

科技专题参考资料

激光

(半导体激光器专集)

第十二集

科学技术文献出版社重庆分社

目 录

半 导 体 激 光 器 概 述

异质结构结型激光器·····	(1)
光纤通讯用连续工作的半导体激光器·····	(48)
沟道衬底平面结构的单横模低噪声 (GaAl)As 激光器·····	(54)
(AlGa)As 双异质结构激光器的连续光功率·····	(57)

各 种 条 形 激 光 器

氧化物隔离条形双异质结构激光器·····	(65)
质子轰击条形双异质结构激光器·····	(68)
台面条形双异质结构激光器·····	(71)
甚低台面条形双异质结构激光器·····	(76)
平面条形双异质结构激光器·····	(78)
内条形平面双异质结构激光器·····	(85)
全面扩散条形 DH 激光器·····	(90)
衬底条形双异质结构激光器·····	(92)
注氧条形双异质结构激光器·····	(95)
结条形双异质结构激光器·····	(101)
具有 GaAs 同质 p-n 结的横结条形双异质结构激光器·····	(103)
掩埋条形双异质结构激光器·····	(109)
刻蚀掩埋条形双异质结构激光器·····	(118)
反偏结条形双异质结构激光器·····	(120)

新型异质隔离条形可见光激光器.....(123)

半导体激光器寿命问题

300K 连续工作 GaAs 双异质结构激光器的退化.....(131)

退化的 GaAs-AlGaAs 双异质结构激光器中暗线的热诊.....(133)

半导体激光器的退化及晶格缺陷.....(138)

应力引起的 GaAs 注入型激光器的退化.....(152)

掺杂对 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 注入型激光器退化的影响.....(155)

器件的制作因素对连续工作的 (AlGa)As 激光二极管退化的影响.....(158)

连续工作超过 1 万小时的无晶格失配补偿的 GaAs/GaAlAs 双异质结构激光器.....(161)

双异质结构 GaAs 激光器高温工作的可靠性问题.....(164)

连续工作的 (GaAl)As 双异质结构激光器寿命的统计特性... (168)

分布反馈激光器简介

分布反馈激光器述评.....(171)

半导体分布反馈激光器.....(190)

GaAs-Al_xGa_{1-x}As 注入型分布布拉格反射激光器.....(197)

GaAs 布拉格反射激光器的室温工作.....(201)

异质结构结型激光器

M. B. Panish, I. Hayashi

I、引言

1961年 Basov 等人⁽¹⁾以及 Bernard 和 Durafforg⁽²⁾预言, 通过p-n结注入的载流子的受激复合产生受激发射, 1962年 Hall 等人⁽³⁾、Nathan 等人⁽⁴⁾和 Quist⁽⁵⁾等人予以证实。头一批注入式激光器是这样制作的: 先用 Zn 扩散在n型 GaAs 中形成 p-n 结, 再解理成端面相互平行并与结平面垂直的矩形芯片。用此法形成法布里-珀罗腔, 如图 1 所示。虽然还可以有其它结构的腔, 并且也制作出来了, 然而已报道的大多数激光器具有法布里-珀罗腔。因此, 本文除另注明者外均指这种结构。由于头一批注入式激光器是用单一半导体材料制成的(相对后面讲的较复杂的结构而言), 故我们就称之为同质结构激光器。虽然本文讨论的主题不是这种激光器, 但简短地提一下是有益的。

我们不打算广泛讨论描述半导体二极管激光作用所涉及的基本概念。已有一些理论文章⁽⁶⁻⁸⁾, 必要之外引用之。同质结构二极管的一些基本概念完全适用于本文后面讨论

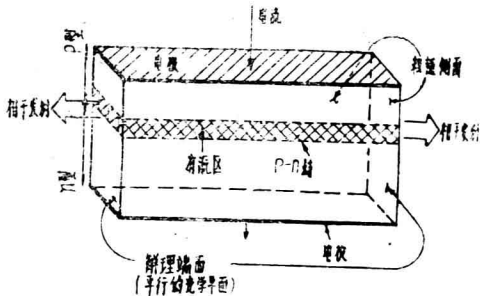


图 1 具有法布里-珀罗腔的同质结构激光器。

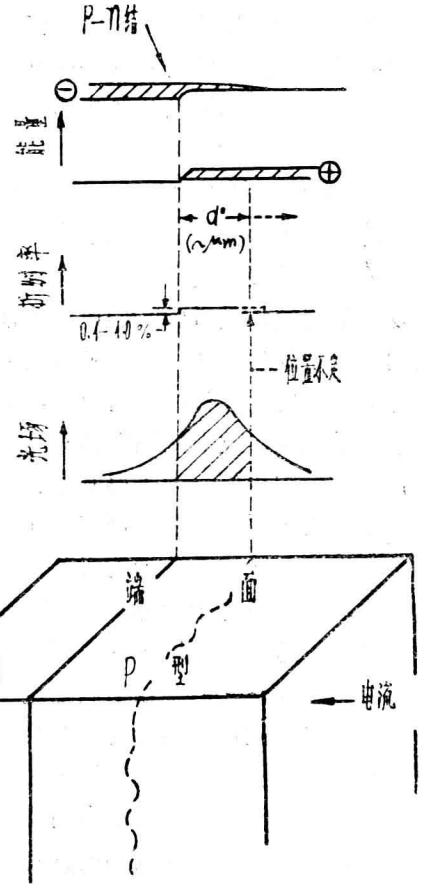


图 2 加正向偏压的扩散同质结构激光二极管的带边, 折射率和光场分布的示意图。为了说明问题, 有源区右边位置的不确定性和不规则程度已被夸大。加大正向偏压的能带图如上方所示, n 区和 p 区都是简并掺杂的。电子注入到 p 区, 而空穴的注入可以忽略不计。注入电子的数目很大, 足以使 p 区中电子和空穴的准费米能级差满足条件 $F_c - F_v > h\nu$ 。

的比较复杂的结构。虽然后面的讨论中假定大家熟悉这些概念,但还是大致地叙述一下。

在图1所示的GaAs同质结构激光器中,通过加正向偏压的p-n结只有电子注入。这一方面是由于GaAs中电子的迁移率比空穴高很多,另一方面是由于扩散同质结构激光器的掺杂水平使p型材料的有效带隙略为变窄。当p-n结上加的正向偏压足以注入电子时,后一效应仍能维持价带形成的阶跃,图2上方的能带图示出了价带的这一阶跃。图2还示意表示了扩散同质结构激光器的折射率变化、光场分布和物理结构。

在GaAs这样的材料中,载流子的辐射复合为一有效过程,注入电子大部分呈通过发射近带隙的辐射复合的。除非在可能发生自发发射之前,受激(注入)电子和能量与其相同的光子发生相互作用,否则该发射就为自发发射。在发生相互作用的情况下,复合可以是直接受激的,发射的辐射具有与照射光子相同的能量和相位。为了得到净放大,要求受激发射大于损耗。已经证实,净放大的必要条件为复合区的准费米能级差至少等于发射能量,即近似等于带隙^[2]。在同质结构激光器中,这意味着发射区重掺杂,足以使费米能级在能带之内。如果满足这一条件,那么注入电流随偏压增大时,就会达到阈值电流密度 J_{th} 。这时,在法布里-珀罗腔两个端面限定的有源区中,受激发射引起的增益超过端面和激光器芯片内部的损耗。等于或大于阈值电流密度时发生受激发射。

Lasher和Stern^[9]用折射率 \bar{n} ,具有增益(粒子数反转)的有源区厚度 d_0 ,自发发射线宽 ΔE_0 ,内部损耗 α ,内部量子效率 η ,辐射在真空中的波长 λ 和考虑载流子能量分布的因子 γ 描述了无限长谐振腔的 J_{th} 。这些量之间的关系为:

$$J_{th} \propto \alpha \bar{n}^2 \gamma d_0 \Delta E_0 / \eta \lambda^2 \quad (I.1)$$

