

綜 合 評 述

半 导 体 激 光 器 的 进 展

B. Lax

过去几年中,半导体激光器领域已以巨大的步伐前进。本文试图弥补目前人们熟悉的注入式激光器与最近在光子与电子抽运的激光器上进行的工作间的空隙。

自1962年以来,已经发表了许多关于半导体激光器的评述性论文^[1-5],首先制成的是砷化镓结型二极管激光器。每一篇论文虽抱不同的观点,但评述的差不多都是同一背景和基本原理,而且也包括到目前为止的实验及理论结果。其中最完全和最广泛的评论当推伯恩斯(Burns)及内森(Nathan)^[5]的论文,并且列出了直到1964年7月为止的丰富的文献表。因此,原谅作者再重复一下他们的成果。既然如此,那为什么还要写另一篇评论呢?作者经过一番考虑之后,觉得应在注入式激光器的那些参考文献和最新的光子、电子泵浦的半导体激光器之间作些补充,想使它们建立起联系。另外也提供一些关于作者及林肯实验室的同事们所特别感兴趣的关于半导体激光器的一些讨论。必然还会遗漏一些别人介绍过的重要资料及参考文献,尚望读者及评论家们原谅。

历 史

就在戈登(Gordon)、蔡格(Zeiger)及陶恩斯(Townes)^[6]1954年制成氨微波激光器之后不久,物理学家们就开始推测制成固态微波激光器,甚至是光激光器的可能性。半导体一些所熟悉的发光及红外发射就给出了这种可能性。其中首先提出的一种激发方式是由纽曼(J. V. Neuman)^[7]建议的、很类似于现在的结型二极管激光器的电学泵浦器件。然而,他的建议并不具体,而且还超出了当时的工艺情况。埃格兰(P. Aigrain)^[8]于1957年在麻省理工学院的一系列讲课中提出了通过点接触器件来激励的另外一种可能性。他与其同事们开始从事锗硅等半导体的电学和光学泵浦方面的工作,1958年^[8]在布鲁塞尔召开的国际会议上,没有提出什么结果,仅提了一些想法。

另外两派,一个是林肯实验室,另一个是列别捷夫(Lebedev)研究所。他们也分别对于实现半导体激光作用作了努力。林肯实验室的一些人考虑了在理论上行得通的迴旋共振微波激光器^[9],以及带间和杂质跃迁激光器。而列别捷夫研究所的一些人,在巴索夫(Basov)^[10]提出的方向上考虑了电激励的相似器件。

这些不完全不具体的若干想法,在1959年9月第一次量子电子学会议上作了简略的讨论。在1961年第二次量子电子学会议上报告了一些实验结果,虽然还没有什么成绩,但对一些基本概念比较清楚了,并作了一些定量的考虑。在这次会议上巴索夫首先提出了采用电子束激发半导体的可能性。此后不久伯纳德(Bernard)和杜拉佛格(Durrafourg)^[11]从理论上说明了在半导体中实现集居数反转的必要条件。当一些研究者开始考察砷化镓的发射时,半导体激光实际上就开始发展起来了。更显著的结果是由凯斯(Keyes)及奎斯特(Quist)^[12]得到的,他们证实,当砷化镓二极管的温度低至77°K时,靠近能隙处的发射随着光谱的变窄及量子效率的升高而有数量级的增加。这样马上就提出了这种机理有着实现半导体激光的可能性。与此同时杜姆克(Dumke)^[13]在理论上预言了GaAs可以满足直接跃迁激光器的要求,而且对间接跃迁激光器的可能性提出了悲观的看法。这样,1962年秋,GaAs二极管激光器首先由通用电气公司^[14]发表,同时,国际商业机械公司^[15]及林肯实验室^[16]也相继报告了类似的结果。

关于结型二极管激光器方面的工作很多,这里所作的历史回顾只能主观认为是最精彩的部分。下一个重要的发展是在红外光谱区发射的GaAs_{1-x}P_x合金二极管激光器^[17]的制造。继此之后,还有其他材料作成激光器,如InAs^[18],InP^[19]及In_xGa_{1-x}As^[20]和InAs_{1-x}P_x^[21]合金,它们的发射是在从8,400~32,000埃(3.2微米)的红外光谱区。虽然,第一批这些激光器还都是脉冲操作,但当采用了一些技术措施(其中包括利用磁场降低阈电流)之后,马上就实现了连续操作。当对InSb施以100,000高斯^[22]的磁场时,这种方法是奇特的,并且最终实现了根据理论所预期的磁激光器的操作。

半导体激光器的调制可以通过温度变化、流体静压力及单轴压力效应来实现。二极管激光器的室温操作在高阈值电流下也可以脉冲的方式实现。从GaAs激光器所产生的二次谐波^[23]把发射延展到了4,200埃。在长波方面,PbTe^[24]及PbSe^[25]二极管激光器分别将光谱延展到6.5及8.5微米。大体积InSb激光器的工作,其辐射垂直或平行于二极管电流^[26]。

另一方面的重大发展是电子束激发的半导体激光器,它首先是在1961年由巴索夫提出的^[27],事实上,他的学派于1963年在列别捷夫^[28]研究所对CdS已获得了谱线变窄的结果,证明了利用这种泵浦方式有可能得到激光作用。而首先实际获得电子束激发的相干辐射是在1964年7月由伯鲁瓦·阿·拉·圭约姆(Benoit à la Guillaume)及狄伯威(Debever)^[29]利用InSb及InAs实现的。后来赫维茨(Hurwitz)及凯斯(Keyes)^[30]采用类似技术用电子束激发砷化镓成功地获得了激光作用。激光作用的阈值对掺杂的关系已由库萨洛(Cusano)^[31]从实验上、克莱恩(Klein)^[32]从理论上作了研究。同时,法国学者^[33]激励GaSb得到相干发射,而后又在Te中产生了相干发射,清楚的显示出这些材料中存在着直接跃迁。

二极管激光器的各种应用已经发展起来了,其中已用GaAs激光器作为InSb及InAs晶体的光泵源而使后者得到了相干辐射^[34,35]。GaAs二极管在通讯、电视方面已经成功的实现了一定距离的传送^[36]。采用GaAs二极管激光器作雷达,在低温和室温下操作已表现出很高的空间及角分辨能力^[37]。GaAs激光器亦可以作为喇曼光谱的红外源^[38]。这些激光器已由国际商业机械公司用于光束晶体管^[39]。最近已发展成了扫描管^[40],假如能充分发展这种

扫描束半导体激光器，则必然具有很大的应用潜力。

基本原理

为了要得到受激发射，必然要满足某些基本要求，首先遇到的问题就是激励方法，或者说电子从低能级到高能级的泵浦问题。关于半导体在这方面的问题目前已提过许多，但实际上仅有三种合用：(1)二极管注入式泵浦；(2)空穴-电子对的电子束激发和(3)空穴-电子对的光激发。第二个遇到的问题是在激发过程中，造成足够的电子数反转，从而产生足以克服损失的受激发射。第三个是要有一个有效的共振腔结构以保证反馈，这样所有的光子以一定位相关系从腔的一端发射出来，换句话说，辐射是相干的。

