

## 摘要

067581

单片光电集成电路(OEIC)近年来一直是人们在光纤通信研究中非常感兴趣的一个课题。利用单片OEIC,已在实验室中实现了诸如光放大、光双稳、光开关等光功能。此外,单片OEIC在光探测、信息处理、光存储等领域也有广阔的应用前景。

异质结光晶体管(HPT),适于与发光二极管(LED)激光二极管(LD)实现单片集成。HPT无需很高的偏置电压,即可产生很高的光增益,而雪崩光电二极管需要很高的偏置电压才能正常工作。HPT的光增益随温度和电压改变而变化的幅度很小。

在论文工作中,我们制作了InGaAs/InP背面进光异质结光晶体管,其光增益最高可达1400,这一结果,在国内同类器件研究中,未见报导。这一结果已达到国际同类器件的水平。

在实验中,还观察到该器件具有负阻特性。

我们的工作对于进一步开展单片集成光放大器打下了基础。

Abstract

The Monolithic OEIC has been a topic of considerable interest for the optical-fiber communication in recent years. Optical functions such as light amplification, optical bistability, optical switching have also been experimentally demonstrated by the monolithic OEIC. It is very useful in the fields of the light detecting, information processing, optical storage, and so on.

The most promising optical detector for the monolithic OEIC in the long wavelength optical-fiber communication is the heterojunction phototransistors (HPT's). HPT's can provide large optical gains without the high bias voltage which is required by avalanche photodiodes (APD's) in the  $1.1 \sim 1.6 \mu\text{m}$  spectral region and without an excess noise due to avalanching. Also, gains of HPT's do not exhibit a strong temperature or voltage dependence.

We have produced a InGaAs/Inp HPT fit for monolithic OEIC amplifier. Our HPT shows a high gain and wide response spectrum. The highest gain we get is 1400 at  $38 \mu\text{m}$  signal power. We have never saw such a high gain reported in our country for the same kind

of device. Also, our result has got to the same level as jobs done by the scientific researchers of Japan and the United states in the world.

The structure of the InGaAs/InP HPT's consists of n-InP emitter, p-InGaAs base and n-InGaAs collector. Cd is selected as p-dopant for base region.

HPT's show the negative differential resistance characteristics. They are very useful in the areas of optoelectronic switching and bistability, and mixture optical logic functions.

In a word, we have fabricated a high gain InGaAs/InP HPT with wide light response spectrum. And our job made a foundation to produce monolithic integrated light amplifier.

目 录

第 一 章	引 言	1
第 二 章	异质结光晶体管的工作原理	3
	第一节: 异质结光晶体管的发展历史	3
	第二节. 异质结光晶体管的工作原理	4
	一. 异质结光晶体管载流子和电流分布	6
	二. 光增益	9
	三. 电流增益	10
	四. 光谱特性	14
	第三节 GaAlAs/GaAs 及 InGaAsP/InP 材料 HPT 的综述	15
	第四节 异质结光晶体管的集成应用	21
第 三 章	InGaAs/InP 异质结光晶体管的研制	23
	第一节 外延技术概述	23
	一. 液相外延	23
	二. 其他外延工艺简介	30
	第二节 实验的准备过程	32
	一. 实验方案的选择	32
	二. 实验条件的选择	33
	三. 外延溶液配比	34
	四. 基区参量	38
	第三节 异质结光晶体管的工艺流程	40
	一. 外延工艺	40

	二. 其他工艺	45
第四章	实验结果测试	47
	第一节 实验结果测试	47
	一. 光增益的测量	47
	二. 负阻特性	55
	第二节. 实验过程一些问题的讨论	57
第五章	实验结果的进一步分析和深入	59
	第一节 用雪崩增益理论分析HPT	59
	的负阻特性	
	第二节 高光增益的获取和讨论	65
第六章	总结	68
	致谢	71
	参考文献	72

## 第一章 引言

目前，世界已进入信息电子时代。电子计算机、激光技术、光纤通信技术等，已深入到社会生活的各个领域，推动了全世界的发展。

激光，由于它的相干性、单色性、方向性等特性，从一问世起，就受到人们的普遍关注。半导体激光器的出现，以及与此同时，光纤通信理论和技术的完善，为信息电子技术打下了坚实的基础。

在光纤通信所用的主要光学元件中，除了激光光源和光纤传输线路外，另一基本的构成元件就是光探测器。目前，在实际中常用的光电探测元件有： $p-i-n$  光电二极管，APD 雪崩光电二极管及异质结晶体管 (HPT)。同 APD 相比，HPT 有以下优点：

- (1) 低偏置电压，光增益高。
- (2) 信噪比高。
- (3) 灵敏度高。

HPT 除了以上特点外，另一优点是制作简单，且易于与 LED、LD 实现单片集成，制成光放大器、光双稳、光逻辑元件等，实现混合型光逻辑元件。

日本<sup>(1)</sup>、美国<sup>(2)</sup>、西德<sup>(3)</sup>等国，无论对 HPT 单元元件

还是 HPT 与 LD、LED 的单片集成器件的研究,都已开展的比较普遍,取得了显著的功效。我们国家开展对 HPT 的研制是近几年的事了。清华<sup>[4]</sup>、上海交大<sup>[5]</sup>、北京半导体所、电子部 13 所等单位都相继开展这方面的研究,并做出了器件。清华本教研室首先研制成功并报导了 GaAlAs/GaAs 单异质结光晶体管。上海交大首先研制了另一种材料 InGaAs/InP HPT。其光增益为 49.1 (入射光 450nm, 收集极电流 21.9mA, 发射区-收集区  $V_{ce} = 0.6V$ )。上海交大研制的 HPT 其灵敏度固然高,但光增益似乎还不能满足实际工作的要求:工作电压偏低(0.6V 左右),收集极电流偏小(20mA 左右)。

“七五”攻关任务中,激光教研组的任务之一:为邮电部研制单片集成光放大器。根据任务要求和广泛调研,确定以性能优良的异质结光晶体管(HPT),作为集成用探测元件,并首先开展对 HPT 的研制。

根据要求,我们研制 HPT 着眼于光电集成,因此,选择了光增益、宽带接收作为器件性能的研究目标。同时,兼顾其他参量。选用 InGaAs 和 InP 材料作为器件的构成材料。

通过理论推导、实验摸索,并多方参考国内外该领域的工作,最终获得了成功。入射光功率为 38μW 条件下,测得最大光增益,为 1400。

在国外已报导的 InGaAs/InP 和 InGaAsP/InP HPT 中

最大光增益分别为  $1000^{[2]}$  和  $1600^{[6]}$ ，输入光功率分别为  $5\text{mW}$  和  $30\text{mW}$ 。

InGaAs 为基区和收集区材料的异质结光晶体管，其响应频带在  $0.95 \sim 1.6$  之间。

实验中，已做出成品 HPT 光晶体管，所以我们的工作不仅为制作单片集成电路，完成国家“7.5”任务打下基础，实验成果也可用在其它方面，作一些基础性研究。

## 第二章 单异质结光晶体管的工作原理

### 第一节 异质结构光晶体管的发展历史

异质结在半导体器件的发展史上起过并将继续起着重要的作用。早在 Ge 同质结晶体管发明不久，Shockley<sup>[7]</sup> 便预言了异质发射晶体管的优越性。五十年代中期，Kroemer<sup>[8]</sup> 对宽带发射结的注入特性，进行了理论计算。至六十年代 Feucht 及 Milnes<sup>[9]</sup> 等人分别从理论上分析并做出了 GaAs/Ge 和 ZnSe/Ge 异质结晶体管，但限于当时的材料和器件工艺水平，未能做出性能优越的器件。到了七十年代，随着 GaAs/AlAs/GaAs 异质结制备技术的日趋完善，性能有明显改进的 GaAlAs/GaAs 异质结晶体管以及异质结光晶体管相继问世。进入八十年代以来，由于 InGaAsP/InP

寸晶棒匹配异质结制备技术的发展，人们对 InGaAsP/InP 等系列的长波段光晶体管给予了极大的重视。

所谓异质结晶体管以及异质结光晶体管乃是其发射区材料的带隙较基区和收集区为大的一类双极型晶体管，这种异质结发射结对于从基区向发射区的反向注入载流子产生附加势垒，使发射结的注入效率达到极高的数值。载流子在基区中的这种限制效应给器件的设计工作带来了新的自由：可对基区和发射区分别进行重掺杂和轻掺杂，仍然可以得到接近于 1 的注入效率。无疑这将给出更大的增益—带宽积，并将改善基区的穿透效应。

异质结光晶体管一般是  $N_{ph}$  或  $P_{np}$  结构（大写字母和小写字母分别代表宽带隙和窄带隙材料），发射结正偏，收集结反偏，基极浮置。在基区内激光激载流子使得发射结的正偏增大，结果由于晶体管作用，获得放大的电流。

## 第二节 异质结光晶体管的工作原理

图 2-1 给出了  $N_{ph}$  型异质结光晶体管结构示意图。发射结正偏 ( $V_e > 0$ )，收集结反偏 ( $V_c < 0$ )，基极浮置。由图知，发射结在价带存在一个很大的空穴势垒。

为简化分析作如下假设：<sup>[1]</sup>

(1) 窄带假设，即发射结及收集结的空间电荷区与少子扩散长度及吸收系数倒数相比可以忽略不计。故不考虑在这两个结内载流子的产生或复合作用。

(2) 小注入及电中性假设，即非平衡少子浓度远小于多子浓度。因此，即使在非平衡或稳态条件下，在结区外都不存在电场，少子的扩散运动是电流的主导机构。

(3) 非简并假设，因而可以采用 Boltzman 统计。

(4) 假设器件的横向截面积远大于其厚度，故可采用一维分析。此外，假设入射光沿着垂直于结平面的方向均匀入射在发射区前表面。

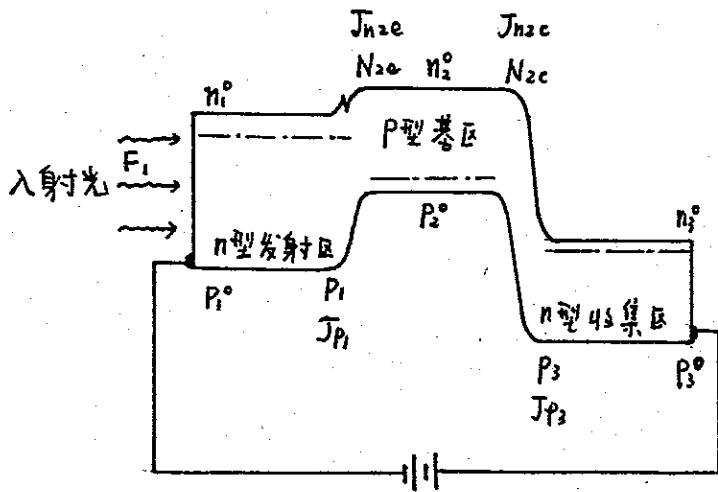


图1-1, 异质结晶体管能带结构

下面分别讨论发射区、基区及收集区中电子浓度及空穴浓度的分布以及由于这些载流子的扩散运动而产生的电流分布。然后，推导电流增益和电压增益的解析表达式并讨论光增益的影响

应。

一. 异质结光晶体管管的载流子和电流分布:

(1) 发射区:

过剩空穴浓度  $\Delta P_1$  在稳态下的分布可由解一维连续方程而得到:

$$D_1 \frac{d^2 \Delta P_1}{dx^2} - \frac{\Delta P_1}{\tau_1} + g_e = 0 \quad (2-1)$$

其中  $g_e$  为入射光激发的空穴产生率:

$$g_e = a_1 \alpha_1 F_1 \exp(-\alpha_1 x) \quad (2-2)$$

此处  $F_1$  是在发射区表面处的入射光通量,  $\alpha_1$  为发射区内的吸收系数,  $a_1$  为发射区内载流子激发效率。边界条件是:

$$\begin{aligned} x=0, \quad D_1 \frac{d \Delta P_1}{dx} &= s_1 \Delta P_1 \\ x=w_1, \quad \Delta P_1 &= P_1 \end{aligned} \quad (2-3)$$

式中  $s_1$  为发射区表面复合速度,  $P_1$  为发射区界面处从基区向发射区注入的空穴浓度:

$$P_1 = P_1^0 \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2-4)$$

此处  $P_1^0$  为发射区中平衡空穴浓度。由方程 (2-1), (2-2), (2-3) 解得:

$$\Delta P_1 = \frac{a_1 \alpha_1 L_1 F_1}{1 - \alpha_1^2 L_1^2} \left\{ \frac{1}{c_1} \left[ \left( \alpha_1 L_1 + \frac{s_1 L_1}{D_1} \right) \operatorname{sh} \frac{x-w_1}{L_1} - \exp(-\alpha_1 w_1) \right] \right.$$

$$\cdot \left( \operatorname{ch} \frac{x}{L_1} + \frac{S_1 L_1}{D_1} \operatorname{sh} \frac{x}{L_1} \right) + \exp(-\alpha_1 x) \} + \frac{P_1}{c_1} \left[ \operatorname{ch} \frac{x}{L_1} + \frac{S_1 L_1}{D_1} \operatorname{sh} \frac{x}{L_1} \right]$$

式中  $L_1$  为少子空穴在发射区中的扩散长度；  
 少子空穴电流密度为：

$$J_{p1} = q D_1 \left. \frac{d\Delta p_1}{dx} \right|_{x=w_1} = g_1 F_1 - J_{op1} \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2-5)$$

式中  $g_1 = q \frac{a_1 \alpha_1 L_1}{1 - \alpha_1^2 L_1^2} \left[ (\alpha_1 L_1 + \frac{c_1}{c_2}) \exp(-\alpha_1 w_1) - \frac{1}{c_1} (\alpha_1 L_1 + \frac{S_1 L_1}{D_1}) \right]$

$$J_{op1} = g \frac{D_1}{L_1} \frac{c_2}{c_1} P_1^0$$

$$c_1 = \operatorname{ch} \frac{w_1}{L_1} + \frac{S_1 L_1}{D_1} \operatorname{sh} \frac{w_1}{L_1}$$

$$c_2 = \operatorname{sh} \frac{w_1}{L_1} + \frac{S_1 L_1}{D_1} \operatorname{ch} \frac{w_1}{L_1}$$

## (2) 基区：

基区内稳态过剩电子浓度分布也可通过解类似于式(2-1)的方程而得到，只不过光激发的电子产生率  $g_b$  变为：

$$g_b = a_2 a_1 F_1 \exp(-\alpha_1 w_1) \exp(-\alpha_2 x) \quad (2-6)$$

式中  $a_2$  和  $\alpha_2$  分别为基区内载流子的激发效率和吸收系数。边界条件可用基区靠近发射结和收集结两个界面处过剩电子浓度  $N_{2e}$  和  $N_{2c}$  描述：

$$N_{2e} = n_2^0 \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$N_{2c} = n_2^0 \left[ \exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 \right] \doteq -n_2^0 \quad (2-7)$$

流进发射结的电子电流密度为：

$$J_{n2e} = g_2 F_1 f_{n2e} - J_{on2} \left\{ \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) - 1 \right] \operatorname{ch}\frac{w_2}{L_2} + 1 \right\}$$

其中  $g_2 = q \cdot \frac{1}{\operatorname{sh}(w_2/L_2)} \cdot \frac{q_2 \alpha_2 L_2}{1 - \alpha_2^2 L_2^2} \exp(-\alpha_1 w_1)$  (2-8)

$$f_{n2e} = \operatorname{ch}\frac{w_2}{L_2} - \alpha_2 L_2 \operatorname{sh}\frac{w_2}{L_2} - \exp(-\alpha_2 w_2)$$

$$J_{on2} = q \frac{D_2}{L_2} \cdot \frac{n_2^0}{\operatorname{sh}(w_2/L_2)}$$

式中  $w_2$  和  $L_2$  分别为基区厚度和电子扩散长度。同样，流进收集极的电子电流密度为：

$$J_{n2c} = J_{on2} \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) - 1 + \operatorname{ch}\frac{w_2}{L_2} \right] - g_2 F_1 f_{n2c} \quad (2-9)$$

其中  $f_{n2c} = 1 - \left[ \operatorname{ch}\frac{w_2}{L_2} + \alpha_2 L_2 \operatorname{sh}\frac{w_2}{L_2} \right] \exp(-\alpha_2 w_2)$

(3) 收集区：

流进收集区的空穴电流密度是：

$$J_{p3} = q \frac{\alpha_3 \alpha_3 L_3}{1 - \alpha_3^2 L_3^2} F_1 \left[ \frac{H_2}{H_1} - \alpha_3 L_3 + \frac{1}{H_1} \left( \alpha_3 L_3 - \frac{s_3 L_3}{D_3} \right) \exp(-\alpha_3 w_3) \right]$$

$$\exp(-\alpha_1 w_1 - \alpha_2 w_2) - q \frac{D_3}{L_3} - \frac{H_2}{H_1} P_3 \quad (2-10)$$