Stern^[6]还描述了所谓光限制因子 Γ ,它是在受激发射方向上传播的有源区中的光子数同总光子数(即有源区内外的光子数)之比

的量度。当然, J_{th} 随着 Γ 的增大而降低。我们不打算在这里叙述各种半导体激光器的每个参量同阈值电流的函数关系,只定性地指出改变激光器的结构和掺杂会影响哪些参量,以及这些参量的变化对阈值,阈值-温度关系,增益和损耗特性的影响如何。

虽然Zn扩散的GaAs同质结构激光器(其p-n结是将Zn扩散进n型GaAs中形成的)80°K的阈值较低($\sim 500-1000 A/cm^2$),但室温下 J_{th} 总是很高,达 $100 KA/cm^2$ 的量级,并且从未见过比 $50 KA/cm^2$ 低得多的阈值,另外我们看到, J_{th} 随 T 迅速增大的部分原因是注入电子的扩散长度和寿命随 T 增大。在均匀的GaAs中,注入电子和空穴的扩散长度可以大于 5μ (见第3节),因而 d_0 随着 T 的升高而增大。值得注意的是:Hwang^[10]根据理论考虑提出,注入载流子的扩散长度随着抽运电流的增大而增大。在扩散同质结构激光器中,由于其它原因要求在大电流下才能产生受激发射,因而上述效应将使 d_0 进一步增大,结果阈值就更高。由于这些原因,图2的 d_0 是成问题的。可以预计, d_0 和掺杂的不均匀性有关(虽然并未证实这一点),因而要确定扩散同质结构激光器的有源区就更为困难了。在图2的下方示意表示了这种情况,有源区右边不是一个平面。扩散同质结构激光器的室温 J_{th} 很高,而且有强烈的温度关系,其部分原因是注入电子的能量分布。Lasher和Stern^[9]证明过, γ 在0K下约为1,而在较高温度下明显地增大。

除上述原因外,同质结构激光器的光限制不好,即光场明显地扩展到有源区之外,也是其室温阈值高的部分原因。这些激光器的光波导很难理解,然而可以作一些定性的解释:在p-n结处有一个0.1%量级的折射率阶跃 Δ ,有源区另一边某处也有一大小不清楚的小阶跃。人们不但对引起折射率阶跃的过程认识不清,而且实际上也没有证实过这些分立的阶跃是否存在,特别是有源区中与p-n结相对的另一边是否有阶跃就更值得怀疑。

尽管有这些疑问，我们仍然认为有源区另一边的折射率阶跃的位置是掺杂分布，电流 J 和温度 T 的函数，而且对影响载流子寿命和扩散长度的不均匀性也是敏感的。这一讨论的全部结果为：我们预计，在扩散同质结构激光器中，难于形成一个明确的波导。由于 Δ 较小，光场扩展到波导外面很远，波导外面不但没有增益，而且损耗较大。

根据上述定性的讨论可以看出，扩散同质结构激光器室温阈值电流密度高的原因有：

(1)有源区的宽度不可控，因而电子复合区的体积可能太大；(2)注入电子没有充分利用(γ 大)；(3)构成波导的折射率阶跃太小(Γ 小)和波导的一个界面不规则，因而光限制不好。其主要效应为，光场透入到波导外面的强吸收区，从而使吸收损耗增大。

改进制备同质结构激光器的生长工艺，可在一定程度上改善载流子限制和光限制。Dousmanis、Nelson 和 Staebler^[11]以及 Pilkuhn 和 Rupprecht^[12]的研究在这方面取得某些成效。他们用液相外延法生长激光器的结构，得到 GaAs 激光器的室温阈值有所降低，液相外延(LPE)生长的 P^+ -GaAs层紧靠有源区(如图3所示)，因而使室温阈值降至30 KA/cm²。Pilkuhn和Rupprecht证实，液相外延激光器的 α 比扩散激光器大，这大概是最后的p型层掺杂较高的结果。一方面，LPE材料的辐射效率较高；另一方面，改进载流子限制使有源区的体积较小和 γ 较小。因而液相外延激光器的阈值比扩散同质结构

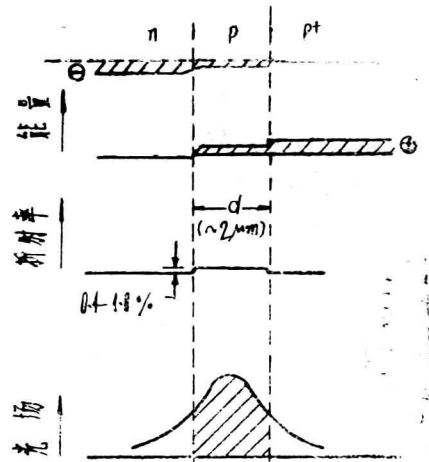


图3 加正向偏压的液相外延同质结构激光器的带边，折射率和光场分布的示意图。引自文献[12]。

激光器低。液相外延工艺造成掺杂分布的不连续，使有效带隙具有适当的形状，因而LPE同质结构激光器也具有载流子限制。我们强调指出，如果能够形成一个明确的光波导，从而改进光学结构，还可能取得某些进展。图3示意画出了这些效应。

II、异质结构的概念

1963年 Kroemer^[13]以及 Alferov 和 Kazarinov^[14]分别提出，在宽度为 d 的窄带隙材料薄层(复合发生在这里)的两边各置一层宽带隙材料，能够改进结型激光器。在下面的全部讨论中，我们把夹在中间的窄带隙区称之为“ d 区”。在下面较详细的讨论(第5节，图25和27)中，我们把这种结构的激光

器叫做双异质结构(DH)激光器。DH激光器的阈值电流比同质结构激光器低得多，其主要原因是：DH的 d 几乎与 d_0 相等，并且可以作得很薄，在 d 区有基本上完全的载流子限制和光限制。

从前没有找到一组合适的半导体材料来制备异质结，因此使当初采用异质结制作注

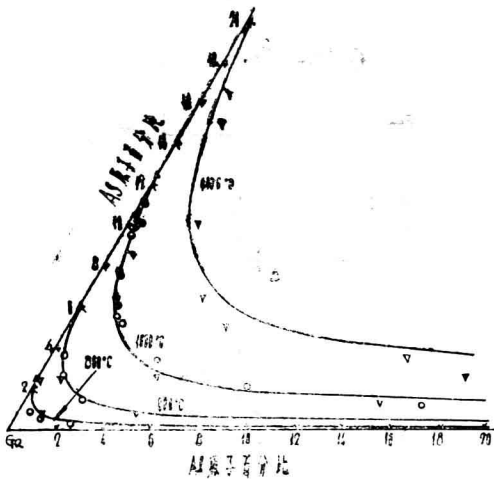


图4 Al—Ga—As相图中Ga角液相等温线的细节。 Δ 文献[20]， \circ 文献[25]， \bullet 文献[26]。

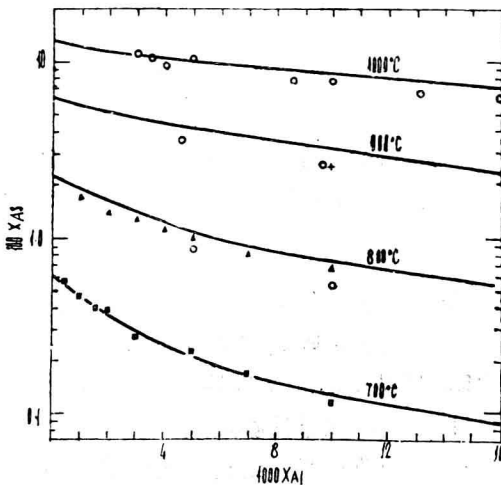


图5 Al—Ga—As系的液相等温线。 $+900^\circ$ 和 1000° 〔20〕， \circ 800°，900°和1000°〔25〕 \blacksquare 712°， \blacktriangle 802°， \blacktriangledown 1000°，实线是根据实验数据通过简单的计算估计出来的。

