

GaAs 激光器激射波长和温度的关系 以及温升的研究*

王仲明 张启明

(中国科学院半导体研究所)

一、概 述

研究激光器激射波长随温度的变化,在理论分析和实际应用中都有重要意义。这方面的工作还未见过系统的报导。我们观察到了温度变化对应的波长移动对不同外延片的器件是各不相同的,在较高温度时还看到波长移动的斜率减小。用导带电子准费米能级的移动解释了这些现象。

脉冲工作的激光器在脉冲期间的加热主要由三个热源引起:

1. 体电阻和接触电阻发热;
2. 自发和受激辐射的吸收;
3. 注入电子的非辐射复合。

这些热源分别作用在激光器的不同区域。第一个热源分布在整个体材料和接触电极上;第二个热源是靠近结的 p 边;第三个热源是作用在少数载流子的扩散长度之内。文献已经报导过用时间分辨的光谱测量方法来测定各种结构的激光器在不同工作条件下的温升,并对上述三种热源的作用进行了一些讨论^[1-3]。我们的实验测量了短脉冲电流下(半宽 120ns),同质结激光器脉冲期间的波长移动,并求出了相应的温升。在短脉冲条件下可以认为有源区的加热主要限制在该区域内,因此脉冲期间的温升直接反映了非辐射复合和光吸收的强弱。我们还定量地给出了上述两种作用引起的温升。实验的第一部分是给出温度变化相应的波长移动,第二部分是测量脉冲期间的温升。

二、实验装置和器件

图 1 表示了实验装置的方框图实验里使用的电流脉冲宽度有两种水波形图(见图 2 和图 7 上)。脉冲重复频率 700 周/秒。

实验使用的激光器参数如表 1 所示。

表中所有片子都是用液相外延生长的。衬底为 p 型 GaAs, 掺 Zn, 浓度 $2-4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 。外延 n 型 GaAs, 掺 Te, 浓度 $2-3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。外延后热处理,然后做电极,光刻、镀反射膜、解理做成管芯,管芯压触在镀铟的管壳上。

三、温度变化相应的波长移动¹⁾

实验中温度控制精度 $< 0.5^\circ\text{C}$, 单色仪狭缝 < 50

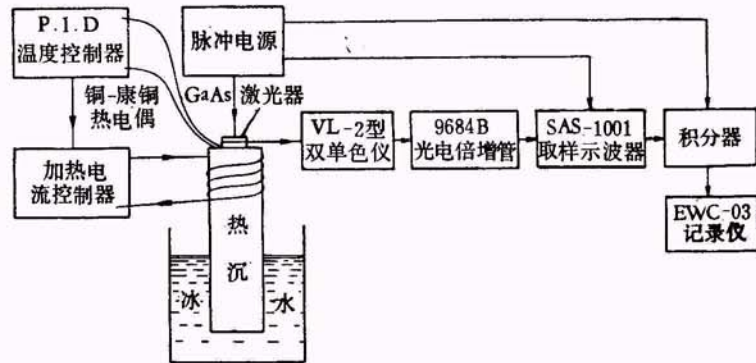


图 1 实验装置方框图

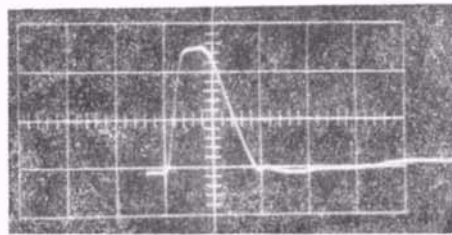


图 2 电流波形,横坐标分度 50 ns/cm

μm , 分辨率 $< 1 \text{ \AA}$ 。光电倍增管响应时间 7ns。电流波形如图 2。在不同温度下测量,使用的电流峰值为

* 1975 年 2 月收到。

1) 以下提到光谱的峰值和半宽均是光谱纵模包络线的峰值和半宽波长移动为包络半宽中点的移动。

表 1 激光器参数

管号	480	165	177	324	479	480
片号	73H019	74H003	74H019	74H023	74H030	74H030
面积 (μm^2)	220×130	190×120	200×150	290×150	220×150	230×150
阈值 $I_{th}(A)$	16	14	16	14	15	15

