

在 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结构中的光弹效应及其对侧向光的限制作用*

邢启江¹ 徐万劲¹ 武作兵²

(1 北京大学物理系, 北京 100871)

(2 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要: 从理论上计算了厚度为 110nm 的 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条在 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结构中形成的应力场分布, 及由应力场分布引起的折射率变化. 在 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条下半半导体中 0.2—2 μm 深度范围内, 由应变引起条形波导轴中央的介电常数 ϵ 相应增加 2.3×10^{-1} — 2.2×10^{-2} (2 μm 应变条宽) 和 1.2×10^{-1} — 4.1×10^{-2} (4 μm 应变条宽). 同时, 测量了由 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条所形成的 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结光弹效应波导结构导波的近场光模分布. 从理论计算和实验结果两方面证实了 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结光弹效应波导结构对侧向光具有良好的限制作用.

关键词: W/Ni 半导体接触; 光弹效应; $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结构; 平面型波导器件

PACC: 4286L; 4630C; 4690; 7340L; 8115C

中图分类号: TN 252

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2001)07-0846-07

1 引言

平面型光电子器件具有易集成的特点, 所以它一直是人们感兴趣的研究课题. 为了实现平面波导结构对侧向光的限制, 最常用的方法是利用化学腐蚀和再生长等复杂工艺把外延片制成准平面型掩埋异质结(BH)光电子器件. 对于象半导体激光器和光调制器等光电子器件, 由于器件制造工艺复杂, 所以这种工艺仅适合于分立光电子器件的制作而不适合光电子集成. 近几年来, 人们研究利用引入杂质^[1]或者引入离子束^[2]使量子阱和超晶格结构组份无序实现了量子阱或超晶格波导结构对光的侧向限制. 光弹效应光电子器件是一种适合光电集成的新颖平面型光电子器件结构. 晶体的介电常数 ϵ , 晶体折射率 n ($n = \sqrt{\epsilon}$), 是依赖于晶体的应力. 晶体在其表面应变薄膜的作用下, 使一些区域的折射率增加或者使另一些区域的折射率减少. 利用这种光弹效应把折射率的变化引入半导体内, 从而在平面型光电子

器件波导结构内实现对光的侧向限制. 这是制造平面型光电子器件, 例如, 导波管、耦合器、光调制器和激光器等最为简单且最为实用的方法. 自 70 年代中期始, 人们就开始利用 SiO_2 和 Si_3N_4 应变绝缘薄膜研制平面型 III-V 族化合物半导体材料光弹效应波导器件^[3-5]. 研究发现淀积的薄膜所产生应变力的大小及应变的性质(张应变或者压应变)不仅依赖于薄膜材料及组份配比, 而且与淀积技术、淀积系统、衬底及衬底温度等多种因素有关. 与其它波导制作技术相比, 由于不易控制引入半导体内的应力场分布, 尤其是引入应力场分布的热稳定性差, 因而这种平面型波导器件的制作技术没有得到广泛地使用. 最近 Lau 等人成功地研究出一种新的工艺技术, 在 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 双异质结构中获得稳定的应力场分布^[6]. 在这种新工艺中他们利用金属与半导体间的界面反应, 或者样品在直流负偏压的作用下射频溅射一层倔强系数大的金属薄膜于 III-V 族化合物半导体表面, 使金属薄膜下的半导体内形成稳定的应力场分布. 该应力场分布使半导体材料的禁带宽度

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 69976003).

邢启江 男, 1945 年出生, 副教授, 主要从事光电子材料及器件方面的研究及教学工作.

