子的吸收, 其中  $\omega$  为光学频率,  $\omega_0 = 1/\tau$ ,  $\tau$  为自由载流子的弛豫时间,  $\omega_p = \sqrt{Nq^2/(\epsilon_0\epsilon_s m_e^*)}$  为等离子激元的频率,  $\epsilon_s$  为本征半导体的低频介电常数, n 型、p 型本征层中载流子的有效质量  $m_e^*$  分别是  $0.067m_0$  和  $0.5m_0$ ,  $q$  为电荷电量, 自由载流子的浓度  $N$  由掺杂能级来衡量. (2) 式等号右端第二项代表洛伦兹模型中光学声子的相互作用, 对应于远红外反射谱的剩余射线带, 其中  $\epsilon_\infty$  为高频介电常数,  $\omega_{\text{TO}}$  为横光学声子 (TO 声子) 的圆频率,  $\gamma$  为阻尼系数<sup>[14,15]</sup>.

若给定电场强度  $E_{j+1}^+$  和  $E_{j+1}^-$  的初始值, 通过递推关系 (1) 式就可以得到  $E_j^+$  和  $E_j^-$  的值, 同理, 也就可以得到整个多层膜系的电场分布情况. 在计算过程中, 我们应用了以下参数<sup>[14]</sup>:  $\hbar\omega_{\text{TO}} = 33.25 \text{ meV}$ ,  $\epsilon_s = 12.85$ ,  $\epsilon_\infty = 10.88$  (300 K),  $\hbar\gamma = 0.25 \text{ meV}$ . 需要注意的是, 由于反射镜并不可能单独使用, 而总是与特定的结构 (如探测器等) 结合在一起使用才有意义, 因此在实际计算过程中, 我们认为入射光是从与反射镜相连的特定结构 (如探测器腔体) 的最底层进入整个底部反射镜, 并不是从空气进入反射镜. 本文中入射介质层为 GaAs 本征层.

## 4. 实验结果及讨论

图 1 所示分别为 4 块不同掺杂浓度的 n-GaAs

和 p-GaAs 薄膜样品室温下的远红外反射谱,其中空心点为实验值,实线为通过菲涅耳系数矩阵法计算得到的结果.270—300  $\text{cm}^{-1}$  区域内高的反射率峰对应于 GaAs TO 声子导致的剩余射线带.从图 1 中可以看出,采用以上理论模型所拟合出的反射光谱与实验中所测得的反射光谱符合很好,说明我们下面

地拟合:

$$\tau = Y_0 + A_1 \exp(-N/t_1),$$

其中  $N$  的单位为  $\text{cm}^{-3}$ .对 n-GaAs 样品,

$$\tau = 1.34 \times 10^{-14} + 4.39 \times 10^{-14} \exp(-N/1.41 \times 10^{18}).$$

对 p-GaAs 样品,

$$\tau = 5.0 \times 10^{-14} + 9.6 \times 10^{-14} \exp(-N/4.99 \times 10^{16}).$$

图 2 中实线就是根据上述公式计算得到的载流子弛豫时间和掺杂浓度之间的关系.由于实验所用样品的掺杂浓度的数量级变化范围比较大,从  $10^{14}$  到  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,所以这两个公式具有普遍性.运用公式我们就可以得到任何掺杂浓度下的载流子弛豫时间.从图 2 可以发现,当掺杂浓度过大或过小,其弛豫时间的变化实际是很小的.同时就整体而言,弛豫时间的