其中

$$H_1 = \operatorname{ch}\frac{w_3}{L_3} + \frac{s_3 L_3}{D_3} \operatorname{sh}\frac{w_3}{L_3}$$

$$H_2 = \operatorname{sh}\frac{w_3}{L_3} + \frac{s_3 L_3}{D_3} \operatorname{ch}\frac{w_3}{L_3}$$

$P_3$  为收集结边界处过剩空穴浓度：

$$P_3 = P_3^0 \left[ \exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 \right] \approx -P_3^0$$

设收集区厚度  $w_3$  大于空穴扩散长度  $L_3$ ，则式(2-10)可简化为：

$$J_{P_3} = g_3 F_1 + J_{op3} \quad (2-11)$$

其中  $g_3 = q \frac{a_3 \alpha_3 L_3}{1 - \alpha_3^2 L_3^2} \exp(-\alpha_1 w_1 - \alpha_2 w_2)$

$$J_{op3} = q \frac{D_3}{L_3} P_3^0$$

## 二. 光增益：

有四种电流流进基区，由连续性得

$$J_{P_1} + J_{n2c} + J_{P_3} + J_{n2c} = 0 \quad (2-12)$$

将式(2-5), (2-8), (2-9), (2-11)代入上式得：

$$\exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 = \frac{F_1 [g_1 + g_2 (f_{n2c} - f_{n2e}) + g_3] + J_{on2} \left( \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} + 1 \right) + J_{op3}}{J_{op1} + J_{on2} \left( \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1 \right)} \quad \dots (2-13)$$

上式表明，光照引起发射结正向偏置的增大，因而引起流经四件电流的增大，正向偏置的增加量为：

$$\Delta \left[ \exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) \right] = \frac{F_1 [g_1 + g_2 (f_{n2c} - f_{n2e}) + g_3]}{J_{op1} + J_{on2} \left( \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1 \right)} \quad (2-14)$$

由于总电流密度  $J_T$  等于：

$$J_T = J_{n2c} + J_{P_3} = J_{on2} \left[ \exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 + \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} \right] - g_2 F_1 f_{n2c} + g_3 F_1 + J_{op3}$$

所以光照引起的总电流密度的增加量为：

$$\Delta J_T = J_{0n2} \Delta \left[ \exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \right] + (\beta_3 - \beta_2 f_{n2c}) F_1 \quad (2-15)$$

从而求得光增益值为：

$$G = \frac{\Delta J_T}{qF_1} = \frac{1}{q} \frac{\gamma \left[ \beta_1 + \beta_2 (f_{n2c} - f_{n2c} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}) + \beta_3 \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} \right] + (\beta_3 - \beta_2 f_{n2c})}{1 + \gamma (\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1)} \quad (2-16)$$

其中  $\gamma = \frac{J_{0n2}}{J_{0p1}} = \gamma_0 \frac{c_1/c_2}{\operatorname{sh}(w_2/L_2)}$ ，而

$$\gamma_0 = \frac{D_2 L_1 n_2^0}{D_1 L_2 p_1^0}$$

利用发射区和基区中本征载流子浓度关系式：

$$n_{i1}^2 = n_1^0 p_1^0 = N_{c1} N_{v1} \exp\left(-\frac{E_{g1}}{kT}\right)$$

$$n_{i2}^2 = n_2^0 p_2^0 = N_{c2} N_{v2} \exp\left(-\frac{E_{g2}}{kT}\right)$$

则  $\gamma_0$  可表示为：

$$\gamma_0 = \frac{D_2 L_1 n_1^0}{D_1 L_2 p_2^0} \left( \frac{N_{c2} N_{v2}}{N_{c1} N_{v1}} \right) \exp\left(\frac{E_{g1} - E_{g2}}{kT}\right)$$

这正是宽带发射极晶体管 Kroemer 因子。

### 三. 电流增益：

无光照时流过发射结的电流密度为：

$$J_E = (J_{p1} + J_{n2e}) \Big|_{F_1=0} = -(J_{0p1} + J_{0n2} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}) \left[ \exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) - 1 \right] - J_{0n2}$$

假设  $\frac{qV_0}{kT} \gg 1$ ， $w_2 \ll L_2$ ，则发射结注入效率为：

所以光照引起的总电流密度的增加量为：

$$\Delta J_T = J_{on2} \Delta \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) \right] + (\beta_3 - \beta_2 f_{n2c}) F_1 \quad (2-15)$$

从而求得光增益值为：

$$G = \frac{\Delta J_T}{qF_1} = \frac{1}{q} L \frac{\gamma \left[ \beta_1 + \beta_2 (f_{n2c} - f_{n2c} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}) + \beta_3 \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} \right] + (\beta_3 - \beta_2 f_{n2c})}{1 + \gamma (\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1)} \quad (2-16)$$

其中  $\gamma = \frac{J_{on2}}{J_{op1}} = \gamma_0 \frac{c_1/c_2}{\operatorname{sh}(w_2/L_2)}$  , 而

$$\gamma_0 = \frac{D_2 L_1 n_2^0}{D_1 L_2 p_1^0}$$

利用发射区和基区中本征载流子浓度关系式：

$$n_{i1}^2 = n_1^0 p_1^0 = N_{c1} N_{v1} \exp\left(-\frac{E_{g1}}{kT}\right)$$

$$n_{i2}^2 = n_2^0 p_2^0 = N_{c2} N_{v2} \exp\left(-\frac{E_{g2}}{kT}\right)$$

则  $\gamma_0$  可表示为：

$$\gamma_0 = \frac{D_2 L_1 n_1^0}{D_1 L_2 p_2^0} \left( \frac{N_{c2} N_{v2}}{N_{c1} N_{v1}} \right) \exp\left(\frac{E_{g1} - E_{g2}}{kT}\right)$$

这正是宽带发射极晶体管 Kroemer 因子。

### 三. 电流增益：

无光照时流过发射结的电流密度为：

$$J_E = (J_{p1} + J_{n2e}) \Big|_{F_1=0} = -(J_{op1} + J_{on2} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}) \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV_e}{kT}\right) - 1 \right] - J_{on2}$$

假设  $\frac{qV_e}{kT} \gg 1$  ,  $w_2 \ll L_2$  , 则发射结注入效率为：

$$\eta_e = \frac{J_{n2e}}{J_E} \approx \frac{J_{0n2} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}}{J_{0p1} + J_{0n2} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}} \quad (2-17)$$

基区传输效率为：

$$\eta_b = \frac{J_{n2c}}{J_{n2e}} \approx \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}} \quad (2-18)$$

共基极电流增益为：

$$\alpha = \eta_e \cdot \eta_b = \frac{\gamma}{1 + \gamma \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}} \quad (2-19)$$

共发射极电流增益为：

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{\gamma}{1 + \gamma (\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1)} \quad (2-20)$$

将式(2-20)代入(2-16)中,可得到 $\beta$ 与 $G$ 的关系:

$$G = \frac{\beta}{q} \left[ g_1 + g_2 (f_{n2e} - f_{n2c} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}) + g_2 \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} \right] + \frac{1}{q} \cdot \frac{\beta}{\gamma} (g_3 - g_2 f_{n2c}) \quad (2-21)$$

式(2-21)方括号中的第一、第二和第三项分别表示发射区、基区和收集区中载流子的贡献,最后一项为未被放大的收集区中纯光电流的贡献。因通常 $\gamma \gg 1$ ,这一项的贡献可予忽略。

如果发射区对入射光透明,并且光吸收主要在基区,则可假定 $\alpha_1 L_1 \ll \alpha_1 w_1 \ll 1$ 及 $\alpha_2 w_2 \ll 1$ ,在 $S_1=0$ 及 $w_2 \ll L_2$ 下,式(2-21)中各项可简化为:

$$g_1 \approx q a_1 \alpha_1 L_1$$

$$g_2 (f_{n2e} - f_{n2c} \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2}) \approx q a_2$$

$$g_3 \operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} \approx 0$$

则式 (2-21) 可以简化为极简单的形式:

$$G = \beta (a_1 a_1 L_1 + a_2) \approx \beta a_2 \quad (2-22)$$

即光增益近似由于电流增益与基区中载流子激发效率之积。而若假设  $s_1 = 0$ , 且  $w_1 \gg 3L_1$  时,  $\beta$  变为:

$$\beta = \frac{y_0 / \operatorname{sh}(w_2/L_2)}{1 + y_0 (\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1) / \operatorname{sh} \frac{w_2}{L_2}} \quad (2-23)$$

现分两种情况讨论:

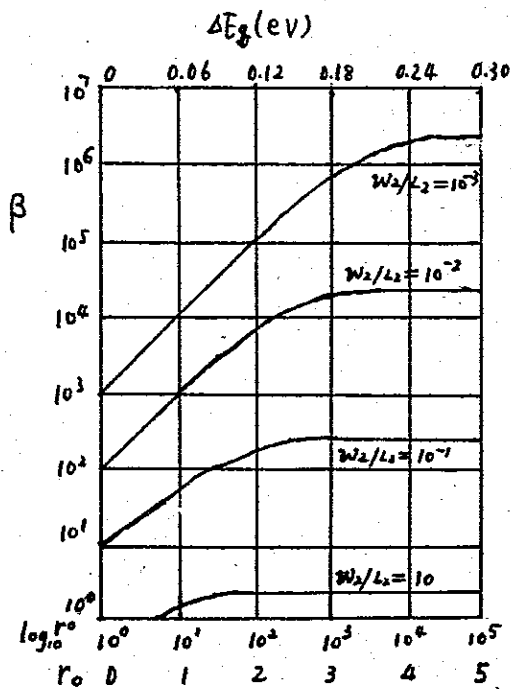
(i) 若  $\Delta E_g$  非常小,  $y_0 \ll \frac{\operatorname{sh} \frac{w_2}{L_2}}{\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1} = \frac{2L_2}{w_2}$ , 则

$$\beta \approx \frac{y_0}{\operatorname{sh} \frac{w_2}{L_2}} \approx y$$

(ii) 若  $\Delta E_g$  很大, 使  $y_0 \gg \frac{\operatorname{sh} \frac{w_2}{L_2}}{\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1}$ , 则

$$\beta = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{w_2}{L_2} - 1}$$

图 2-2 画出了  $\beta$  与  $y_0$ 、 $\Delta E_g$  及  $w_2/L_2$  的关系。在  $y_0$  较小时,  $\beta$  与  $y_0$  呈线性关系; 在  $y_0$  增大后  $\beta$  饱和。亦即在小  $y_0$  区电流增益受发射结注入效率限制,



(7)  
图 2.2  $\beta$  与  $y_0$ 、 $\Delta E_g$  和  $w_2/L_2$  的关系

因而  $\beta \approx \gamma$ 。在大  $\lambda$  区  $\eta_e \approx 1$ ，电流增益主要由基区传输效率决定，因而仅之依赖于  $w_2/L_2$ 。

## 四、光增益的光谱特性：

将光晶体管各区吸收系数以波长的函数形式代入式(2-16)中，便可求得  $G$  的光谱特性。图3给出了  $N\text{-GaAs}/P\text{-Ge}/n\text{-Ge}$  异质结光晶体管以及  $\text{GaAs}$  和  $\text{Ge}$  同质结光晶体管的计算结果。显然，异质结光晶体管的  $\beta$  和  $G$  比同质结的大得多。这主要是由于  $\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2}$  导致较大的 Kroemer 因子以及发射极窗口效应造成的。具体讲，在  $\text{GaAs}/\text{Ge}/\text{Ge}$  异质结光晶体管中  $\gamma_0$  如此之大，以致于  $\beta$  主要由  $\eta_e$  决定。在  $0.9$  至  $1.5 \mu\text{m}$  波段发射区几乎是透明的，而  $\text{Ge}$  的吸收系数又很大 ( $\geq 10^2 \text{cm}^{-1}$ )，故几乎所射光均会毫无衰减地到达基区、产生增益为  $\beta$  的光电流。换言之，在这个  $0.9-1.5 \mu\text{m}$  波段  $G$  为常数且等于  $\beta$ 。这是窗口效应的极好例子。在短于  $0.9 \mu\text{m}$  波段  $\text{GaAs}$  吸收系数急剧增大，载流子几乎完全产生在发射区内。所以，在此波段，正如图2.3所示，图中1~4表示依赖于发射区表面复合速率  $S_1$ 。

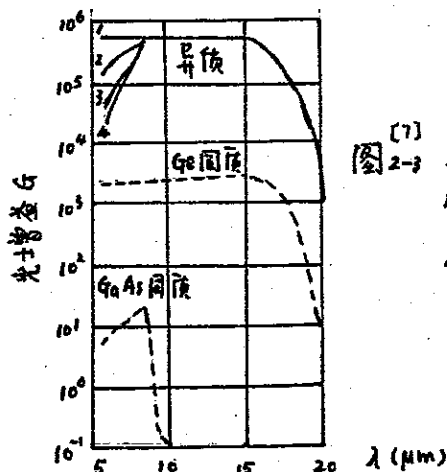


图2-3 各种理想光晶体管  $G$  的光谱特性。

## 第三节 GaAlAs/GaAs 及 InGaAsP/InP 材料 异质结光晶体管综述

### 一. GaAlAs/GaAs 异质结光晶体管:

GaAlAs/GaAs 已被实验证明为良好的异质结材料。用 GaAlAs/GaAs 异质结获得了较 GaAs/Ge、ZnSe/Ge、以及 CdS/Si、ZnSe/GaAs 性能为佳的器件。Zh. Alferov<sup>[9]</sup> 首次研究成功  $\beta=300$  的 GaAlAs/GaAs 异质结光晶体管。H. Beneking<sup>[10]</sup> 等人获得了  $\beta=3000$  的结果。近些年来, 美国的 A. Yariv 和 Bell 实验室的 J.C. Campbell, 日本名古屋大学的 M. Umeno 和京都大学的 A. Sasaki, 西德的 H. Beneking 等人先后在这方面开展了许多工作。目前 GaAs/GaAlAs 异质结光晶体管得到的最大光增益为  $5100$ <sup>[8]</sup>。器件的一般响应速度为十~几十 ns 量级。采用特殊结构, 如减小结面积、基区掺杂接 Al 等, 响应速度才达到小于 ns 量级。目前得到的最小暗电流为 650 pA。

国内在 1984 年, 由清华大学黄小康等, 首先研制成 GaAlAs/GaAs 异质结光晶体管, 并获得  $G=3350$  的结果。<sup>[4]</sup>

图 2-4 示出了基极掺杂浓度分别为 0.54 和 0.31 的  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  异质结光晶体管为一化光倍响应。在相当于 GaAlAs 直接带隙的光子信号处灵敏度陡降。这是由于吸收系数急剧增大及表面复合效应共同造成的。因此, 控制发射区 Al 含量可改变短

侧响应波长。

在实际器件中，往往需要考虑发射结缺陷态的影响。尤其是在弱光照下工作时，发射结缺陷电流对增益的影响更大。因此，往往增设基区预偏置以改善特性。

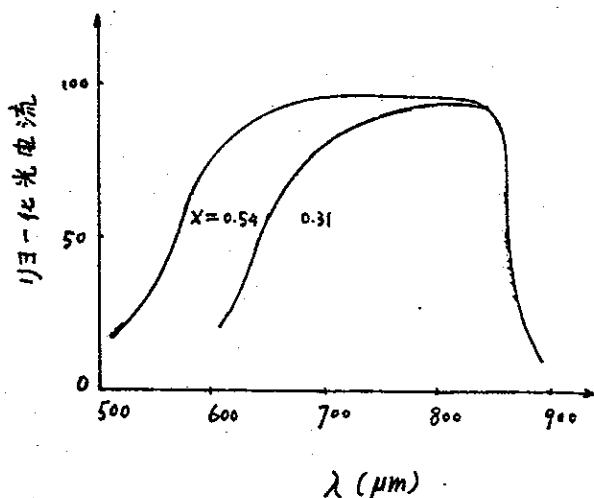


图 2-4 基区掺杂  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  光晶体管的归一化光谱响应特性

异质结光晶体管的频率特性类似于普通的双极型晶体管，而其响应特性与器件的增益特性以及工作条件（入射功率，收集极/发射极偏置以及基区偏置等）有关。随着器件制备技术的不断进步，响应速率也相应提高。最近，D. Auki<sup>[11]</sup>等采用分子束外延工艺研制成功了双基区  $GaAlAs/GaAs$  异质结光晶体管。表 2-1 列出了主要的结构参数。

发射区/基区结面积为  $6 \times 30 \mu m^2$ ，基区/收集区结面积为  $30 \times 40 \mu m^2$ 。在 1 MHz 下测得器件电容为：

$$C_{EB}(0) = 0.5 \text{ pF}, \quad C_{BC}(0) = 1.6 \text{ pF}.$$

在  $V_{CE} = 8 \text{ V}$ ,  $I_C = 5 \text{ mA}$  下，测得四

件传输频率接近 8 GHz. 上升时间约 250 ps.