在这里的讨论，我们将主要限于考虑已经成功操作的直接跃迁激光器的上述过程。然而，首先我们还是来说明一下半导体中集居数反转的问题。在半导体中，导带的能级并不是分立的，它不同于原子能级或固体中的局部杂质中心。电子处在被禁带所隔开的宽能带中，这就意味着反转能级的意义是不确定的。然而，其反转可作如下简单的物理解释：假如在很低温度下突然给本征半导体一个电脉冲或光能，使之产生空穴-电子对，并且这些粒子对分别在价带和导带中建立起平衡(所需时间短于复合时间)，则两种简并的集居数互相反转。在导带中具有一定动量 P 的电子仅能跃迁到价带中具有同样动量 P 的状态，即状态选择定则 $\Delta P=0$ 是一种强的许可跃迁。从图 1 中我们看到能量为 $h\nu$ 的光子分布成为：

$$\varepsilon_g < h\nu < F_c - F_v \quad (1)$$

其中， ε_g 是能带间隙， F_c 、 F_v 分别为电子、空穴分布的准费米能级， $h\nu$ 是发射光子的能量。在 $T=0$ 时这些费米能量相应电子分布的顶和空穴分布的底，在较高温度时，分布并不是确定的或明确的，在费米能级上下都存在着满态和空态。所以在方程(1)中所限定下的能量范围内不仅可以发射光子，同时也可以吸收光子。关于这点后面还会谈到。但是，在稳态条件下，当空穴-电子对连续产生的时候，两种载流子的分布互相是不平衡的，但对晶格而言却是平衡的。因此，由 F_c 及 F_v 所确定的费米分布，对于特定的晶格温度来说仍然是有意义的。

我们感兴趣的是：在低温下，图 1 所示的理想带间跃迁激光器的光谱分布将由方程(1)决定，对简单的抛物带将决定于状态密度：

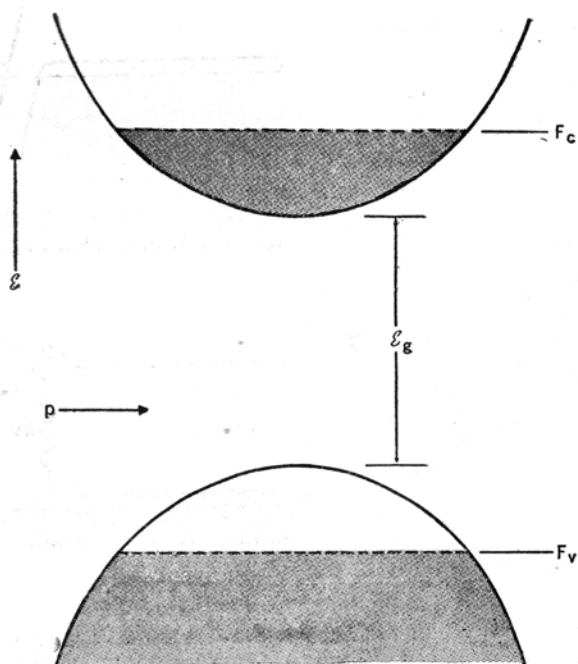


图 1 半导体导带和价带中电子空穴的集居数反转

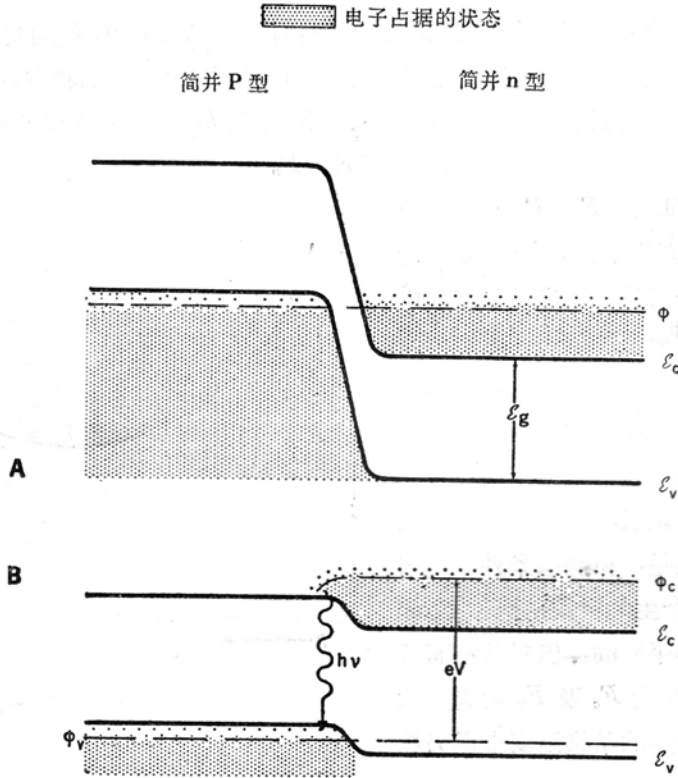
$$\hbar\Delta\nu = \varepsilon_c + \varepsilon_v \quad (2)$$

其中, ε_c 、 ε_v 分别是导带底之上和价带顶之上的能量, 即

$$\varepsilon_{c,v} = \frac{\hbar^2}{2m_{v,c}} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (3)$$

这里 m_c 、 m_v 是电子和空穴的有效质量, N 是载流子浓度。假如, 我们假设复合寿命是 10^{-9} 秒, 那么在激光器中刚好在低于阈值时被激发的载流子数典型的数据是 10^{17} 厘米⁻³。这就给出 $\varepsilon_{c,v} \approx 0.01$ 电子伏, 这个值接近于二极管激光器在低温下自发辐射的线宽。但谱线形状是显然不对称的。在任何情况下, 这种简单机理并不十分正确; 另外一些事实表明理想带的带间跃迁并不发生, 而杂质在决定跃迁能量方面及调整简并半导体的能带方面起着一定的作用。

在实际二极管激光器中, 两个反转区都是发生在结附近的区域内, 在这个区域内, 大的正向结偏压产生一个如图 2 所示的价带和导带之间的重叠区域。该图形表明 n 区掺杂较浓, 因此过剩的空穴-电子对注入到 P 区。这种情况在实验中已经被观察到。虽然, 在原理上空



65

图 2 二极管激光器 P - n 结附近的能带图, 所加偏压: (A) $V=0$, (B) $V \geq \varepsilon_g/e_0$ 。在这种简并情况下, 费米级 ϕ 在价带顶之上和导带底之上*。(引自雷迪克^[1])

