

半导体列阵激光器

程文芹

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

首先对单个同质结激光器的工作原理及阈值电流密度的半经典理论结果进行了讨论。接着讨论了现在广泛采用的载流子和光分别限制的双异质结和量子阱激光器的优越性。基于其重要性也对阈值电流密度随温度的变化作了阐述。作为列阵激光器的基础, 给出了列阵中可能存在的模式——超级模。最后介绍了几种面发射和锁相列阵激光器的制作方法。

半导体激光器具有效率高、体积小的优点, 因而自从它诞生以来得到了惊人的发展。它的波长从红外、红光到蓝绿光, 覆盖范围逐渐扩大。由于列阵激光器, 特别是量子阱列阵激光器的出现, 输出功率提高得很快, 现在室温连续输出功率可高达 120W。10W 的激光器已不难买到。除光纤通信, 激光打印, 激光焊接及医用以外, 近几年用半导体激光器泵浦固体激光器(如 $\text{Nd}^+:\text{YAG}$, $\text{Er}^+:\text{glass}$ 激光器等)已经引起了人们的极大兴趣, 并在军事和科研上得到了应用。调节半导体激光器的工作物质和工作温度, 可以使它的激光波长与固体激光器工作物质的吸收波长一致, 从而大大提高泵浦效率, 而且半导体激光器的寿命也比其他泵源的长。

一、半导体激光器的基本知识

列阵激光器的工作原理除了其单元之间的耦合之外与单元激光器是一样的。为了便于读者了解, 首先对单元激光器的基本知识作些介绍。

半导体激光器的工作物质是直接带隙半导体材料构成的 pn 结或 pin 结。绝大多数半导体激光器的泵浦方式是电注入。即给 pn 结加正向电压, 也就是说是个正向偏置的二极管, 所以常常把半导体激光器称做半导体激光二极管。管芯的形状如图 1 所示。有 SiO_2 的部分

电流通不过, 能通电流的只是中间的窄条, 所以这种激光管叫做条形激光管。制作条形管的方法很多。除了用 SiO_2 作电流阻挡层外也可以用另一个 n 型层阻挡电流, 质子轰击也可以造成高阻层。制作条形管的主要目的是为了散热。后面会看到, 半导体激光器的阈值电流密度随温度的升高而迅速增加, 因此必须限制通过的电流, 以便限制温度的升高。

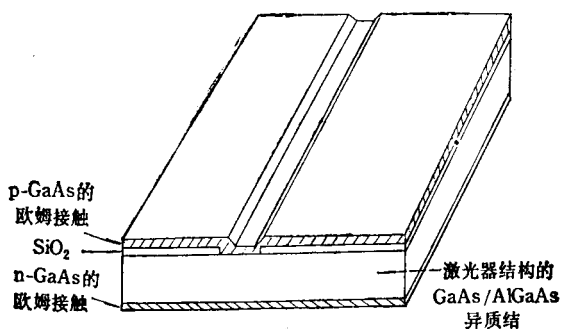


图 1 SiO_2 条形管示意图

在管芯的 P 型面和 n 型面分别制作它们的欧姆接触, 接触电阻越小越好, 这也是为了尽量降低温升。将 P 型面焊到热沉上, 无疑也是热阻越小越好, 再从 n 型面引出金丝。

激光器的谐振腔是由自然解理面形成的。通常在不出光的那一端镀上高反多层介质膜, 而出光面镀上减反膜。

虽说半导体激光器的工作物质是 pn 或 pin 结, 却经历了同质结, 单异质结, 双异质结, 分别限制的双异质结和分别限制的量子阱结构的发

展历程。量子阱激光器多为单量子阱和四个量子阱。理论计算结果表明,激光器的增益随量子阱的数目的增加而增加,但是超过四个阱增加甚少。实际应用中以单量子阱的居多。

下边用同质结的情况说明半导体激光器的工作原理。

pn 结在未加正向偏压之前 P 型区和 n 型区的费米能级应该对齐。由于 n 型区的电子向 P 型区扩散, P 型区的空穴往 n 型区扩散,在结区形成由 n 到 P 方向的内建场,加正向偏压后两边的能带趋向拉平, P 区和 n 区的费米能级分裂,各用自己的化学势 μ_v 和 μ_c 描述其载流子的分布。这时电子不断地向 P 区注入,空穴不断地向 n 区注入。在有源区(由于电子的迁移速度比空穴的迁移速度快,有源区绝大部分在 P 型半导体一边)发生辐射复合,发射出荧光,在一定的条件下发出激光。