2000-06-07 收到, 2000-12-02 定稿

© 2001 中国电子学会

E_g 、介电常数 ϵ 半导体材料的折射率 n 相应发生变化。利用光弹效应已成功研制出性能良好的 AlGaAs/GaAs 双异质结光弹效应激光器^[7]。波长为 1.3 和 1.55 μm 的 InGaAsP/InP 双异质结激光器和光调制器在光纤通讯领域内有着极其重要的运用。发展平面型 InGaAsP/InP 双异质结光电子器件极有利于光电子集成。

本文从理论上详细地研究了不同宽度 W_{Ni} 薄膜应变条在 InGaAsP/InP 双异质结构中形成的应力场分布及光弹效应波导结构的形成。同时从实验上证实了由 W_{Ni} 金属应变薄膜所形成的光弹效应波导结构对 InGaAsP/InP 双异质结构的侧向光具有良好的限制作用。

2 样品的准备

本研究使用的 InGaAsP/InP 双异质结外延片结构如图 1 所示。厚为 40nm 掺 Zn 的 $p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ($1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) 顶层供欧姆接触之用。厚为 0.35 μm 、带隙波长 $\lambda_g = 1.23 \mu\text{m}$ 的 InGaAsP 激活层夹在厚为 0.2 μm 、重掺杂 $p\text{-InP}$ ($1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) 层和 0.6 μm 厚的 $p\text{-InP}$ ($5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 层及非掺杂 0.2 μm 厚的 InP 层所组成。上包层与由非掺杂 0.1 μm 厚的 InP 层及 0.5 μm 厚的 $n\text{-InP}$ ($5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 层所组成。下包层之间。整个波导结构利用 LP-MOVPE 生长设备生长在掺硫、载流子浓度为 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 的 $n\text{-InP}$ (100) 衬底上。样品首先用三氯乙烯、丙酮、无水乙醇分别超声清洗, 然后进行光刻; 继之在 $\text{HF} \text{H}_2\text{O} = 1:3$ 溶液中腐蚀 15s 去除表面的自然氧化层, 然后用去离子水冲洗干净, 最后用 N_2 吹干装入溅射系统。根据我们的实验结果, 样品在最佳直流负偏压 120V 作用下, 利用射频溅射和光刻剥离技术在样品表面淀积几微米宽、厚为 110nm 的 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条。在这里 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条不仅把折射率变化引入 InGaAsP/InP 双异质结构内形成波导结构实现对光的侧向限制; 同时在 He 离子注入形成对载流子限制的电绝缘过程中, $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条又是 He 离子流的掩膜; 在器件运转时, $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条与 InGaAsP/InP 双异质结构的顶层之间形成良好的欧姆接触并充当平面型光弹效应光电子器件的电极。

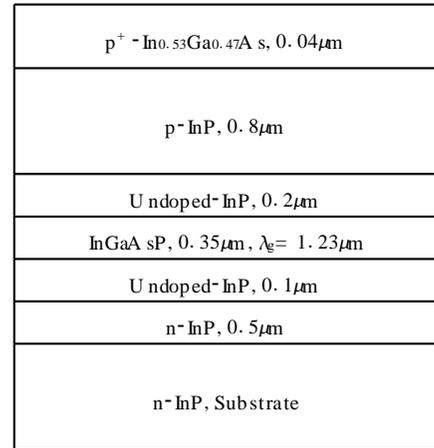


图 1 InGaAsP/InP 双异质结外延片结构简图

FIG. 1 Schematic Diagram of InGaAsP/InP Double Heterostructure Wafer

3 计算应力场分布和实验结果的讨论

为了计算 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜应变条下半体内应力场分布, 我们采用 Kirkly 等人使用过的计算模型^[5]。在我们所用的实验条件下, 这几个微米条宽、厚为 110nm 的 $\text{W}_{0.95}\text{Ni}_{0.05}$ 金属薄膜处在压应变状态下, 实验测得应变薄膜中产生的应变力 $S = -9.7 \text{N/cm}$ (“-”表示压应变)。在该压应变薄膜条的作用下, 半导体内产生的应力场分布等同于样品表面淀积一层应变力 $S = 9 \text{N/cm}$ 张应变薄膜上开一条与压应变薄膜条相同尺寸的条形窗口下半体内产生的应力场分布^[5]。这压应变力 S 平行 InGaAsP/InP 双异质结外延片表面、垂直于应变条边缘且由条内指向条外, 其方向如图 2 所示, o 为坐标原点。在压应变力 S 的作用下, InGaAsP/InP 双异质结构内建立起一应力场分布, 使应变薄膜下 InGaAsP/InP 双异质结构内一点 P 的坐标从 (x, z) 移至 $(x+u, z+w)$ 。这里 u 和 w 是 P 点因应变沿 x 和 z 方向移动的位移。根据 Blech 等人^[8]关于位移 u 和 w 的计算法可算得沿 x, z 方向的非零弹性应变分别为^[5]