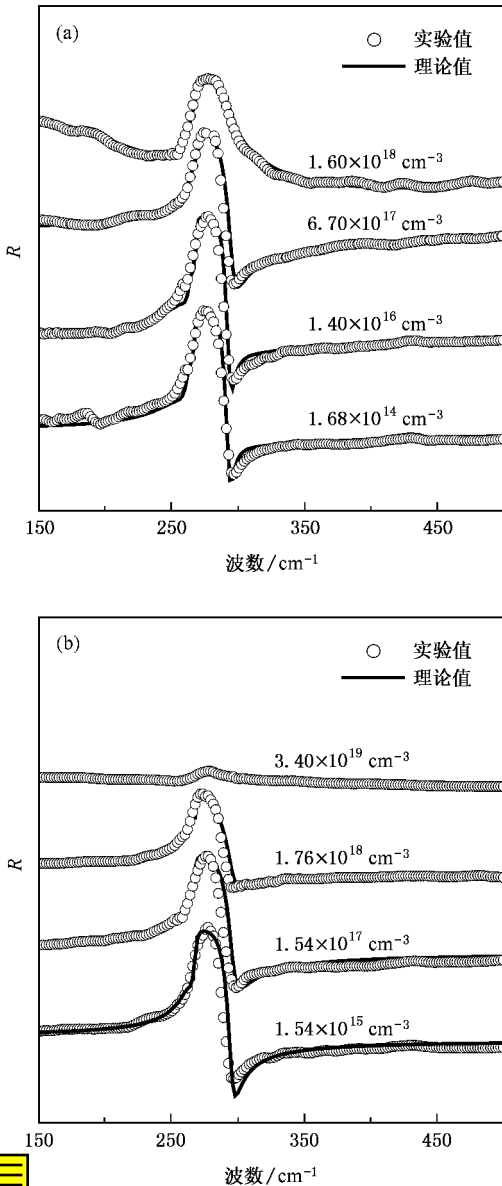


图 1 n-GaAs 和 p-GaAs 薄膜样品的远红外反射光谱.浓度大的三个样品的反射谱均依次向上作了平移.(a) n-GaAs,(b) p-GaAs

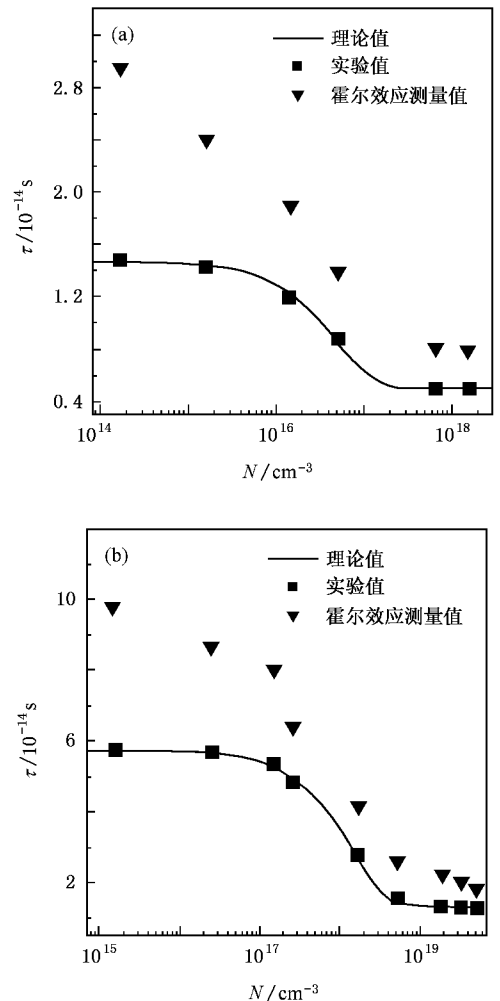


图 2 n-GaAs、p-GaAs 样品自由载流子弛豫时间与掺杂浓度的关系.(a) n-GaAs,(b) p-GaAs

的计算结果都是可靠的.通过图 1 对实验结果的拟合,可以得到不同掺杂浓度下的载流子弛豫时间  $\tau$ ,如图 2 所示.我们发现 n-GaAs 和 p-GaAs 样品上载流子弛豫时间与掺杂浓度之间的关系可以用下式很好