1. 半导体激光器的激射条件

要使器件能发出激光首先必须满足粒子数反转的条件。如果发射的光子的能量比吸收光子的能量低,则粒子数反转的条件可以满足。吸收光子的能量为 $(\mu_c - \mu_v)$, 而发射光子的能量为 $(E_c - E_v) = E_g = h\nu$, $(\mu_c - \mu_v) > h\nu$, 所以粒子数反转的条件满足。满足粒子数反转的条件所包含的物理过程是载流子在带内的弛豫速率比两种载流子的复合速率快得多。

要发射激光还必须满足在激光器的谐振腔中传播一个来回光的强度至少不衰减的条件,即所谓振荡条件。振荡条件为

$$R_1 e^{2iqL} R_2 e^{2iqL} = 1, \quad (1)$$

其中 R_1 和 R_2 为两个腔面的反射率, L 为腔长, 波矢振幅 $q = \frac{\omega}{c} (\mu + iK)$, μ 为折射系数, $\frac{\omega}{c} K = \alpha$ 为吸收系数。由(1)式两边的实数部分相等得到 $-\alpha = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$, 其中 $R = \sqrt{R_1 R_2}$ 。

考虑到吸收和其他损耗得到

$$-\alpha = g = \alpha' + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}, \quad (2)$$

其中 α' 包括了除腔面透射损耗 $\left(\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}\right)$ 以外的所有损耗。(2) 式就是振荡条件。由于粒子数反转的条件在半导体激光器中自然满足,所以常说的激射条件是指(2)式。

2. 半导体激光器的阈值电流密度

半导体激光器的输出功率随注入电流的增加而增加,在某一电流 I_{th} 光输出功率急剧地增加, I_{th} 被称为阈值电流。显然阈值电流密度应该是 $j_{th} = \frac{I_{th}}{WL}$, 其中 W 为条形管芯的条宽, L 为管芯的长度,即腔长。当然阈值电流密度越低越好。

由半经典理论计算的辐射速率和激射条件(2)可以算出阈值电流密度为

$$j_{th} = \frac{ed}{\eta_i} \frac{\gamma \Delta E \mu^2 E_n^2}{\pi^2 c^2 \hbar^3} \left(\alpha' + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right), \quad (3)$$

其中 e 为电子电荷, d 为载流子扩散区的宽度, η_i 为量子效率, ΔE 为自发发射谱线宽度, E_n 为发射光子的能量, γ 为接近 1 的常数。

由(3)式可以得出几个对制作器件有用的信息。自发发射谱越宽,阈值电流密度越高。发射光的波长越短,阈值电流密度越高,也就是说,在其他条件相同的情况下,短波长半导体激光器的制作也越困难。腔长越长,阈值电流密度越低,但是实际上存在着一个最佳腔长,因为工艺制作不可能保证腔长方向与腔面完全垂直。显然条形管芯的条越窄所允许的腔长就越短,另一个腔长不能太长的原因是,腔越长输出功率越低。另外,腔面的反射率越高,阈值电流密度越低,但是如果两个腔面的反射率都是百分之百时,将无功率输出。所以,实际上是把一个腔面镀高反膜,另一个腔面镀减反膜,使真正的损耗降到最低。最后,载流子扩散的区域越小,即 d 越小,阈值电流密度就越低。由此引出单异质结(只限制电子),双异质结(电子和空穴都限制)。图 2 给出 GaAs/AlGaAs 分别限制的双异质结或量子阱结构的示意图。载流子复合发生在宽度为 d 的区域,而光被限制在宽度为 D 的区域。光被限制在更大的区域是为了防