$$e_{xx} = \frac{du}{dx} = 2S \left[(AB - C) \left(\frac{x_2}{r_2^2} - \frac{x_1}{r_1^2} \right) - 2A z^2 \left(\frac{x_2}{r_2^4} - \frac{x_1}{r_1^4} \right) \right] \quad (1)$$

$$e_{zz} = \frac{dw}{dz} = 2S \left[A \left(\frac{x_1(r_1^2 - 2z^2)}{r_1^4} - \frac{x_2(r_2^2 - 2z^2)}{r_2^4} \right) \right]$$

$$- C \left[\frac{x_1}{r_1^2} - \frac{x_2}{r_2^2} \right] \quad (2)$$

这里的 x_1, x_2, r_1 和 r_2 含义如图 2 所示 由于对称性的缘故, 在 y 方向不存在非零弹性应变 式中 A, B 和 C 的数值依赖于杨氏模量 E 和泊松率 ν ,

$$\begin{aligned} A &= (1 + \nu)/2\pi E \\ B &= (3 - 4\nu) \\ C &= (1 + \nu)(1 - 2\nu)/2\pi E \end{aligned} \quad (3)$$

而杨氏模量 E 和泊松率 ν 决定于 Voight 平均切向模量 μ 和 Lamé 常数 λ

$$\begin{aligned} E &= \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\mu + \lambda} \\ \nu &= \frac{\lambda}{2(\mu + \lambda)} \end{aligned} \quad (4)$$

式中的 μ 和 λ 与 InP 的三个独立的弹性常数有关 它们分别为

$$\begin{aligned} \mu &= C_{44} - \frac{1}{5}H \\ \lambda &= C_{12} - \frac{1}{5}H \\ H &= 2C_{44} + C_{12} - C_{11} \end{aligned} \quad (5)$$

其中 InP 三个独立的弹性常数分别为 $C_{11} = 10.22 \times 10^6 \text{N/cm}^2$, $C_{12} = 5.76 \times 10^6 \text{N/cm}^2$, $C_{44} = 4.60 \times 10^6 \text{N/cm}^2$ [19]. 我们利用上述有关参数分别计算了条

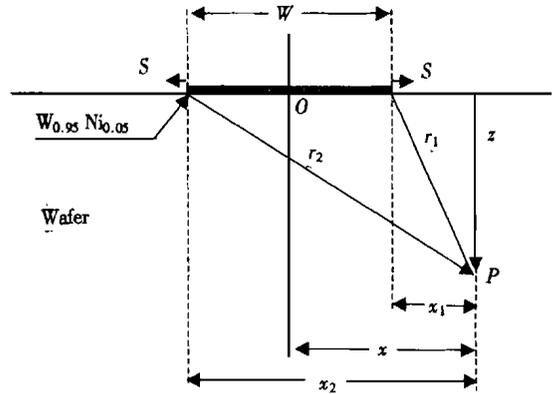


图 2 为计算应变分布用的 $W_{0.95}Ni_{0.05}$ 应变条结构示意图
FIG. 2 Schematic Diagram of $W_{0.95}Ni_{0.05}$ Stripline Stressor for the Purpose of Strain Calculation

宽 $W = 2$ 和 $4\mu\text{m}$ 的薄膜应变条下 InGaAsP/InP 双异质结构中不同深度 z 处的应力场 (这里仅给出沿 x 方向的弹性应变) 分布, 其结果如图 3 所示 从计算得到的 InGaAsP/InP 双异质结构中应力场分布明显具有下列特点: (1) 在我们的理论计算中, 正值代表张应变, 而负值代表压应变 在 $W_{0.95}Ni_{0.05}$ 压应变薄膜条下一定深度范围内的半导体处于张应变状态, 而在 $W_{0.95}Ni_{0.05}$ 薄膜应变条边缘 ($x = \pm 1\mu\text{m}$ 或者 $\pm 2\mu\text{m}$) 外侧 (表面没有 $W_{0.95}Ni_{0.05}$ 应变薄膜存在) 附近的半导体则处在压应变状态 该现象存在是十