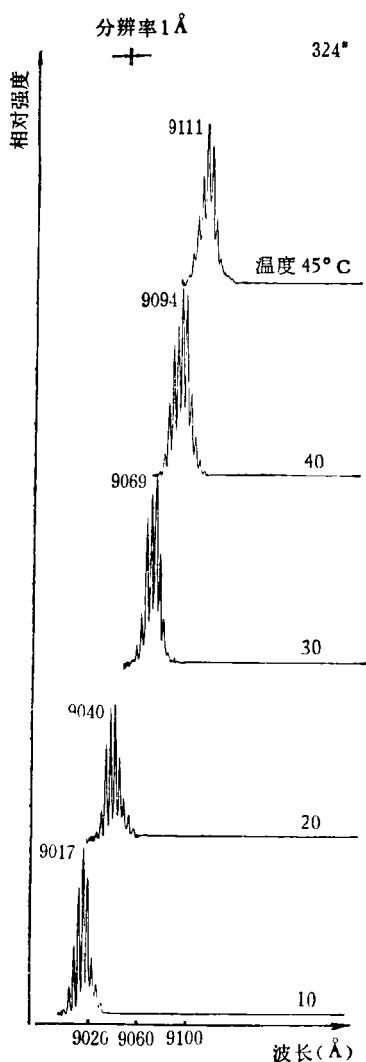


图 3 波长随温度的移动

1.1 倍阈值。下面将看到在这种电流宽度和峰值下,脉冲期间的温升很小。但我们仍然测量激光开始后 20 ns 时的时间分辨光谱,这进一步消除了脉冲期间加热的影响。典型的光谱如图 3,测量的结果如图 4。

从图 4 看出各个外延片的器件在同样温度下发射波长不同。在所考虑的温度范围内器件波长随温度的变化不相同,而且变化规律也不相同。177#, 165# 分别在 30°C 和 40°C 以后斜率减小。479# 和 484# 是同

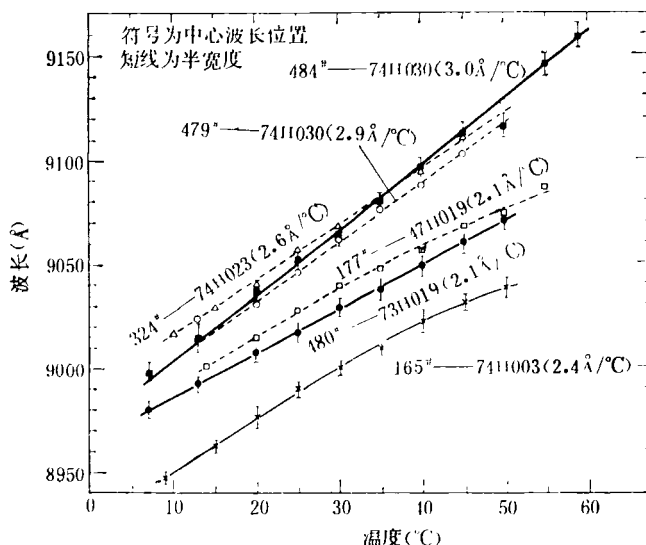


图 4 波长随温度的变化。图中符号为半宽中心的位置,短竖线为半宽度。为了避免图形的混乱,177, 324, 479 的曲线用虚线画出,并略去半宽度表示。

一外延片做成的器件,其波长随温度的变化大致相同,同一温度下的发射波长也大致相同。

为了方便以下的讨论,先概述一下有关的激光器工作原理。激光器正向偏置的时候,电子注入导带,开始产生自发辐射。注入电子增加,导带电子准费米能级升高,并且谐振腔的光增益加大。当电流增大(偏置增大),使得 $E_{Fc} - E_{Fv} \geq h\nu$ 时,受激发射开始,此时的阈电流密度满足关系:

$$J_{th}^m = \frac{1}{\beta} \left(\alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right).$$

这里 E_{Fc} , E_{Fv} 分别为导带和价带电子的准费米能级, α 为谐振腔吸收系数, β 为增益常数。显然阈电流密度由 α 和 β 决定;发射光子的能量近似为 $E_{Fc} - E_{Fv}$, 其值与禁带宽度、导带态密度分布、注入电子在导带的分布等等因素有关。