表 2-1. 分子束外延 GaAlAs / GaAs 异质结光晶体管结构参数

层	类型	掺杂 $\text{cm}^{-3}$	厚度 $\mu\text{m}$
衬底	GaAs : Cr	半绝缘	200
缓冲	GaAs : $n^+$	Si : $2 \times 10^{18}$	1.5
收集区	GaAs : $n^-$	Si : $1.5 \times 10^{16}$	1.5
基区	GaAs : $p^+$	Be : $10^{19}$	0.1
基区	GaAs : $p^-$	Be : $10^{17}$	0.03
发射区	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As} : n$	Si : $1.5 \times 10^{17}$	0.3
上页	GaAs : $n^+$	Si : $2 \times 10^{18}$	0.2

## 二. InGaAs / InP 及 InGaAsP / InP 异质结光晶体管:

1.0 ~ 1.7  $\mu\text{m}$  低损耗光纤通信技术的新发展迫切需  
 要灵敏的、快响应、低噪声接收元件。Ge 雪崩  
 光电二极管是这一波段的主要探测元件。不过由于较  
 大的暗电流和几乎相等的电子和空穴高化率使得  
 这种探测元件具有较大的噪声。对 GaAlSb / GaSb 以及  
 GaAlAsSb / GaAlSb、InGaAs / InP、InGaAsP / InP 等系列异质  
 结雪崩光电二极管 (APD) 的研究表明, 虽然它们具  
 有较好的响应特性, 但主要由于材料和制备技术  
 的限制, 目前, 这些元件一般都表现出较大的漏  
 电流、软击穿及相对较低的增益, 所需工作电压很  
 高。所以, 在继续深入研究 III-V 族 APD 探测元件的  
 同时, 人们对 III-V 族 III 元及 IV 元固溶体异质结光

光晶体管给予了较大的关注。

InP系异质结光晶体管的结构主要有两种：台面正入射式和背照式。

图2-5示出一种InGaAsP/InP<sup>[10]</sup>台面正入射式异质结光晶体管的结构。三个外延层依次生长在(100)晶向掺Sn ( $n \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) InP衬底上。外延生长是用两相液法完成的。

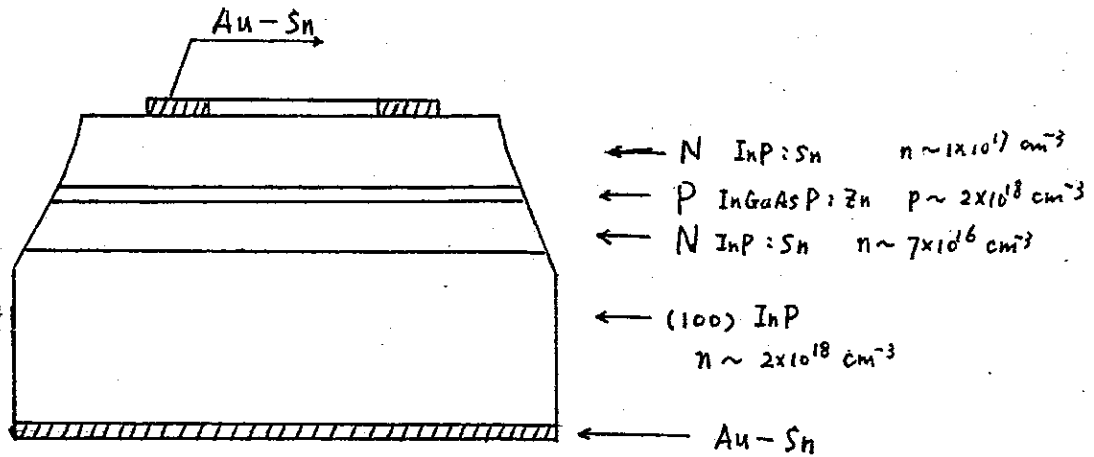


图2-5 台面正入射InGaAsP/InP HPT结构

图2-6 是共发射极特性。波长为1.06 μm的入射光是通过光纤由YAG激光器提供的。

光增益由下式推称：

$$G = \frac{I_c}{I} \cdot \frac{h\nu}{P_i}$$

式中  $I$  为电子电流， $I_c$  为收集极电流， $h\nu$  为入射光子能量， $P_i$  为入射光功率。

偏置一定时，光增益随入射功率增大。如图2-7。

由图中可见，大约在100 mW下 ( $V_{CE} = 2V$ ,  $I_c = 70 \text{ mA}$ )， $G$  接近900。

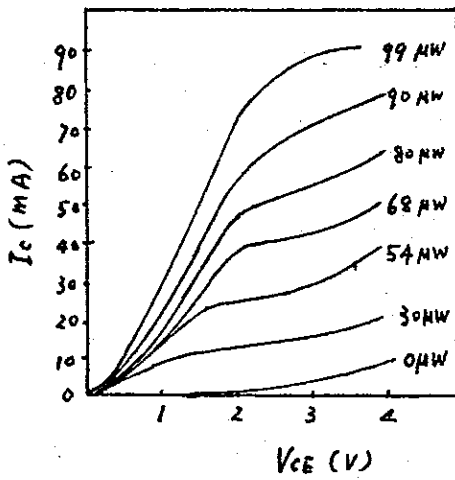


图2-6.  $In_{0.74}Ga_{0.26}As_{0.57}P_{0.43}/InP$  HPT 共发射极特性

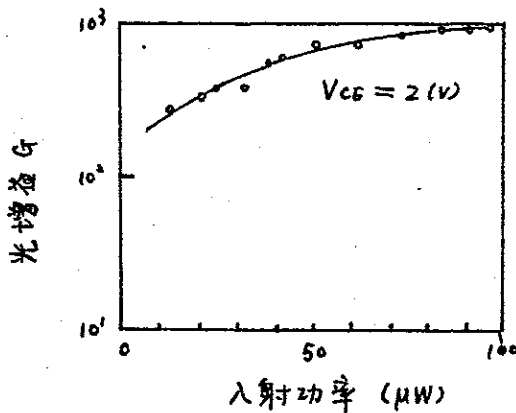


图2-7. 光增益与入射光功率的关系 (入射波长为  $1.06 \mu m$ )

图2-8 示出了另一种结构：背照式  $InGaAs/InP$  异质结光晶体管。<sup>[2]</sup>

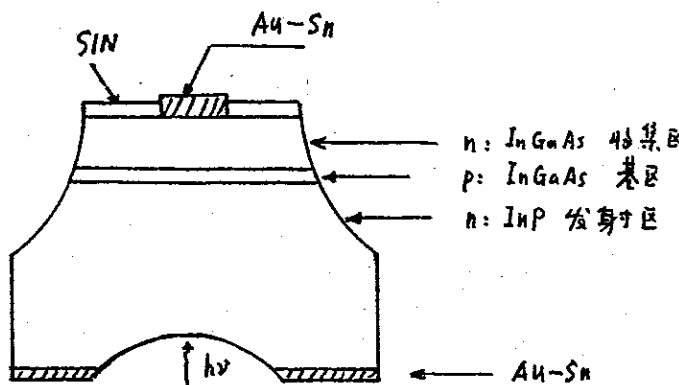


图2-8 背入射式  $InGaAs/InP$  异质结光晶体管结构

InGaAs/InP HPT 的光谱响应从  $0.92 \sim 1.65 \mu\text{m}$  各个波段上, 均十分平坦. 如图 2-9. 所以. 可见, 在如此低的入射功率下 (相当于包括  $100 \mu\text{A}$  暗电流在内的  $140 \mu\text{A}$  总发射极电流) 仍然有可观的增益, 这表明发射区/基区界面缺陷电流很小.

图 2-8 所示器件的响应时间约  $300 \text{ ns}$ . M. Tob 的结果如此, 约为  $80 \text{ ns}$ .

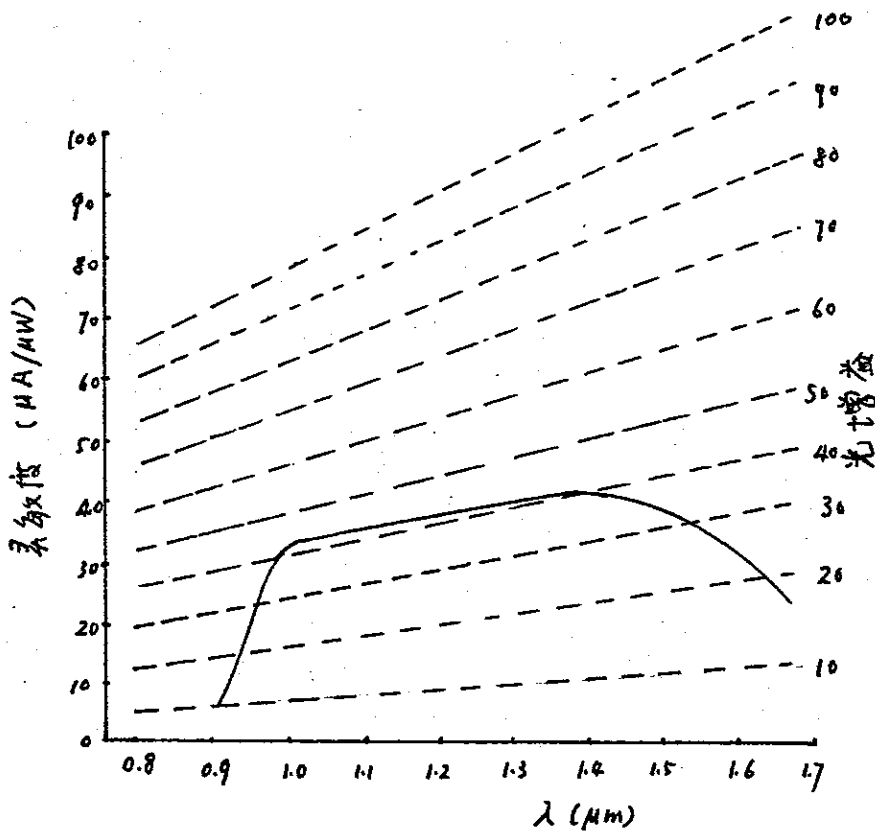


图 2-9. InGaAs/InP HPT 的光谱响应特性.  $P_i \sim 1 \text{ nW}$

## 第四节 用于单片集成的异质结光晶体管

异质结光晶体管是值得重视的新型光电子学器件。其重要性不仅在于它可以成为在长波段与雪崩光电二极管相媲美的接收元件，而且也在于它具有与其它元件组合或集成从而发展出新型功能器件的能力。例如，异质结光晶体管与激光二极管（或发光管）的集成或组合，则可以具有光-光增强、光-光双稳或光-光开关等功能。图2-10，给出了一种光放大器件带简图。<sup>[1]</sup>

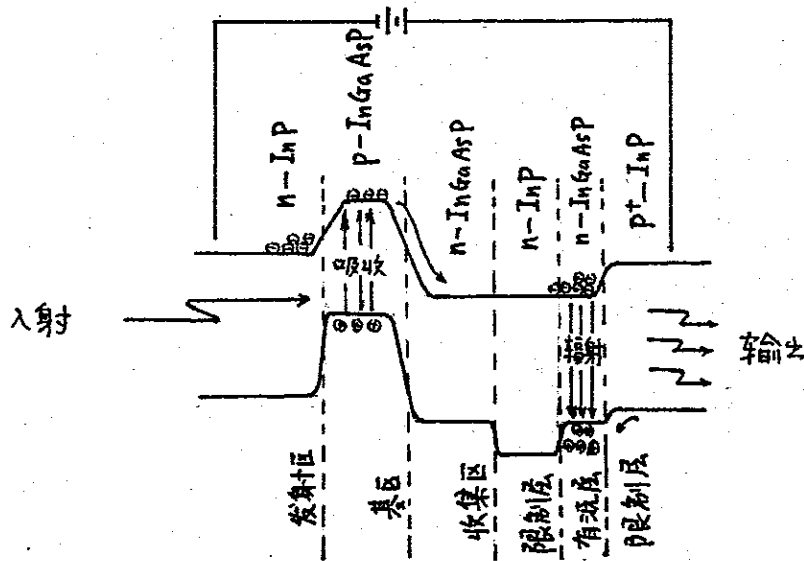


图2-10 一种光放大能带图。

因为基区/收集区结反偏置、外电势主要降落在光放大区的晶体管部分。由于窗口效应，入射光主要被基区吸收并产生电子-空穴对。电子在电场作用下向收集区运动，空穴被陷在基区，而导致发射区/基区结势垒的降低。这样电子就可由

发射区注入基区并越过收集区、限制区到达有源区。由于光晶体管的放大作用使堆积在有源区导带的电子数远大于入射光在基区内所产生的电子数。由于此时光晶体管电阻的降低以及有源区电阻的下降，使 $\text{PtInP}$ 限制层和 $n\text{-InGaAsP}$ 有源区结明显地向正向偏置，于是空穴从该限制层注入进有源区导致电子和空穴复合发光。由于光晶体管的增益作用，使得输出强度远大于输入光强度，亦即实现了光放大。

为获得相干光输出，从晶体管注入进激光器的光电流必须超过阈值。当输入光信号很弱因而产生的光电流不足以使激光二极管发射时，要进行预偏置。这种预偏置可以相干或作相干辐射的光学方式进行。

## 第三章 InGaAs/InP 异质结光晶体管的研究

### 第一节 外延生长技术概述

#### 一. 液相外延:

外延工艺是制作光晶体管的基本工艺, 它的质量直接关系到晶体管的性能和成品率。目前, 广泛使用的外延工艺有: 液相外延 (LPE)、汽相外延 (VPE)、分子束外延 (MBE)、金属有机化学汽相沉积 (MOCVD) 等, 每种工艺各有自己的特点和缺陷。液相外延由于工艺成熟稳定以及其本身固有的优点, 目前, 仍被广泛采用。

#### 1. 概述:

液相外延是由饱和或过饱和溶液在单晶衬底上定向生长一层单晶材料的外延方法。

液相外延方法有以下优点:

(a) 外延质量好, 这是由于外延液剂 (如 GaAs 外延时的 Ga 和 InGaAsP 外延时的 In) 对许多杂质具有很强的溶解作用。

(b) 工艺简单, 设备价格便宜。

它的缺点是:

(a) 外延层数受石墨舟液剂孔的限制, 因而一次外延只能做几层到十层。

# 清华大学学位论文用纸

(b) 外延层之间界面过渡不够陡，界面过渡层一般在几十埃到一百多埃之间。精确地控制尚有困难。

(c) 外延层厚度的均匀性控制较差。

(d) 生产率较低，一般一次只能外延一片，而外延片的面积受石墨舟的限制。

由于 LPE 的上述优点，在发光器件和接收器件的发展初期，它是最常采用的工艺。我国各、目前大多数研究单位，在光电器件制作中，液相外延仍是主要工艺手段。

用化学平衡法可以控制外延的内在机制，并可控制掺杂得到所需的电导率。相平衡能以几种方式作为液相外延的出发点。

(1) 最常用的生长异质结构的方法是：平衡生长法。衬底在  $T_1$  与平衡液滴接触，然后与液滴一起缓慢冷却到  $T_2$ 。

(2) 虽然平衡冷却是目前常用的生长法，但是近年来的研究表明，突然冷却可以改善界面。液滴在某一温度  $T_2$  下饱和，并与饱和液分开，待冷却到  $T_1$  时，与衬底接触。温差  $\Delta T = T_2 - T_1$  愈是越小，使液滴中不会因成核而形成多晶。这个方法分两个简单的手段：

i) 在  $T_1$  下保持液滴和衬底，这种方法称为：突然冷却法。

ii) 如过冷法那样接触，在生长开始后，保持

相同的降温速率，这种方法称为：过冷生长法。

(b) 在四元素材料生长工艺中还有一种方法叫做：两相生长法。两相法是在溶液中加入过量的溶质，这样固相、液相同时存在。两相法的生长速率较慢。一般生长InP层时，使用两相生长法。

## 2. 平衡生长法和过冷生长法的理论分析：

谢肇金博士<sup>[12]</sup>详细研究了平衡冷却和突然冷却给出了理论曲线和实验数据。谢先生的实验是：在 $800^{\circ}\text{C}$ 下，由GaAs溶液在GaAs衬底上生长一层GaAs外延层，不同时间的厚度值对应于图3-1中不同的实验点。图3-1中的曲线是一定边界条件下析晶方程之解。可见，除非生长时间很长（这时有限的溶液厚度等于析晶实验），实验数据和计算值符合的非常好。谢博士还指出，由InP溶液外延生长InP的过程可用相同的考虑来描述。

图3-1表明，过冷生长法和突然冷却法可解比平衡冷却法更难生长出某些异质结构器件所需的非常薄（ $0.1\mu\text{m}$ 左右）的外延层。突然冷却法与平衡冷却