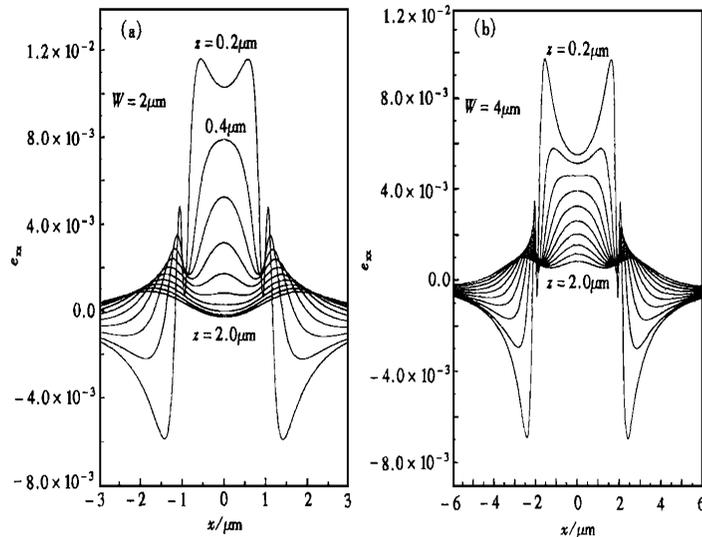


图 3 $W_{0.95}Ni_{0.05}$ 薄膜应变条下 $0.2-2\mu\text{m}$ 深度范围内应变 e_{xx} 分布情况计算结果 (a) 条宽 $W = 2\mu\text{m}$; (b) 条宽 $W = 4\mu\text{m}$, 在 $W_{0.95}Ni_{0.05}$ 薄膜中应变力 $S = -9.7\text{N/cm}$, 条的边缘分别位于 $x = \pm 1\mu\text{m}$ 和 $\pm 2\mu\text{m}$.

FIG. 3 Calculated Strain e_{xx} Beneath the $W_{0.95}Ni_{0.05}$ Thin Film Strain Stripes with the Depth Ranging from 0.2 to $2\mu\text{m}$ when the Strain Force $S = -9.7\text{N/cm}$ in the Thin Film (a) Stripe Width $W = 2\mu\text{m}$; (b) Stripe Width $W = 4\mu\text{m}$ The edges of the stripes are when $x = \pm 1\mu\text{m}$ and $\pm 2\mu\text{m}$.

分显然的,因为在半导体内因应变引起的总晶格位移为零,所以半导体在其表面 $W_{0.95N_{10.05}}$ 压应变薄膜作用下产生的张应变必定由其他地方的压应变状态来补偿 (2) 在 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条下深度 (z 方向) 较浅范围内,例如 $z = 0.2\mu\text{m}$, 在应变条轴中央 ($x = 0$) 下半导体的张应变最小 随着离轴中央的距离加大张应变逐渐地增大,当接近应变条边缘附近时张应变数值达到最大 (3) 在 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条边缘附近的应力场分布随着深度 z 的增加而迅速地减小,并且张应变最大值逐渐向轴中央靠拢 相比之下,在薄膜应变条轴中央下半导体的应力场分布随着深度 z 的增加而缓慢地减小 当深度 z 进入半导体内距离外延片表面达 $0.4\mu\text{m}$ (对 $2\mu\text{m}$ 宽的薄膜应变条) 和 $0.6\mu\text{m}$ (对 $4\mu\text{m}$ 宽的薄膜应变条) 时,最大张应变出现在条形波导的轴中央 (4) 从图 3 二种不同条宽的 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条下半导体的应力场分布中可以看到, $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条越宽则条下半导体内应力场分布随着深度 z 的增加而越缓慢地减小; 应变条越窄则在半导体内的应力场分布随深度 z 的增加衰减得越快