另外重掺杂的材料,其抛物线导带态密度分布受到扰动产生伸入禁带的尾,如图 5^[4]。掺杂不一样,带尾的深度和形状也不相同,禁带宽度也就出现差异,从而造成发射波长不同。所以对不同外延片除了吸收系数、增益常数不同之外,还必须考虑到不同态密度分布的差异。

现在考虑温度变化时的情形。当温度升高时,首

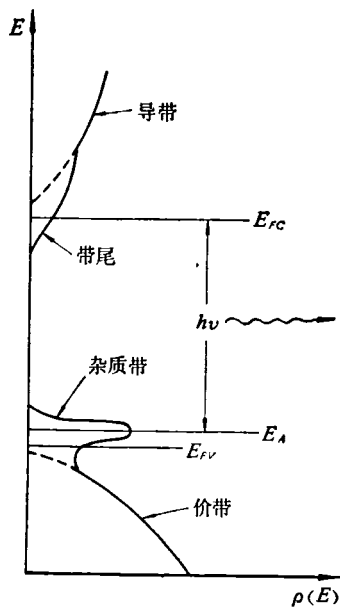


图5 有源区的能带图

先禁带宽度减小,使发射波长向长波方向移动。但温度升高,谐振腔内吸收系数增大,增益常数减小,而且注入电子填充能带的分布发生变化(高能电子数增加)。为了获得激射的光增益,阈电流将迅速增加,因此导带准费米能级升高,此项变化使发射波长向短波方向移动。此外还有折射率随温度的变化和热膨胀等等原因,使得测量到的温度变化对应的波长移动实际上是多种因素共同作用的结果。理论上处理这个问题是困难的,因此没有得到温度变化相应的波长移动与器件的关系^[5]。但是注意到禁带宽度、热膨胀以及折射率随温度的变化不随掺杂而变^[6]。而为了达到激射准费米能级的移动则与掺杂、吸收系数、增益常数以及外延工艺直接相关,因此不同外延片的激光器表现出不同的温度变化波长移动关系。温度升高为了达到阈值,准费米能级移动得多,抵消禁带宽度的变化就多,相应于温度变化的波长移动就较小。相反,准费米能级移动得少,抵消禁带宽度的变化就小,相应于温度变化的波长移动就较大。而相同外延片的器件,因为准费米能级移动相同,所以温度变化对应的波长移动就大体相同。

再考虑到阈电流密度随温度的变化,如图6可以看到阈电流密度随温度升高较快的165#,177#,480#它们的波长随温度的移动则较小。特别是在室温以上177#,165#阈电流密度随温度变化更大,而波长随温度的变化则出现斜率减小;相反,479#,484#它们的阈电流密度随温度的变化较小,而波长随温度的变化则较大。324#是介于二者之间的情况。这证实了上面温度变化波长移动关系的解释。同时再参考图4,由于324#等的发射波长较长,阈电流密度较小;而165#

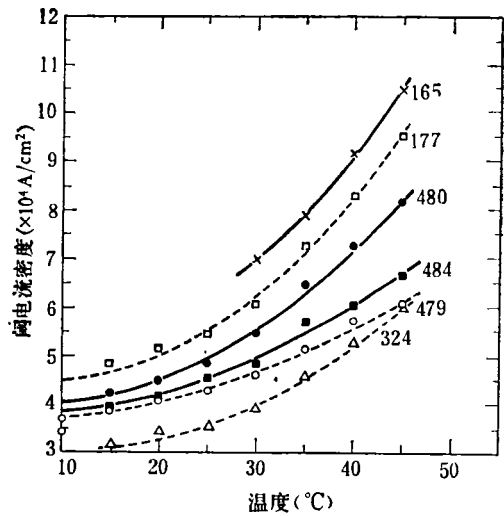


图6 阈电流密度随温度的变化

发射波长最短,阈电流密度最高,也说明掺杂在这里起着重要作用。

进一步在宽的温度范围内,对具有较完整较精确的材料和器件参数的激光器进行上述测量和更深入的研究,应该能对材料、器件工艺和器件性能之间的关系获得更多、更深入的了解。

四、脉冲期间的温升

为了使脉冲期间的温升能比较明显地观察出来,我们先使用底宽200 ns、半宽120 ns的电流脉冲来测量激光器脉冲期间的温升,但这个宽度仍然保证有源区的温升大体上只与有源区的加热有关。其次我们再使用较短的脉冲来测量温升与脉宽的关系。