* 原文正好相反——译校者注

穴可以由重掺杂的 P 区注入到轻掺杂的 n 区。在目前情况下, 发射应当出现在电子相对于空穴反转的 P 区里。加到结上的电压略大于能隙——同方程(1)一致。

在激光器中, 集居数一旦反转, 必要的条件就要求受激发射应超过损失。造成能量损失因素包括: (1)自由载流子吸收引起泵浦能量的体损失; (2)当激光器不是处在很低的温度下, 或空穴及电子的集居数不是简并化时, 发射光子的再吸收; (3)由于反转区很窄, 发光渗透到损失区所引起的几何损失因子和(4)反射损失。我们将一个个地考虑这些因素, 并且逐步地使我们的激光器结构理想化。因此让我们考虑一个最简单机理: 即一个处在很低温度下的大体积激光器, 其中唯一需要克服的损失是被泵浦能激励到反转区的自由电子和空穴的损失。正如在大体积等离子体激光器中一样, 泵浦可以是采用光能、电子束或者载流子对的注入等。后两种完全接近上述情况。在这种条件下, 我们可以近似地决定杜姆克^[41]所提出并且被他发展了的产生受激发射的条件。他比较了负吸收系数(实质上是光子发射几率)和自由载流子吸收。对于直接跃迁来说, 负吸收系数(因此, 也就是单位长度上的增益)是:

$$\alpha_g = A \sqrt{h\nu - \varepsilon_g} \quad (4)$$

其中 A 是由理论计算的系数, 依赖于带间允许跃迁的动量矩阵元及态密度。例如, 对于 GaAs 来说, 系数 A 可由光吸收数据知道, 因此, 对于一个简并的载流子粒子集居数 $N \approx 10^{17}$ 厘米⁻³, 那么 α_g 的最大值可由方程(3)算出:

$$\Delta\varepsilon = h\nu - \varepsilon_g \simeq \frac{\hbar^2 N^{2/3}}{m^*}$$

其中 m^* 是折合质量。对于 GaAs 我们发现 $\alpha_g = 10^3$ 厘米⁻¹。这略高于平均值, 但是, 因为态密度随能量和电子数而增加, 电子数也增加, $N \sim (\Delta\varepsilon)^{3/2}$, 这与平均值的差别不大。然后我们把 α_g 与自由载流子引起的损失相比较, 后者为,

$$\alpha_c = \sigma \sqrt{\mu_0/\varepsilon} \quad (5)$$

其中电导率

$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m^*(1 + \omega^2\tau^2)} \simeq \frac{Ne^2}{m^*\omega^2\tau}$$

假如我们采用典型的数据, $m^* = 0.1$ 米, $\tau = 10^{-13}$ 秒, $\omega = 2 \times 10^{15}$ (对 GaAs), 则 $\alpha_c \simeq 0.2$ 厘米⁻¹。因此, 我们看到自由载流子的吸收要比受激发射的增益小几个数量级。在实际的激光器中, 受激跃迁是发生在束缚施主或激子态到受主态之间。与这种跃迁相应的吸收系数已由实验测出或者由理论算出, 而且给出 $\alpha_g \simeq 300$ 厘米⁻¹, 对于自由电子到浓度为 $N \simeq 10^{17}$ 厘米⁻³ 的受主态的跃迁可同上述带间跃迁相差不大。

二极管激光器的反转区域宽度通常是一个到几个微米数量级, 两侧以简并化材料为界, 自由载流子的损失是主要的。对于这样的结构: 即假设这个区是窄而长的负电导板(这种结构类似于一个电介质波导管)。电磁场边界值的问题已经得到解。电磁场在这个区内大起来, 在直反转区的两侧成指数衰减。将此结构理想化, TE 及 TM 波的增长系数是可算得的, 阈值电流也可以估计出。采用微扰处理的近似方法也可得到同样结果, 相应于反转区内的净增益同两侧的体内损失相平衡的阈值条件是:

$$\alpha \approx \frac{\int_{-W/2}^{+W/2} \sigma_1 E_1^2 dx - \int_{W/2}^{\infty} \sigma_2 E_2^2 dx - \int_{-\infty}^{-W/2} \sigma_3 E_3^2 dx}{e \int_{i_z} [\mathbf{E} \times \mathbf{h}] dx} \quad (6)$$

其中 E 、 h 为电磁场的电矢量及磁矢量， $\sigma_{1,2,3}$ 是每个区中的电导率， i_z 是 Z 方向的单位矢量。区域 1 是宽度为 W 的结区，若假设： $E_1 \approx E_0$ ， $E_2 \approx E_0 e^{-\alpha_2 x}$ ， $E_3 \approx E_0 e^{\alpha_3 x}$ ，并假设穿透简并区的深度为 δ ，则：

$$\alpha \approx \frac{W\sigma_1 - \sigma_2/2\alpha_2^* - \sigma_3/2\alpha_3}{1/\alpha_2 + 1/\alpha_3} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} = \frac{W\sigma_1 - (\sigma_2\delta_2 - \sigma_3\delta_3)/2}{\delta_2 + \delta_3} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \quad (7)$$

在阈值 $\alpha \geq 0$ ，这意味着

$$\sigma_1 > \frac{\sigma_2\delta_2 + \sigma_3\delta_3}{2W}$$

或当 $\delta_2 = \delta_3$ ， $\sigma_2 = \sigma_3$ 时
$$\sigma_1 > \frac{\sigma_2\delta_2}{W}$$

因此，实际在二极管中，增益应当比体二极管大一个比值，这个比值是：穿透深度 δ 与反转区宽度之比。这个几何因子在大多数二极管激光器中大约是 10。据我们所知 $\sigma_1 \gg \sigma_2$ ，因此，现在就可以理解为什么直接跃迁是最有期望的。而对于间接跃迁就不是这种情况了，负电导最多不过同正损失差不多，即 $\sigma_1 \geq \sigma_2$ 。所以，在二极管中几何因子使得这种情况不利于掺浅能级的 Ge、Si、SiC 来实现激光作用。

为了在受激发射条件满足后，获得相干辐射，就必须提供一个共振腔结构。在二极管激光器中，这个结构是一个法布里-珀罗腔，它通常包括两个相互平行的垂直于结平面的抛光面，并且产生增长波的反射与反射损失。假如在计算阈值电流 J_{th} 时考虑到这一反射损失和体内损失，则^[43]

$$J_{th} = A \left[\bar{\alpha} + \frac{1}{L} \log \frac{1}{R} \right] \quad (8)$$

其中 $\bar{\alpha}$ 是在围绕二极管结周围的非本征 n 区及 p 区内的平均自由载流子损失。第二项表示长为 L 、反射系数为 R 的二极管的反射损失。系数 A 依赖于自发辐射线宽 $\Delta\nu$ 和激光器辐射的能量。各种理论的发展稍有不同，但在方程 (8) 中给出结果已被实验^[44]所证实，在这些实验中，体内损失 $\bar{\alpha}$ 对于掺杂较少的材料是小的，而且表明阈值正比于二极管长度的倒数。同时也提出电磁波型花样是由反转区及近结处非本征区中电介质性质决定的。这个结论是由沿着反转区的行波或波导波的电磁方程得到的，在两侧的渗透值近似由

$$\delta_2 \approx \frac{\lambda^2 \epsilon}{W \Delta\epsilon (2\pi)^2} \quad (9)$$

给出。其中 λ 是在介质中的波长， $\Delta\epsilon$ 是介电常数之差。这个渗透值可能是由于自由载流子或甚至是由于能隙附近的带间跃迁的不同贡献(由于简并区和反转区占有能级的改变)而引起

