

# GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 双异质结 激光器的伏安特性

虞 丽 生

(北京大学物理系)

## 提 要

测量了 77~300K 范围内 GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As DH 激光器的伏安特性。典型的正向特性曲线可用下式描写:

$$I = I_1 + I_2 = I_{s_1} \exp(AV) + I_{s_2} \exp\left(\frac{q}{nkT} V\right)$$

$A$  和  $n$  是只与温度有微弱关系的参数。

## Voltage-current characteristics of GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double heterojunction lasers

Yu Lisheng

(Department of Physics, Beijing University)

## Abstract

Voltage-current characteristics of GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As DH laser diodes have been measured at different temperatures in the range of 77-300K. Typical characteristics in the forward bias of many investigated diodes can be described by:

$$I = I_1 + I_2 = I_{s_1} \exp(AV) + I_{s_2} \exp\left(\frac{q}{nkT} V\right)$$

where  $A$  and  $n$  are parameters weakly dependent on temperature.

GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 双异质结激光器问世已经十年了。激光二极管在光导纤维通讯系统中得到了成功的应用。十年来对 GaAs-GaAlAs 异质结激光器的发光特性、光谱、阈值、模式和调制等特性做了很多研究,但是,对它的电学性质,如伏安特性却研究得很少。而研究伏安特性,特别是小电流下的伏安特性是研究  $p-n$  结的一种较基本的手段,它可

以提供  $p-n$  异质结的能带结构,载流子输运机理方面的信息。

Herny<sup>[1]</sup> 等人曾对 GaAs-GaAlAs 双异质结激光器的伏安特性做了较系统的研究。他们报导,在所测量的电流范围内 ( $10^{-9} \sim 10^{-2}$  安培), 电流和电压在正向呈指数关系,遵守

收稿日期: 1979年11月14日。

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q}{nkT} V\right)$$

( $n=2$ ) 并认为  $2kT$  电流 (即  $n=2$  的电流) 产生的根源是器件边缘的表面复合所致。但他们的测量只是在室温下进行的。Womac<sup>[2]</sup> 曾测量了 GaAs-GaAlAs 异质结在不同温度下的伏安特性, 在室温下也得到  $n=2$ 。但随着  $T$  的减小  $n$  增加, 如以  $I = I_0 \exp(\Delta V)$  来表达实验结果的话,  $\Delta$  随  $T$  的变化不大。所以他们认为电流的运输机构是隧道过程, 并且认为是带和带之间的跃迁。

我们在 77~300K 的范围内测量了目前国内研制的 GaAs-GaAlAs 双异质结激光器的伏安特性随温度的变化。电流的测量范围从  $10^{-9}$ ~ $1$  安培共九个量级, 激光器为通常的四层外延结构, 质子轰击条形, 室温脉冲激励, 阈值在 250~500 毫安之间。

图 1 是 ch-2 号管的正向电流电压特性。在我们所测量的激光二极管中绝大多数管子的正向伏安特性具有这种形式。lg  $I \sim V$  有直线关系, 但直线分为两截: 在小电压下, 电流和电压遵守  $I_1 = I_s \exp(\Delta V)$  的关系, 其中  $\Delta$  只与温度有微弱的关系。而在较大电压

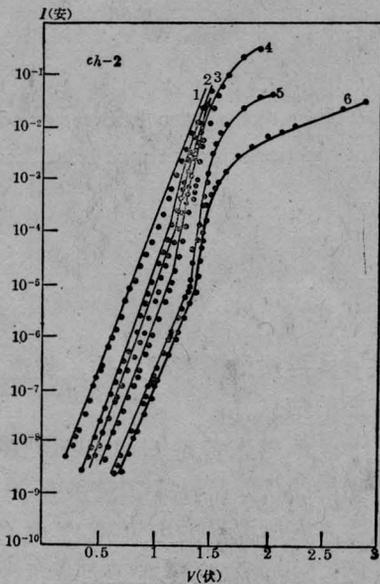


图 1 正向电流电压特性  
曲线 1—297K; 2—240K; 3—220K;  
4—180K; 5—123K; 6—89K

下, 曲线符合  $I_2 = I_s \exp\left(\frac{q}{nkT} V\right)$  的关系, 其中  $n$  只与温度有微弱的关系 (在更大的电压下, 管子本身的串联电阻起作用了, 使  $\lg I \sim V$  偏离直线)。

总的电流电压特性可以用下式表达:

$$I = I_1 + I_2 = I_s \exp(\Delta V) + I_s \exp\left(\frac{q}{nkT} V\right) \quad (1)$$

表 1 是由图 2 计算得的 ch-2 号管在各种温度下的  $n$  和  $\Delta$  之值。一般情况下  $n=2 \sim 3$  左右, 对不同的管子  $n$  的数值相差不大, 而  $\Delta$  则随管子的不同而数值相差很多。但对每一个管子而言,  $n$  和  $\Delta$  值都基本上是常数。表 2 列举了当温度由液氮变到室温时一些管子的  $n$  和  $\Delta$  值的变化范围。