实验使用的电流在2倍阈值的形状和时间分辨的光谱强度如图7,典型的脉冲期间的光谱移动如图8,实验结果表示在图9。

从图7—9看出:1.光脉冲宽度为超过阈值的电流宽度;2.时间分辨的光谱分布的峰值强度与相应时间的电流强度成正比;3.发射波长向长波方向移动,脉冲期间开始电流小,波长移动小,随着电流加大,移动也变大,经过峰值后移动又变小。可以认为脉冲后期有源区向外的热扩散也开始起作用。

引用前节结果计算温升,并和一些器件参数列表进行比较(见表2)。

对概述中提到脉冲期间的三部分热源,因为电阻分布在体材料中而且外延激光器结区掺杂梯度比较大,受主浓度高,所以电阻项对有源区的加热一般可以略去;自发辐射一部分在电极接触面上被吸收,一部分被材料吸收,因此它对有源区的影响很小;再考虑到激光器的GaAs材料,当加热脉冲宽度 $t = 100$ ns时热的

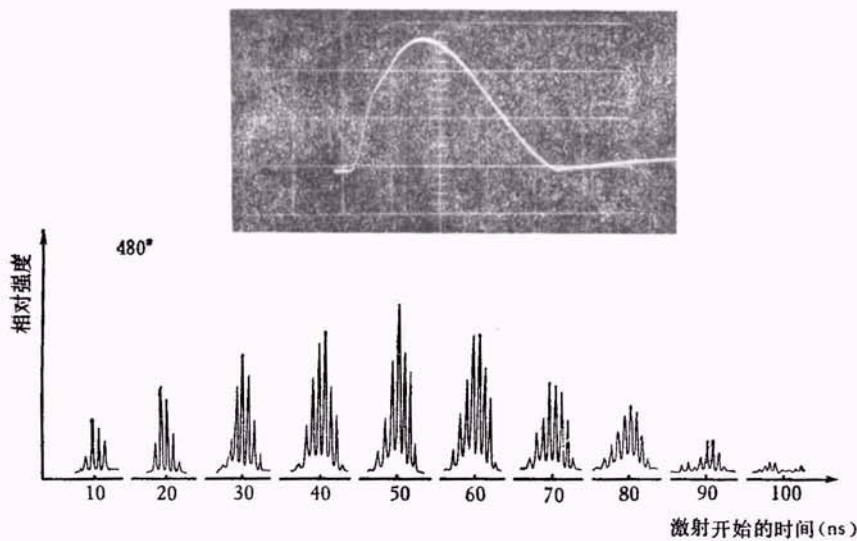


图7 上一电流脉冲波形,横坐标分度 50 ns/cm 下一时间分辨的光谱强度,其中每一时间坐标上的图形为该时间的光谱分布

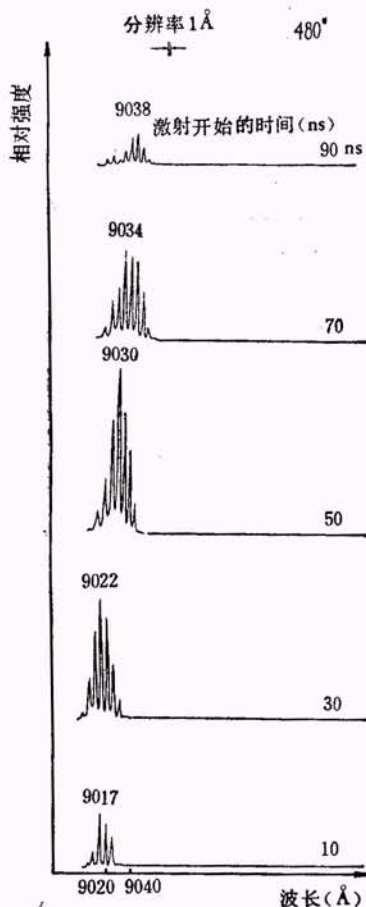


图8 波长随激光开始后时间的移动
扩散长度 $L = 1.7 \mu\text{m}^{[7]}$, 这样当电流脉冲较短时电极接触面上产生的热因为接触面同有源区的距离为热