变化也不是很大,虽然掺杂浓度变化了约  $10^4$  倍,但 n-GaAs 和 p-GaAs 的载流子弛豫时间仅仅分别变化

了 3.1 倍和 4.8 倍. 由于迁移率  $\mu = e\tau/m_e^*$ , 因此我们可以进一步计算出样品的迁移率. 所以远红外光谱不仅能研究半导体的光学性质, 还能获得半导体的电学参数, 这是它的优越之处. 为了验证实验拟合结果的可靠性, 我们通过霍尔测量直接得到了样品的迁移率, 并根据  $\mu = e\tau/m_e^*$  计算得到了相应的载流子弛豫时间. 在图 2 中, 我们发现霍尔测量结果和远红外反射谱的拟合结果在数量级上是一致的, 而且两者的变化趋势大致相同, 但是在数值上却有所差别, 所有样品的两种迁移率之比  $\mu_{IR}/\mu_{Hall}$  都在 0.6—0.7 之间变化. 下面我们对这种远红外光谱中迁移率降低的现象做一些定性的解释. 由于载流子的迁移率通常与载流子散射率有关, 它描述的是多个电子而非单个电子的性质. 在霍尔测量中存在弱场作用, 电子处于平衡态的比较多, 只是被轻轻地扰动. 而在反射谱测量中, 电子处在高能状态, 受到能量弛豫和散射过程的综合影响, 使得反射谱测量的  $\tau$  值相对较小, 由  $\mu = e\tau/m_e^*$  可知测得的迁移率也就相对较小<sup>[16]</sup>. Kozawa 等<sup>[17]</sup>在拉曼实验中通过比较拉曼测量与霍尔测量的等离子体衰减系数也得到了相近的结果, 但他们的红外谱中迁移率降低的现象更为明显, 可以理解为拉曼测量中电子离平衡态更远所致. 关于这种现象的详细原因必须用散射机理和量子力学的计算来具体解释<sup>[17]</sup>.

我们知道, 具有多层结构的底部反射镜可以等效为反射率为  $R$ 、相位为  $\varphi$  的一层界面. 对于给定的探测器而言, 总存在某一匹配相位, 即在这个匹配相位附近探测器腔体可以获得高的光吸收率, 并且在这个区域光吸收随着  $R$  的增大而增大, 而离开这个区域, 也就是  $\varphi$  不太匹配的情况下, 光吸收迅速下降. 因此, 了解和掌握底部反射镜的  $R$  和  $\varphi$  随反射镜参数变化的规律, 对提高反射镜的性能有着重要的意义. 由于底部反射镜中的底部电极层存在光吸收, 减小底部电极层的厚度和浓度都可以提高探测器腔体内的光吸收率, 然而考虑到欧姆接触和制备技术等方面的限制, 因此在下面的计算中, 我们固定底部电极层的厚度  $d_{bce}$  为 300 nm, 掺杂浓度  $N_{bce}$  为  $2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 而只考虑底部反射镜中其他层的厚度和浓度的变化对  $R$  和  $\varphi$  的影响. 我们把图 2 中 n 型掺杂条件下自由载流子的弛豫时间和掺杂浓度的关系式应用到下面对底部反射镜的计算讨论中, 并选取入射波长为 60  $\mu\text{m}$ . 下面我们将详细讨论底部反射镜中各个参数的变化给  $R$  和  $\varphi$  带来的影响.

图 3 所示为非掺杂/掺杂 GaAs 层的厚度变化引起  $R$  和  $\varphi$  变化的规律. 我们注意到对 Si 掺杂的 n-GaAs 材料而言, 当掺杂浓度高于  $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时, Si 将替代 As 原子的位置 (而不是 Ga 原子的位置), 从而导致材料反型和自补偿, 变为 p-GaAs<sup>[18]</sup>. 因此, 暂时假定掺杂层的浓度  $N_{me}$  为  $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . 考虑到 MBE 方法生长材料的厚度范围, 我们取非掺杂/掺杂 GaAs 层的厚度  $d_{ni}$  和  $d_{me}$  的变化范围为 50—3000 nm. 从图 3(a) 可以看出, 底部反射镜的反射率随着掺杂层厚度的增大和非掺杂层厚度的减小而增大, 当非掺杂层和掺杂层的厚度分别在 0.5—1.0 和 1.1—3.0  $\mu\text{m}$  的范围内变化时, 底部反射镜的反射率较大, 大约在 40%—60% 之间, 而且掺杂层在上述范围内的变化不会给反射镜的反射率造成太大的影响, 反射率都在 50% 以上. 我们已经知道, 对于 n-GaAs 同质结远红外探测器而言, 腔体的