表 1

T(K)	89	123	180	220	240	297
$n$	2.49	2.00	1.91	2.10	2.05	2.15
$\Delta$	11.5	12.1	12.1	12.8	13.6	12.8

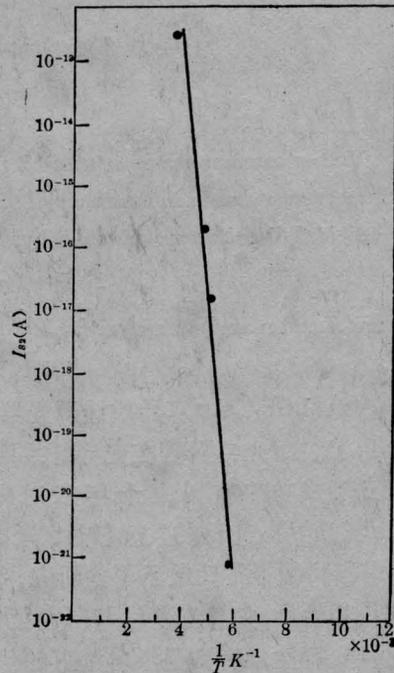


图 2  $I_s$  和温度的关系

表 2

管号	温度变化范围	$n$	$A$
ch-3	168~298K	1.98~2.78	9.40~10.7
ch-6	149~297	1.98~2.97	14.8~17.7
BK-1	119~298	2.11~2.48	17.7~21.9
BC-3-12	90~300	1.91~2.46	9.21~10.0
sh-114-1	88~300	1.80~2.80	15.9~25.5
sh-116-3	138~300	2.05~2.18	25.6~32.9
Y-3	162~291	2.36~2.73	4.80~5.12
Y-33-4	97~291	2.39~3.04	17.1~20.0
Y-321-7	153~291	2.11~2.98	8.86~11.5

图 2 是 ch-2 号管的  $I_s$  随温度倒数的变化,  $I_s$  和  $\frac{1}{T}$  呈指数关系。图 3 是不同电压下  $I_1$  和温度的关系, 当电压一定时  $I_1$  和  $T$  呈指数关系。有一些管子更小的电压下电流电压呈线性关系, 好象管子被一个大的并联电阻所短路, 并联电阻值  $R_{sh}$  随温度之减小而增大。

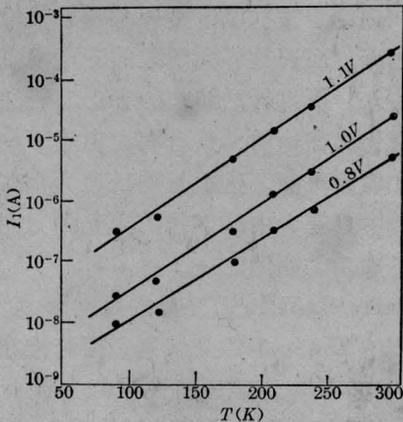


图 3  $I_1$  和温度的关系

多数激光器的反向伏安特性具有幂函数的形式:  $I = V^m$  ( $m = 3 \sim 6$ ), 随温度减小而增加。当反向电压增加到超过 6 伏多时, 电流急剧增加, 且温度系数由负变为正。对于那些在正向小电流下有欧姆特性的二极管, 反向特性仍有幂函数的形式, 但分为两截, 小电压下  $m \sim 1$  且与温度无关, 而在大电压下,  $m$  随  $T$  之减少而增加。在同一电压下反向电流和温度呈线性关系。

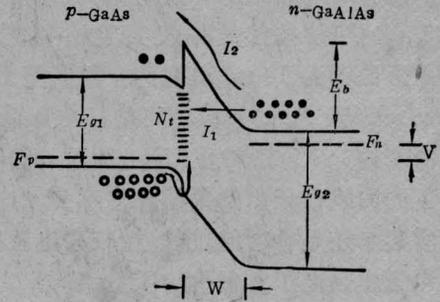


图 4 pGaAs-nGaAlAs 异质结能带图(正向偏置)

用图 4 所示的包括界面能级在内的  $p-n$  异质结能带图可以定性解释所观察到的伏安特性。左边是  $p$ -GaAs (窄带), 右边是  $n$ -GaAlAs (宽带)。平衡情况下两边费米能级  $F_p$  和  $F_n$  处于同一水平上, 没有电流通过  $p-n$  结。当加上正向电压时,  $n$  边的多数载流子——电子将有两种途径可以进入  $p$  区。一种是热电子发射越过势垒注入到  $p$  区的导带中去 ( $I_2$ ), 另一种途径是间接隧道过程, 即电子穿透势垒经过界面能级进入  $p$  区的价带 ( $I_1$ ), 流过  $p-n$  结的总电流是这两种电流的迭加。