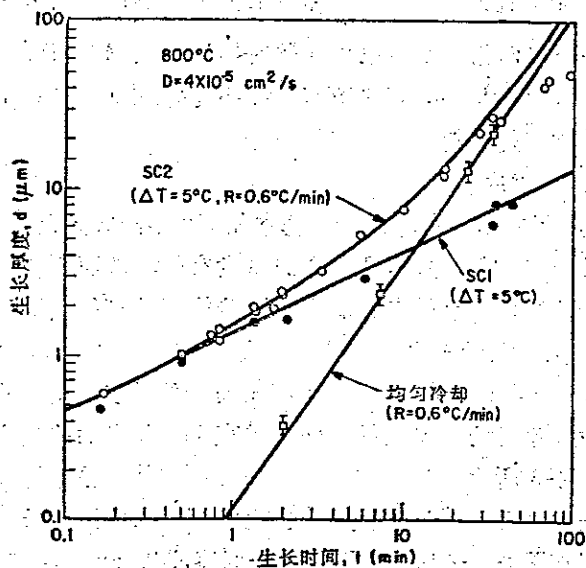


图3-1 用平衡冷却法和两种突然冷却法生长的GaAs外延层的厚度 $d$ 与生长时间 $t$ 的关系

法相比，主要的好处可能是：因为由过饱和溶液生长晶体的驱动力较大，所以从许多成核中心开始迅速生长的可能性较大。如果此一假设成立的话，则可以预料外延层应比较光滑。谢博士比较了用平衡生长法、过冷生长法和突然冷却法，这三种方法在 GaAs 衬底上生长的 GaAs 外延层，确实比较光滑。其他人的类似实验还发现，外延层厚度的均匀性有所改善。他们认为这种改善是减小了冷却引起的对流的结果。突然冷却法的另一好处是，可能抑制了生长溶液与不稳定衬底的相互作用。对 GaAs-GaAlAs 界面平整性的研究结果表明，在大多数情况下平衡冷却生长的 OH 激光口中，界面粗糙度足以引起散射损耗。这种界面粗糙度可能是由 GaAs 对 Al-Ga-As 溶液的不稳定性所致，而突然冷却法可以减少这种散射损耗。

### 3. 平衡与过冷生长法的其他描述：

更详细分析生长溶液，发现溶液的过冷度是随着生长时间和距生长界面的距离而变化的。在金属系统中，这种“组织过冷”在液相-固相界面上引起生长的不稳定性。这些生长不稳定性是由横向组织或热梯度、或开始生长表面的不光滑性，在生长表面上或其附近产生粒状或枝状的成核所致。在金属系统中，这种不稳定性产生具有特征性的不光滑的生长形态。过冷度分布如图 3-2。

明登 (Minden) 进行了详细的分析, 以预计为避免在液相外延过程中发生过饱和所需的液体中的温度梯度。他得出的所需的温度梯度是自厘米几十度 ( $^{\circ}\text{C}$ ), 衬底在低温处。对于通常因多层 LPE 生长异质结构激光器的条件, 要实现这样的梯度是困难的。

克罗斯利 (Crossley) 和斯莫尔 (Small) 观察了液相外延的生长过程。他们描述了单一 GaAs 外延层的形貌, 并认为其发展过程分为三个阶段。

第一阶段: 表面形貌与接触衬底时, 溶液以饱和情况有关。

第二阶段: 使初始成核光滑化。

第三阶段: 此阶段

可能因组分过冷产生不稳定性而变粗糙。

他们指出, 在与多层 LPE 相似的条件, 由 Ga 溶液在 GaAs 上生长 GaAs 时, 直到生长  $15 \sim 25 \mu\text{m}$  以前, 不会出现第三阶段。

克罗斯利-斯莫尔对由欠饱和、饱和或过饱和溶液生长单层 GaAs 的发展过程的定性描述见表 3-1。这些观察表明下述行为。

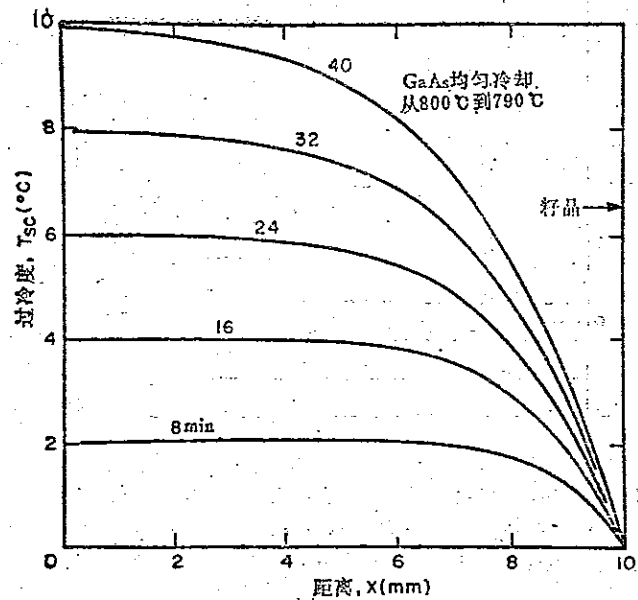


图 3-2 对于典型异质结构激光器的生长条件在 GaAs 衬底上生长 GaAs 的过程中静溶液内产生的过饱和度

# 清华大学学位论文用纸

表3-1. 800°C 由欠饱和、饱和及过饱和溶液生长  
GaAs LPE层的发展过程.

生长条件	外观
籽晶插入 4°C 欠饱和溶液 — 不冷却	粗糙(腐蚀)
籽晶插入 4°C 欠饱和溶液 — 冷却到足以 生长 $\leq 1\mu\text{m}$	许多光滑层“打”过 表面
籽晶插入饱和溶液 — 速率为 0.5°C/min	岛状生长: 2分钟(1.5 $\mu\text{m}$ )时非常 显著; 6分钟(约5 $\mu\text{m}$ )时变光滑, 但 仍观察到岛状
籽晶插入 5°C 过饱和溶液	光滑、梯田状生长

在具有过冷生长特点的过饱和溶液情况下, 容易在套个晶体表面上成核, 故得到比较光滑的生长。在饱和或近饱和溶液的情况下, 生长所需的初始驱动力非常小, 成核只能发生在少数缺陷的下位上, 故籽晶的制备和预处理可起很关键的作用。受到少量缺陷的衬底表面似乎具有过饱和的成核中心, 故接近表面的溶液在冷却过程中从欠饱和变为过饱和时有可能光滑生长。

事实上, 通常用于 III-V 族化合物 LPE 的溶液, 能够经受比薄层结构 LPE 通常遇到的更大的过饱和度, 而不发生枝状生长或寄生成核。在这种情况下, 由于过冷不稳定性可能不是造成表面粗糙的主要原因。

过饱和梯度引起的另一类不希望有的效应, 是由多层 LPE 要求每层必须分开的溶液生长引起的。

在等温或接近等温的条件下，每一溶液在一个工艺过程中，却经受相同的温度变化，而不管它在转变的时间是否相同上。在平衡生长的情况下，工艺过程开始时，溶液是饱和的。在第一阶段之后，就有了要生长结晶层的倾向，故在生长出最初几个外延层后将变为过饱和的了。除非注意消除这种过饱和度，每一层经过第一阶段之后将开始由过饱和溶液生长。

这多层 LPE 溶液的过饱和度导致了无法预料的高速生长的速率。对于平衡生长法，有人建议在生长衬底之前放先行籽晶。这样一来，当生长出一层时，随后的溶液在衬底附近的过饱和度即被消除。虽然要用先行籽晶使情况改善，但是不能消除在溶液体内的过饱和度分布。过饱和度分布将影响随后各层的生长。GaAs-GaAlAs 异质结构的有源层往往是生长的第二或第三层，而且是最薄的一层。所以，尽管使用先行籽晶，该溶液以前的冷却功更定会影响到这一层的厚度的可重复性。超过某一临界饱和度之后，成核过程不能有所改善，却又获得了光滑生长。因此，预计在生长过程中以前的冷却功也不太重要，因为以前的冷却功也只对总饱和度的增加比小的贡献。

## 二. 其他外延工艺简介:

### 1. 分子束外延 (MBE) [12]

1970年以后, 由于异质结器件的迅速发展, 推动了对真空淀积技术的深入研究, 导致了分子束外延技术的出现。

分子束外延是在超真空条件下, 用热分子或原子束射到加热衬底上, 生长外延层的一种生长晶体的技术。对 III-V 族化合物, MBE 与通常所说的“蒸发”工艺不同, 因为在 MBE 中组元的射束强度是分别控制的, 所以可以考虑到粘着系数的不同。MBE 的一个独有的特点是生长速率很慢, 小于  $0.1^{-2} \text{mm/h}$ , 这样就可以在大面积上非常精确地控制外延层的厚度。由于固液体的组分可以由蒸发源控制, 故分子束可以使组分连续地变化。

MBE 设备价格昂贵。目前, 一项引人注目的发展是在 Si 衬底上用分子束的办法外延 GaAs 有源层, 其意义在于:

(a) 加大片子的面积。(从目前 GaAs 的 3 英寸的衬底, 加大到 6~8 英寸的 Si 衬底片。)

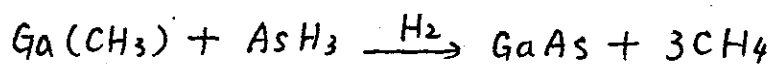
(b) 降低生长成本。

(c) 有效地降低了器件的翘曲。常温下, Si 的热导率是 GaAs 的三倍。

这项发展对 GaAs 高速电路和功率器件的进一步发展和提高有十分重要的意义。

## 2. 金属有机化学汽相沉积 (MOCVD)

晶体的外延生长是有机金属化合物和氢化物分解的结果。净反应过程主要是：



虽然发生这样反应的详细机理还不清楚，但是容易得到高质量的 GaAs 和 InP 外延层。掺杂一般是因有机化合物或氢化物掺入反应物气流中来进行的。

大多 III 族之素的几种烷基化合物都容易得到。只含有一个或两个碳原子的有机化合物在室温下通常是具有中等挥发性的液体，并在几百度时分解。利用三甲基镓的分解来生长 GaAs 是这种方法的典型。其方程式如上。

## 3. 汽相外延 (VPE)：从略。

## 第二节 实验的准备过程

### 一、实验方案的选择：

对国内外，在异质结光晶体管方面的工作进行了广泛的调研。

日本 Kyoto 大学的 Sasaki, 美国 Bell 实验室的 Campbell, 以及德国的 Beneking 等, 以及国内的几个研究单位, 进行了卓有成效的工作。他们在理论及实验上的探索和研究, 为我们即将开展的工作提供了良好的指导作用。

结合实验室现有条件, 参照国家“八五”攻关项目的要求, 选定实验方案。

器件结构, 选择背面光照式。选用 InP 系材料, 基极和收集极, 选用 InGaAs 材料。

两面蒸 AuGeNi, 背面开透光孔。结构如图 3-3

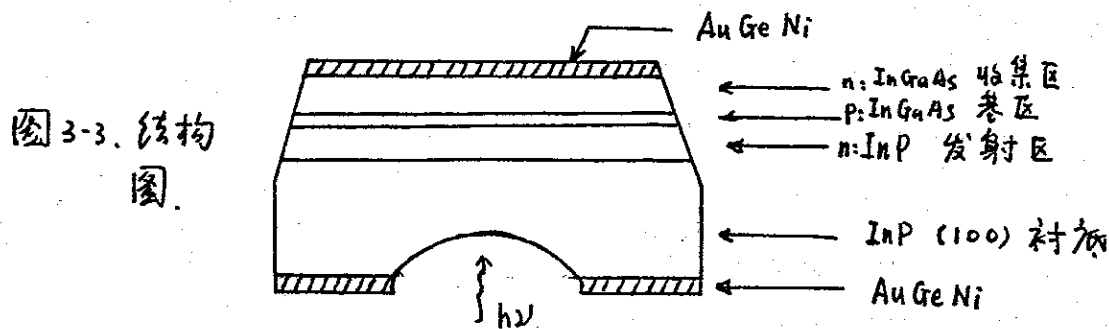


图 3-3. 结构图

器件的结构参考见表 3-2。

在器件结构参考中, 基区的厚度、掺杂剂及浓度是至关重要的, 直接影响器件的特性。下面将予以讨论。

可供选择P型杂质有：Cd, Zn, Be, Mn, Mg等。<sup>[13]</sup>  
 可供选择的n型掺杂剂：Te, Sn等。液相外延，反应管一般为石英管，故背景一般是n型，这是石英管中的Si所致。

表3-2 InGaAs/InP HPT 结构参数

层	类型	掺杂 $\text{cm}^{-3}$	厚度 $\mu\text{m}$
衬底	InP: Sn	$1 \times 10^{18}$	390
发射区	InP: n	Sn: $1 \times 10^{18}$	2
基区	InGaAs: p	Cd: $1 \times 10^{16}$	0.3~0.8
收集区	InGaAs: n	非掺杂:	2

## 二. 实验条件的选择:

InP 发射区采用两相法生长。

InGaAs 基区，采用过冷法生长，过冷度  $5^\circ\text{C}$ ，生长温度为  $610^\circ\text{C}$ 。

InGaAs 收集区，也采用过冷法生长，过冷度为  $5^\circ\text{C}$ 。

生长程序图，见表3-3。

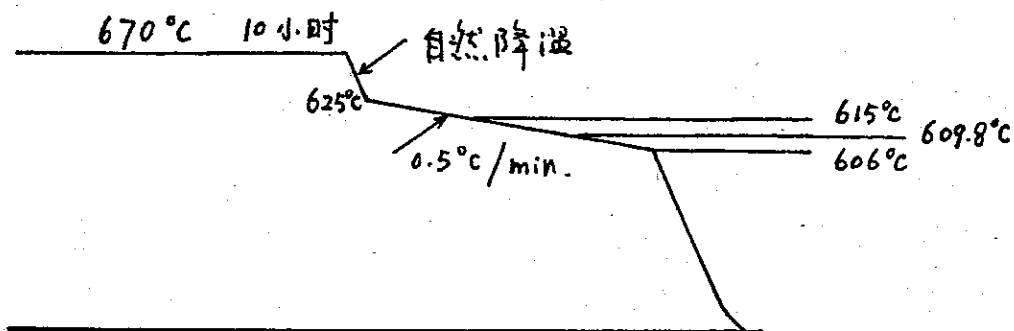


表3-3. 外延生长温度程序

基区生长温度  $610^{\circ}\text{C}$ ，低于常规温度 ( $630^{\circ}\sim 650^{\circ}\text{C}$ ) 有两个考虑：一是“X五”攻关项目的最终目标是单片集成放大四，拟采用纵向集成工艺，异质结晶体管较低的生长温度，可与激光二极管的外延生长工艺相兼容。一般异质结晶体管有液区的生长温度为  $650^{\circ}\text{C}$ 。二是，采用较低生长温度有以下好处：

(1) 减少InP衬底表面的热分解，从而减少界面、表面质量。

(2) 降低P型掺杂剂的挥发和扩散效应。

(3) 降低生长速率，有利于薄层外延层 ( $d < 0.5\mu\text{m}$ ) 生长的控制，提高重复性。

### 三. 外延液中各种组分的选择：

根据器件结构和实验条件，以及相图，估计各组分的质量，见表3-4。

各组分的质量由以下方程组确定：

$$\frac{W_{\text{Zn}}}{M_{\text{Zn}}} = X_{\text{Zn}}^d \cdot \left( \frac{W_{\text{Zn}}}{M_{\text{Zn}}} + \frac{W_{\text{ZnP}}}{M_{\text{ZnP}}} + \frac{W_{\text{ZnAs}}}{M_{\text{ZnAs}}} + \frac{W_{\text{GaAs}}}{M_{\text{GaAs}}} + \frac{W_{\text{杂质}}}{M_{\text{杂质}}} \right)$$

$$\frac{W_{\text{Ga}}}{M_{\text{Ga}}} = X_{\text{Ga}}^d \cdot \left( \frac{W_{\text{Zn}}}{M_{\text{Zn}}} + \frac{W_{\text{ZnP}}}{M_{\text{ZnP}}} + \frac{W_{\text{ZnAs}}}{M_{\text{ZnAs}}} + \frac{W_{\text{GaAs}}}{M_{\text{GaAs}}} + \frac{W_{\text{杂质}}}{M_{\text{杂质}}} \right)$$

$$\frac{W_{\text{As}}}{M_{\text{As}}} = X_{\text{As}}^d \cdot \left( \frac{W_{\text{Zn}}}{M_{\text{Zn}}} + \frac{W_{\text{ZnP}}}{M_{\text{ZnP}}} + \frac{W_{\text{ZnAs}}}{M_{\text{ZnAs}}} + \frac{W_{\text{GaAs}}}{M_{\text{GaAs}}} + \frac{W_{\text{杂质}}}{M_{\text{杂质}}} \right)$$

$$\frac{W_{\text{P}}}{M_{\text{P}}} = X_{\text{P}}^d \cdot \left( \frac{W_{\text{Zn}}}{M_{\text{Zn}}} + \frac{W_{\text{ZnP}}}{M_{\text{ZnP}}} + \frac{W_{\text{ZnAs}}}{M_{\text{ZnAs}}} + \frac{W_{\text{GaAs}}}{M_{\text{GaAs}}} + \frac{W_{\text{杂质}}}{M_{\text{杂质}}} \right)$$

$$1 = X_{In}^I + X_{Ga}^I + X_{As}^I + X_p^I + X_{杂质}^I$$

以上方程组中， $W$ —组分的重量， $M$ —摩尔质量， $X^I$ —元素的摩尔分数。

$X^I$ 可由相图依标。在计算中使用的相图见图3-4, 图3-5, 图3-6<sup>[14]</sup>, 图3-7<sup>[12]</sup>。

由图3-4, 可确定  $X_{杂质}^I$ , 这一相图是 InP 溶液做的, 因此, 对于确定 InGaAs 中的杂质掺杂只具有参考意义。目前, 对于不同材料, 不同温度下相图的研究还不完全, 很多地方只是借用, 准确性只好达到数量级上-致。故由这些相图计算出来的组分重量, 在具体实验中只能做为参考。实验中, 必须根据实验结果不断调整。