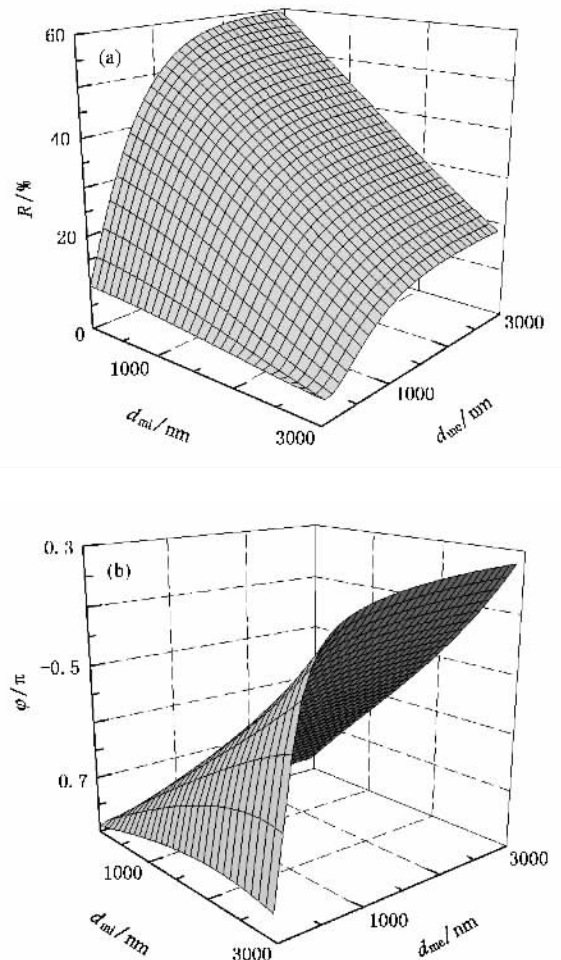


图 3 底部反射镜的反射率和相位随掺杂/非掺杂层的厚度变化 (a)  $R$  随掺杂/非掺杂层的厚度变化 (b)  $\varphi$  随掺杂/非掺杂层的厚度变化

高吸收点对应的谐振条件是  $\varphi = -0.375\pi^{[9]}$ . 在这个条件下, 反射率  $R$  越高, 腔体的吸收就越大. 图 3 (b) 中显示底部反射镜的相位随着非掺杂层和掺杂层厚度的增大而增大. 我们发现, 当非掺杂层和掺杂层的厚度分别在  $2.0\text{--}3.0$  和  $1.0\text{--}3.0\ \mu\text{m}$  的范围内变化时, 底部反射镜的相位都在谐振条件的左右变化.

下面讨论掺杂层的厚度和浓度的变化对底部反射镜的  $R$  和  $\varphi$  的影响. 结合以上的讨论, 为了达到反射率和谐振条件的平衡, 我们取非掺杂层的厚度为  $1450\ \text{nm}$ . 为了获取更大掺杂浓度范围内底部反射镜的反射率和相位的变化规律, 我们取掺杂层的浓度变化范围为  $1.0 \times 10^{17}\text{--}1.0 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ , 其他参数不变. 图 4 为底部反射镜的  $R$  和  $\varphi$  随掺杂层的厚度、掺杂浓度变化的关系. 从图 4 (a) 可以看出, 底部反射镜的反射率随着掺杂层厚度和浓度的增大而增

大, 当掺杂层的厚度和浓度分别在  $1.0\text{--}3.0\ \mu\text{m}$  和  $3.0 \times 10^{18}\text{--}1.0 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$  范围内变化时, 底部反射镜的反射率较大, 而且我们发现掺杂层的厚度在上述范围内变化时, 结果对反射率的影响不大. 从图 4 (b) 可以看出, 当掺杂层的厚度和浓度在上述范围内变化时, 底部反射镜的相位几乎不受影响, 在  $-0.63\pi\text{--}-0.59\pi$  范围内变化, 而底部反射镜的相位变化最大的区域对应于掺杂层的厚度和浓度在  $1.0\text{--}3.0\ \mu\text{m}$  和  $1.0 \times 10^{17}\text{--}3.0 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$  范围内变化的区域.