晶体中应力场分布会引起介电常数 ϵ 的变化 对于沿条形波导 (y 方向) 传播的 TE 波和 TM 波因应变引起条下半导体介电常数的改变分别为^[5],

$$\Delta\epsilon_{xx} = -\epsilon \left\{ e_{xx} \left[\frac{1}{2} (P_{11} + P_{12}) + P_{44} \right] + e_{zz} P_{12} \right\} \quad (6)$$

$$\Delta\epsilon_{zz} = -\epsilon (e_{xx} P_{12} + e_{zz} P_{11}) \quad (7)$$

式中 $\epsilon = 12.4$ 是 InP 的介电常数; $P_{11} = -0.150$, $P_{12} = -0.115$, $P_{44} = -0.056$ 是 InP 三个独立的光弹系数^[10]. 利用(1)—(7)式我们计算了条宽 $W = 2$ 和 $4\mu\text{m}$ 的 $W_{0.95N_{10.05}}$ 应变条下不同深度 z 处介电常数的改变量 $\Delta\epsilon$ 随 x 的分布情况 在半导体激光器中,由于 TE 和 TM 模的净增益存在着一些差异,所以一般双异质结激光器都运转在 TE 模状态下 沿 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条下半导体内传播的 TE 波的介电常数的改变量 $\Delta\epsilon_{xx}$ 随 x 的分布如图 4 所示 很显然,在 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条下半导体材料的介电常数有很大的增加,而在应变条边缘外侧附近介电常数有很大的减少 这是因为应变条下半导体材料在 $W_{0.95N_{10.05}}$ 应变薄膜作用下存在着很大的张应变,如图 3 所示,而在应变条外侧附近的半导体内存在着很大的压应变的缘故 对于条宽 $W = 2\mu\text{m}$ 的

$W_{0.95N_{10.05}}$ 应变条,在应变条边缘 ($x = \pm 1\mu\text{m}$) 内侧距边缘 $0.32\mu\text{m}$ 处,由应变引起介电常数增加最大值可达 0.298 ($z = 0.2\mu\text{m}$ 深处). 由于应变依赖于 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条下半导体深度 z , 所以随着应变条下半导体深度 z 的增加,应变条边缘附近的介电常数迅速减少 而在条形波导轴中央的介电常数随深度 z 的增加而缓慢地减少,尤其是较宽 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条 (例如, $4\mu\text{m}$ 条宽) 所形成的条形波导结构,在其轴中央的介电常数减少更为缓慢 值得注意的是随着深度 z 的增加介电常数增量 $\Delta\epsilon$ 的最大值逐渐远离应变条边缘并向轴中央靠拢 在半导体内 $z = 1\mu\text{m}$ 处, $2\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ 宽的薄膜应变条下半导体的介电常数增加量 $\Delta\epsilon_{xx}$ 的最大值分别为 8.08×10^{-2} 和 8.6×10^{-2} 并且位于条形波导的轴中央 在我们所计算的 $0.2\text{—}2\mu\text{m}$ 深度范围内, $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条在 InGaAsP/InP 双异质结构中形成的光弹效应条形波导结构在其轴中央的介电常数相应增加 2.3×10^{-1} 至 2.2×10^{-2} ($2\mu\text{m}$ 应变条宽), 和 1.2×10^{-1} 至 4.1×10^{-2} ($4\mu\text{m}$ 应变条宽). 条形波导轴中央 ($x = 0$) 与边缘 ($x = \pm 1\mu\text{m}$ 或者 $\pm 2\mu\text{m}$) 的介电常数差实质反映波导的导波强度 Kirkby 等人^[11] 从理论和实验上详细地研究了条形激光器,实验测得激光器条形介质波导 (条宽 10 至 $20\mu\text{m}$) 轴中央与边缘的介电常数差为 10^{-3} — 3×10^{-2} . 对于由 SiO_2 和 Si_3N_4 薄膜形成的 AlGaAs/GaAs 光弹效应条形波导结构,其轴中央与边缘的介电常数差为 10^{-2} 数量级^[5]. 本研究是由 $W_{0.95N_{10.05}}$ 应变薄膜形成 InGaAsP/InP 双异质结光弹效应条形波导结构,在深度 $z = 1\mu\text{m}$ 处条形波导轴中央与边缘的介电常数差分别为 3.8×10^{-2} (对于 $2\mu\text{m}$ 条宽) 和 5.8×10^{-2} (对于 $4\mu\text{m}$ 条宽). 在我们所计算 $0.2\text{—}2\mu\text{m}$ 深度范围内条形波导轴中央与边缘的介电常数差为 1.5×10^{-3} — 1.7×10^{-1} ($2\mu\text{m}$ 条宽) 和 2×10^{-2} 至 9×10^{-2} ($4\mu\text{m}$ 条宽). 与 Kirkby 等人的理论计算和实验测量结果相比较,由 $W_{0.95N_{10.05}}$ 金属薄膜形成的 InGaAsP/InP 双异质结光弹效应波导结构具有良好的结构特性 从图 4 中还可以清楚地看到 InGaAsP/InP 双异质结光弹效应波导结构的导波强度随着深度 z 增加而减小 特别是窄的光弹效应波导结构的导波强度比宽的波导结构衰减得快 这是因为窄的 $W_{0.95N_{10.05}}$ 薄膜应变条下半导体内应变随着深度 z 增加而快速减小的缘故,如图 3 所示