入式激光器的建议受到了限制。Kroemer提出宽带隙材料用GaAs，窄带隙材料用Ge，Alferov建议采用GaAs—GaAs_{1-x}P_x异质结〔15，16〕他和他的同事们进行了一系列的研究。但这些努力未能得到低阈值的激光

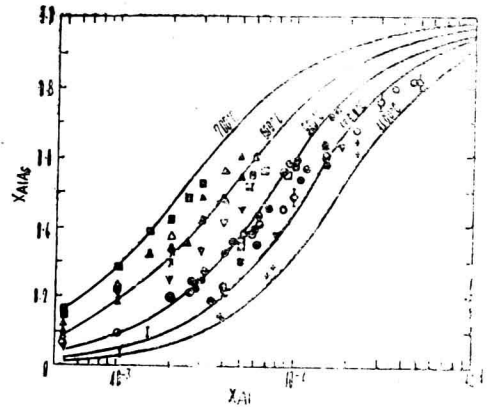


图6 Al—Ga—As系的固相等温线。由一个元素的组分 X_{Al} 规定溶液的组分，因为在图5中已经给出了液相等温线。实际上可以认为液相线指的是Al在用As或GaAs饱和的Al—Ga溶液中的原子百分比。 \boxtimes ， \times ， \bullet 和 Γ 分别为700°，800°，900°和1000°〔28〕； \dashv ， \boxplus 和 \ominus 分别为800°，850°和900°〔25〕； \circ 为1000°〔25〕； \diamond 为1000°〔20〕； \blacksquare 为707°， \triangle 为756°， \blacktriangle 为802°， \blacktriangledown 为852°， \square 为900°， \bullet 为970°， \blacktriangledown 为1020°， $+$ 为1060°〔26〕。实线是根据实验数据通过简单的计算估计出来的。

器。上述研究的主要困难似乎是：为了提供有效的宽带隙，磷的浓度就要足够高，在这种情况下，GaAs_{1-x}P_x与GaAs的晶格匹配便不好，在异质结处，由于两种不同半导体之间晶格失配，便产生了非辐射复合的陷阱。

1967年Rupprecht等人〔17〕报道了用液相外延法在GaAs上生长Al_xGa_{1-x}As层。由于Al_xGa_{1-x}As的带隙比GaAs宽，GaAs和AlAs的晶格常数几乎相同，因此该系统可以作成没有非辐射复合陷阱的异质结。Alferov等人〔18，19〕对这类异质结进行了一系列的研究。Panish和Sumski〔20〕对Al—Ga—As系相图的研究推动了Hayashi、Panish及其同事们〔21—23〕对异质结和各种结构激光器的研究。有人还研究过Al_xGa_{1-x}As的直接和间接带隙同组分的关系〔24〕。

III、Al-Ga-As系和GaAs—Al_xGa_{1-x}As异质结的性质

1. 相图与带隙

根据本文谈到的许多研究成果，Al-Ga-As系现在是III—V族混晶系中最重要的一系，因而这里谈谈有关相图和带隙的数据是有益的。图4和5示出了650—1100℃之间的液相等温线，图6示出了同这些液相平衡的固相等温线。实验数据引自文献〔20〕和〔25—28〕。在图5和6中，经过实验数据的等温线是采用简单的热力学模型〔20〕计算出来的。

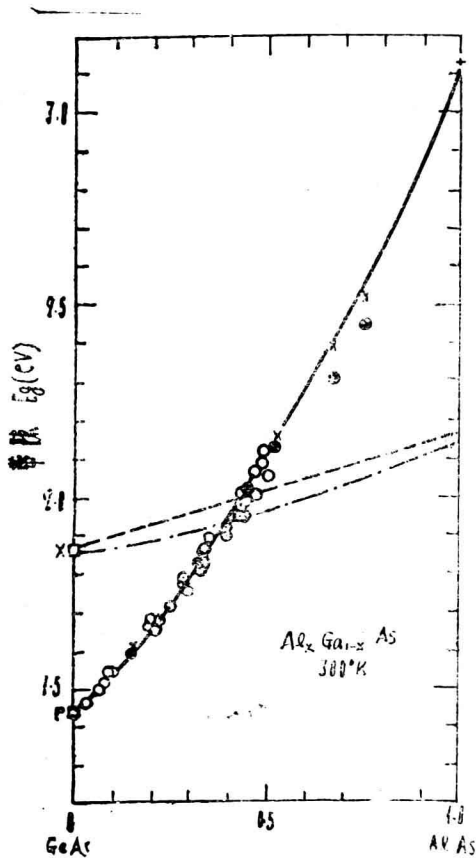


图7 300℃的Al_xGa_{1-x}As的直接带隙与间接带隙。●(24)，○(30)，×(31)，+(32)；---文献〔30〕估计的；-·-·-文献〔24〕估计的。

许多人研究过Al_xGa_{1-x}As系的带隙同组分的关系，我们选了几组数据画在图7上面。Casey和Panish〔24〕用光电响应法测量了Al_xGa_{1-x}As样品，然后严格地评价数据，得出了带隙与组分之间的真实关系。最近，Onton等人〔30〕用阴极发光法测得了相同的结果。Berolo和Woolley〔31〕用电反射法研究了Γ_{1,5}—Γ₁的跃迁，他们所用的样品与Casey和Panish研究过的样品相同。只有电反射法测得的数据不会略低于实际的能量，这些数据同Casey和Panish用光电响应法测得的数据近似相符。我们根据Berolo和Woolley的数据画出了Γ_{1,5}—Γ₁曲线。应当指出，在实验误差范围内，这些数据全都相符。直接带隙转变为间接带隙的能量与组分取决于GaAs中Γ_{1,5}→X₁的转移和对混晶中间接带隙的处理。在图7中，我们给出了Onton等人对Al_xGa_{1-x}As间接带隙的估计结果，还给出了我们自己对文献〔24〕略加修正之后估计的结果。

2. 在GaAs上生长Al_xGa_{1-x}As单层

图4—6的相图表明，在Al-Ga-As系实际的液相外延生长温度范围内，从主要由Ga的

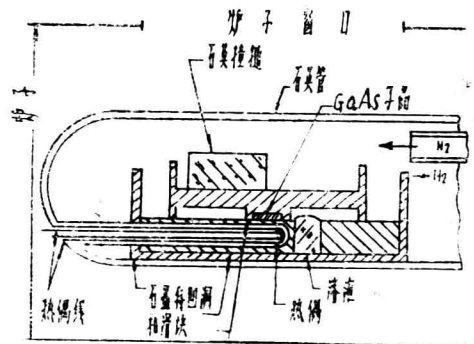


图8 在GaAs上生长Al_xGa_{1-x}As的倾斜装置举例。引自文献〔24〕。

液相中可以生长出结晶的固溶体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 。在我们的早期研究中,为了研究后面谈到的单异质结构激光器和 $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结的性质,我们用图 8 所示的设备在 GaAs 上生长 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 外延层。别人也介绍过生长单层的其它方法^[17]。在这里介绍的工艺中,溶液静置于石墨舟底部的凹槽中,单晶衬底由滑块运载,滑块擦去溶液表面的氧化物,同时把衬底放在无氧化物的清洁溶液上。炉子倾斜时,图中所示的石英撞槌确保滑块必定移动。降低溶液温度进行外延生长,生长是在经过钨过滤的流动的 H_2 气氛中进行的。根据炉子倾斜时的温度来选择溶液的组分,该溶液同所需组分的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 平衡时为饱和溶液。应当指出,利用类似于第 5 节介绍的生长多层结构的工艺与设备,也可以生长单层。