以上讨论了底部反射镜各个参数对  $R$  和  $\varphi$  的影响, 在实际设计底部反射镜时, 我们可以根据使得远红外探测器腔体的吸收率达到最大这样一个判据来选择底部反射镜的参数. 本文针对一种特定的 n-GaAs 同质结远红外探测器 (其参数见文献 [5]) 根据以上判据, 计算得到了当探测器腔体的吸收达到最大 (比没有加底部反射镜的情况增大了 2 倍) 时所对应的底部反射镜的参数如下:  $N_{\text{bnc}} = 2.0 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ,  $d_{\text{bnc}} = 300\ \text{nm}$ ,  $N_{\text{mc}} = 3.0 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ,  $d_{\text{mi}} = 1450\ \text{nm}$ ,  $d_{\text{mc}} = 1800\ \text{nm}$ . 以上所有的计算都是对应于波长为  $60\ \mu\text{m}$  的情况, 然而实际上各种类型的远红外探测器都应该在较宽的波段范围内工作, 因此, 理想的底部反射镜应该是在较宽的波段范围内具有高的反射率和合适的相位. 图 5 (a) (c) 分别为具有上述参数的底部反射镜在不同波长下反射率和相位变化的规律, 从图中可以看出, 反射率随着波长的增大而增大, 而相位的变化正好呈现相反的趋势. 在  $50\text{--}100\ \mu\text{m}$  的波长范围内, 底部反射镜的反射率在  $33\%\text{--}52\%$  之间变化, 而相位的变化范围是  $-0.729\pi\text{--}-0.267\pi$ , 包括已提及的谐振条件  $\varphi = -0.375\pi$ . 上述底部反射镜各种参数的变化对反射率和相位的影响规律给各种类型远红外探测器底部反射镜的进一步设计提供了依据, 也为提高远红外探测器的量子效率提供了理论基础.

我们知道, 在谐振腔增强的远红外探测器远红外光谱的测量实验中, 由于探测器腔体只是远红外探测器的一部分, 因此这部分的光吸收率也不可能直接测量得到, 实际测量到的是包括了探测器腔体和底部反射镜两部分的光吸收率. 探测器腔体内的光吸收率只能通过菲涅耳系数矩阵计算得到. 因此要验证反射镜的实际效果 (即对探测器腔体内光吸收的影响) 就必须根据菲涅耳系数矩阵计算可以被直接测量的样品 (反射镜样品或谐振腔增强的探测

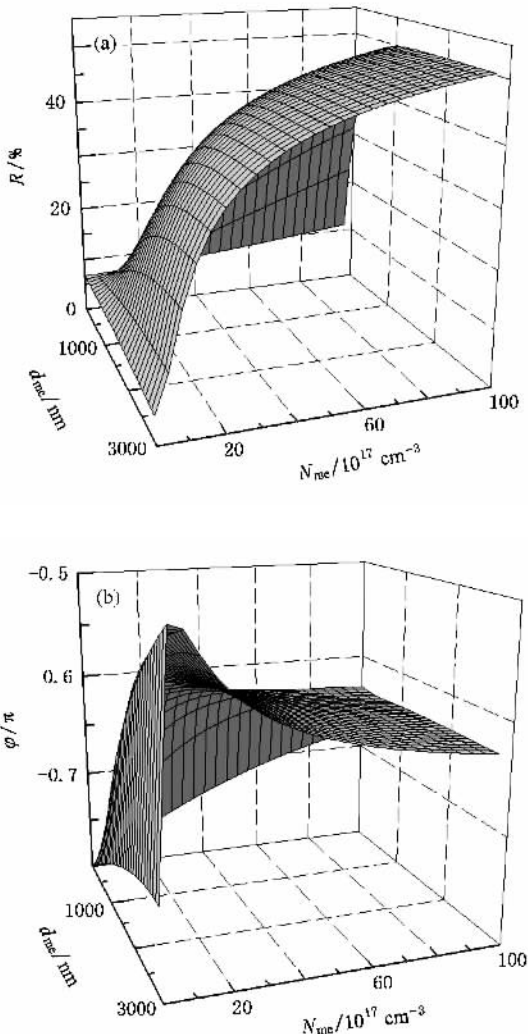


图 4 底部反射镜的反射率和相位随掺杂层厚度、掺杂浓度的变化 (a)  $R$  随掺杂层的厚度、掺杂浓度的变化 (b)  $\varphi$  随掺杂层的厚度、掺杂浓度的变化