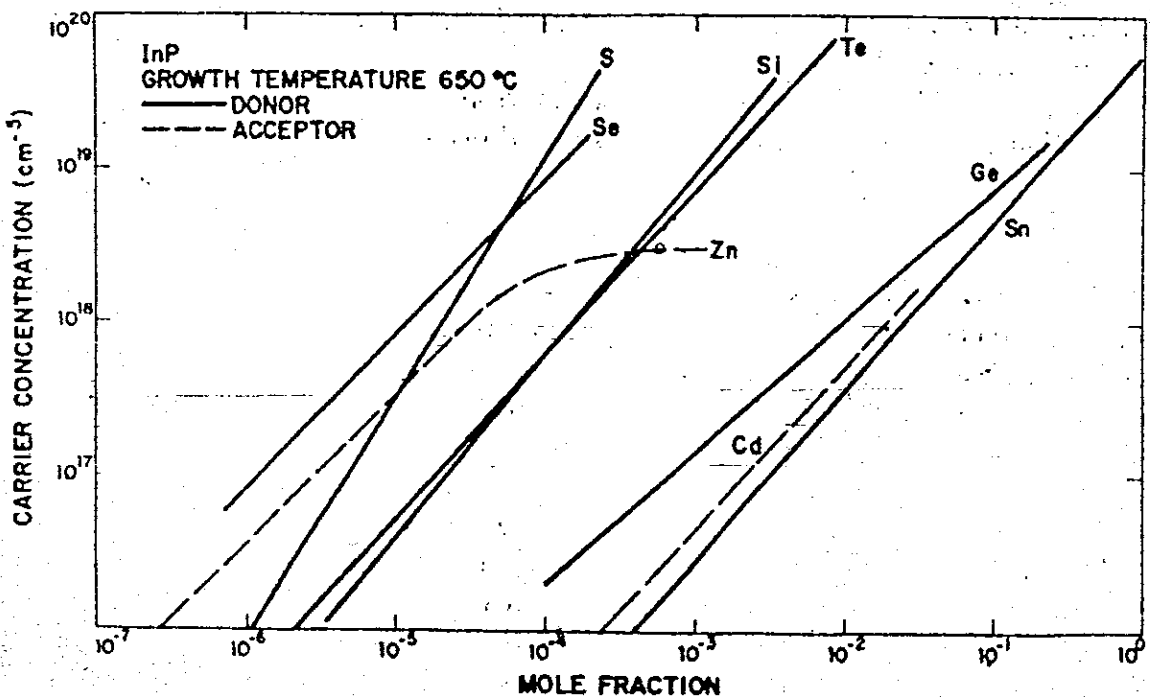


图3-4, 650°C下 InP LEP 杂质浓度与掺杂剂的  $X_{杂质}^I$  关系



表 3-4 典型外延材料配比与外延过程

层次	区域	实际称量 (mg)						降温速率 (°C/min)	起始温度 (°C)	结束温度 (°C)	生长时间 (降温时)
		In	InP	InAs	GaAs	Sn	Cd				
I	回熔层	1000						0.5	615	614.9	1
I	n: 发射区	1000	单晶片					0.5	614.9	609.8	51
III	p: 基区	1000						0.5	609.8	609.7	1
IV	n: 收集区	1000						0.5	609.7	609.4	3

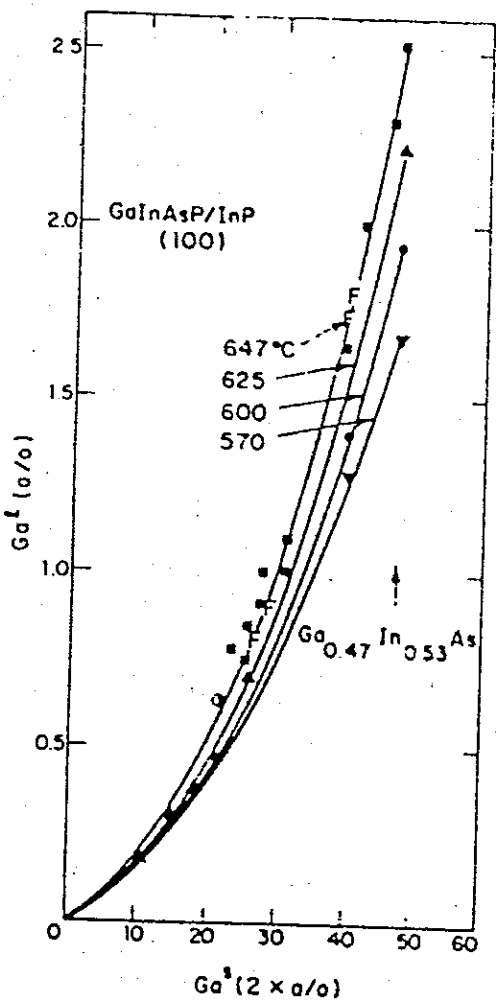


图 3-6. 四种不同温度下, 与(100) InP 衬底晶格匹配的  $InGaAsP$  材料的  $Ga^I$  与  $Ga^S$  的关系.

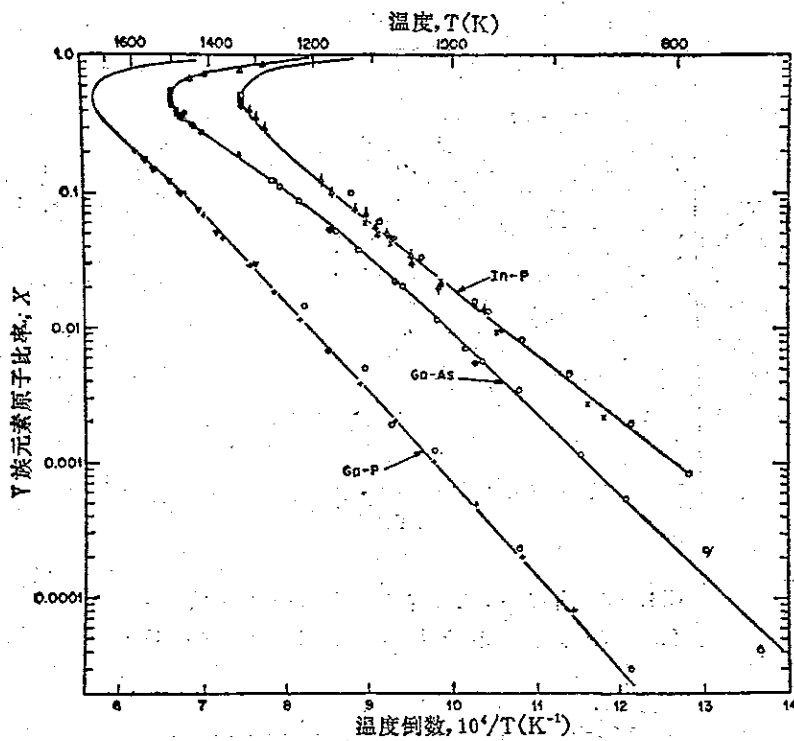


图3-7 Ga-As、Ga-P和In-P的液相线组分与温度倒数的关系

#### 四. 基板参数(厚度与掺杂剂)的选择:

基板的厚度和掺杂浓度对异质结光晶体管特性有着决定性的影响,因此外延过程中应尽量精确地加以控制。其中一个主要问题是如何选择基区的掺杂剂。外延过程中,由于扩散作用,发射结面向基区的移动对于发射效率的提高非常不利,必须加以抑制。有几种P型杂质可供选择,通常砷被选作基区的杂质。已有报导利用砷作掺杂剂<sup>[13]</sup>,制作出了光增益为900的异质结光晶体管。但是,由于砷的扩散系数很大,要制作出更高光增益的器件是非常困难。其他可供选择的有Mg、Mn和Co。如果使用Mg,由于Mg对氧气的敏感,实验

中，必须采用特别措施加以保护，在外延过程中，不易控制基区的掺杂浓度。利用Mn，对于Ⅳ元素材料，很容易得到 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 这样的浓度，但是Mn的受主能级相对较深，所以不适合制作光电元件。近期研究表明，Cd的扩散系数较小，另外，很容易得到 $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的浓度。

但Cd在生长速率下，基区浓度很高，相邻的外延层很容易受到Cd基区的污染，甚至可使n型层变成p型层。如果相邻层使用Sn作掺杂剂，且它的掺杂浓度较低，那么就可以使这一相邻层保持n型掺杂。

在实际测量中，发现采用Cd，p-n结结面相对异质结结面的偏离几乎观察不到。因此，Cd是一种比较理想的基区掺杂剂。故在后面的实验中，均采用Cd作掺杂剂。

对基区的厚度与掺杂浓度对于光增益的影响在第五章中，有深入的讨论。

### 第三节 异质结光晶体管的 工艺流程

表3-4, 给出 InGaAs/InP 异质结光晶体管的工艺流程图:

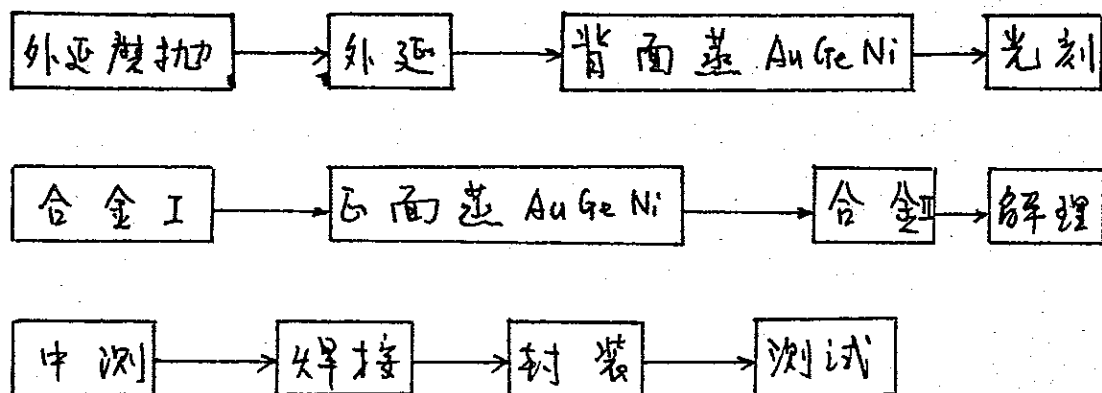


表3-4

下面分别介绍各个工艺。在以上诸工艺中，外延是关键，是本实验的主要部分。其他工艺，有些是在本教室内完成的，但是限于现有条件，有些是到外单位协作完成的。后面的介绍，以外延工艺为主。

#### 一. 外延工艺:

本实验使用抚顺产，CWL-C 程序控制液相外延炉，配套设备有卷气净化口，及一套带有冷阱（液 $N_2$ ）和抽真空的真空系统。见表3-5。

采用水车滑动式石墨舟。石墨舟与管与有 $N_2$ 保护的操作箱相连，减小了外界污染。

此外，还有光栅移动式精密称量天平和高倍显微镜。

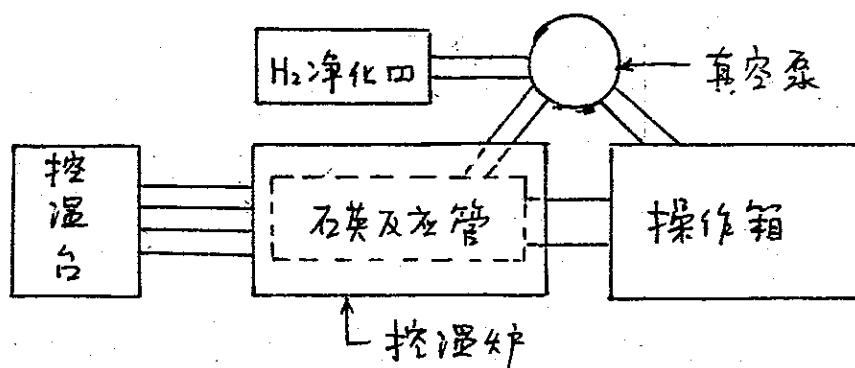


表3-5. 外延设备关系图

外延的主要过程如下:

- 1) 抽真空, 使反应管呈 $\sim$ 真空, 然后通入净化后的 $H_2$ 。处理In, GaAs, InAs多晶, 温度 $670^{\circ}C$ , 10个小时。
- 2) 生炉, 装入衬底片, InP单晶片, 杂质。
- 3) 矮源, 1个小时。
- 4) 生长。
- 5) 降温, 取片。

按照制作半导体器件的一般程序, 在制作外延片之前, 先处理石英反应管。先真空烧舟,  $800^{\circ}C$ , 12小时。再通 $H_2$ 烧舟,  $800^{\circ}C$ , 12小时。再加In烧舟  $800^{\circ}C$ , 12小时。

然后, 测量背景浓度。合乎要求后, 开始正式实验。

外延单层, InP发射层, 调整厚度和掺杂浓度。外延InGaAs单层, 调整与InP衬底的晶格匹配, 表面形貌, 选择厚度和掺杂浓度。

最后, 将三层依次生长, 进一步调整。

以上的调整, 主要指生长温度, 降温速率。

生长时间，组成的层，杂质层等。

每一次实验都进行了测量分析，进一步指导实验。

## 1) 厚度：断面观察

外延层的厚度与生长方法、生长时间、生长温度等有关。调查这些参量，得到符合要求的各层厚度。用晶相显微镜观察外延层厚度，测量厚度。一些测量结果见表3-6。

层号	46#	60#	72#	74#	75#	80#
InP发射区	8.8 $\mu$ m	2.3 $\mu$ m	~	6 $\mu$ m	~	6 $\mu$ m
InGaAs基区	~0.2 $\mu$ m	0.8 $\mu$ m	0.8 $\mu$ m	~0.3 $\mu$ m	~0.3 $\mu$ m	~0.3 $\mu$ m
InGaAs收集区	1.6 $\mu$ m	6.7 $\mu$ m	2 $\mu$ m	2.6 $\mu$ m	1.6 $\mu$ m	1.8 $\mu$ m

InP发射区，由材料与衬底相同，在显镜中，线条比较模糊，不太容易观察。

金相显微镜最大放大倍数：1500，显微镜的分辨率为：0.2 $\mu$ m。所以，基区较薄时，测量值基本是估测值。

## 2) 晶格匹配：

理论上讲，可以通过适当的组分控制，在InP衬底上生长晶格匹配的InGaAsP及InGaAs外延层。本实验中，采用X射线双晶衍射仪测量InGaAs层与InP层的晶格失配度。