值得注意的是,虽然 GaAs 不可能同 $\text{Ga}-\text{Al}-\text{As}$ 溶液处于平衡,但已经观察到^[25],当 GaAs 同液态 $\text{Ga} + \text{Al}$ 一起加热时, GaAs 将会溶解,直到溶液达到相图中液相等温线上的三元组分时为止。等温线上所达到的点依赖于初始 Ga/Al 比值。液相等温线上的每一个点决定了在该温度下同一定的三元固溶体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 平衡的液相,并且对这样一种溶液来说平衡时只可能有一种固溶体。如果整个系统达到完全平衡,则多余的 GaAs 就会同溶液反应,同时改变液相的组分,并在系统中别的地方形成 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 。 $\text{Al}-\text{Ga}-\text{As}$ 系不出现这种情况,多余的 GaAs 显然为 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层所保护,该 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层的组分与液相达到平衡时的组分大致相同。结果是:尽管平衡时不会有 GaAs ,但可以把“过量的” GaAs 放进溶液中来实现饱和。根据液相外延常用温度的相图,很容易得到由任何初始 $\text{Ga} + \text{Al}$ 组分和“过量的” GaAs 给出的液相和固相的组分。而且,正是这种效应能够解释由 $\text{Al}-\text{Ga}-\text{As}$ 溶液在 GaAs 上生长外延层的原因,而不会因为系统力求达到平衡致使表面受到严重损害。

3. $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结的特性

影响异质结构激光器性能的 $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结的主要特性有:
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的带隙较宽;异质结处没有非辐射复合的陷阱;在两种材料之间带隙 E^g 的不连续性,这种不连续性几乎完全表现为 p 型材料导带能量的不连续性。Alferov 及其同事们^[18,19]报道过最后一个特性,描述过各种掺杂的异质结的注入特性。图 9 的右边示出了 $p-p$ 异质结导带的不连续性。这种异质结的价带是连续的,具有欧姆特性。在 $p-n$ 异质结或 $n-n$ 异质结处(见图 9),电子的注入或传导,或者是穿过导带不连续尖峰的隧道,或者是不连续性明显地消失掉,如果异质结的梯度距离小至 200\AA 的话。前一种可能性是 Alferov 等人^[33]的观点,后一种可能性是 Womac 和 Rediker^[34]采用类似于 Oldham 和 Milnes^[35]的模型提出的。Womac 和 Ridiker 在各种条件下用液相外延法制备了 $n-\text{GaAs}$ 、 $n-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结,并发现欧姆特性与他们的模型相符。我们在图 9 中示出了这两种情形。该图由于画的是加正向偏压的 $n-p$ 结而被简化了。因为 $n-n$ 结或 $n-p$ 结处导带尖峰存在的程度与异质结附近的掺杂和固溶体组分的梯度有关,所

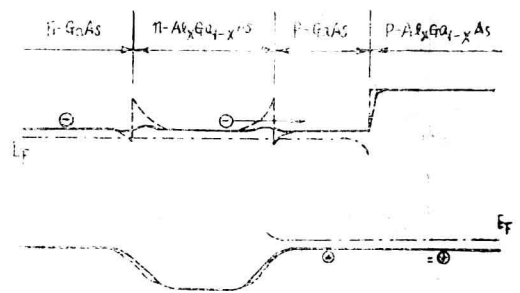


图 9 $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的 $n-n$, $n-p$, $p-p$ 异质结的能带图。 $p-n$ 结加正向偏压。
 ——实变法, ————缓变法, - - - - 费米能级。

以 Alferov 生长的异质结的尖峰可能比 Womac 和 Rediker 制备的异质结大得多。然而，不需要存在导带尖峰就能解释为这些作者所熟悉的绝大多数异质结构激光器的特性。在讨论双异质结构激光器之前，我们注意到，图 9 中准费米能级差小于带隙。如果准费米能级依然在此位置，预计不会产生受激发射^(2,7)。事实上，由于价带和导带势垒的载流子限制作用，加足够的正向偏压显然能使准费米能级差加大到足以产生受激发射。

如上所述，在 GaAs 和液相外延生长的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 之间的相界附近区域中，看来实际上没有起非辐射复合中心作用的缺陷。采用 He-Ne 激光器发出的 6328 \AA 的光透过 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层进行照射，研究相界面 GaAs 表面的光致发光，这是研究该界面的一个有效方法(图10)。按照对 6328 \AA 的光是透明的

组分生长混晶层。当然，该层对 GaAs 近带隙的 8800 \AA 左右的光致发光也是透明的。

业已发现^(2,3)，在室温下，透过 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层观测到的发光的外部效率至少比没有 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层的 GaAs 高 10 倍。值得注意的是，重掺杂 ($\sim 10^{18}/\text{cm}^3$) GaAs 的光致发光效率通常随温度上升而明显地下降。80K 的光致发光效率同 300K 的光致发光效率之比为十的量级。非辐射的表面复合可能是 300K 光致发光效率低的主要原因。光致发光的温度关系是由载流子扩散长度的温度关系决定的。复盖一层 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的 GaAs 的室温光致发光效率高，这表明界面处非辐射复合中心少，因而扩散到界面的受激载流子被排斥了，而不是象暴露的 GaAs 表面那样在表面态上发生非辐射复合。有无 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层的 GaAs 光致发光的光谱形状十分相似(图10)。这里没有观察到高能尾，而在 GaAs— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 之间的缓变界面上，由于激光束被吸收，可能出现高能尾。因此，在界面处由 GaAs 到 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 必定是突变的，即梯度距离远小于 6328 \AA 光的穿透深度 ($1/2\mu$)。事实上，用扫描电子显微镜研究更复杂的异质结构的结果证实，在异质结中由 GaAs 到三元组分的过渡距离大约小于 0.1μ 。

对图11所示的结构，采用 He-Ne 激光器发出的光激发 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层下面的 GaAs 表面，更详细地研究了其光电流和光致发光。由于 6328 \AA 光的穿透深度只有 $1/2\mu$ 左右，它比图11中 p-n 结和异质结之间的距离小得多，只要有一些受激电子通过 d 区扩散到 p-n 结，外电路中就能检测出光电流。用同一 He-Ne 激光器的光照射已定标的硅光电二极管，测定其输出，便可估计出可能达到的最大光电流。在 300K 下， $d \approx 1.8\mu$ 的一些二极管中，有 95% 以上的受激电子到达 p-n 结，而 $d \approx 4.7\mu$ 的一些二极管中，到达 p-n 结的受激电子只有 80% 左右。当然，产生光电流的电子对光致发光没有贡献。这些研究发

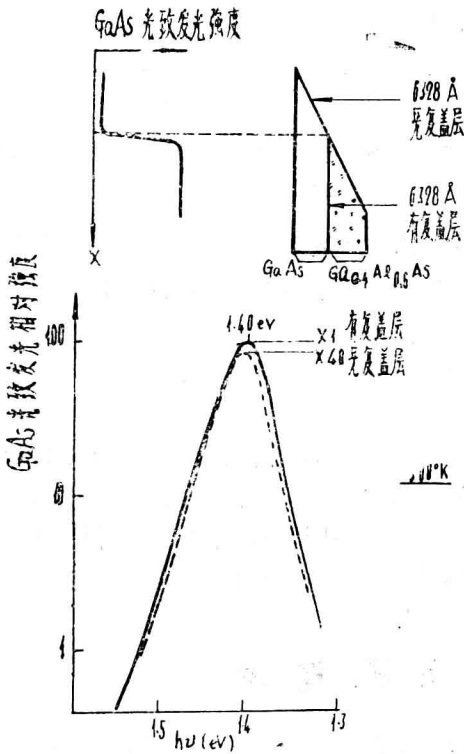


图10 GaAs 衬底表面的光致发光光谱。(一)有 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 复盖层，(—)无复盖层。两个光谱是由磨过斜角的同一个衬底测得的。衬底和复盖层均为 p 型。引自文献[23]。