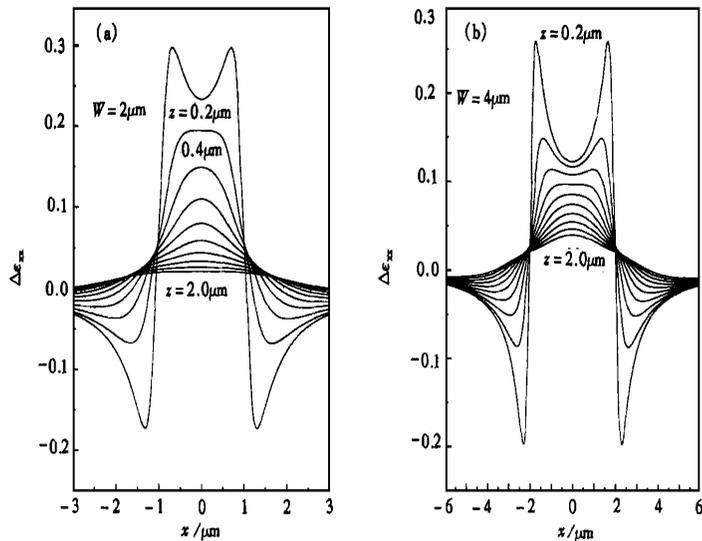


图 4 在 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜应变条下, $0.2\text{--}2\mu\text{m}$ 深度范围内介电常数改变分布情况的计算结果 (a) 条宽 $W = 2\mu\text{m}$; (b) 条宽 $W = 4\mu\text{m}$, 薄膜中应变力 $S = -9.7\text{N}/\text{cm}$, 条的边缘分别位于 $x = \pm 1\mu\text{m}$ 和 $\pm 2\mu\text{m}$ 。

FIG 4 Change in the Dielectric Constant Beneath $W_{0.95N_{i0.05}}$ Thin Film Strain Stripes with the Depth Ranging from 0.2 to $2\mu\text{m}$ when the Strain Force $S = -9.7\text{N}/\text{cm}$ in the Thin Film (a) Stripe Wide $W = 2\mu\text{m}$; (b) Stripe Wide $W = 4\mu\text{m}$ The edges of the stripes are $x = \pm 1\mu\text{m}$ and $\pm 2\mu\text{m}$.