经反复调查组份量，最后得到  $\Delta a/a = 3.5 \times 10^{-4}$  的失

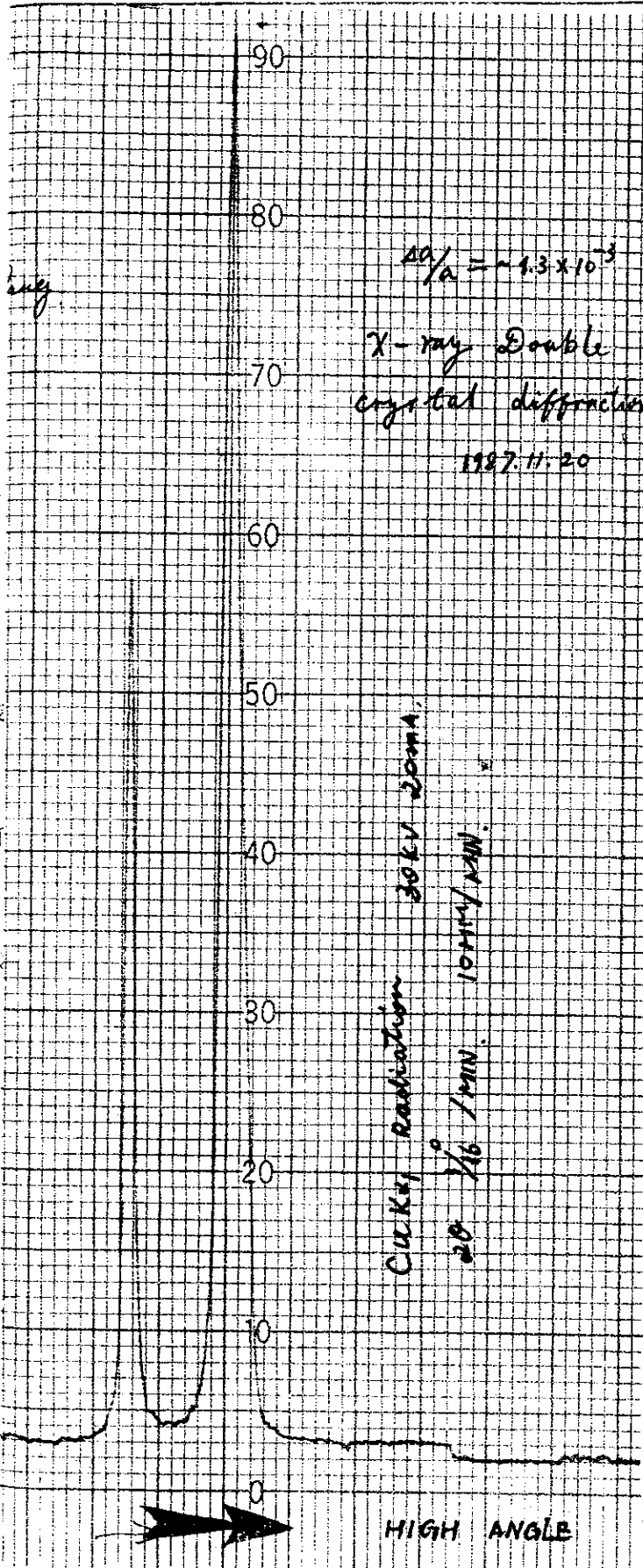


图 3-8

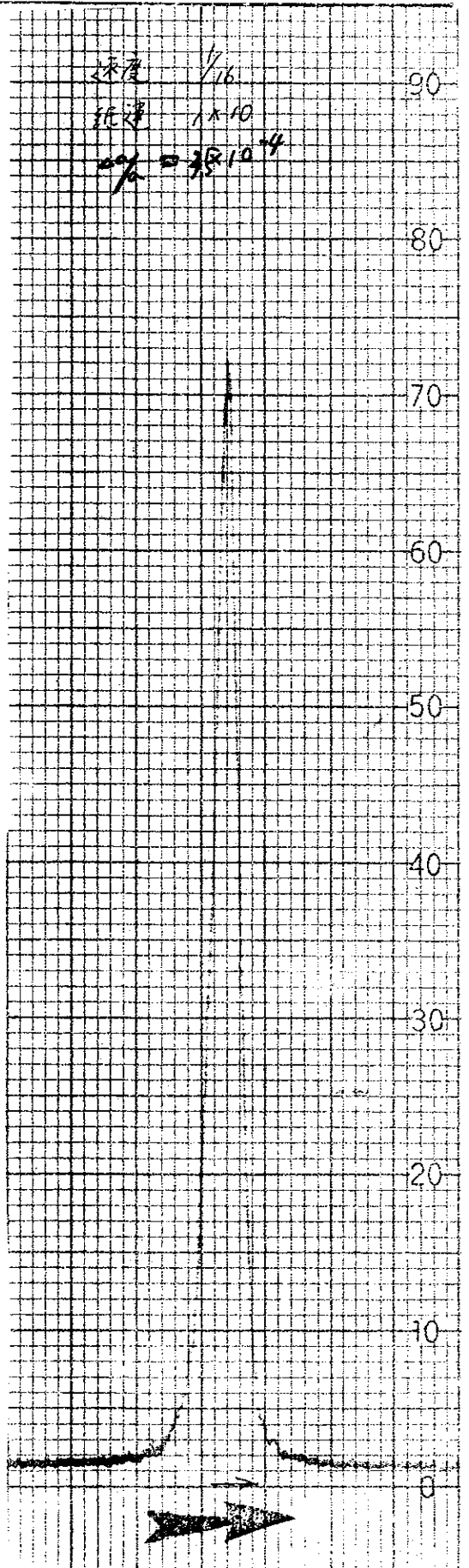


图 3-9

配度， $a$ 为InP的晶格常数。

图3-8中，两个衍射峰分别是InP层和InGaAs层造成的（同一个晶面组）。由图可知， $\Delta g_a \approx -1.3 \times 10^{-3}$ ，负号代表负失配。这是调态的一个中间测量值。

图3-9.  $\Delta g_a \approx 3.5 \times 10^{-4}$  正失配。此时，已达到要求。

### 3> 背景浓度与掺杂浓度：

在液相 InGaAsP 系外延中，In 是主要的生长溶液的组成成份（一般占总溶液的 90% 以上），而 In 的主要杂质是 Si。所以，在实验中，影响背景浓度主要杂质是 Si，且呈 n 型<sup>[15]</sup>。Si 沾污的来源有三：  
 一是 In 材料制备过程中，利用石英皿，反应管等在此位下没有采取特殊手段除 Si。  
 二是来自外延反应管系统的沾污  
 三是 In 与 SiO<sub>2</sub> 直接接触（如 In 放在石英杯中）。

不论哪一种沾污机构，最终在 In 溶液中（或者以 In 为主体的生长溶液中）都将建立起一定 Si 浓度  $X_{Si}$ 。

本实验中，采用高温通 H<sub>2</sub> 焙烧去除 Si 沾污，降低背景浓度。实验中，温度为 670°C，处理时间达 10~12 小时。

采用测霍尔系数的方法测量杂质浓度。测得经过长时间处理后的背景浓度为： $1.40 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。测量基区 Cd 掺杂浓度，对于不同的 Cd 掺杂，浓度变化范围： $8.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \sim 2.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。

系用 Hg 探针法，测 InP 发射区的浓度。得到： $7.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。在实验中，还采用热探针法判断外延层的掺杂类型。

收集区作掺杂，因此其浓度可估计为： $1.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。

#### 4> 异质结的情况：

采用俄歇谱仪法，测 InGaAs 层和 InP 层之间的过渡情况。测得异质结的过渡区宽为  $500 \text{ \AA}$ 。

## 二. 其他工艺简介：

1. 蒸发：四件的衬底和最顶上的收集区均为 n 型，需蒸发 AuGeNi，以形成欧姆接触。

利用现有蒸发设备，摸索了蒸发工艺，取得一定效果。一般，合金层厚度为  $2000 \text{ \AA}$ 。合金温度  $420^\circ\text{C}$ ，时间约 1 分钟。

另有部分的反部工艺是在北半完成的。

蒸发分两步进行，首先是背面蒸发，随后先刻出进光孔，再正面蒸发。

#### 2. 光刻：

光刻的目的是在背面开进光孔。由于时间关系，利用了现有的光刻版。孔直径为  $160 \mu\text{m}$ ，孔的间距为  $400 \mu\text{m}$ 。这样，最后每个管芯的面积将是  $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ 。光刻后，系用碘液腐蚀合金层。

3. 中测：在封装之前，对前述的管芯进行中测。提高效率。见下章的介绍。

6. 焊接、封装：

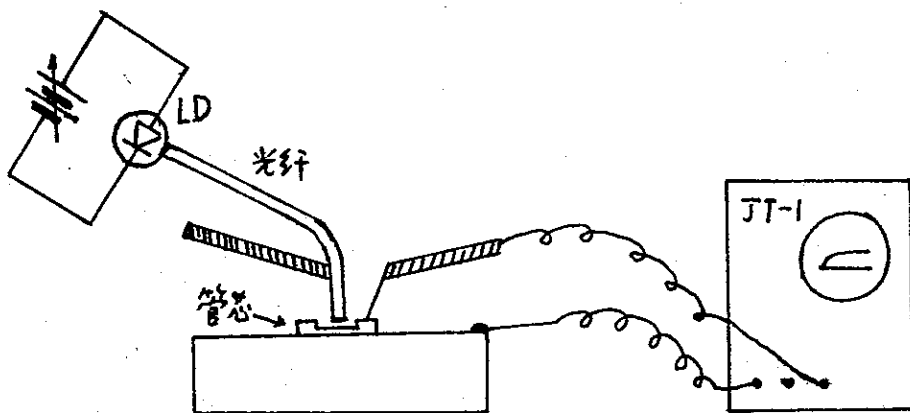
管芯的封装采用了正装和倒装两种形式。按标准的探测口工艺，管芯应正装，但为后面测量光谱响应范围与参数方便起见，个别管芯也采取了倒装。

第四章 实验结果测量

第一节 实验结果测试

一. 光增益测量:

测试台如下图所示: 图4-1.



测试台简图 4-1.

光源采用波长为  $1.5\mu\text{m}$  的  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  LD. 用耦合台将光束耦合到光纤中. 光纤的另一端, 对准管芯的进光孔.

测试分两步进行.

1. 用红外灯照射, 观察管芯的反应.

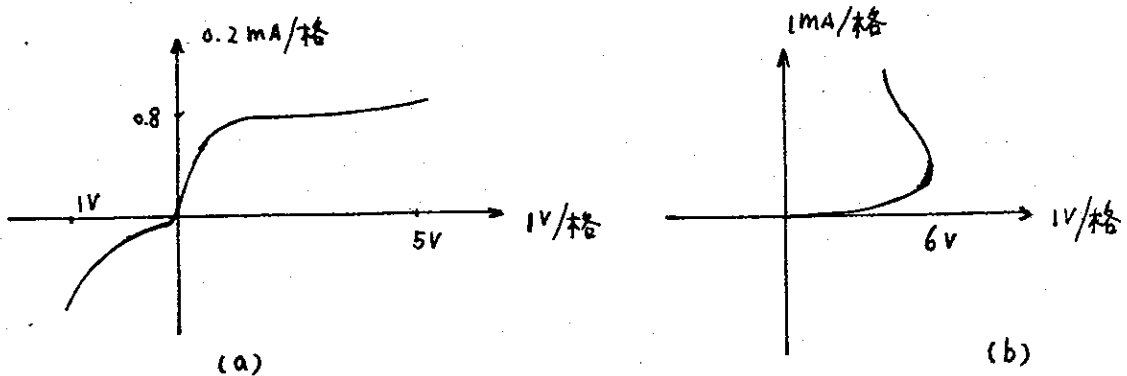
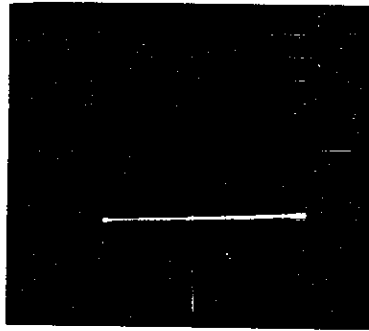


图4-2. 样品光响应曲线

图4-2, 画出了由JT-1上观察到的典型的特性曲线。可以看出, 反向特性较差。正向时不致于, 有负阻特性曲线出现。

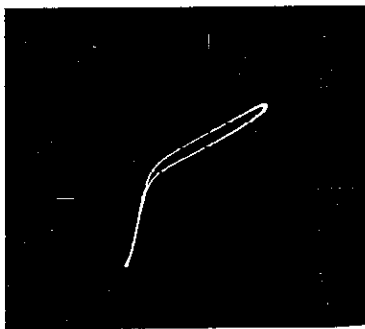
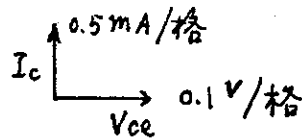
2. 对于筛选出的, 光响应比较大的管芯, 用光纤引入光束, 进行定量测量。下面是不同样品从JT-1上摄下的特性曲线。



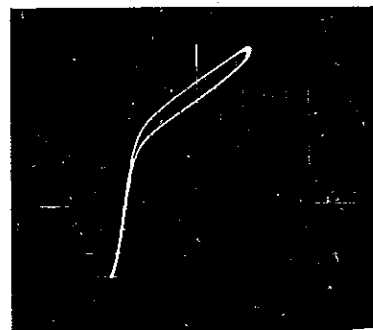
(a)



(b)

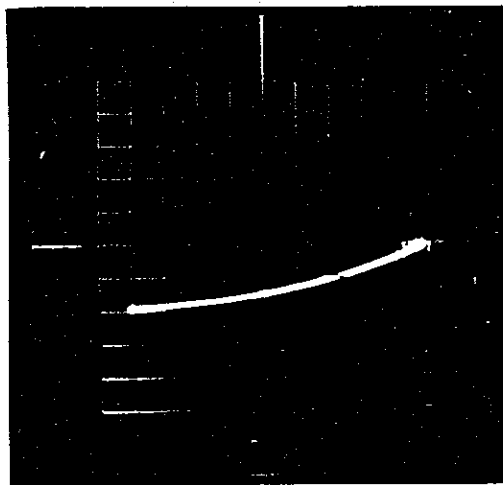


(c)

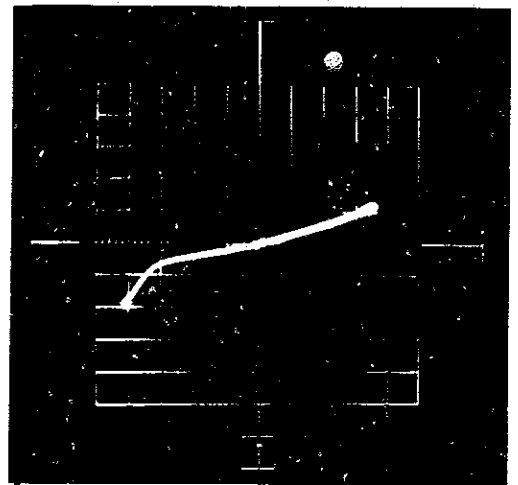


(d)

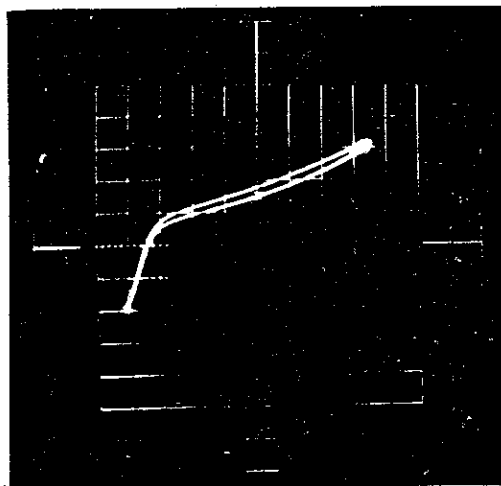
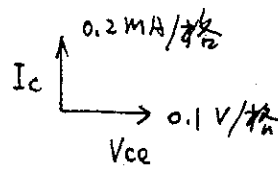
图4-3. 不同入射光下, 样品 74-8# 的特性曲线



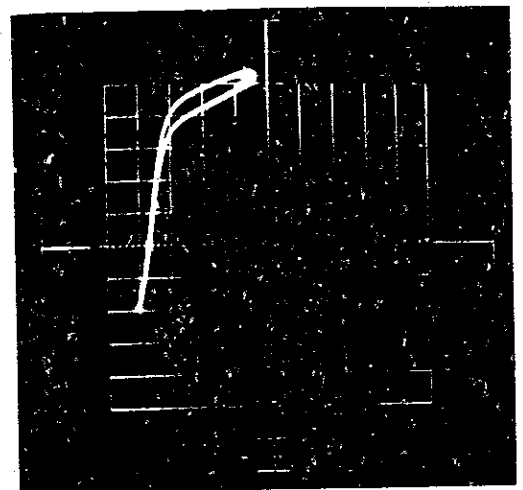
(a)



(b)

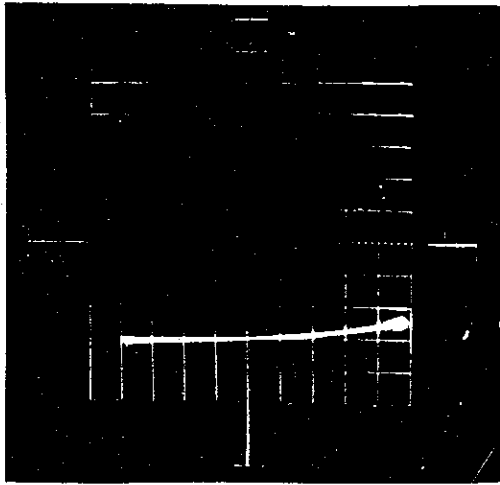


(c)

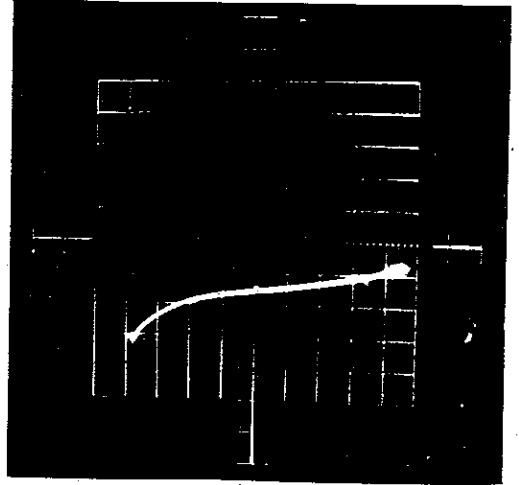


(d)