对于热电子发射运输机构, 不管是表面的还是体内的, 电流和温度的倒数呈指数关系。指数上的因子  $n$  约为  $1 \sim 3$ 。用扩散理论分析  $p-n$  异质结的伏安特性给出的正向电流为<sup>[3]</sup>

$$J = q \left( \frac{D_n N_{D_2}}{L_n} \right) \exp \left( - \frac{q}{nkT} V_D \right) \times \exp \left( \frac{q}{nkT} V \right) = J_s \exp \left( \frac{q}{nkT} V \right) \quad (2)$$

其中

$$J_s = q \left( \frac{D_n N_{D_2}}{L_n} \right) \exp \left( - \frac{q}{nkT} V_D \right) \quad (3)$$

式中  $V_D$  是自建电势差,  $D_n$  和  $L_n$  是电子在窄带材料中的扩散系数和扩散长度,  $N_{D_2}$  是  $n$  型宽带材料的掺杂浓度。为了定性分析起见, 在这个公式里我们假设了  $p$  边的掺杂浓度比  $n$  边大许多, 势垒主要降在  $n$  边。用公式 (3) 可以解释图 2 中  $I_s$  和  $\frac{1}{T}$  的指数关

系。如果取  $D=50$  厘米<sup>2</sup>/秒,  $L\sim 12$  微米,  $V_D=1.52$  伏(这些都是前人实验所得的数据), 条形面积为  $15\times 250$  微米<sup>2</sup>, 根据图 1 给出的  $q/nkT$  及  $I_s$  的实验值可估计出  $n$  区的掺杂浓度约为  $5\times 10^{17}$ /厘米<sup>3</sup>。而且由不同温度下的曲线估计出的数值相差不多。这一数值看起来还是合理的。所以在较高电压下, 正向电流由热电子发射机构所主宰。

对于通过界面能级的隧道机构来说, 根据量子力学的原理可计算电子穿过高为  $E_b$ , 厚为  $W$  的三角形势垒的几率:

$$T_r = \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \frac{E_b^{3/2}}{qF}\right) \quad (4)$$

其中  $m^*$  为电子有效质量,  $\hbar$ ——普朗克常数,  $F$  为势垒内的电场强度。由图 4 可知  $E_b=q(V_D-V)$ , 而

$$F = \left(\frac{2qN_{D_2}}{\epsilon_2}\right)^{1/2} (V_D-V)^{1/2}$$

$\epsilon_2$ ——宽带材料的介电常数

则

$$\begin{aligned} T_r &= \exp\left[-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{m^* \epsilon_2}{N_{D_2}}} (V_D-V)\right] \\ &= \exp(-AV_D) \exp(AV) \quad (5) \\ A &= -\frac{4q}{3\hbar} \left(\frac{m^* \epsilon_2}{N_{D_2}}\right)^{1/2} \end{aligned}$$

电子由  $n$  区以隧道过程通过界面态而达到  $p$  区的电流应和电子穿过三角形势垒的几率  $T_r$  以及界面态的密度  $N_t$  呈正比。由 (5) 式看出: 这一电流将和电压呈指数关系, 而系数  $A$  与温度无关。这正是我们所观察到的伏安特性在小电压下的基本特征。

要在理论上计算出通过界面能级复合的隧道电流的数值, 首先必须假设一个界面能级在禁带中按位置和能量的分布以及各种可能的隧道机构(如多阶隧道)的模型<sup>[4]</sup>。一定量的计算还是比较麻烦的, 但不管具体模型如何, 电流电压关系的上述基本特征还是相同的。

用图 4 及公式(5)这样简单的模型还不能解释  $A$  为什么随管子的不同而差别很大,

以及隧道电流和温度  $T$  的指数关系。这些都可能是与隧道过程的具体模型和缺陷能级的具体状况有关。所以要进行定量计算, 并从电流的数值直接估计出界面能级的数目是有困难的, 还需要做进一步的研究和比较。

我们所看到的这一电流机构是和隧道二极管过剩电流的机构相类似。隧道二极管的过剩电流和电压呈指数关系, 其  $\lg I \sim V$  直线的斜率和温度关系不大。早在六十年代已经搞清, 这一过剩电流是由  $p-n$  结耗尽层中的缺陷引起的。而在研究  $n\text{Ge}-p\text{GaAs}$  异质结时也曾看到了这种形式的特性。