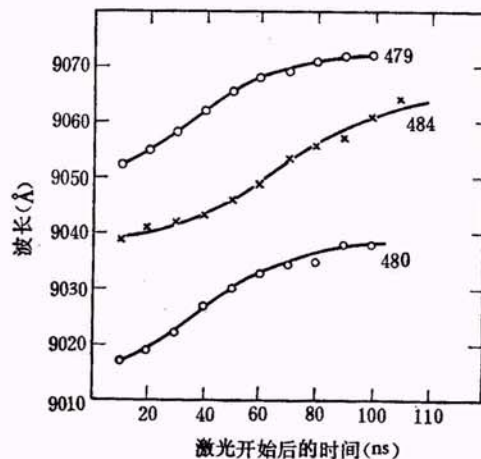


图9 波长随激光开始后时间的移动,符号的位置为半宽中点的位置,半宽表示略去。479, 480 测量时环境温度 25°C 左右,484 测量时环境温度为 20°C 左右

表2 温升和器件参数的比较

管号	480	177	324	419	484
$I - I_{th} (\text{A})$	17	16	14	15	15
微分外效率 (%)	15	16	18	20	20
$\lambda_{90\text{ns}} - \lambda_{10\text{ns}} (\text{Å})$	18.5	15.5	11.0	17.0	16.5
$\Delta\lambda/\Delta T (\text{Å}/^\circ\text{C})$	2.1	2.1	2.6	2.9	3.0
温升 ($^\circ\text{C}$)	8.8	7.4	4.2	5.9	5.5

扩散长度的许多倍,也可以忽略。因此在我们的实验条件下可以认为脉冲期间有源区的加热主要由非辐射复合以及谐振腔内的光吸收引起,而脉冲期间的波长

移动主要由温升造成。

根据上述讨论, 考虑到低于阈值时自发辐射是各向同性的, 因此自发辐射吸收对有源区的加热作用可以忽略, 此时只有注入载流子的非辐射复合对有源区的加热有贡献。而在激射后, 由于激射光在谐振腔内振荡并且强度极高, 加上此时注入加大, 自由载流子浓度增高, 因而使得受激辐射的吸收显著增加; 这时有源区的加热应由注入载流子的非辐射复合和受激光的吸收引起。另外注意到激射后注入电子寿命变短使内量子效率增加这一事实, 我们得到了如下的计算公式:

有源区的总温升

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2, \quad (1)$$

$$\Delta T_1 = AVI_{th}(1-\eta_i) \cdot t + AV(I_{\pi} - I_{th})(1-\eta'_i)t, \quad (2)$$

$$\Delta T_2 = AV(I_{\pi} - I_{th})(\eta'_i - \Delta\eta_e) \cdot t \cdot B. \quad (3)$$

$$A = \frac{1}{v\rho c_p}, \quad B = \frac{\alpha_f}{\alpha}$$

表示加热有源区的受激发射吸收与谐振腔的吸收系数之比, 对同一种结构的激光器可以认为是常数。其中: ΔT_1 —非辐射复合的温升; ΔT_2 —受激辐射吸收的温升; η'_i —受激辐射的内量子效率; η_i —自发辐射的内量子效率; α —谐振腔的吸收系数; α_f —谐振腔的自由载流子吸收, 对我们的条件, 激射时有源区的载流子浓度接近 10^{19} cm^{-3} , 相应的 α_f 为 $60-70 \text{ cm}^{-1}$ [8]; I_{π} , I_{th} —分别为平均的工作电流和阈电流, t —电源脉冲作用时间; v —有源区的体积, 取厚度 $d = 4 \mu\text{m}$; V —结电压, 在电流不是十分小的情况下 ($>100 \text{ mA}$) 可取 $V = 1.4 \text{ V}$; ρ —GaAs 材料密度取 5.37 克/厘米^3 ; c_p —比热取 $0.32 \text{ 焦耳/克} \cdot \text{度}$ 。