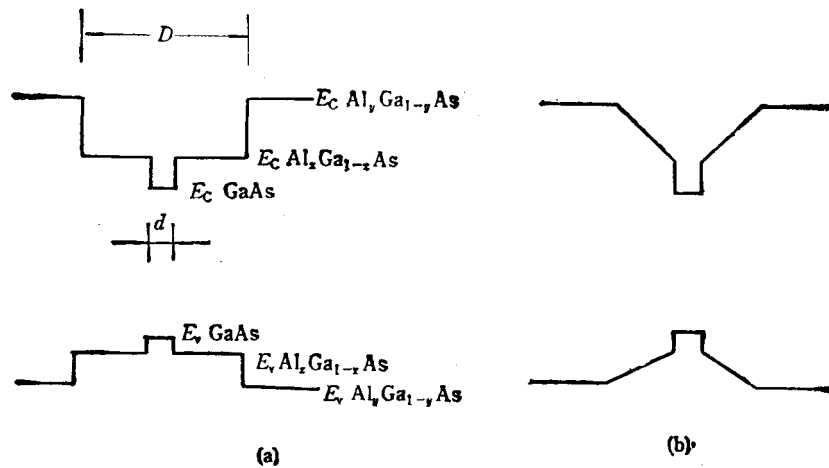


图2 分别限制的双异质结或量子阱结构的能带示意图
(a) 台阶式折射系数; (b) 线性变化式折射系数

止过大的光功率密度会诱发暗线的增长和对腔面的直接损伤。如果 d 的尺寸小到使载流子在该区域内的运动发生量子化就称这种结构为量子阱结构, 相应的激光器当然就称为量子阱激光器。图 2(a) 为台阶式折射系数分别限制的双异质结 (d 较大, 载流子的运动不发生量子化) 或量子阱 (d 小, 载流子的运动发生量子化) 结构; 图 2(b) 为线性变化式折射系数分别限制的双异质结或量子阱结构。由于在后一结构中载流子被俘获到 d 区的速度快, 原则上这种结构的增益应该比前一种的高, 但是实际上由于材料生长的控制比较困难, 这一优点不一定能体现出来。同样, 四阱比单阱的优越性也不一定体现出来。

量子阱激光器的阈值电流密度比较低, 原因是载流子在量子阱中运动的状态密度是个常数, 载流子的能量范围更小, 另外也由于载流子集中在更小的空间范围。

3. 阈值电流密度与温度的关系

半导体激光器的阈值电流密度随温度的升高而迅速增加, 它是半导体激光器的一个严重问题。器件制作的一个重要问题就是想方设法减小温度的升高。以下讨论阈值电流密度与温度的关系。

(1) 体有源区的情况

在体有源区的情况下, d 足够大, 载流子的运动不发生量子化。体半导体的状态密度 $N \propto T^{3/2}$, 所以在低温下阈值电流密度 $j_{th} \propto T^{3/2}$ 。当温度升高时, 载流子的分布发生离散。假定 $T = 0K$ 时电子填充到 μ_c 时发生激射, 这时 μ_c 以下的状态是填满的。当温度升到 T 时, 部分电子填充了 μ_c 以上的部分状态, 而 μ_c 以下的状态未填满。要使 μ_c 以下的状态填满(发生激射), 必须增加注入电流, 其增加量的粗略计算为

$$\Delta j = \frac{cdgE_0}{\tau} \left[\exp \frac{kT}{E_0} - 1 \right], \quad (4)$$

其中 E_0 为一参数。对于大多数半导体激光器, $E_0 < kT_r$ (T_r 为室温), 也就是说, 对于大多数半导体激光器, 阈值电流密度随温度的升高指数增加, 这是个十分严重的问题, 因此要尽量降低温升。

(2) 有源区为量子阱的情况

由于量子阱中的状态密度是个常数, 在低温下阈值电流密度不随温度变化。但是当温度升高时, 作二维运动的载流子的分布也发生离散, 所以阈值电流密度也增加, 只是比体有源区的激光器的增加慢一些。这是量子阱激光器的另一个优点。

二、半导体列阵激光器

由于单元激光器的输出功率受到限制，要增加输出功率需要制作列阵激光器。列阵激光器的具体形式可以很多。现在常用的是十个单元或20个单元为一组。一个单元占 $10\mu\text{m}$ 。视功率需要取一组或多组。