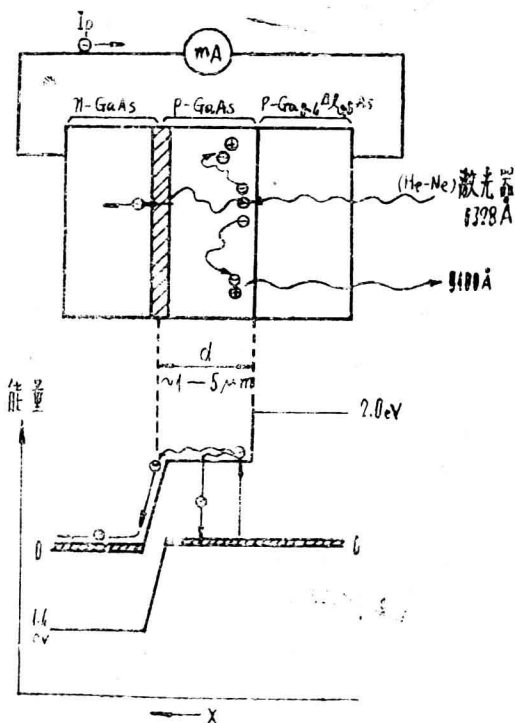


图11 证明 GaAs—Al_xGa_{1-x}As 异质界面没有陷阱测量方法的示意图。引自文献[23]。

现,在实验误差(百分之几)范围内,产生光电流的电子和产生光致发光的电子计及了所有的激发光子。实验证明:GaAs—Al_xGa_{1-x}As 异质结并没有多少产生非辐射复合的陷阱。图11的结构是Zn扩散到GaAs衬底中形成的,虽然可以估计出少数载流子的扩散长度^[23](业已发现约为3—6μ),但由于受主浓度是缓变的而未能精确地测量出来。采用各层均匀的双异质结构来测量少数载流子的扩散长度就更为直接了。最近有人进行过这类研究^[36],在掺Ge或Sn(10¹⁷n/cm³上下)的

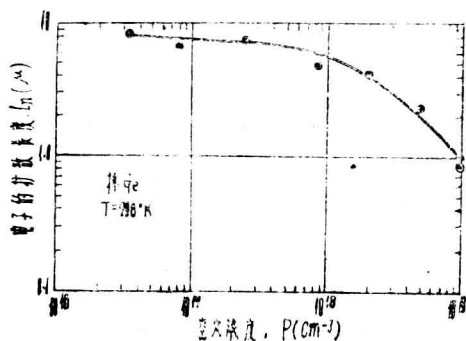


图12 掺Ge的p-GaAs中电子的扩散长度。引自文献[36]。

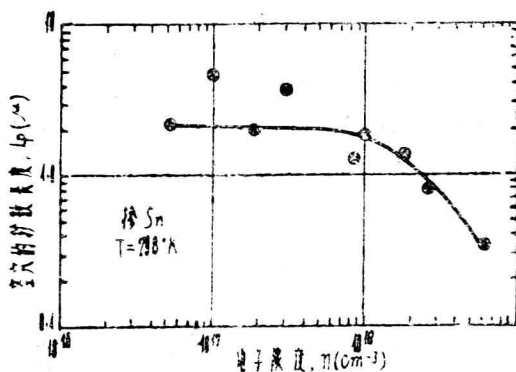


图13 掺Sn的n-GaAs中空穴的扩散长度。引自文献[36]。

GaAs 中,少数载流子空穴或电子的扩散长度为2—7μ。图12和13分别示出了p-GaAs^S和n-GaAs的扩散长度同掺杂的关系。已经测定,掺Si的GaAs的扩散长度略小一些。这些结果(约在2倍之内)同Alferov等人^[37]通过测量电子束在n-GaAs和p-GaAs中的感生电流而确定出的电子与空穴的扩散长度一致,也同Shade等人^[38]对掺Ge的液相外延层进行的发光测量的结果一致。

IV. 异质结构激光器: 概述

4. 单异质结构注入式激光器

在第II章中,我们已引入能改善光限制

和载流子限制的异质结构概念,并介绍了有关双异质结构的一些早期设想。事实上,采用异质结来降低激光器室温阈值的设想是用一种更简单的器件首先实现的^[21, 22, 23, 39],我们称之为单异质结构(SH)激光器。方

腔全内反射的 SH 激光器的室温阈值低至 $\sim 6000 \text{A/cm}^2$ ，法布里—珀罗腔的 SH 激光器的室温阈值低至 8000A/cm^2 。在这种激光器中，只在发生辐射复合的窄带隙材料的一边有一层宽带隙材料，而 p-n 结就在窄带隙材料之中。p-n 结同宽的和狭的带隙材料之间距为 d (微米量级)，虽然 d 与 d_0 并不完全对应，但实验证明二者十分接近，因而我们可以认为 $d \approx d_0$ 。我们把异质结构激光器中 p-n 结和异质结之间的区域称为 d 区，复合主要发生在这里，即载流子被限制住了，当 d 足够小时 J_{th} 降低。

对 GaAs 中的 p-n 结来说，电子注入通常超过空穴注入，因此，在 GaAs 中 p-n 结的 p 边有一层宽带隙材料的单异质结构能提供双异质结构的某些优点 (下面详细描述)。由于 SH 为非对称波导，因而光导作用比具有对称波导的双异质结构稍差，即该结构的光导作用主要是受折射率阶跃小的那一边的光学性质所限制。由于光场在异质结界面处突然截止，致使吸收减小，当然就有一些改进的效果。单异质结构激光器的能带图与图 11 所示的相同。图 14 示意画出了单异质结构加正向偏压时的能带图、折射率变化、零次模式光子密度的近似分布以及实际二极管的物理结构。

Panish 等人^[22] 最早详细描述过单异质结构激光器的制备方法。采用图 8 所示的设备，在约 1000°C 下，在 GaAs 上生长如上所述的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层。GaAs 衬底为熔液法生长的 GaAs 单晶，掺 Te、Si 或 Sn，浓度 $2-6 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ ，衬底表面平行于 (111) 面或 (100) 面。在生长 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层的同时，Zn 扩散进衬底中形成 p-n 结。为此，在生长溶液中，除含有根据相图决定的适量的 Al、Ga 和 As 外，还含有少量的 Zn，因此在生长过程中有一个 p 型层扩散进衬底之中，生长层也是 p 型的。早期研究中，选取适量的配比，使外延层组分为 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 。图 15 示出了一个单异质结构激光器不加偏压和加正向偏

压时横截面的扫描电子显微照片。改变二极管的偏压时，注意 p 区和 n 区之间相对反差的变化 (因二次电子发射不同)，从而精确地确定图 15 中 p-n 结的位置。由于 GaAs 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的二次电子发射不同，也可以看出 p-p 异质结。因此，不用腐蚀就能在扫描电镜照片上看出组分特性。