对自发辐射, (2)式第二项和(3)式为 0, (2)式第一项的电流为平均的工作电流。显然如果能测出此时的温升则可求出自发辐射的内量子效率, 但自发辐射的光谱很宽, 精确测定波长移动有相当困难。

我们把激光器浸泡在不同折射率的溶液中(空气, 折射率 1.000; 无水乙醇, 折射率 1.362; 苯, 折射率 1.501; 二碘甲烷, 折射率 1.74), 改变镜面的反射系数并测出相应的阈电流密度; 然后根据公式

$$J^m = \frac{1}{\beta} \left(\alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right)$$

(对补偿的 p 型有源区 $m = 1$) 得出了吸收系数 α 和增益常数 β 。再由得到的 α , 根据公式

$$\eta'_i = \Delta\eta_e \left(1 + \frac{2\alpha L}{\ln \frac{1}{R_1 R_2}} \right)$$

计算出受激发射的内量子效率 $\Delta\eta_e$ 为测量的外微分量子效率。把上述结果代入(1),(2),(3)式计算温升。由电流波形取 $t = 70 \text{ ns}$, 并设 $\eta_i = \eta'_i$, 考虑到 α_f 和测出的 α 值, 取 $\frac{\alpha_f}{\alpha} = 0.7$, 得到表 3。

此外我们对 $\frac{\eta_i}{\alpha}$, $\frac{\eta'_i}{\eta_i}$ 的不同取值也进行了计算。当 $\frac{\eta_i}{\alpha} < 1$ 时(器件更接近这种情况), ΔT_1 增大; 当 $\frac{\alpha_f}{\alpha} > 0.7$ 时, ΔT_2 增大。结果如表 4, 5。

从表 3—5 看到了非辐射复合和受激发射吸收各自引起的温升。内量子效率对非辐射复合引起的温升影响较大, 而受激发射吸收引起的温升则与 $(\eta'_i - \Delta\eta_e) \frac{\alpha_f}{\alpha}$ 有关, 不过对不同的器件这一温升的差别不

表 3

管号	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$\beta \times 10^{-3} \text{ cm/A}$	$\Delta\eta_e$	η'_i	$\Delta T_1(\text{°C})$	$\Delta T_2(\text{°C})$	$\Delta T(\text{°C})$
484	86	3.0	0.2	0.8	2.3	2.3	4.6
479	88	3.0	0.2	0.79	2.4	2.3	4.7
480	97	2.7	0.15	0.64	5.5	2.4	7.9
324	76	3.3	0.18	0.79	1.8	1.6	3.4

表 4 $\frac{\eta_i}{\eta'_i}$ 取值对 ΔT_1 的影响

管号	480			324			479			484		
	η_i/η'_i	$\Delta T_1(\text{°C})$		η_i/η'_i	$\Delta T_1(\text{°C})$		η_i/η'_i	$\Delta T_1(\text{°C})$		η_i/η'_i	$\Delta T_1(\text{°C})$	
	1.0	0.9	0.8	1	0.9	0.8	1	0.9	0.8	1	0.9	0.8
	5.5	6.4	7.8	1.8	2.4	3.1	2.4	3.5	4.4	2.3	3.2	4.1

表 5 $\frac{\alpha_f}{\alpha}$ 取值对 ΔT_2 的影响

管号	480			324			479			480		
	α_f/α	$\Delta T_2(\text{°C})$		α_f/α	$\Delta T_2(\text{°C})$		α_f/α	$\Delta T_2(\text{°C})$		α_f/α	$\Delta T_2(\text{°C})$	
	0.7	0.8	0.9	0.7	0.8	0.9	0.7	0.8	0.9	0.7	0.8	0.9
	2.4	2.7	3.1	1.6	1.8	2.1	2.3	2.6	3.0	2.3	2.6	3.0