器样品)的反射和透射光谱,如果计算结果能与实验很好符合,那么根据相同的参数计算得到的探测器腔体内的光吸收率也就一定等于实际的光吸收率.因此,我们根据底部反射镜的最优参数制备了底部反射镜的样品,并测量了样品的远红外反射谱.在实验中,入射介质不是 GaAs 本征层,而是空气.图 5 (b)为底部反射镜的远红外反射谱的实验及数值计算的结果.从图 5(b)可以看出,反射谱中 30—45  $\mu\text{m}$  处的反射峰是 GaAs 的 TO 声子反射峰,底部反射镜

的反射谱与实验结果符合很好.这就验证了此底部反射镜的实际效果,即 n-GaAs 同质结远红外探测器腔体的吸收率比没有加底部反射镜时增大了 2 倍,同时也表明了本文中所有的关于底部反射镜反射率和相位的计算都是正确而且可靠的.图 5(d)为反射镜的相位随入射波长变化的关系,入射介质为空气.比较图 5(c)(d)可知,不同的入射介质对反射镜相位的影响是不同的,后者的相位整体上要小于前者.

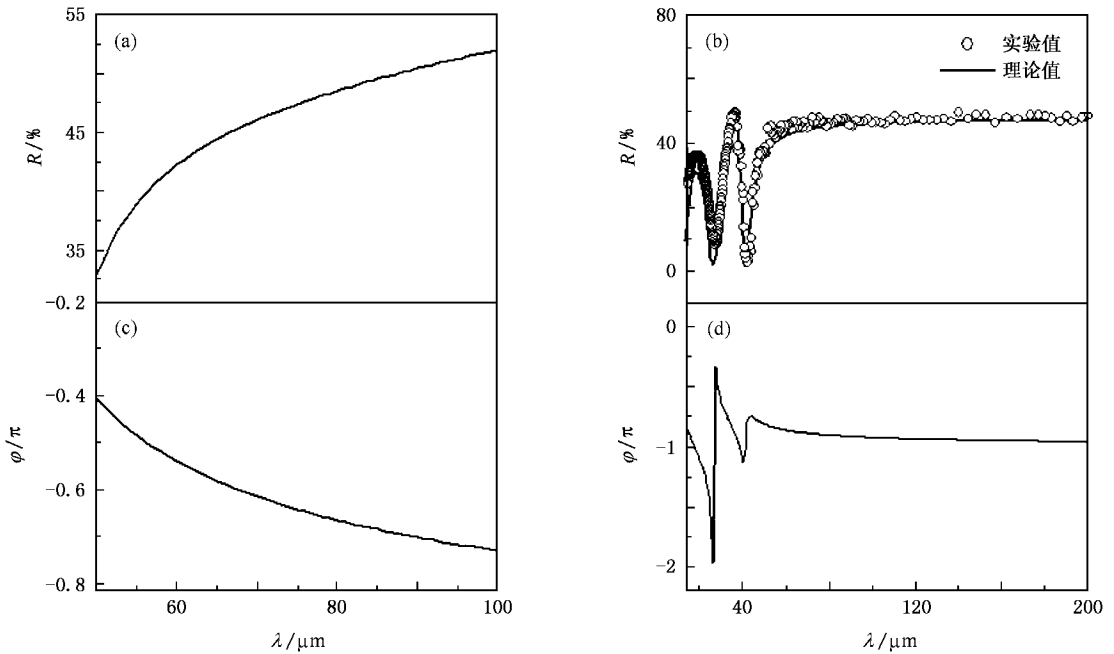


图 5 反射镜的反射率和相位随波长的变化 (a)反射率随波长的变化,(b)底部反射镜的远红外反射谱(c)和(d)均为相位随波长的变化,其中(a)(c)的入射介质为 GaAs 本征层,(b)(d)的入射介质为空气