自上述研究之后，制作过宽带隙区具有各种不同 Al 含量的单异质结构激光器。另外，Nelson 和 Kressel^[40] 以及 Kressel 等人^[41] 研究过这样的 SH 激光器：p-n 结在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 之中，并附加一层宽带隙的 $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ ($y > x$)。采用这种方法把室温受激发射的能量由 $\sim 1.38 \text{eV}$ (GaAs 近带隙的场致发光能量) 增至 $\sim 1.75 \text{eV}$ 。已经发现，这些激光器的室温受激发射阈值随着有源区中 Al 浓度的增大而增大，增大的方式同注入载流子

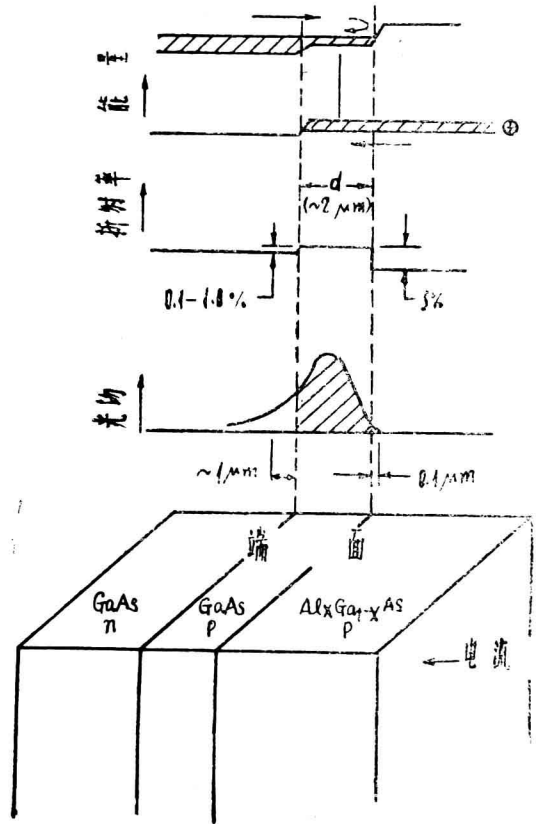


图 14 单异质结构激光器的能带图，折射率，光场分布和物理结构。

图15 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 单异质结构激光器在不加偏压和加正向偏压时解理端面的扫描电镜照片。注意，这是文献[23]的950B二极管，先前报导过其有源区宽度 $d = 2\mu$ ，300K 的 $J_{th} \approx 10 \text{ KA/cm}^2$ 。这里的 d 值是相邻的一块片子腐蚀后用光学显微镜测定的。最近用扫描电镜重新测定的 d 约为 $1.1\mu (\pm 0.1\mu)$ 。这表明，不用 SEM 对实际的二极管进行测量，用任何别的方法测得的 d 值都是不确切的。

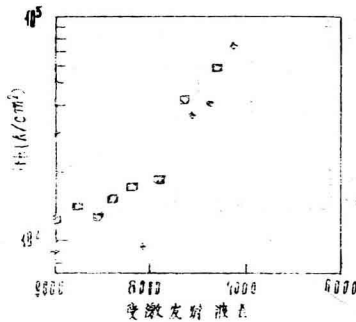


图16 在 300K 下，有源区为 Al_xGa_{1-x}As 的 SH 激光器的受激发射阈值电流密度与受激发射波长的关系。□文献[40]，×文献[41]。

在直接带最小值和间接带最小值之间的竞争是一致的。图16示出了这些激光器的受激发射阈值同受激发射波长的关系。此外，根据 Kressel 等人^[42]确定的标准仔细地选择衬底

材料，Gill^[43]已能得到微分量子效率高于 50% 和外部量子效率高达 43% 的 SH 激光器。

在上述 SH 片子的制备中，只描述了用扩散法形成 p-n 结。原则上讲，采用下述双异质结构的多层液相外延 (LPE) 工艺也能制作 SH 激光器。因此，通过控制 n 区和有源区的掺杂浓度，可以改善激光器的性能。

至此，我们描述了异质结构片子的制备方法，但还未讲到激光器本身。激光器的制作方法通常为：首先在片子上形成适当的金属电极，然后将作好电极的片子切割和解理成单个的芯片。在我们自己的研究中，先用 SH 片子的一部分制作一些简单的台面二极管，评价一下它们的场致发光效率。如果这些台面二极管有合理的效率，就继续进行后面的典型工艺(别人也用这样的办法)。将该片子剩余部分的两面用 5μ 的氧化铝粉磨平，p 面磨到 20—30 μ ，n 面磨到约 100 μ 。然后将整个片子用 Cl_2 -甲醇稍微腐蚀一下，并

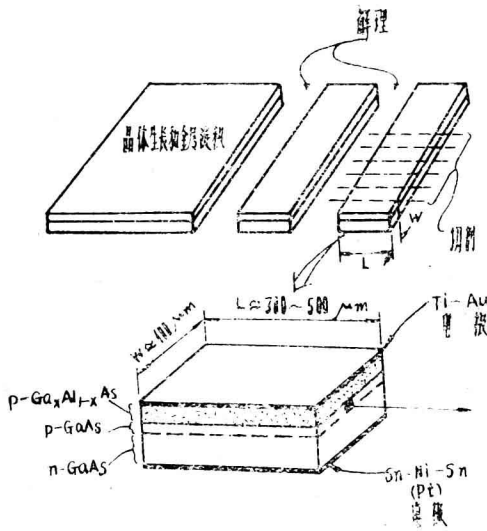


图17 激光二极管的切割与解理过程

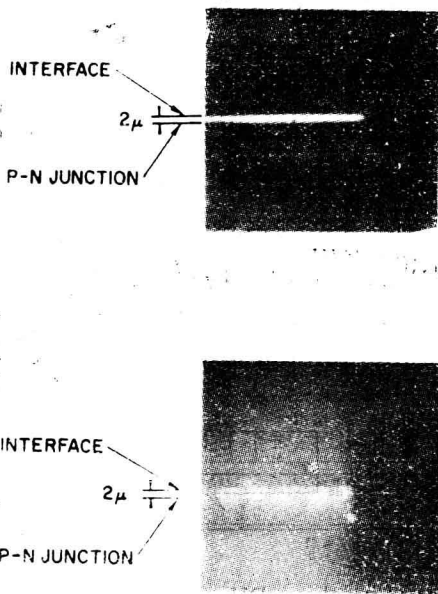


图18 SH二极管端面的自发发射光:(a)10KA/cm², (b)27KA/cm²。引自文献[23]。

立即放进真空室中淀积金属电极。在真空室中, p-Al_xGa_{1-x}As 表面首先在 500℃ 下淀积一层约 500 Å 的 Ti 或 Cr, 然后在同样温度下淀积一层约 2000 Å 的 Au, 接着在 200℃ 下再淀积一层 2000 Å 的 Au。片子的 n 面首先在 130℃ 下淀积一层 2000 Å 的 Sn, 接着在 120℃ 下淀积一层约 500 Å 的 Ni 或 Pt, 然后加热到

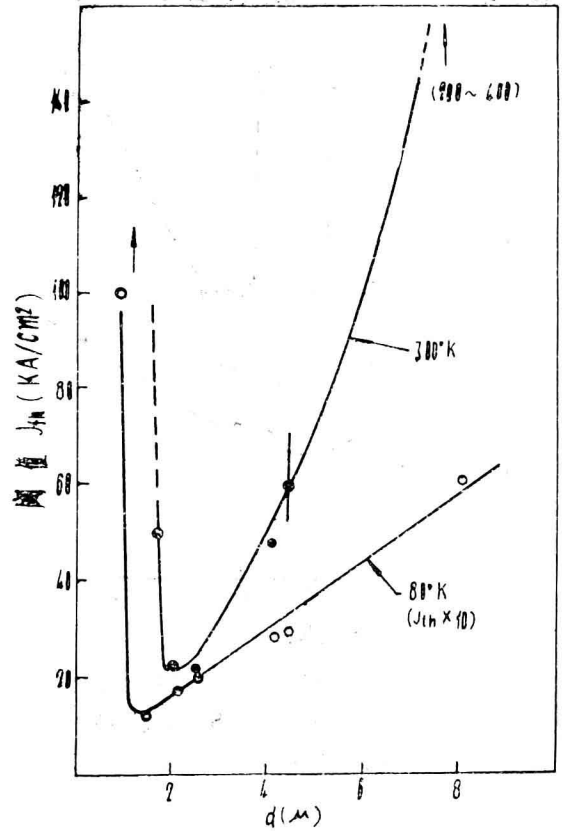


图19 在 300K 和 80K 下, 无涂层的法布里珀罗型 SH 二极管的 J_{th} 与 d 的关系。这里所有的二极管都是在掺 $Te \times 10^{18} / cm^3$ 的 GaAs 上制作的。引自文献[23]。