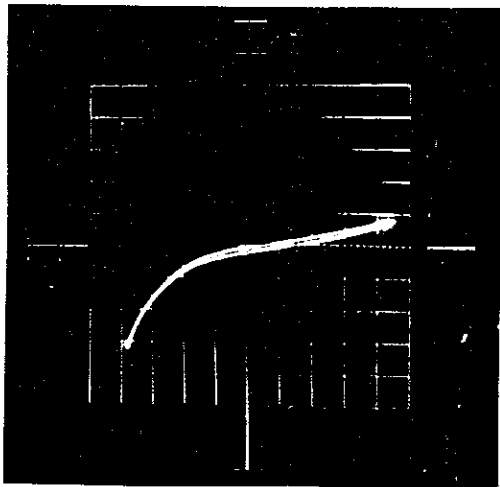
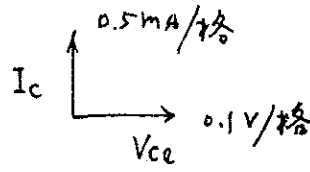
图 4-4, 样品 74-4 #



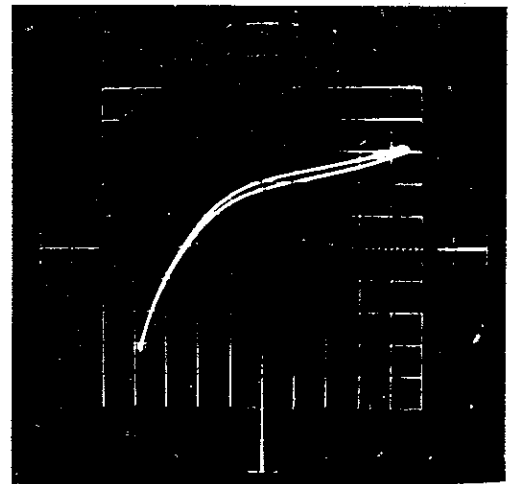
(a)



(b)

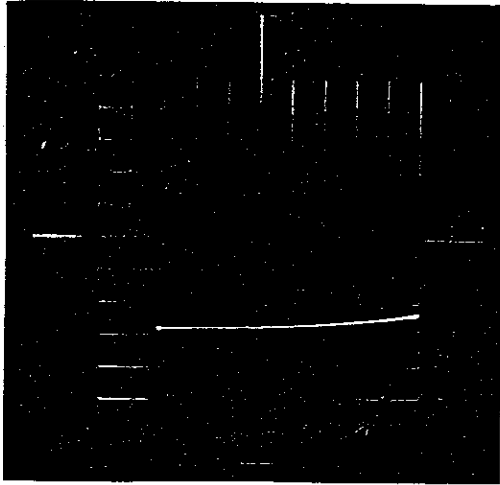


(c)

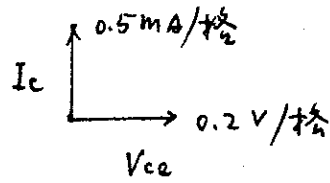


(d)

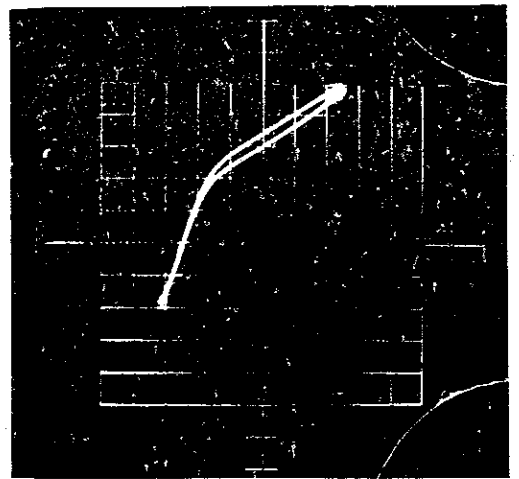
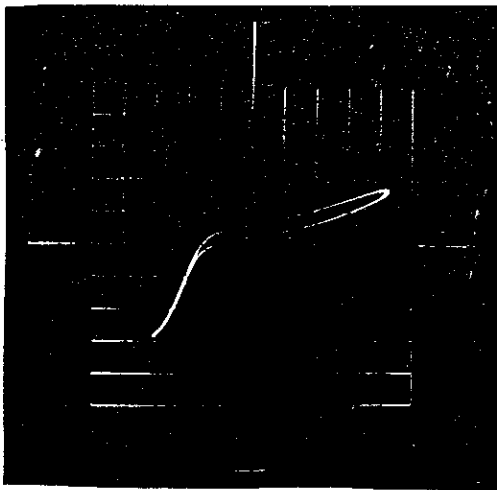
圖 4-5 样品 74-10#



(a)



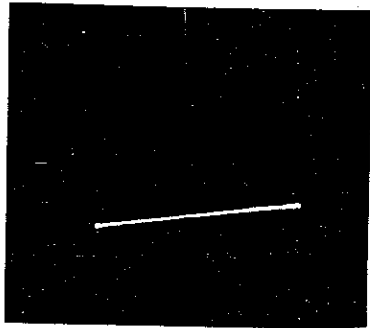
(b)



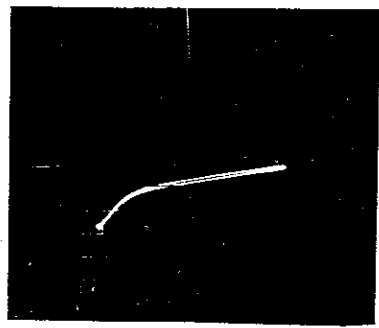
(c)

(d)

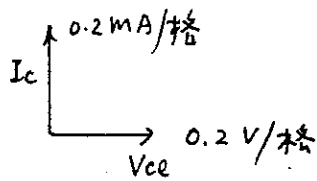
图 4-6. 样品 74-11#



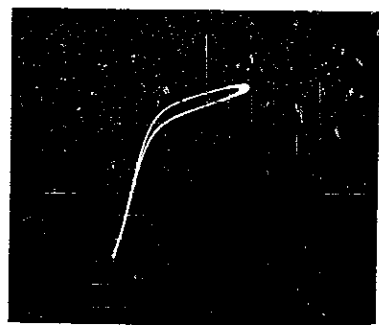
(a)



(b)

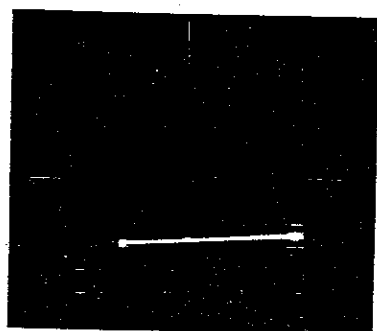


(c)



(d)

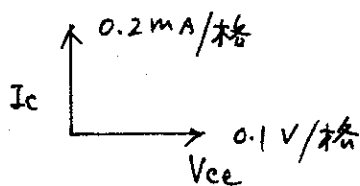
图 4-7. 样品 74-15#



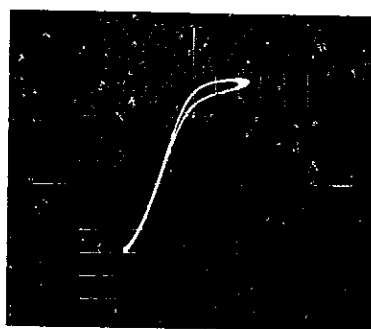
(a)



(b)



(c)



(d)

图 4-8 样品<sup>12</sup> 74-7#

以上照片，在拍摄过程中，为使曲线能占满屏幕，所以，选取的坐标单位都比较小。

可以，看出样品具有良好的光响应，正向响应曲线，相当平。

限于条件，没能在同一画面上，拍下样品对于不同入射光的响应的特性曲线族。将图4-8中的四张照片的曲线画在一起，得到典型的光晶体管特性曲线。图4-9。

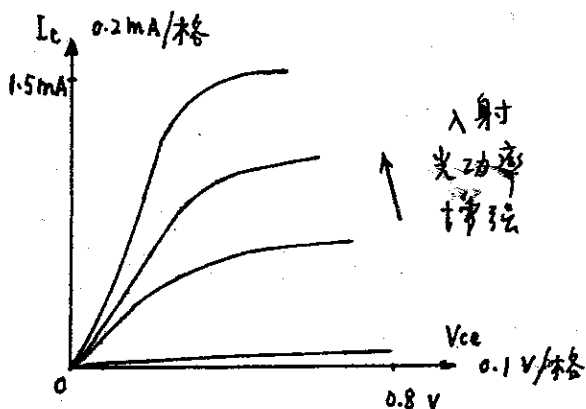


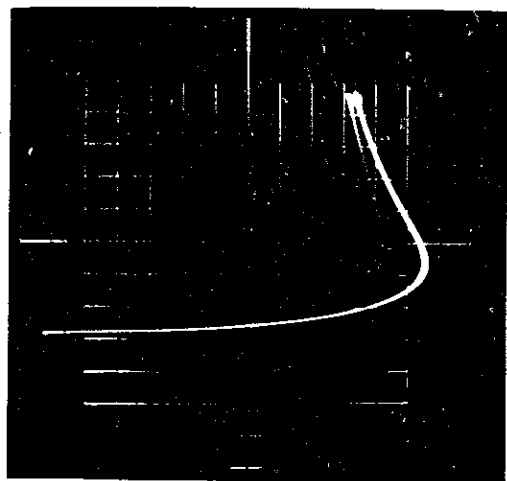
图4-9. 样品74-7#的特性曲线。

光增益  $G = \frac{h\nu}{P_i} \cdot \frac{I_c}{e}$       $I_c$  — 入射光功率  $P_i$  产生的光电流.      $h\nu$  — 入射光子能量.

对74-8#，在  $38 \mu W$  的入射光下（波长为  $1.5 \mu m$ ），在  $V_{ce} = 1.5 V$  处，收集极光电流  $I_c = 60 \mu A$ ，从而得到光增益为 1400。这是本实验中，得到的光增益的最大值。

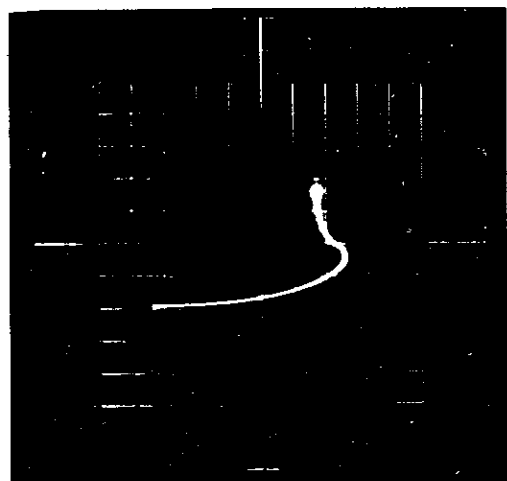
三. 负阻特性:

实验表明, 在  $V_{ce} \leq 6V$  时, 有些样品呈现负阻特性 (无光照).



$I_c$   
 $V_{ce}$   
0.5V/格

图 4-10 样品 74-15#



$I_c$   
 $V_{ce}$   
1V/格

图 4-11. 74-7#

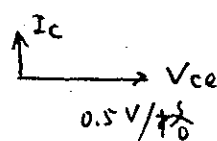
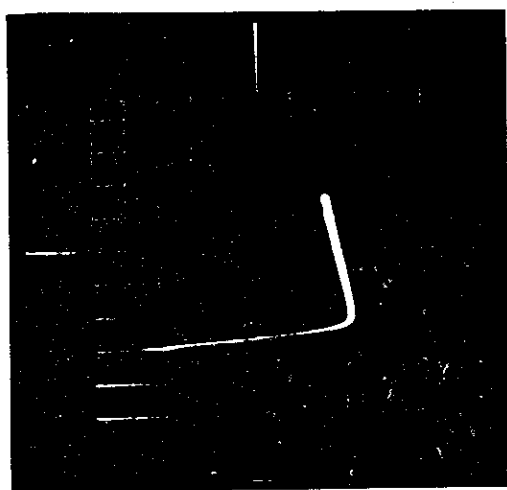


图 4-12 74-12#

由图 4-10. 可见, 负阻区前电压约 0V. 负阻区宽度约为 1.5V.

而样品 74-12# 的负阻区较窄.

利用本实验中得到的负阻特性, 进一步研究, 可实现若干光逻辑功能, 如光双稳态、光逻辑门等.

## 第二章. 实验过程中一些问题的讨论

### 一. 方案更改:

最初确实的实验方案是: n-p-n 正面向光 InGaAs/InP 异质结光晶体管。这样, 必然遇到在 InGaAs 基区上生长 InP 发射区的问题。实验中, 出现“回光”现象。

采用低温深过冷法方法生长 InP 层, 效果不佳。若采用防回光层法, 即在 InGaAs 层上, 再生长一层 InGaAsP 防回光层, 必然降低光谱宽度, 这是所不希望的, 因此, 在结构上作了调整。

### 二. 工艺改进:

实验的前半段, 外延工艺流程用时 7 小时, 其中 In, InAs 及 GaAs 晶片的处理时间仅为 1 个小时。中测, 发现样品的电特性不好。经过分析和多方请教, 认为这是由于溶液清洁法不够、杂质混杂, 造成 p-n 结漏电严重, 所以电特性不好。于是, 决定将溶剂、溶质的处理时间加长为 10 小时, 总外延工艺一个流程加长为 14 小时, 取得较好的效果。

### 三. 外延的清洁:

这是一个至关重要的问题。它包括去高

子水的清洗，外延系统，外延所用溶剂和溶剂、掺杂剂及衬底的清洗等，每个环节都必须抓好，每一个环节的问题，都可导致整个外延的失败。

#### 四. 外延片的表面形貌:

外延片表面是否光亮、有无沉渣现象，与许多因素有关，其中最要紧的一环，就是清洗的工作做的如何。此外，衬底表面的光亮程度，也有一定影响，再次，与具体的操作也加关系。

#### 五. 衬底片的抛光:

实验中用的外延衬底片，全为手工抛光的。根据实验的经验，将抛光过程可分为两个阶段进行。首先，将粗片磨到接近要求的厚度，此过程内，不必太考虑表面的光亮，只要保证各种相对均匀减薄就可，因此，可以用较大颗粒的金刚砂。第二次，抛光依次换用直径较小的金刚砂。由于厚度已接近，所需尺寸，尽管此时抛光过程对厚度影响较小，还是可以很快达到预计尺寸。在抛光时，可滴上化学试剂。溴乙醇为最佳试剂。<sup>[16]</sup>

## 第五章 实验结果的进一步 分析和深入

### 第一节 用雪崩增益理论分析负阻特性

在实验测量过程中，发现可在样品两端加一很小的偏置电压而不击穿，此电压一般为  $20V$  左右，最多可达  $40V$ 。在偏置电压逐渐增加的过程中测量光增益，发现当偏置电压大于某一位时，或者当注入光功率较大时，光增益有一显著的增大。实验中发现，光增益甚至  $> 10^4$ 。此时，还可观察到负阻特性。下面想深入分析一下，这两种现象内在的物理机制。下面的分析以图 3-3 为例。

在实验中，观察到的现象的物理机制，实际上是基区/收集区结的雪崩倍增效应。Miller 和 Ebers<sup>[10]</sup> 首先描述和分析了这种共极晶体管收集极的雪崩倍增效应。他们的分析方法，很适用于我们研制的这种基区掺杂的光晶体管。光晶体管与一般半导体三极管的区别，就是基极电流是由光注入产生的。以图 3-3 为例，注入光穿过 InP 衬底和发射区，主要由 InGaAs 基区和收集区内的耗尽层所吸收。光注入产生并堆积在基区的空穴，则使发射结势垒降低，导致电子从发射极大量注入。电流增益机制与标准的三极管相同。光晶体管的直流增益  $h_{FE}$  由下式给出：<sup>[10]</sup>

$$h_{FE} + 1 = (I_c)_{opt} / I_{ph} \quad (5-1)$$

此处  $(I_c)_{opt}$  是收集极电流中, 由于基极光电流而产生的那一部分。  $I_{ph}$  是基极光电流。光电流与入射光功率  $P_0$  的关系:

$$I_{ph} = (q/h\nu) \eta P_0 \quad (5-2)$$

$\eta$  是外量子效率,  $h\nu$  是入射光子能量。由于收集结存在的雪崩倍增效应,  $I_{ph}$  和  $I_{co}$  将大大增大。雪崩倍增因子  $M$  根据经验公式可表示为:

$$M = [1 - (V_{cb}/V_a)^n]^{-1} \quad (5-3)$$

在这个表达式中,  $V_{cb}$  是发射结偏压,  $V_a$  是收集结的击穿电压,  $n$  是随半导体的材料, 掺杂剂和波长而变的参量, 其值通常在 1.5~6.0 之间。由电流的连续性, 可得收集极电流与倍增因子  $M$  的关系:

$$I_c = \frac{(h_{FE} + 1)M}{1 - (M-1)h_{FE}} [I_{ph} + I_{co}] \quad (5-4)$$

$I_{co}$  是基极-收集极的泄漏电流。(5-4) 中的第一项是光学部分, 第二项是暗电流的贡献。由此, 可见雪崩效应除了使有效电流增益增大外, 还导致暗电流的增大。有效电流增益