为了计算方便,在图 3 和图 4 的理论计算中 $\text{In-GaAsP}/\text{InP}$ 双异质结构的顶层及激活层用 InP 替代。由于 GaAs 的三个独立的弹性常数^[12]和光弹系数^[13]大于 InP 值,由内插法可知, InGaAsP 的弹性常数和光弹系数大于 InP 值。所以,采用上述近似不影响对 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结构中应力场分布特性及光弹效应波导结构形成的讨论。为了验证由 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 金属薄膜在 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结构中形成的光弹效应波导结构对侧向光的限制作用,我们利用下述的装置观察该波导结构对光波的导引作用。一束波长为 $1.53\mu\text{m}$ 的 He-Ne 气体激光束,经 1m 长的单模光纤耦合进入如图 1 所示 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结光弹效应条形波导内,用一显微目镜把从波导输出端输出的近场光模成像在一个红外摄像管,最后被显示在视频监视器上。图 5 表示了从条宽分别为 $2\mu\text{m}$ 和 $4\mu\text{m}$ 的 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜应变条所形成的光弹效应波导器件输出端输出的近场光模。在图 5(a) 中近场光模的左下方边缘处有一小缺口,这是因监视器老化形成斑点所致。在我们所用的实验条件下,这二种不同条宽的 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结光弹效应波导器件输出近场光模的边缘很锐,且椭圆形近场光模的长轴和短轴接近相等。该实验结果充分证明了理论计算结果的正确性,亦即由 $W_{0.95N_{i0.05}}$

$N_{i0.05}$ 金属薄膜所形成的光弹效应波导结构对 $\text{In-GaAsP}/\text{InP}$ 双异质结平面波导的侧向光具有很好的限制作用。

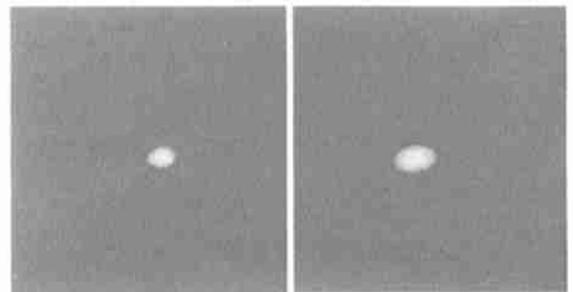


图 5 不同宽度的 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜应变条形成的光弹效应波导器件输出的近场光模图 (a) $2\mu\text{m}$ 条宽; (b) $4\mu\text{m}$ 条宽

FIG 5 Near Field Patterns of Photoelastic Waveguides Induced by $W_{0.95N_{i0.05}}$ Thin Film Strain Stripes with Various Width (a) The Stripe Wide $W = 2\mu\text{m}$; (b) The Stripe Wide $W = 4\mu\text{m}$.

4 结论

$\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 双异质结外延片在直流负偏压 120V 作用下,利用射频溅射和光刻剥离技术淀积厚度为 110nm 的 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜应变条,实验测得 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜中产生的压应变力 $S = -9\text{N}/\text{cm}$ 。本

文从理论上计算了不同宽度的 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜应变条在 InGaAsP/InP 双异质结构中形成的应力场分布, 及应变引起介电常数的变化。在 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 薄膜应变条下 $0.2\text{--}2\mu\text{m}$ 深度范围内, InGaAsP/InP 双异质结构中光弹效应波导结构轴中央介电常数分别增加 $2.3 \times 10^{-1}\text{--}2.2 \times 10^{-2}$ ($2\mu\text{m}$ 应变条宽), 和 $1.2 \times 10^{-1}\text{--}4.1 \times 10^{-2}$ ($4\mu\text{m}$ 应变条宽); 波导的导波强度分别为 $1.7 \times 10^{-1}\text{--}1.5 \times 10^{-3}$ ($2\mu\text{m}$ 应变条宽), 和 $9 \times 10^{-2}\text{--}2 \times 10^{-2}$ ($4\mu\text{m}$ 应变条宽)。与已报道的理论计算和实验测量结果相比较, 尽管 InP 的弹性常数和光弹系数小于 GaAs 值, 由于采用直流负偏压作用下的射频溅射技术, 我们获得了高应变、强附着力的 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 金属应变薄膜。由 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 应变薄膜形成的 InGaAsP/InP 双异质结光弹效应波导器件具有良好的波导结构特性。同时, 从实验上观察到两种不同条宽的 InGaAsP/InP 双异质结光弹效应条形波导结构输出既圆且边缘很锐的近场光模分布。我们从理论和实验两方面有力地证明了 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 金属薄膜形成的光弹效应波导结构对平面型 InGaAsP/InP 双异质结光电子器件的侧向光具有良好的限制作用。由于应变会影响半导体材料的禁带宽度, 所以在生长外延片调整激光波长时应考虑此因素。由 $W_{0.95N_{i0.05}}$ 金属薄膜形成的光弹效应波导结构的热稳定是需要我们进一步研究的内容。