* 原文为 $\sigma_2/2\sigma_2$ ，可能误印——译者注。

的。后者的色散部分也可能是一个有贡献的因素,上述结果在于 $\lambda=2.3 \times 10^{-5}$ 厘米, $W \approx 10^{-4}$ 厘米, $\delta_2 \approx 10^{-3}$ 厘米, $\Delta\epsilon/\epsilon \approx 10^{-4}$, 这个要求通过上述机构很容易满足。因此,即使在反转建立之前,电磁场也就可以传布了。因为 $\Delta\epsilon > 0$ 是很容易实现的。

由各种理论所估计的阈值电流大约在 $100 \sim 1,000$ 安/厘米²之间,它同实验值半定量地符合。另外,激光光束的纵向角 $\theta \approx \lambda_0/\delta_2 \approx 0.84/10 \approx 0.08$ 弧度 $\approx 5^\circ$ 与 δ_2 的估计值相符合。对于GaAs注入式二极管激光器 λ_0 (微米)及 δ_2 分别是自由空间波长及简并区的表层渗透深度。

国际商业机械公司的学者们对于阈值电流也从理论及实验上作了估计^[46],他们发现:从 $2 \sim 20^\circ\text{K}$,这个值大约为 100 安/厘米²,当高于这一温度范围时,阈值按照 $J_{th} \sim T^3$ 增加,如图3所示。由拉谢尔(Lasher)及斯特恩(Stern)^[45]所发展的理论用带间跃迁的再吸收来说明了这一效应,当温度上升时,由于简并度的增加,在导带及价带中产生了空态。在高温时, $T^{2.6}$ 的依赖关系与实验情况相当接近。同时,他们的理论计算也考虑了二极管在低阈值下所观察到的自发辐射的谱线形状。

近期的发展

元素半导体二极管激光器已由III~V族化合物诸如GaAs、InAs、InP、InSb及其合金制成,这些材料当然都是直接能隙半导体。另外众所周知的并已经很好地被研究了的直接能隙半导体是IV~VI族化合物,包括铅的化合物,如PbS、PbTe、PbSe。的确,随着材料制备的进展,后两种材料已经制成了二极管激光器*。它们与III~V族化合物的差别是:光学跃迁发生于布里渊区[111]边界(L点),而不是通常在其他化合物中发现的在中心 $K=0$ 处。这种PbTe和PbSe激光器发展的一个重要方面是它们分别将半导体激光器辐射波长扩展到较长波范围的6.5及8.5微米。而且,从目前的实验看来,由于单轴或流体静压力效应可使这些激光器的波长进一步调制到 $8 \sim 14$ 微米,这正好是

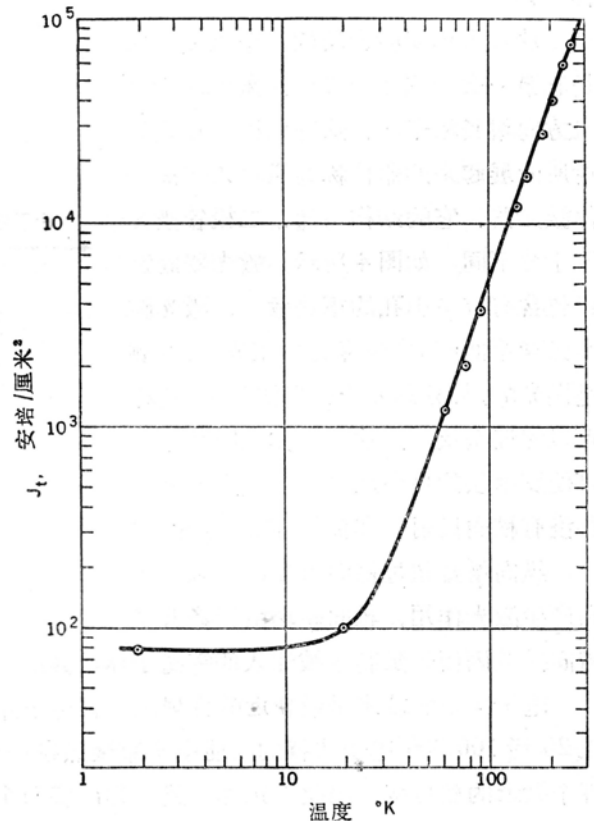


图3 GaAs激光作用所要求的阈值电流对于温度的依赖关系。(引自伯恩斯坦及内森^[46])

* 最近报导,利用PbS已制成了连续波激光器。在 4°K 下,阈电流 300 安/厘米²,峰值在 4.3 微米,半宽度为 15 埃。参看: J. S. Butler et al, J. Electrochem. Soc. Vol. 112, No. 7(1965)154C——译校者注。

大气窗口,就可能用于通讯及军事目的。

在注入式激光器中,对于受激发射起作用的反转区估计为沿注入电流方向1个微米深左右。从光束花样中确定的发光区略宽一些,并且在该方向上大约为10微米的大小。最近,梅耳恩盖里斯(Melngailis)、费伦(Phelan)及雷迪克等发展了一种“大体积”InSb注入式激光器,在这种激光器中,反转区扩展到结区以外几百个微米。这种对二极管激光器的技术革新来自他们早期的关于正向偏压 n^+p-p^+ InSb大体积注入等离子体二极管结构^[47]。这种 n^+p-p^+ 结构管叫做畸变器(madistors),被用做磁开关及放大器件。这种二极管结构由重掺杂的n区及轻掺杂的p区以及紧接着的重掺杂的p型层组成。正是这种中间层对二极管的性质起着决定性的作用。在正向偏压下,电子由 n^+ 区注入到p区,而且被俘获。因此,载流子寿命由 10^{-10} 秒增加到 10^{-7} 或 10^{-6} 秒。继而使扩散长度 $L_n = \sqrt{D_n\tau}$ 由大约一个微米增加到100微米。当沿电流方向加上磁场时,则发射效率提高。正如借助于红外棱镜及InSb光电探测器加上机械扫描时所观察到的花样一样。

这种大体积激光器的一个重要方面是它第一次作到了使半导体激光器沿电流方向增长相干波。这种由梅耳恩盖里斯所发展起来的器件称为纵注入等离子体激光器。它的结构与通常二极管激光器十分不同,如图4所示。激光器固定在包含有许多小孔的铜热散上。激光腔由光学平面到 n^+ 侧抛光面组成。 p^+ 侧是抛光的,并且蒸发上一层银和金,这样可以保证全反射。这种层作成圆孔形,可使反射层的横向尺寸小于纵向尺寸。若没有横向反射和非反转邻近区的损失,纵向增益超过横向增益,足以在正向产生激光作用。轴向磁场由于降低了横向扩散因而也限制了被注入的等离子体,因此,限制了激活反转区的横向大小。