500℃ 维持 30 秒钟。最后, 在 120℃ 下再淀积另一层 2000 Å 的 Sn, 作成适于焊接的平坦的 Sn 表面。作好电极之后, 首先将片子解理成 300—500 μ 宽的长条, 然后再切割成宽约 100 μ 的芯片。切割和解理过程如图 17 所示。至此, 就得到了有金属电极和解理端面的激光器芯片 (~100 μ × 300—500 μ)。

图 18 的光学显微照片示出了加正向偏压的 SH 激光二极管垂直于 p-n 结平面的解理面的自发发射光, 还示出了该二极管的 p-n 结和相界的位置。可以看出, 发光区与 d 区 (即相界与 p-n 结之间的区域) 相同。d 区为 2—8 μ 的二极管均有这种对应关系。在有些情况下, 当电流密度增大时, 光发射扩展到 n-GaAs 区内, 这一特性就是 SH 二极管的主要

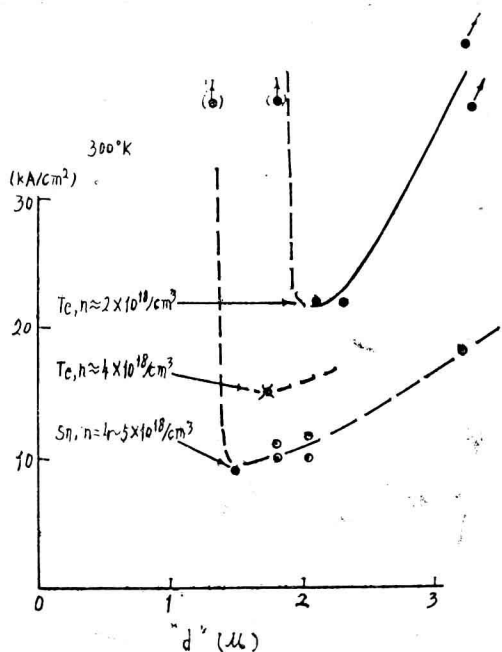


图20 在300K下，用掺杂不同的衬底制作的几个法布里—珀罗型SH二极管(腔长400—500 μ)的 J_{th} 与d的关系。引自文献(23)。

特征。光发射在GaAs—Al_xGa_{1-x}As界面处总有陡峭的边界。图19示出了用同一衬底作成的一些激光器在两个温度下阈值与有源区宽度的关系，图20示出了用不同衬底作成的激光器在室温下的这种关系。

由于本章后面的许多详细讨论适用于SH和DH两种激光器，因此我们这里就不再详细讨论SH激光器了，而是指出通常观测到的一些特性，并解释如下：

1. p-p 异质结处的导带阶跃产生了某种程度的载流子限制和光限制，因而SH激光器的阈值比同质结构激光器低。我们可以把这一点粗略地分为两种效应：(a)SH激光器总的阈值比同样制作的同质结构激光器低，即有源区足够宽时阈值较低，其主要原因是相界的光限制作用降低了p⁺区中的损耗(图14)。(b)阈值随着d的减小而线性降低，这主要是载流子被限制在体积与d成正比的有源区内的结果。

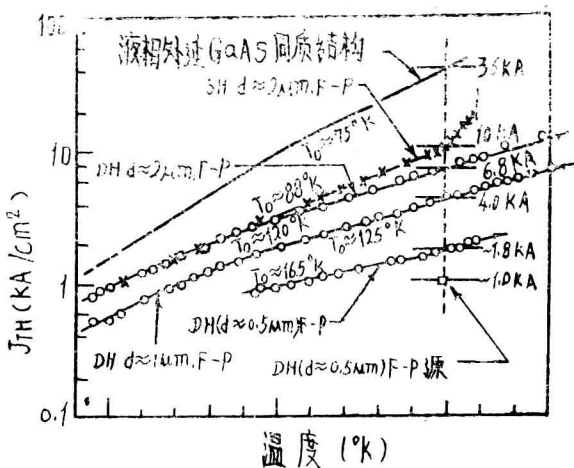


图21 有代表性的同质结构，SH和DH二极管的 J_{th} 与d的关系。d为有源区(第二层)的宽度。符号F-P表示腔长400—500 μ 的法布里—珀罗结构。“方形”指的是四个解理面(全内反射)的激光器。 T_0 是由近似关系 $J_{th} \propto \exp(T/T_0)$ 求出的。引自文献(59)。

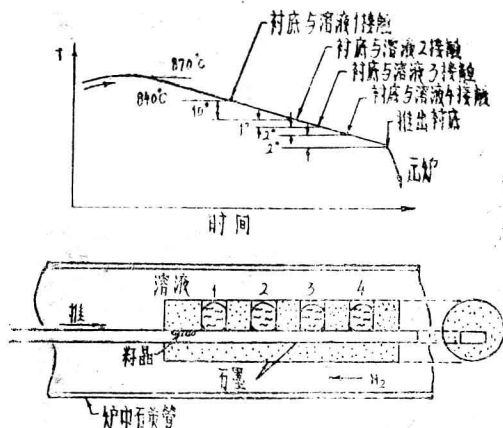


图22 生长头一批DH片子的设备和温度曲线的示意图。

(2)已经观测到，SH激光器 J_{th} 的温度关系比同质结构激光器弱(图21)。事实上，好的SH法布里—珀罗型二极管的阈值比 $J_{th}(300K)/J_{th}(80K)$ 为10—15，而同质结构激光二极管的阈值比为30—60。扩散同质结构二极管阈值的温度关系特别强，定性地说，这主要是没有载流子限制的结果。GaAs中载流子的扩散长度随温度升高而增

源区的体积，因而减小了 J_{th} 。在液相外延生长的同质结构中，这不是主要的效应。这些激光 J_{th} 值的温度关系仍然很强，是因为 GaAs J_{th} 低温吸收边很陡，甚至使同质结构激光器的吸收损耗也低。受激发射的光子能量低于吸收边，这一方面是由于复合发生在 p-n 结附近的补偿材料中，另一方面可能是由于注入水平高(见第10节)。温度上升时吸收边加宽，同时吸收损耗(特别是有源区 p 边的吸收损耗)增大。在液相外延生长的同质结构激光器中，由于有源区旁边有一个有 p⁺ 区，这一效应可能更为显著。在 SH 激光器中，由于 p 边的光限制和载流子限制作用，使有源区(实质上就是 d 区)的体积维持恒定，不随温度而变化，因此这些损耗不会增大到同质结构激光器那样的程度，另外，由于 Al_xGa_{1-x}As 对 GaAs 的辐射吸收较弱，因而损耗就更低了。