从光的出射方向来说，有平行于界面方向的端面发射和垂直于界面方向的面发射（对于单元激光器也是这样）。从输出光的相位关系分有非锁相激光阵列和锁相阵列。

1. 面发射激光阵列

近几年来人们对面发射激光器很关注。一方面是因为有些场合要求这样的发射方向，另一方面是因为它的光斑可以做成圆的，这对很多应用都是有利的。面发射阵列激光器的制作方法大致有以下几种。

(1) 45° 反射镜的面发射激光阵列

制作 45° 反射镜，将端面发射光的方向转 90° 。利用光刻和离子刻蚀可以实现这种面发射激光器，图3是它的示意图。

(2) 光栅耦合的面发射激光阵列

光栅的衍射方程为

$$d(n \sin \theta_0 - \sin \theta) = j\lambda_0,$$

其中 $j = 0, 1, 2, \dots, n$ 为半导体材料的折射

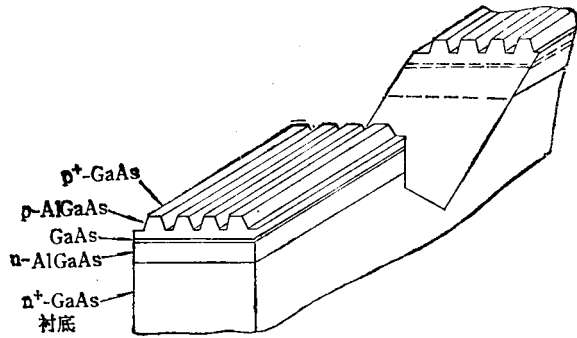


图3 通过 45° 反射镜将端面发射的光转 90° 的激光管芯的结构示意图^[1]

系数， λ_0 为真空中的波长。这里 $\theta_0 = 90^\circ$ ， $\theta = 0^\circ$ ，于是有 $dn = j\lambda_0$ 。取 $j = 1$ 得到 $d = \lambda_0/n$ ，即光栅的周期 d 应该为光在材料中的波长 λ_0/n 。

这种面发射激光器阵列的制作比前一种激光阵列困难，特别是对于短波长的激光器。

(3) 垂直谐振腔的面发射阵列

这种激光器的谐振腔与端面发射激光器的谐振腔互相垂直。从谐振腔的方向来说，它才是真正的面发射激光器，它是在端面激光器材料结构的基础上，在 n 边生长 $n\text{-AlAs/GaAs}$ 的四分之一波长的多层膜作为高反膜，在 p 边镀多层介质减反膜作为输出腔面（也有相反的情况，视具体情况而定）。图4为这种面发射激光器管芯的示意图。在该图中采用 $n\text{-GaAs}$ 作为电流阻挡层。

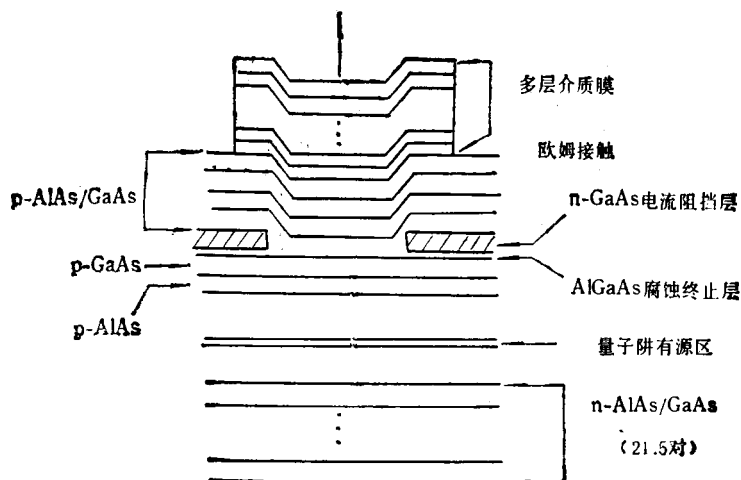


图4 一种垂直谐振腔示意图^[2]

面发射激光阵列的一个大问题是散热差,因此输出功率受到限制.但是在某种情况下,这一问题可以得到解决.比如说,如果激光波长比衬底材料的吸收波长长,也就是说衬底材料不能吸收本激光器的激光,那么光可以从衬底方向出射,距有源区近的另一面可以焊到热沉上,这样散热问题就解决了.最近有人以 n-GaAs 作衬底所制作的 InGaAs/AlGaAs 量子阱垂直谐振腔面发射激光阵列就是这样的,这一列阵激光器的室温连续输出功率高达 50W [IEEE Photonics, 5(1993), 281].