电子束泵浦技术是最新近的发展之一。电子束半导体激光器的原理是很简单的。数量级在20到100,000电子伏特的高能电子束聚焦在一个小半导体样品上,样品的大小可以是几百个微米的数量级。因此,正如上述一样,将两个表面解理或抛光成相互平行的垂直于电子束的法布里-珀罗共振腔。当电子束可穿透5~10微米厚的薄层时,在那里产生电子-空穴对,在低温时形成如注入二极管那样的简并粒子数。这个反转分布一旦形成,自发辐射就建立起来。直到高于电子束阈电流时,则从共振腔的抛光面或解理面产生出受激相干发射。这种器件苏联最先采用CdS,以200千电子伏、电流密度为1安/厘米²的电子束泵浦作了尝试。虽然没实现激光作用,但是,观察到的谱线变窄的事实却指出了这种技术实现激光作用

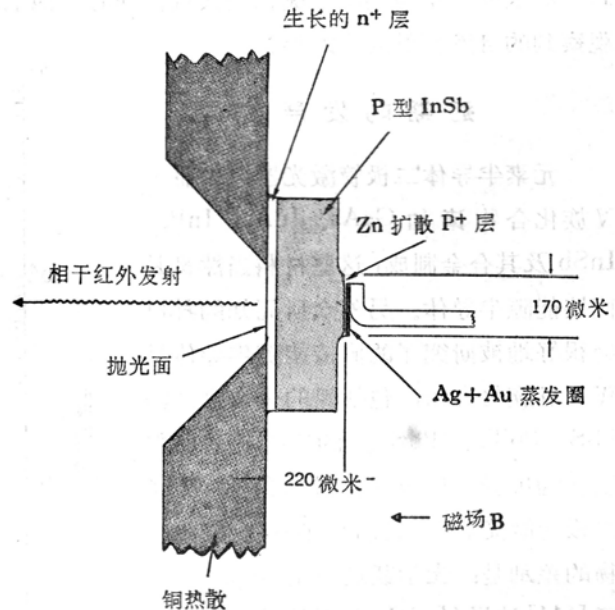


图4 纵注入等离子体激光器,法布里-珀罗腔平行于电流。(引自梅耳恩盖里斯、费伦、雷迪克)

的可能性。稍后，伯鲁瓦·阿·拉·圭约姆及狄伯威利用 InSb 和 InAs，以 20 千电子伏、阈电流 1 毫安、直径 150 微米的电子束成功的实现了激光运转。这相应于电流密度 1 安/厘米² 或电子浓度 10¹⁷ 厘米⁻³，与结型激光器反转集居数差不多。为了避免热效应，采用了长几微秒、低重复频率的脉冲电子束。估计在阈电流上，激发空穴-电子对的效率可达 30%。

电子束技术也已经在杂质浓度为 10¹⁸/厘米³数量级的 n 型及 p 型 GaAs 中取得成功。在 GaAs 中，发现除了阈电流外，为了实现激光作用需要 30 千电子伏的阈电压。相互平行的抛光面相距约为 200 微米，电子束脉冲持续时间为 0.2 微秒，重复频率为 1,000 次/秒，具体装置如图 5 所示。在低于阈值时，即电子束电流为 1/2 毫安时，考查了发射光谱的性质，发现其线宽近似为 100 埃。然而，高于阈值时——电子束电流为 3 毫安，观察到许多波型，如图 6

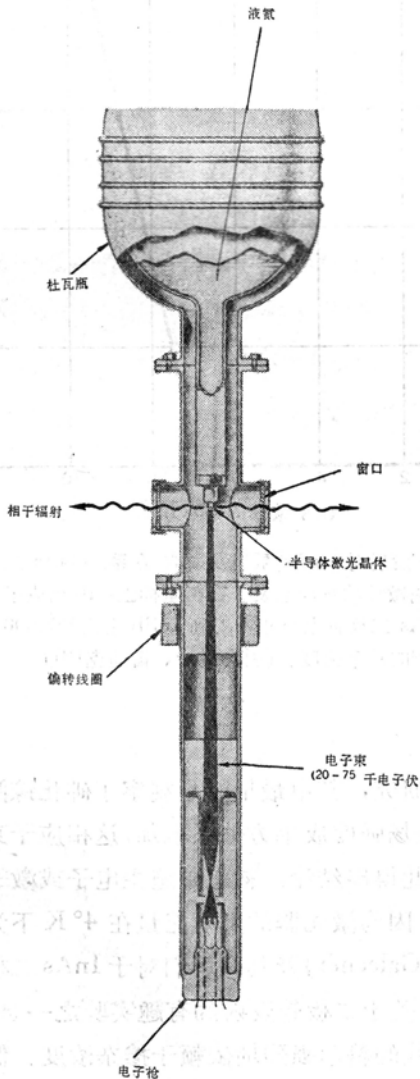


图 5 电子束半导体激光器的电子枪及杜瓦瓶(引自雷迪克)

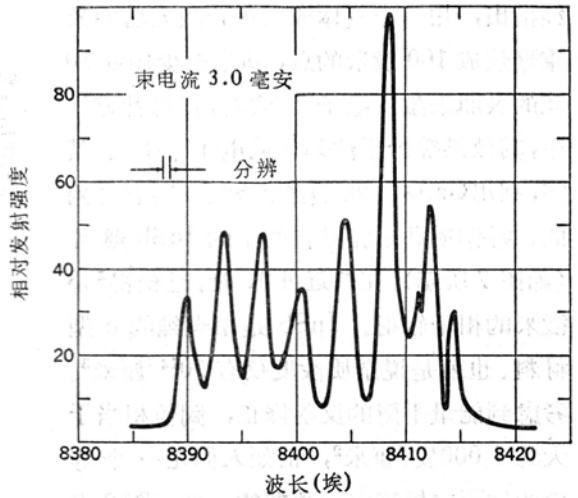


图 6 电子束泵浦的 GaAs 激光发射光谱 (引自赫维茨及凯斯)

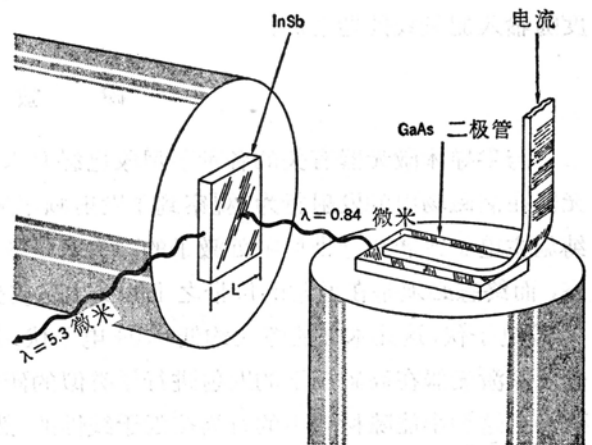


图 7 用 GaAs 二极管注入式激光器泵浦大体积 InSb 激光器(引自费纶, 雷迪克^[34])

所示, 每个波型线宽为 2 埃, 它们之间相隔 4 埃。后者与同样大小尺寸的法布里-珀罗共振腔的理论计算值很好的符合。另外对于 GaAs、GaSb, 最近由法国学者们利用电子束技术作成了激光器。最近伯鲁瓦·阿·拉·圭约姆与狄伯威等人用 15 千电子伏的电子束激发 Te, 在 4°K 下观察到了 0.334 电子伏及 0.336 电子伏处的两个峰值, 阈值电流是 200 微安。在这种材料中, 其发射是以电矢量平行于 C 轴偏振的, 这就表明这种偏振是直接跃迁。最后, 赫维茨利用电子束技术在 PbTe 和 PbSe 之特征波长上实现了激光作用, 其结果类似于用这些材料制成的二极管结构的激光器。