$h_{FE}'$  表示式为:

$$M(h_{FE} + 1) / [1 - (M-1)h_{FE}] \quad (5-5)$$

由于基区和发射区附近载流子的复合使得光增益随着收集极电流和注入光功率的增大而增大。因此,有效光增益是偏置电流(通过  $M$  表现出来)和入射光功率(通过  $h_{FE}$  表现出来)的函数。

下面首先考虑  $h_{FE}'$  在光信号  $P_0$  下,随偏置电流的变化。由方程 (5-3) 知,  $M$  是偏置电流的函数,并随着偏置电流的增大而增大。由于  $h_{FE}$  相当大 ( $>100$ ), 因此,  $M$  只要比 1 大一点, 光增益和  $I_c$  就会显著地增大。事实上, 当  $(M-1)h_{FE} = 1$  时, 就会出现一个奇点。这时  $I_c$  和  $h_{FE}'$  的增大只受到电路中串联电阻的限制。当偏置电流比收集极的饱和电流低许多时, 这种情形就会出现。图 5-1

给出了 InGaAs/InP HPT 有效增益随收集极电压  $V_{bc}$  的变化。 $V_{bc}$  是直接测量的。测量二端四管发射极电流随电流变化, 再测量二端四管的发射极电

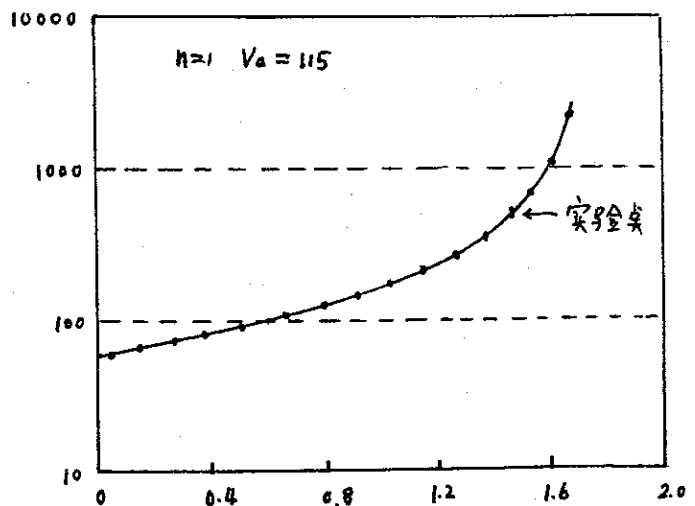


图 5-1. 雪崩 InGaAs/InP HPT 有效增益与  $V_{bc}$  的关系

后，并减去之端口件的相加值。

图5-1中的实验是在入射光为  $10\text{mW}$  时的实验值。当  $V_{bc}$  从  $0.03\text{V}$  增大到  $1.7\text{V}$  时，有效直流增益  $h_{FE}^1$  从  $64$  增大到  $3270$ ，近  $50$  倍。图5-1中的实线是(5-5)的饱和曲线，其中  $V_a$  和  $n$  作为可调参量。当  $V_a = 115\text{V}$ ， $n = 1$  时，两者符合的非常好。此处， $n$  如此低的取值，表明  $M$  随  $\text{InGaAs}$  晶体中，电场的变化而改变的相态缓慢。

虽然，基区通常公认认为可解释成共发射极特性曲线的弯曲，类似于图5-1所观察到的，但基区弯曲并不能解释收集极电流随偏压而出此如图5-1所示的变化。对于 HPT's，在受主浓度可解的变化范围内，当偏压最大时，有效基区宽度也仅减小  $< 0.02\mu\text{m}$ ，很明显这不是以解释所观察到的现象。

由式(5-5)式，可以解释负阻特性的出现。对某一特定的光信号，在击穿电压附近，收集极电流随着雪崩增益的增大，导致  $h_{FE}$  的增大，增大到一定程度，必然有  $(M-1)h_{FE} > 1$ 。由于(5-5)式成立，可见此时光增益是负值。作为这种不稳定状态的结果，必然由于“开关效应”，能产生一个低电压，使电流满足  $(M-1)h_{FE} \approx 1$  的稳定状态。以  $V_t$  代表在  $I-V$  特性曲线中偏置电压对应于上述负阻的转折点； $V_t$  是入射光信号的函数。对于不同的管芯，负阻区的宽度变化很大。有时候，负阻区很窄， $I-V$  特性类似于雪崩 = 极光的击穿，只不过击穿

电压要小二两个量级。在另一种情况下，负载电阻很宽，甚至可远偏置电压的一半。

由以上讨论，四极管的特性曲线可分成两部分，分界点就是输入光信号功率导致电压跳变。由于跳变电压还随偏置电压而变，所以， $V_t$ 是 $P_0$ 和 $V_{CB}$ 的复合函数。

击穿电压随光功率的增大，向低电压方向移动。这是由于 $h_{FE}$ 随输入信号增大而增大的缘故。当 $h_{FE}$ 增大时，击穿电压满足 $(M-1)h_{FE} \approx 1$ 的条件，因此 $M$ 减小，即击穿电压减小。

当偏置电压非常接近 $V_t$ 时，可以得到很高的光增益。如前所述， $P_0$ 增大时， $V_t$ 由其最大值 $V_{t0}$  ( $P_0=0$ 时的值)连续下降。见图5-2。图中， $V_t$ 已用 $V_{t0}$ 归一化了。由图5-2可见，偏置电压对于入射光强的改变非常敏感。即使在光信号低于 $5\mu W$ 的情况下，偏置电压与 $V_t$ 的偏差已可达1% (约80mV)。

光增益随跳变电压的改变而灵敏的变化，使得HPT可用作测量弱光信号的七极管。输入光信号百分之几的变化可导致收集极电流二个量级的变化。

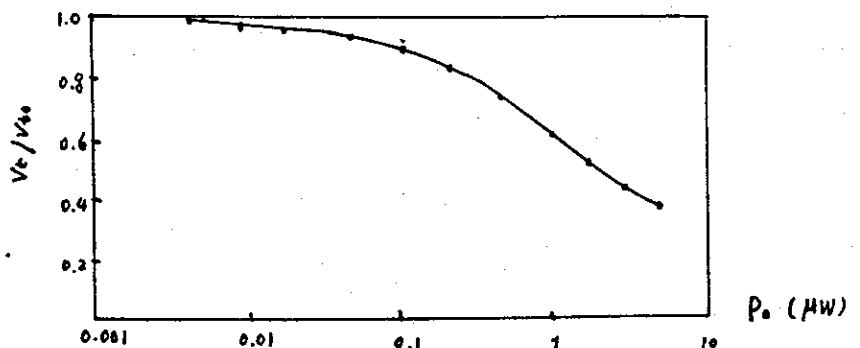


图5-2.  $V_t/V_{t0}$  随入射光功率的曲线

## 第二节 高光增益的获取 和讨论

基区参数(宽度, 掺杂浓度、少子扩散长度)对光增益有很大影响。

相同条件下, 基区宽度越窄, 电子流在渡越基区时复合的机会越少, 这样到达集电区的几率就越大, 有助于光增益的提高。

相同条件下, 少子扩散长度越大, 则会使注入基区的电子流在基区与空穴复合的机会减少, 增大基区的传输效率, 使光增益增加。少子扩散长度, 即少子的寿命, 两者是相当的(对同一种材料)。减少外延过程中引入的各种缺陷, 提高了外延材料的纯度, 有助于增大少子的扩散长度。

理论和实验表明, 对于液相外延, 基区的最佳值在  $0.3\mu\text{m} \sim 0.8\mu\text{m}$ , 如果基区再薄, 外延过程不易控制。

下面主要讨论基区掺杂浓度及基区渡越效应  
对光增益的影响。

在共发射结晶体管中, 电流增益  $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$ , <sup>[13]</sup>  
又是共基极电流增益,  $\alpha$  由  $\frac{W_b}{L_n}$  决定, 此处  $W_b$   
是基区宽度,  $L_n$  是基区少子的扩散长度。光增益  
 $G = \eta\beta$ ,  $\eta$  是外量子效率。在我们的工作中,  $W_b$  介  
于  $0.3\mu\text{m} \sim 0.8\mu\text{m}$  之间, 在 Cd 掺杂, 浓度为  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  的  
InGaAsP 外延中, 少子的扩散长度约为  $2.8\mu\text{m}$ , 把这些

参数代入  $W_b$  和  $L_n$ ，则  $\beta$  约为 60。由于在光反射腔的情况下， $\eta$  一般取值为 60%~70%，光增益不会大于 60。所以，要想解释这光增益的产生，有必要研究，当基区掺杂浓度降低时，使  $W_b$  和  $L_n$  产生变化的内在机制。

首先，由于基区掺杂低于发射区和收集区，要考虑 Early 效应对光增益的影响。根据估计，在 2V 偏压下，基区变窄约 0.15  $\mu\text{m}$ 。即使考虑到这种基区变窄效应，在此偏压下，光增益也仅达 150 左右。可见，Early 效应不是导致这光增益的主要原因。

当基区宽度  $W_b$  在 0.3  $\mu\text{m}$ ~0.8  $\mu\text{m}$  范围时，电流增益  $\beta$  对  $W_b$  的变化，并不十分敏感。这样，这光增益的产生只能是由于  $L_n$  的有效增加了。

但是，对 III-V 系材料，基区宽度  $W_b = 0.5 \mu\text{m}$  时，若要光增益达到 1200，则必须有  $L_n = 15 \mu\text{m}$ 。可以做这样的假设，当基区掺杂降低时， $L_n$  增加，即  $p = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  对应的  $L_n$  要比  $p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  对应的  $L_n$  要大。

事实上，Nelson 已经证实  $p = 1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  的 P 型 GaAs 中， $L_n$  可达 15  $\mu\text{m}$ ，在 III-V 系 P 型基区中，也得不到相近的浓度值。但是，实际上，即使两种材料的浓度完全相同，它们的  $L_n$  也不相同。

进一步考虑，减少基区掺杂，电阻增大，在基区内就会产生内建电场，这一电场有助于  $L_n$  的

增加。所以说,即使四元系材料基区中 $L_n$ 的实际值小于 $15\mu\text{m}$ ,还是可以通 $L_n$ 的指数增加来解释 $\alpha$ 光增益的产生。

此外, Early 效应导致的基区变窄,也多少有助于 $\alpha$ 光增益的提高。

因此,可以很合理地推测基区变窄(Early 效应)和 $L_n$ 的指数增加,导致 $\alpha$ 非常接近于1,这样电流增益可达到很大的值( $>10^3$ ),从而四元系物质 $\alpha$ 光增益。

装

订

线

## 第六章 总结

单片光电集成电路 (OEIC) 一直是人们在光纤通信研究中非常感兴趣的一个课题。利用单片 OEIC, 已在实验中实现了诸如光放大、光双稳、光开关等光功能。此外, 单片 OEIC 在光探测、信息处理、光存储等领域也有广阔的应用前景。

异质结光晶体管 (HPT), 适于与发光二极管 (LED)、激光二极管 (LD) 实现单片集成。HPT 无需很高的偏置电压, 即可产生很大的光增益, 而雪崩光电二极管需要很高的偏置电压才能正常工作。HPT 的光增益随湿度和电压改变而变化的幅度很小。

我们以研制单片 OEIC 光放大器为长远目标, 制作出具有了光增益、宽频响应的 InGaAs/InP 异质结光晶体管。

实验使用的外延系统, 前一期是进行 GaAs 系材料实验的。因此, 论文工作开始, 进行了 InP 系外延工艺的摸索。

根据相图, 计算了外延溶液的配比, 并在共律实验中, 反复调整, 作出了与 InP 材料晶格匹配的 InGaAs 外延层。晶格失配度为  $3.5 \times 10^{-4}$ 。失配度, 采用 X 射线双晶衍射仪测量。

采用新工艺，对生长溶液进行清洗处理，去除生长溶液中的杂质（主要是Si杂质），使背景浓度最终降为： $1.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。实验中，采用测量霍尔系数的方法测量背景及外延层掺杂浓度。此外，也采用过Hg探针法测浓度，热探针法判断，确认外延层的掺杂类型。

对外延片的表面形貌，结线完整性，进行了研究，经过大量探索性实验，及各个环节的努力，得到了比较好的外延质量，在短期内，掌握InP系材料外延的规律，积累了经验。在随后的测试中，证明，外延层和p-n结具有较好的电致性。

对蒸发、合金工艺，进行了摸索，掌握了一般操作过程，积累了一些数据。并对外延正片进行了蒸发合金。

搭建了中测台。

在中测中，对管芯进行了筛选，经大量的测试，选出了性能优良的管芯，拍摄了这些管芯的特性曲线。实验中，还观测到负阻特性曲线。

测量四件的光增益，得到最大值为：1400。此结果，在国内同种器件的研制中未见报导，并已达到国际，同类器件的水平。

总之，通过本课题全体老师和自己的共

共同努力，制作出光增益达 1400 的宽频响应  
InGaAs/InP 异质结光晶体管（已封装成器件）。  
我们的工作也为单片 OEIC 放大器工艺打下了  
基础。

装  
订

致 谢

本文是在孙成城老师、何淑芳老师的亲自指导和共同努力下完成。黄小康老师，在论文的后半期，参加了实验工作，并给予了具有启发意义的讨论。导师郭爽珩老师自始至终指导了论文工作。江剑平老师很关心论文情况。

刘芹，梁树仁两位师傅做了切片工作，指导了蒸发合金工艺，并在多种场合，为论文工作提供便利条件。

北京半导体所化验室的同志，帮助完成了部分后部工艺。测试室的同志，帮助进行了品格压电、霍尔效应等测试。

向所有为本论文完成，作出贡献和努力的老师、同学们表示衷心的感谢和诚挚的敬意！

参考文献:

- [1] A. Sasaki, et al, Journal of Lightwave Technology. Vol. LT-3, No.6. December 1985
- [2] J. C. Campbell, et al, IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-17, No.2, Feb., 1981
- [3]. H. Beneking, et al, IEEE Electro. Devic. Lett., Vol. EDL-2 NO.4, April. 1981
- [4] 黄小康, 等, 半导体学报, Vol.7, NO.5, 1986年9月
- [5] 蒋维楠, 等, "低温液相外延制作  $\text{InGaAs/InP}$  背面发光异质结晶体管"
- [6] A. Sasaki, et al, IEEE Trans. Electron. Devic., Vol. ED-31 NO.6, June 1984
- [7] 张权生, 等, 发光与显示, Vol.6, No.3, Sept. 1985
- [8]. M. N. Svilans, et al, IEEE. Electro. Devic. Lett. Vol. EDL-1. No.12, 1980
- [9]. Zh. I. Alferov, et. al., Sov. Phys. Semicond. No7, P780 (1973)
- [10] H. Beneking, et al, Electron. Lett., No.16, P602 (1980)
- [11]. D. Auki, et al. Electron. Lett., 19, 8, 278-280, 1983
- [12]. H. C. 凯西, 等. 异质结构激光二极管 (下册)
- [13] A. Sasaki, et al, IEEE Trans. Electro. Devic. vol. ED-29 No. 9. Sept. 1982
- [14]. J. J. Hsieh. IEEE J. Quantum Electron. Vol. QE-17, No.2 Febr. 1981
- [15] 彭少近, 等, 仪表材料, 1985, 16(3)
- [16] 李庆文, 等, "用  $\text{Br-C}_2\text{H}_5\text{OH}$  抽气  $\text{InP}$  衬底"

# 清华大学学位论文用纸

- [17] S. L. Miller and J. J. Fbers, Bell Syst. Tech. J., Vol. 34  
pp. 883-902. Sept. 1955.
- [18] J. C. Campbell, et al. IEEE J. Quantum Electron.  
Vol. QE-19, No. 6, June 1983
- [19] 彦质通译, J. 89' 光电子器件与集成技术会议论文集, 1989.3
- [20] Yang Ying Chao, et al. International Conference on fiber  
Communication / Topic Conference on Solid and semiconductor  
Laser devices '89. 1989. 7. 北京.
- [21] 黄小隽, 硕士论文. « GaAlAs/GaAs 光晶体管的研究 ».
- [22] M. A. Pollack, et al, Appl. phys. Lett. 33(4), 15 August  
1978.
- [23] R. E. Nahory, M. A. Pollack, Appl. phys. Lett., 33(7)  
1. October, 1978
- [24] 王贤仁, J. 电子学报, Vol. 13, No. 6, Nov. 1985
- [25] T. Morizumi, et al, IEEE Trans. Electron. Devic.  
Vol. ED-19, No. 2, Febr. 1972.
- [26]. J. C. Campbell, Semiconductors and Semimetals  
VOL. 22, Part D. CHAPTER 5.
- [27] 木安井照夫, J. 电子材料, 1983年11月.
- [28] 杨易, J. 电子科学学报, Vol. 7, No. 5, Sept. 1985
- [29]. 谢肇金学术讲座纪要, 半导体光电, 81.4
- [30] K. Takahai, et al, Appl. phys. Lett., 15 Febr. 1980
- [31] I. Ury, et al, Appl. phys. Lett. 34(7), 1 April 1979
- [32]. J. C. Campbell, et al. Appl. phys. Lett. 41(2), 15  
July 1982.