2. 激光阵列中存在的模式

在讨论锁相激光器之前先看看在阵列中可能存在的场的模式.假定阵列由 N 个单元组成,阵列中的激光场为 N 个单元场的叠加,即

$$\Psi(X, Y, Z) = \sum_{m=1}^N A_m(Z) \phi^m(X, Y, Z),$$

X 为晶体的生长方向, Y 在结平面并且平行于端面.令 $\phi^m(X, Y, Z) = u^m(X) v^m(Y) e^{-\tau Z}$. 将假定的 $\Psi(X, Y, Z)$ 的形式解代入波动方程,并且利用模之间的正交性和只有最近邻单元之间才存在相互作用的条件下得到的解为

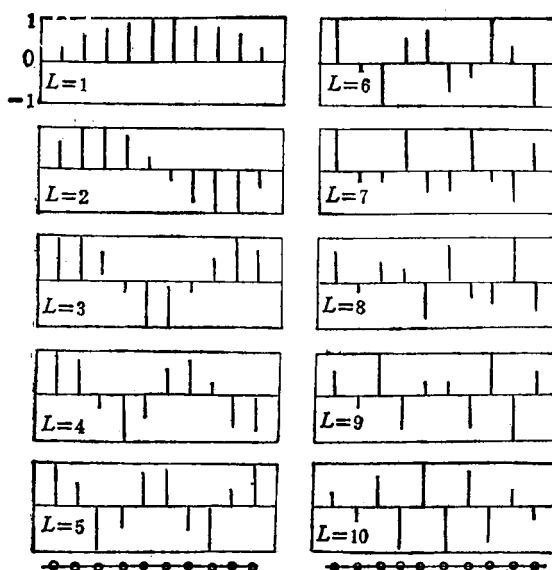


图 5 10 个单元激光阵列的超级模^[3]

$$\Psi_L(X, Y, Z) = \sum_{m=1}^N \sin(m\theta_L) u^m(X) \times v^m(Y) e^{-(\tau + \delta\gamma_L)Z}, \quad (5)$$

其中 $\delta\gamma_L = (-k_0^2 c / \gamma) \cos(m\theta_L)$,

$$\theta_L = L\pi / (N + 1), \quad L = 1, 2, 3, \dots, N.$$

为直观起见,将 $w = 10$ 的计算结果表示在图

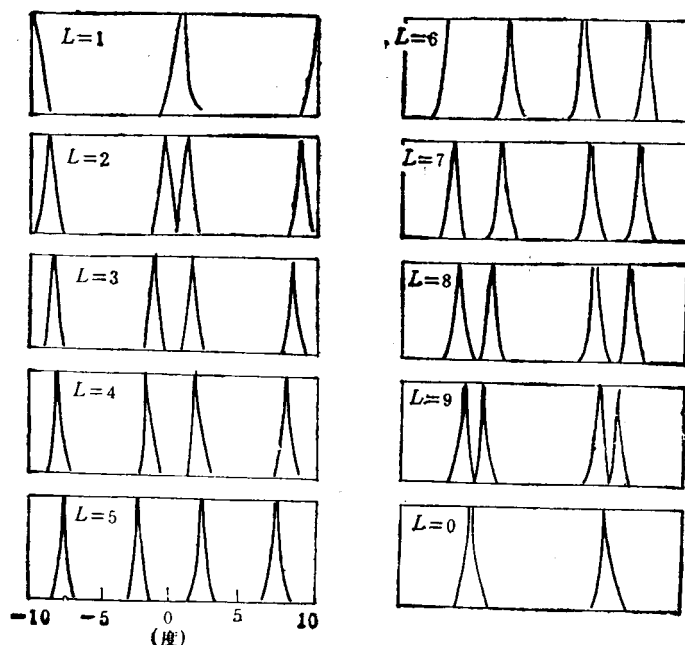


图 6 10 个单元激光阵列的远场花样^[3]