虽然, 光泵半导体激光器是最早提出的一种, 但是这种方法至今尚未尝试过。实际上, 作者在叙述迴旋共振激光器时已经指出, 用一个气体或二极管激光器的光束聚焦成 100 微米的点, 功率至少接近 10 瓦的泵浦来激发电子-空穴对, 在这种方法中, 其效果等价于注入式或电子束激发。其实, 利用 GaAs 二极管激光器激发同它并列的、并作成共振腔结构的小的 InSb 薄片 (如图 7 所示), 在接近 4°K 时, 已获得 5.3 微米的相干辐射。InSb 是相当纯的 n 型材料, 也就是说杂质浓度仅有 10^{14} /厘米³。考虑到能量平衡的反射修正, 阈值相当于大约 1,000 安/厘米², 正如人们在一个等价的结型二极管中所预期的一样。图 8 表示 InSb 的输出与 GaAs 二极管输入之间关系的有趣曲线。在阈值电流上, 输出强度随输入能量线性地增加。

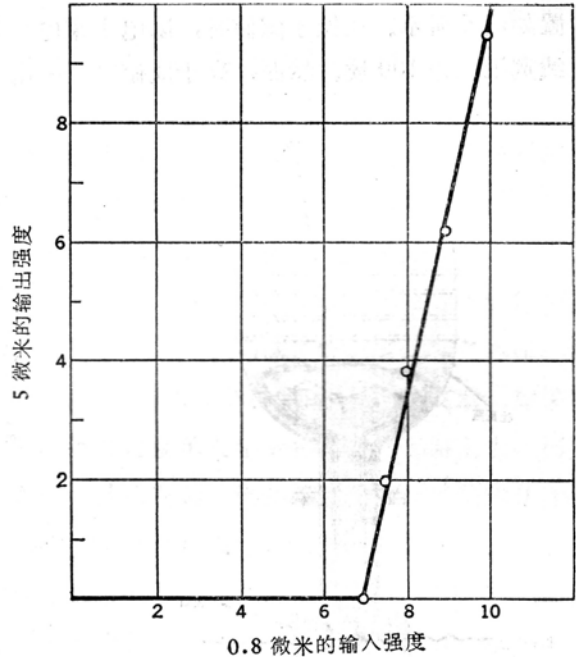


图 8 InSb 发射对 GaAs 泵浦发射的关系。GaAs 二极管用 50 毫微秒的脉冲激发。在横座标上, 10 相应于 20 安培 GaAs 二极管电流和入射到 InSb 上大约 7,000 瓦/厘米² 的功率密度。(引自费伦、雷迪克^[34])

磁 效 应

与半导体激光器有关的各种磁现象已经有人进行了研究, 其中最早的是观察了砷化镓激光器在高磁场中的发射行为, 观察到了发射频率随所加磁场强度成平方关系增加, 这相应于束缚施主电子或者在导带底附近激子的二次塞曼效应。由此得出结论: 初态是施主电子或激子态, 而终态必须是在通常的价带之上的受主态或受主带, 因为激光器的发射能量在 4°K 下为 1.47 电子伏, 这比本征能隙大约低 0.04 电子伏。盖里纳(Galeener)及其同事们对于 InAs 二极管及其激光器在高磁场下的发射进行了类似的研究^[50]。关于二极管发射的有趣实验之一是: 磁场在这种小能隙材料中的行为接近于线性的, 然而, 谱线的斜率强烈地依赖于掺杂浓度。假如, 采用自由载流子运动或自由载流子的能带间的跃迁兰道(Landau)模型, 则 $\Delta \varepsilon g = \frac{1}{2} \hbar (\omega_e + \omega_v)$, 其中 $\omega_e = eH/m_e^*C$, $\omega_v = eH/m_v^*C$, 分别为电子及空穴的迴旋频率。相应于折合质量 m_e^*

的不同有效质量如图 9 所示。这个现象的解释是：有效质量相应于非抛物线的曲率，在这个能带中由于简并分布使费米能级进入高有效质量的能带范围。

作为磁场函数的激光阈值，在 InAs 中也进行了研究，并且存在着一个如图 10 所表示的特性。曲线表示阈值随平行于电流的磁场的变化。在比较低的磁场时，阈值降低 2 倍，然后，一直到 100 千高斯的范围内，阈值都随磁场强度增加而缓慢增加。这个现象还不完全了解，因为，从这个简单模型出发所预期的阈值是单调降低的。不过，磁场对散射和复合的影响在理论上尚未考虑过，这种影响可能更正确地解释实验中所观察的行为。垂直于电流方向的磁场，在几千高斯内，使阈值显著的降低；当磁场进一步增加时，阈值仍旧不变。在这种结构中，其解释是：磁场减小了扩散长度，因此增加了反转区最初的电子-空穴对的浓度。最后，当磁场高达 10 千高斯时，则激光运转完全不能进行，因为横向磁场减少了自由载流子向反转区的扩散，以至使二极管被载断。扩散系数按关系式 $D_H = D_0 / \omega_c \tau$ 减少。

在 InSb 中，磁场的影响更加强烈。其阈值如理论所预期的是显著降低了。在图 11 所示的具体二极管中，在低于 15 千高斯的磁场下阈值降低 5 倍。在弱磁场时，所有二极管都完全不能作激光运转。这个现象可以通过下面的事实定性解释，即状态密度随磁场增加，因此，发射的跃迁几率也成比例的增加。但是在磁场很高时（如 100 千高斯），阈值不变。这可能同对 InAs 激光器的这种行为所说明的理由是一样的。所以，这个现象在理论上显然还不能给以圆满的解释。

InSb 激光器发射另一个很明显的现象是：作为磁场强度函数的频率位移比人们从理论中所预期的结果稍高了些。如图 12 所示，所加磁场为 100 千高斯时，频率改变接近 8%。在弱

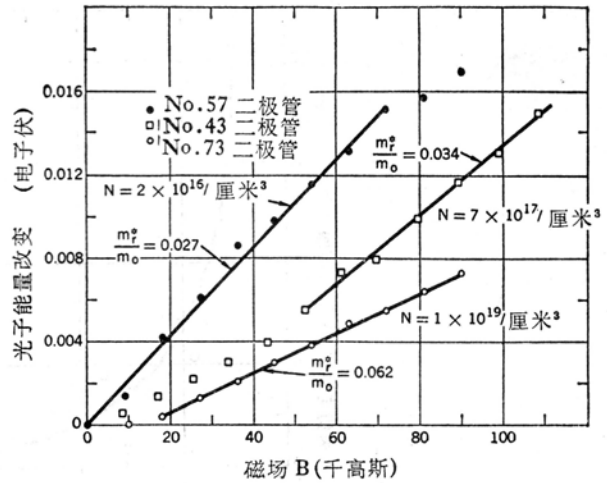


图 9 在 77°K 下三个不同 *n*-型材料制成的二极管的自发辐射随磁场的变化。有效质量的值是由直线的斜率算出的，假设 $\Delta\varepsilon = \frac{1}{2}\hbar\omega_c$ ，对于二极管 57、43、及 73 分别为 0.395、0.393、0.381(仿盖里纳等^[50])