## 5. 结 论

本文通过拟合不同掺杂浓度的 n-GaAs, p-GaAs 薄膜样品的远红外反射谱,得到了自由载流子的弛豫时间随掺杂浓度变化的经验公式,并与霍尔效应的测量结果进行了比较.以 GaAs 材料为例,把上述

规律应用到数值计算中,研究了远红外探测器底部反射镜的结构和材料参数的变化对反射率  $R$  和相位  $\varphi$  所产生的影响,以及远红外探测器底部反射镜的波长选择性.根据适当的参数制备出了这种底部反射镜样品,并测量了其反射谱,从实验上验证了这种远红外反射镜的实际效果.所得结果为半导体远红外器件中的反射镜设计提供了参考.

- [1] Unlu M S, Strite S 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 607  
 [2] Nie H, Anselm K A, Hu V *et al* 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 161  
 [3] Lennox C, Nie H, Yuan P *et al* 1999 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11** 1162  
 [4] Unlu M S, Gokkavas M, Onat B M *et al* 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 2727

- [5] Zhang Y H, Luo H T, Shen W Z 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 1129  
 [6] Zhang Y H, Luo H T, Shen W Z 2003 *Euro. Phys. J. Appl. Phys.* **22** 165  
 [7] Shen W Z, Perera A G U, Liu H C 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2677  
 [8] Perera A G U, Shen W Z 1999 *Opto-electron. Rev.* **7** 153

- [ 9 ] Luo H T , Zhang Y H , Shen W Z *et al* 2002 *Appl. Opt.* **41** 6537
- [ 10 ] Blakemore J S 1982 *J. Appl. Phys.* **53** R123
- [ 11 ] Macleod H A 1986 *Thin-film Optical Filters* ( 3rd ed ) ( London : Institute of Physics Publish ) pp73—75
- [ 12 ] Knittl Z 1976 *Optics of Thin Films* ( London : Wiley ) pp35—51
- [ 13 ] Klein M V , Furtak T E 1986 *Optics* ( 2nd ed ) ( New York : Wiley ) pp295—300
- [ 14 ] Korotkov A L , Perera A G U , Shen W Z *et al* 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 3295
- [ 15 ] Wu S , Shen W Z , Guo Q X 2003 *Chin. Phys.* **12** 1026
- [ 16 ] Li Z F , Lu W , Ye H J *et al* 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 2691
- [ 17 ] Kozawa T , Kachi T , Kano H *et al* 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 1098
- [ 18 ] Borghs G , Bhattacharyya K , Deneffe K *et al* 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 4381

## Reflectivity and phase shift of semiconductor far-infrared mirrors<sup>\*</sup>

Xu Min Zhang Yue-Heng Shen Wen-Zhong<sup>†</sup>

( Department of Physics , Shanghai Jiaotong University , Shanghai 200240 , China )

( Received 14 September 2006 ; revised manuscript received 14 December 2006 )

### Abstract

We have carried out an in-depth investigation on the reflectivity  $R$  and phase shift  $\varphi$  of a novel semiconductor mirror , which can be applied in the far-infrared ( FIR ) spectral range. By fitting FIR reflection spectra of the GaAs material with different doping concentrations , empirical formulas are obtained for the doping concentration-dependent carrier relaxation time  $\tau$  of n-GaAs and p-GaAs. The effects of structure and material parameters on the reflectivity and the phase shift of the mirror are analytically studied on the basis of the deduced formulas. All the related parameters of the mirror are further optimized , and the corresponding wavelength selectivity is calculated according to the highest absorption in the detector cavity. The experimental FIR reflection result confirms the theoretical simulation , revealing the unique properties of this mirror , which establishes the basis of optimum designing of various FIR mirrors.

**Keywords** : far-infrared mirror , reflectivity , phase

**PACC** : 7865K , 4225B

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10125416 , 10304010 , 60576067 ) and the “ Post-Qimingxing Program ” for Young Scientists of Shanghai , China ( Grant No. 05QM1411 ).

<sup>†</sup> E-mail : wzshen@sjtu.edu.cn