5上。图中 $L = 1, 2, 3, \dots, N$ 的各个场模被称为超级模 (supermode)。

值得注意的是 $L = 1$ 和 $L = 10$ 的模, 它们分别被称为最低阶模和最高阶模。在 $L = 1$ 的模中, 相邻单元的位相都相同, 而在 $L = 10$ 的模中相邻单元的位相相反。这两种模可以人为地加强, 从而使激光列阵工作在最低阶模或最高阶模, 从应用的角度当然希望得到最低阶模。如果不加人为地控制容易出现最高阶模, 这是因为在最高阶模中, 两个单元中间出现零场, 从而吸收最小。

将各单元的贡献求和(考虑位相), 可以得到列阵激光的远场花样。图 6 为 10 个单元激光列阵的远场花样(与图 5 相同的列阵)。对于 $L = 1$ 的最低阶模, 中间为亮场; 而对于 $L = 10$ 的最高阶模, 中间为暗场。

3. 锁相激光列阵

如前所述, 要得到最低阶振荡模式需要人为地控制, 使它得到加强。这需要锁相, 故被称为锁相激光列阵。下边介绍两种锁相方法。

(1) 衍射法

用图 7 对这一方法的原理加以说明。在这种列阵中, 腔长分作两部分。一部分制作欧姆接触, 通电流, 叫有源区域; 另一部分则不作欧姆接触, 不能通电流, 叫做无源区域, 或衍射区。在无源区域, 虽然在 Y 方向光的传播不受限制,

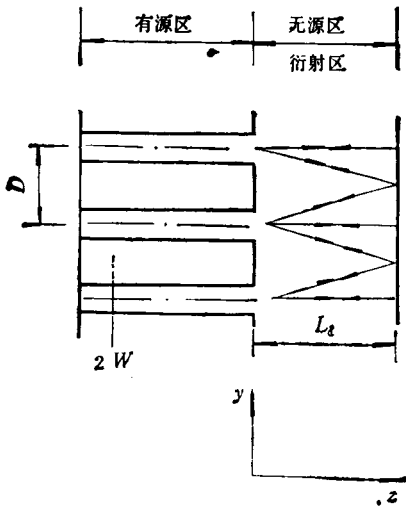


图 7 衍射锁相方法示意图

但在 X 方向仍然存在光波导。假设某单元发射的光通过衍射区后从端面反射回来的光场的位相与近邻单元的光经过衍射区从端面反射到该单元的光场的位相差为 $\Delta\phi$, 如果 $\cos\Delta\phi > 0$, 最低阶模得到加强; 如果 $\cos\Delta\phi < 0$ 则最高阶模得到加强。对于 $\Delta\phi$ 已有一些理论计算, 尽管计算方法不同, 结果也不尽相同, 但有一点是一致的。即 $\Delta\phi$ 与列阵的周期 D 和无源区的长度 L_d 有关。实际上可以通过实验确定 L_d (可能会有点材料的浪费), 从而得到最低阶模。

(2) 自成像法

自成像理论或 Talbot 效应是这样说的: 在 (X, Y) 平面周期分布的光场在 Z 方向的分布也是周期性的, 其周期为 $2Z_0 = \frac{2d^2}{\lambda}$, 也叫 Talbot 距离。