简单地说, 我们所研究的  $\text{GaAs}-\text{GaAlAs}$  异质结激光器的正向电流实际上是由两个机构产生的。在小电压下, 能越过势垒的电子很少, 热电子发射电流很小, 总电流由隧道过程决定, 当电压增加时, 热电子发射电流迅速增加, 超过了隧道电流, 总电流就由热发射决定了。热电子发射电流是一种少数载流子的注入电流, 而通过界面能级的隧道电流不能提供注入。所以异质结作为小电流器件来说是没有前途的, 只有在大电流下少子的注入才成为可能。这也是到目前为止在异质结器件中只有大电流工作的激光和发光器件取得了成功的原因之一。

$\text{GaAs}-\text{GaAlAs}$  激光器的反向特性可以用一般的 Zener 击穿来解释, 理论推导出的 Zener 击穿的电流电压特性近似为幂函数的形式<sup>[5]</sup>, 而在 6 伏多以上则转为雪崩击穿机构。根据 [6] 所示, 在  $10^{17}\sim 10^{18}$ /厘米<sup>3</sup> 掺杂浓度下,  $\text{GaAs}$  二极管的雪崩击穿电压约为 6~8 伏。而相应的温度系数的转化也说明了击穿机构的转化。

我们只是对伏安特性做了定性的分析, 从伏安特性的角度说明了  $\text{GaAs}-\text{GaAlAs}$  异质结界面上有界面能级的存在。由于两种材料晶格常数的失配以及物理性质的不同和生长工艺的影响, 异质结界面上是应当存在着

(下转第 33 页)

周涂复吸声橡胶,可有效地衰减低频振动模,因而基本上抑制了器件的压电谐振。

## 五、应用

快速热电探测器可应用于激光脉冲的能量和波形测量。当然,如果灵敏度足够或配以宽带放大器,也可用于其它快速辐射过程,如等离子体辐射、激波风洞热流测量、脉冲 $\gamma$ 射线接收等。

复旦大学光学系曾将我们的 LN 探测器试用于 CO<sub>2</sub> 激光脉冲探测: 横向激励高气压 CO<sub>2</sub> 激光器,经 OFID 效应形成短脉冲,用热电探测器观察到的波形与英国 Roffin Co. 的光子牵引探测器很接近,最佳情况下测得脉宽约 2 毫微秒,但热电探测器输出信号小,后沿略长。器件灵敏区  $\phi 2$  毫米,示波器为 VP5405A 型,频响 200 兆赫,灵敏度 1 厘米/5 毫伏,电缆应尽可能短。此外, LN 和 LT 器件也已用于 TEA CO<sub>2</sub> 激光脉冲输出的波形测量,脉宽 200~300 毫微秒。

(上接第 12 页)

界面能级的,理论上估计 GaAs-GaAlAs 异质结界面上的悬挂键数目应是  $10^{12}$  厘米<sup>-2</sup>左右<sup>[7]</sup>。而 GaAs-GaAlAs 异质结一般认为晶格匹配得十分理想,但仍有界面缺陷存在。激光器的老化研究表明,界面缺陷往往是生成暗线的发源地,对寿命是有影响的,如能系统地做激光器老化前后小电流伏安特性的研究,或许能找出某种程度上预测激光器寿命的简便方法。

## 参 考 文 献

[1] C. H. Herny et al.; *J. Appl. Phys.*, **49**, 3530

为了测量更短的激光脉冲波形,器件上升时间愈短,则响应率愈低,而由于热释电晶片或上电极层损伤阈值的限制,不可能无限地提高被测激光照射的功率密度。因此有必要配置低输入阻抗(50 欧姆)的宽带前置放大器,当然,这种放大器在技术上并非轻而易举。此外,也应注意改进器件和示波器的连接方式。

## 参 考 文 献

- [1] C. B. Roundy et al.; *Opt. Commun.*, 1974, **10**, 374.  
[2] S. C. Stotlar et al.; *Inter. IEEE Symp. on Appl. of Ferroelectrics*, 1979, Digest, p. 95.  
[3] C. B. Roundy, R. L. Byer; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**, 512.  
[4] Y. V. Voronov et al.; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1977, **7**, 1082.  
[5] J. G. Bergman et al.; *Appl. Opt.*, 1978, **17**, 308.  
[6] C. B. Roundy; *Proc. of SPIE*, Vol. 62, *Infrared Tech.*, 1975, p. 191.  
[7] 冯锡洪等;《激光》, 1979, **6**, No. 10, 46.

(1978).

- [2] J. F. Womac et al.; *J. Appl. Phys.*, **43**, 4129 (1972).  
[3] R. L. Anderson; *Solid-State Electronics*, **5**, 341 (1962).  
[4] J. P. Donnelly; *Proc. IEEE*, **113**, 1468 (1966).  
[5] A. R. Riben et al.; *Int. J. Electronics*, **20**, 583 (1966).  
[6] 史西蒙,《半导体器件物理》, 辽河实验厂译, p76 (1973).  
[7] B. L. Sharma, R. K. Purohit; *Semiconductor Heterojunctions*, 1974.