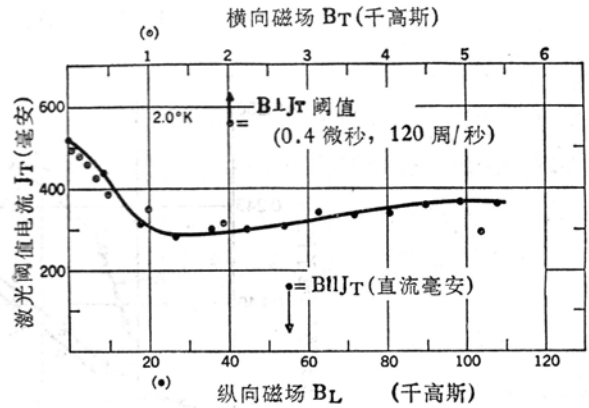


图 10 激光阈值电流随磁场的变化。二极管浸没在液氮中(2°K)其取向先平行于磁场，然后垂直于磁场(仿盖里纳等^[50])

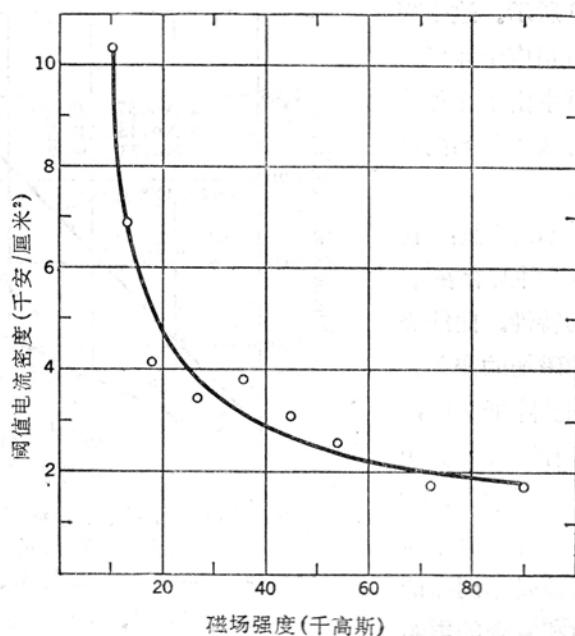


图 11 激光作用的阈值电流密度作为
磁场强度的函数。(费伦等人^[22])

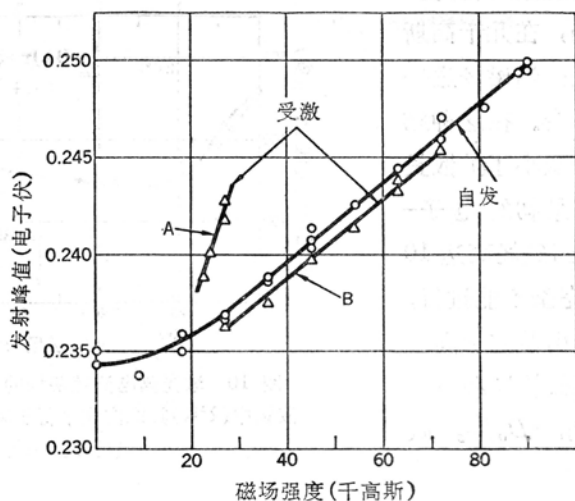


图 12 激光发射光谱的能量作为
磁场强度的函数。(费伦等人^[23])

磁场时，二极管发射频率与磁场强度成平方关系，这表明是施主或激子态的作用。然而，在高磁场下，依赖关系是线性的，而且有一个有趣现象：即起初激光在高频运转，而后转变为低频工作。在InSb中，这两种状态的分裂相应于磁吸收实验中所观察到的反自旋分裂。理论指出：高频跃迁几率要比低频跃迁几率高3倍。因此，在20~30千高斯的弱场情况下，两种能级都是集居的，而且预期高频跃迁占优势。然而，当磁场增加时，集居数因子开始有利于其中较低的能级，以至在很高磁场时，只有这样一个能级是集居的。在PbTe、PbSe中，

也观察到了类似现象，两者之发射花样是十分类似的，并且都有如图 13 所示的特性。然而这时上下自旋态同时工作，因此它们的跃迁几率也是相同的。当磁场增加到高于 20 千高斯时，仅有低能级连续发生发射，因为较高能级不再是集居的了。

与激光器相关的另外一种磁效应是带间跃迁的色散性质。众所周知：采用法拉弟旋转及磁反射进行磁光效应的研究指出：在能隙附近的介电常数强烈地受着磁场的影响。因此，除了增大能隙及改变激光器的频率外，法布里-珀罗模间的间隔也强烈受磁场的影响。这些花样已在 InSb 及 InAs 中观察到了，如图 14 所示。当磁场增加时，激光器的运转从一个模跳到下

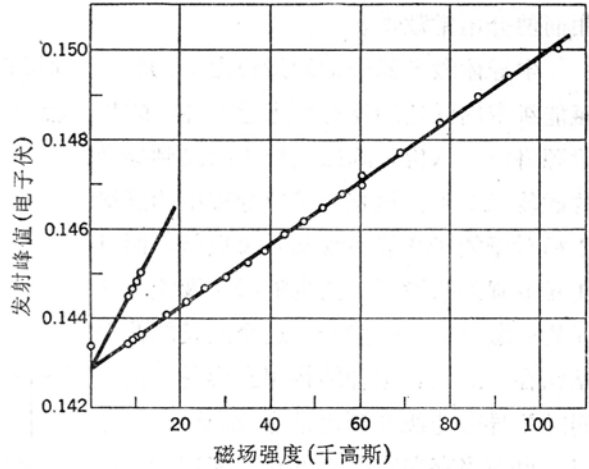


图 13 PbSe 激光器发射的能量作为磁场强度的函数说明导带状态的不规则反自旋分裂效应。(巴特勒赠)

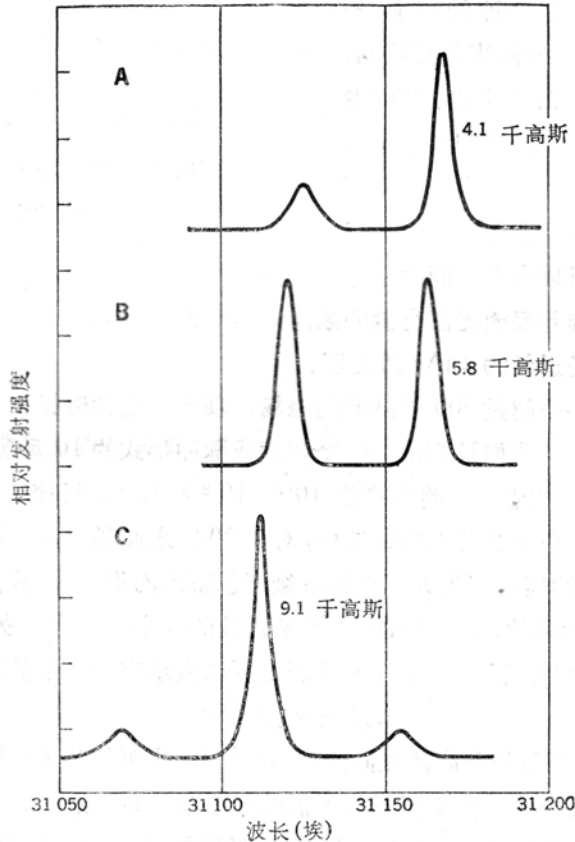


图 14 当磁场改变 InAs 二极管的介电常数时，优先传播波型的改变和小的频率位移 (雷迪克等 Appl. Phys. Lett., Vol. 2, 1963, pp. 202~204)