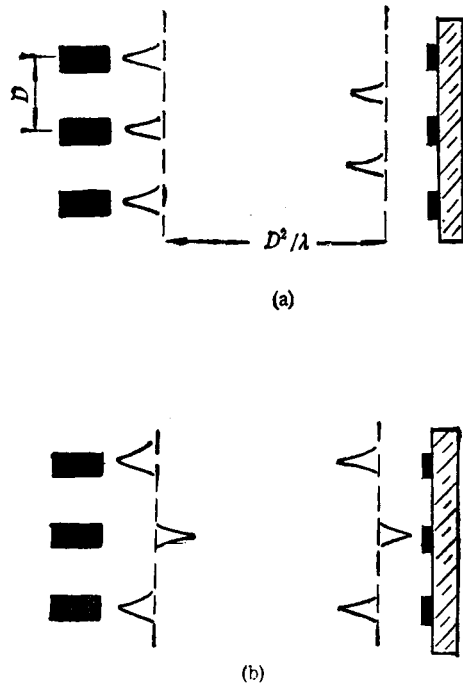


图 8 利用 Talbot 效应进行锁相的原理图

(a) 对最低阶模; (b) 对最高阶模

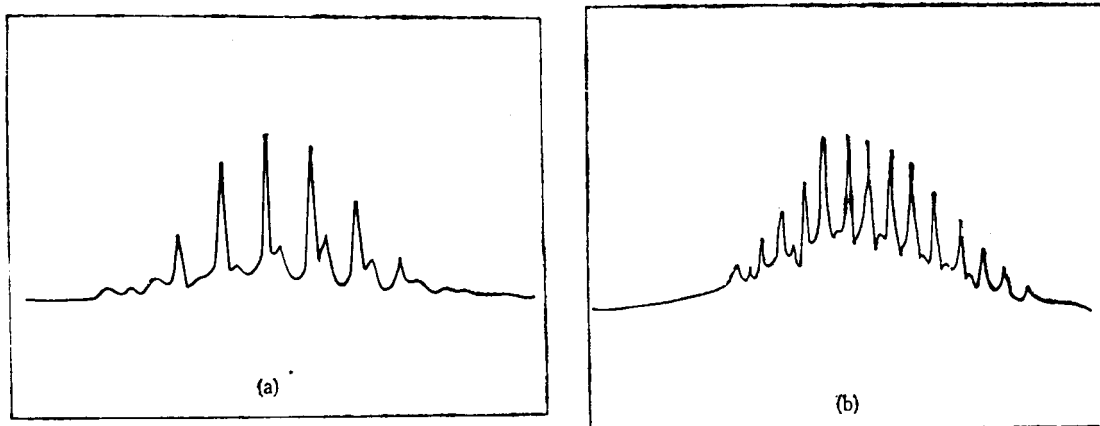


图9 30个单元激光阵列的远场花样^[4]
(a) 有空间滤光器; (b) 无空间滤光器

我们用图8的示意图看看如何运用这一理论进行锁相。在距阵列激光源 D^2/λ 处放置一空间滤光器,使最低阶模的像落在滤光器的无铬膜的地方,这样空间滤光器对最低阶模无影响。最高阶模的像正好落在铬膜上,因而受到衰减,得到抑制。因此激光阵列的输出模式为最低阶模。注意使空间滤光器的平面稍微倾斜一点,以免从铬膜反射的光回到腔中。

图9是30个单元激光阵列的远场图。由

图9可以看出空间滤光器的作用。在没有空间滤光器的情况下同时存在最低阶模和最高阶模,而在有空间滤光器时则只存在最低阶模。

- [1] J. J. Yang et al., *Appl. Phys. Lett.*, **49**(1988) 1138.
- [2] C. Lei et al., *Appl. Phys. Lett.*, **58**(1991), 1122.
- [3] J. K. Butler, D. E. Ackley and D. Botez, *Appl Phys. Lett.*, **44**(1984), 293.
- [4] F. X. D'Amato, E. T. Siebert, and C. Roychowdhuri, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 816.

用扫描隧道显微术实现室温下的单电子隧穿效应

梁励芬 蒋平 王迅

(复旦大学李振道物理学综合实验室,应用表面物理国家重点实验室,上海 200433)

单电子隧穿效应通常只能在低温下实现。最近,采用扫描隧道显微术在纳米尺度的范围内实现了室温单电子隧穿,清晰地观察到了库仑阻塞现象和库仑阶梯特性。这是单电子隧穿研究中的重大进展,将在简要叙述单电子隧穿物理过程的基础上予以介绍。

单电子隧穿是在介观体系中出现的物理现象。早在1951年, Gorter 观察到颗粒状金属的电阻随温度下降表现出反常增加的行为,他解释为每个金属微粒相互之间存在隧穿势垒。这就是最早提出的单电子隧穿效应,但当时并没有产生很大的影响^[1]。过了30多年,直到80

年代后期,随着微细加工技术的发展,美国 Bell 实验室的 Fulton 和 Dolan^[2], 荷兰 Nijmegen 大学的 Van Bentum 等人^[3], 以及美国 MIT 的 Scott Thomas 等人^[4]相继在金属和半导体微结构中观察到了库仑阻塞现象。单电子隧穿效应才重新又受到人们的注意,并很快成为凝