参考文献

- [1] B. G. Yacobi, B. Eman, C. Jagannaath, A. N. M. M asum, Choudh and M. Urban, Appl Phys Lett , 1988, **52** (21): 1806
- [2] W. Xia, S. A. Pappert, B. Zhu, A. R. Clawson, P. K. L. Yu, S. S. Lau, D. B. Poker, C. W. White and S. A. Schwarz, J. Appl Phys , 1992, **71** (6): 2602
- [3] Y. Yamamoto, T. Kamiya and H. Yanai, Appl Opt , 1975, **14** (2): 322
- [4] J. C. Campbell, F. A. Blum, D. W. Shaw and K. L. Lawley, Appl Phys Lett , 1975, **27** (4): 202
- [5] P. A. Kirkby, P. R. Selway and L. D. Westbrook, J. Appl Phys , 1979, **50** (7): 4567.
- [6] X. S. Jiang, Q. Z. Liu, L. S. Yu, Z. F. Guan, W. Xia, S. A. Pappert, P. K. L. Yu and S. S. Lau, Mater. Chem. Phys , 1994, **38** (1): 195.
- [7] Q. Z. Liu, W. X. Chen, N. Y. Li, L. S. Yu, C. W. Tu, P. K. L. Yu, S. S. Lau and H. P. Zappe, J. Appl Phys , 1998, **83** (12): 7442
- [8] I. A. Blech and E. S. Meieran, J. Appl Phys , 1967, **38** (7): 2913
- [9] F. S. Hichernell and W. R. Gayton, J. Appl Phys , 1966, **37** (1): 462
- [10] N. Suzuki and K. Tada, Jpn. J. Appl Phys , 1983, **22** (3): 441.
- [11] P. A. Kirkly, A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson and P. R. Selway, IEEE J. Quantum Electron , 1977, **QE-13** (8): 705.
- [12] Willardson and Beer, Semiconductors and Semimetals, Academic, New York, 1966, **10**: 134
- [13] R. W. Dixon, Appl Phys , 1967, **38** (13): 5149

Photoelastic Effect and Lateral Optical Confinement in InGaAsP/InP Double Heterostructures*

XING Q i-jiang¹, XU W an-jin¹ and WU Zuo-bing²

(1 Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(2 Institute of Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: Photoelastic optoelectronic device is a novel planar device that is suitable for the optoelectronic integration. The stress-field profile is calculated, as well as the refractive index variations caused by the strain in InGaAsP/InP double heterostructures beneath the 110nm-thick W_{0.95}Ni_{0.05} metal thin-film strain stripes. The strain-induced increments in the dielectric constant at the center waveguide axes are from 2.3×10^{-1} to 2.2×10^{-2} and from 1.2×10^{-1} to 4.1×10^{-2} for the 2 μ m wide stripe and the 4 μ m wide one respectively when the depth ranges from 0.2 to 2 μ m in a semiconductor. Experimental measurements of the near-field patterns have been carried out on the InGaAsP/InP double heterostructure photoelastic waveguides induced by W_{0.95}Ni_{0.05} metal thin-film strain stripes. Both the theoretical calculation and experimental results have well confirmed the lateral optical confinement of photoelastic waveguides in the InGaAsP/InP double heterostructures.

Key words: WNi/semiconductor contact; photoelastic effect; InGaAsP/InP double heterostructures; planar waveguide devices

PACC: 428G; 4630C; 4690; 734Q; 8115C

Article ID: 0253-4177(2001)07-0846-07

* Project Supported by National Natural Science Foundation of China Under Grant No. 69976003

XING Q i-jiang male, was born in 1945, associate professor. He has been engaged in teaching and investigation on the optoelectronic devices and semiconductor material properties.

Received 7 June 2000, revised manuscript received 2 December 2000

© 2001 The Chinese Institute of Electronics