(3) J_{th} 随着 d 的减小或 T 的升高而突然增大，这是和光场扩展到有源区之外同时发生的，如图19所示。不同的作者将此归结为不同的原因：有人认为，d 较窄时需要加大正向偏压，结果空穴注入了；又有人认为，结构的不对称性随着 d 的减小而增大，结果波导失效了(Γ 随着 d 的减小而迅速降低)。Eliseev^[44] 以及 Adams 和 Cross^[45, 46] 讨论过后一种可能性。对不同的二极管来说，要在这些机理之间进行选择，或者确定它们是同时发生还是分别发生是困难的。正如第 VII 章将要讨论的那样，由于长时间延迟效应和 Q 一开关效应同时发生，这里讲的情形就更加模糊不清了。

5. 双异质结构注入式激光器

最简单的双异质结构激光器是一个夹层结构：两层宽带隙半导体夹着一层窄带隙(直接)半导体。采用 Al_xGa_{1-x}As—Al_yGa_{1-y}As—Al_zGa_{1-z}As (x 和 z > y, y = 0 -

0.3) 的夹层结构最容易作成这种激光器。至今未明确规定 y 的上限，通常取 x ≈ z。1969 年 Alferov 等人^[47] 报道了 J_{th} (300K) 低至 4300 A/cm² 的 DH 激光器，1970 年初 Panish 等人^[48] 把该值降至约 2300 A/cm²，1970 年底报道的数据近于 1000 A/cm²，并实现了室温连续受激发射^[49-52]。

首次报道的制备低阈值 DH 激光器的工艺为 Panish 等人的多层液相外延工艺^[48, 53]。也是从利用 Al—Ga—As 相图选择溶液组分入手的。现在不是象 SH 激光器那样在 GaAs 衬底上生长一层，而是生长四层。头三层为双异质结构的夹层，第四层是比 Al_xGa_{1-x}As 更容易制作电极的 GaAs。各层都是在片子不离开炉子的同一流程中生长的，因为先前的实验表明：在曾暴露过空气的 Al_xGa_{1-x}As 上生长高质量的液相外延层是很困难的。图22示意画出了早期所用的设备和典型的温度曲线，图23示出了用扫描电镜拍摄的 DH 激光器解理端面的典型照片。和图15的 SH 二极管一样，根据图23 的加正向偏压和不加偏压的扫描电镜照片的 n 区和 p 区的反差不同，可以精确地确定 p-n 结的位置。

在最近对多层生长的研究中^{[54] [55]}，更加注重采用较慢的生长速率和建立晶体生长过程中的近平衡条件。要控制甚薄层的生长，这一点就特别重要。因为 Rode^[56] 证明过，在这些器件的生长条件下，生长受溶液中组分扩散的限制，而不是受对流的限制。用图24a的设备以及图24b与c的程序可以得到这些合适的条件。在这种情况下，正如 Dawson^[54] 提出的那样，采用 GaAs 源片会使石墨洞底部的溶液在它和衬底接触之前十分接近平衡。如图24b所示，把各洞溶液依次移到源片和衬底上，同时炉子按图24c所示的温度曲线程序降温，即可相继生长出各层。用“梯度衬圈”维持系统有一个小的水平温度梯度，而在垂直方向实际上没有温度梯度，因而每洞溶液在移至衬底上时略欠饱和。由于难于在必要的时间和地点进行精确的

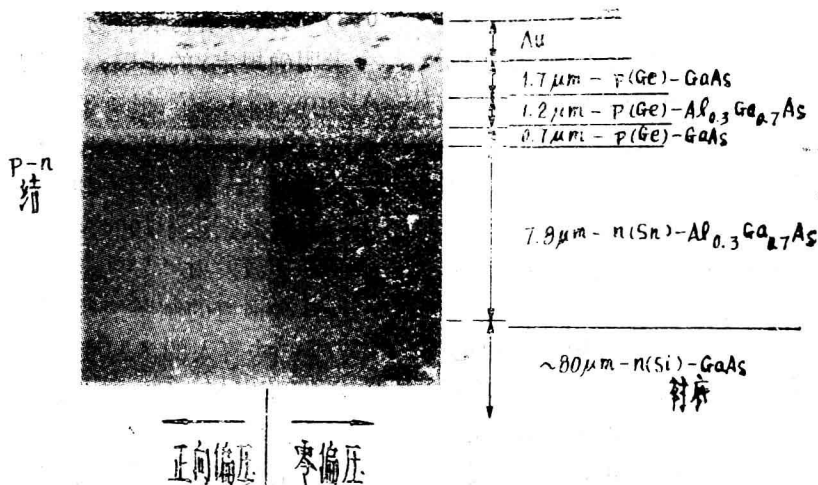


图23 四层 (n-p-p-p) DH 激光器在加正向偏压和不加偏压时解理端面的扫描电镜照片 ($\times 5400$)。反差是由GaAs和 $Al_xGa_{1-x}As$ 的二次电子发射不同引起的。

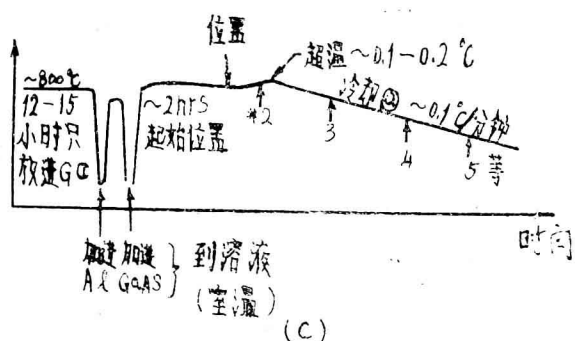
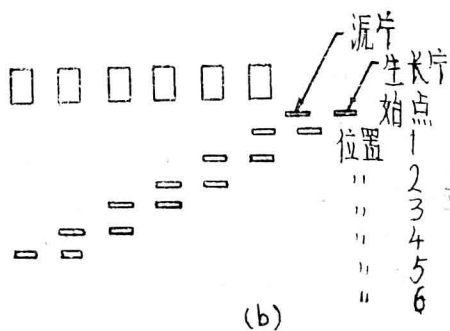
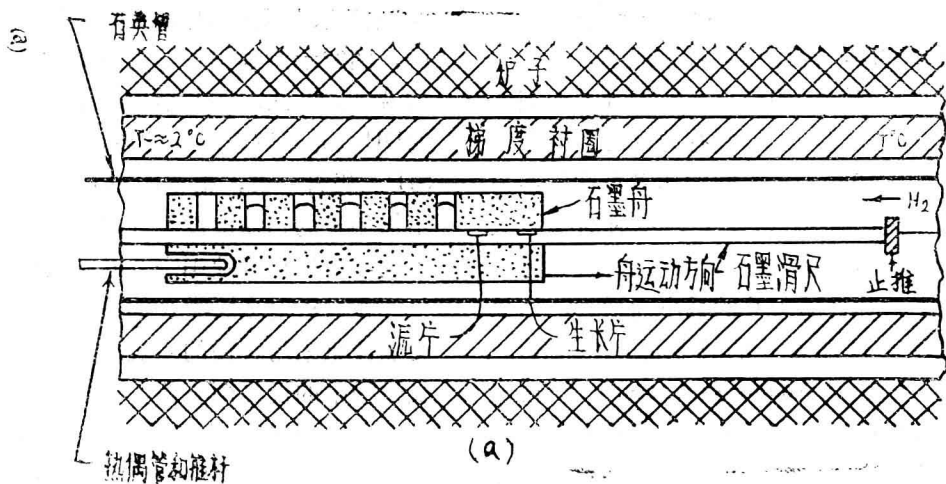


图24 最近用来生长DH片子的设备与程序的示意图。a.设备;b.衬底和源片相对溶液的位置;c.温度与生长程序。注意,第一天晚上只放进Ga,源片,衬底和Ge,Sn等掺杂剂,第二天在空气完全不进入系统的情况下加进Al和GaAs。