大。

计算中加热区的厚度 d 取 $4\mu\text{m}$ ，其中包括 $2\mu\text{m}$ 左右的有源区，并考虑到热还有扩散。 d 的取值只是近似反映有源区发热和热传导作用的平均效果。如果取别的值，甚至非辐射复合区和波导区也取不同值(有可能是这种情形)则受到影响的是温升的绝对值，它并不改变各个器件温升的相对大小。

实验中使用的器件在 1.1—1.2 倍阈值的电流下近场图是相当均匀的。所以(2),(3)式可适用。否则应作适当修正。

计算结果与实验值大致符合。说明公式和参数取值在所讨论的情况下是近似有效的。

因此脉冲期间的温升主要是由于非辐射复合和谐振腔内受激发射吸收所造成。这样我们就可以把脉冲期间的温升和上述公式应用到激光器某些性能的检测中。例如可以比较同一结构器件晶体生长的相对完整性，器件老化前后非辐射中心的变化等等。需要说明的是这个方法不受有源区以外条件的影响，只是单独反映了有源区加热引起的效果，所以比较直接，准确。

此外还测量了不同电流峰值，不同电流宽度下的时间分辨光谱以及不同电流峰值下的波长变化。典型的情况如图 10 和图 11。

在此我们定性地说明一下图中的结果：

1. 窄脉冲、小电流、脉冲期间的温升很小；
2. 同样电流宽度，峰值大的温升高，温升速度快；
3. 同样峰值电流，脉冲持续时间长的温升高；
- (上述三条定性地与上面公式相符)；
4. 激射开始的峰值波长大体相同，说明实验中没有平均温升；
5. 无论电流大小，宽度怎样不同，波长无例外地都向长波移动，而且电流大，移动快。从图 11 中更明显地看到电流增加，波长没有向短波方向的移动。

由此可以得出一个重要的结论：在阈值以上，由于受激发射的复合，导带电子浓度不再增加，导带电子准费米能级不再移动，比激射波长短的自发辐射饱和，向长波的移动仅由温升引起(更仔细的考虑应包含脉冲期间由于温升引起阈值升高使得准费米能级的移动)。文献也报导过类似的结果^[9]。

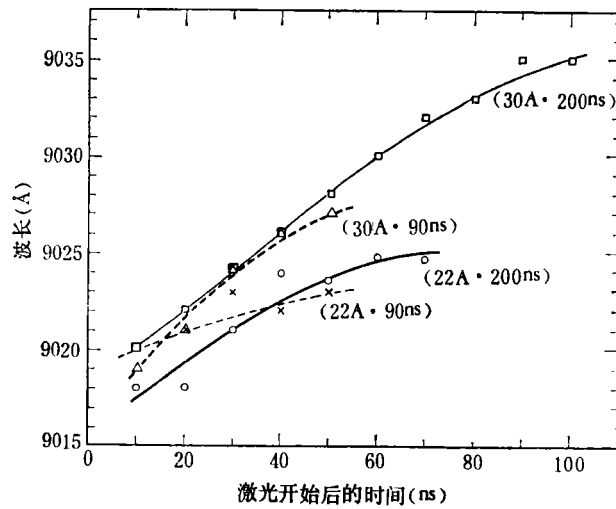


图 10 在不同电流宽度和峰值时波长随激射开始后时间的移动。

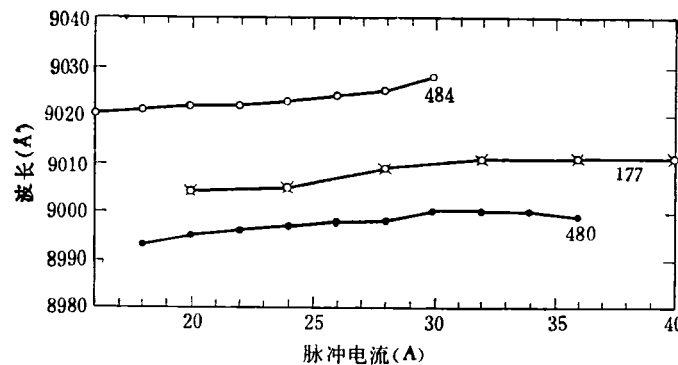


图 11 激射开始后 20 ns 时波长随电流峰值的关系。略去半宽表示

(下转 339 页)