一个较高频率的模。同时，每个模的绝对频率是向着短波方向移动的，因为，由于磁场的作用而使介电常数增加了。

半导体激光器最初的设想之一，是一个利用磁场的四能级体系^[61]。提出了用带间跃迁与磁能级带内跃迁的结合产生远红外区的相干辐射。基本原理如图 15 所示。在那里强的窄带辐射源将电子从价带的磁能级 1 激发到导带的磁能级 1 上。这是为了使导带中的能级 1 相对于能级 0 能实现集居数反转，而且在足够强的激发下，实现能级 1 及能级 0 间的受激发射——倘若有这个波长的共振结构存在的话。这种结构相当容易提供。同时从导带能级 0 到价带能级 0 越过能隙，也应当存在着受激发射。在理论上，这种跃迁比起前者有较大的几率，因而，阻止了导带底电子的拥塞或堆积。

在迴旋共振器件中，对于激光作用的另外一个要求是能级 1 及 2 间的间隙不同。否则，向上的受激跃迁应当是可能的，因此，吸收及损失就阻止了激光作用的发生。幸而，在 InSb 中这个能级间隙是不相等的，在这种材料中导带是非抛物线型的。在 InSb 中的另一特点是价带中能级 1 及 0 是很接近的，所以它们之间的弛豫时间非常短，这样就提供了一个理想的四能级激光器模型。对于这种迴旋共振激光器有效的泵浦源是操作于 3.39 微米强发射波型的氦-氖激光器，或于 3.1 微米波长运转的 InAs 激光器。

上述的跃迁要求一个超过 100 千高斯的磁场，现今，这种磁场无论利用直流或脉冲形式都是容易实现的。而且，我们计算出：一个连续或脉冲形式的 10 瓦功率的泵浦，将其能量聚焦在 InSb 表面 30 微米的点上，将会产生 $10^{17} \sim 10^{18}$ 厘米⁻³ 的转流子，这个浓度可同用电激发时所得之浓度相比。在迴旋共振的跃迁中，对于 20 微米波长的发射计算得的增益比克服法布里-珀罗共振腔表面的反射损失大几个数量级（忽略体内损失）。我们发现，在这种激发下 $\alpha L > 1$ ，这里 α 是增益系数， $L = 3 \times 10^{-3}$ 厘米是腔的大小。其次，另一种应当考虑的损失是自由载流子的吸收所形成的非共振向上跃迁。可以表示成增益系数同损失系数的比

$$\alpha_g / \alpha_L = (\Delta\omega)^2 \tau^2 \quad (10)$$

其中， $\Delta\omega$ 是迴旋共振低能级与高能级间的差，在 InSb 中近似为 6×10^{12} 。假如我们取 τ (实验值) = 10^{-12} 秒，则我们发现为克服损失所需的最小增益是合适的。

沃耳夫(P. A. Wolff)^[52]曾拟定了一种长波，低磁场(10~20 千高斯)迴旋共振激光器，在这种器件中，他采用了给最低能级以上的许多能级进行光激发，从而实现集居数反转。他预

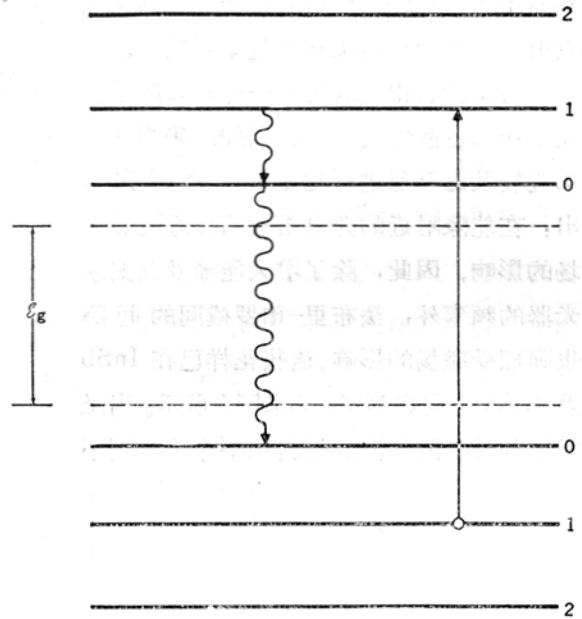


图 15 四能级迴旋共振激光器中磁场产生的分立能级。

期，由于光学声子跃迁(弛豫时间估计是 10^{-13} 秒)，电子很快地瀑布似地落到能级 1 上。在这种较小的磁场下，导带的兰道能级分开应当很少，因此这种发射将在 100 微米的波长范围。他的这种估计可能不够精确，因为他没有考虑到由于声学或光学声子散射所造成的磁场对于弛豫现象的影响。特别是后者，如古里维奇 (Gurevich) 及菲尔索夫 (Firsov)^[53]所预期的在磁场会出现磁共振行为。然而除去共振情形外——无论是强场或者弱场激光器，光学声子所引起的散射并不如沃耳夫所期望的产生反转所需的散射大。另外声学声子散射也比他预期的要大一个数量级，因为量子极限中对纯材料 $\tau \propto H^{-1}$ ^[54]。

上述机理，将使用一个 100 瓦峰值功率的光来激发，采用较小的磁场，允许这种迴旋共振激光器在远红外区中同样好地工作。这个泵浦阈值稍高于沃耳夫所预期的，并且，我们相信其物理机理既较有利而又较简单。

应 用

半导体激光器的最有希望又最有可能的应用之一是光通讯。半导体激光器很容易进行电调制，在调频方面可高达兆周的范围。利用二极管的红外光束及 GaAs 二极管激光器可以传送电视信号。当然由于红外激光器传输时的大气吸收，只好把它做成好天气应用的器件。然而，我们考虑利用一个直径为几个微米的小空心波导管来传输低损失的 TE_{01} 模是可能的。以激光二极管作为中继器，这样一种装置可以成为大容量通讯电缆的基础。

GaAs 激光器已经作成雷达装置中的便携式发射机。这些二极管在室温下工作，用 50 毫微秒或更窄的脉冲激发，输出峰值功率高达 100 瓦。这样的便携式雷达具有几呎的空间分辨本领。借助于合适的光学系统，角分辨本领应该能分辨毫弧度或者更高。

半导体激光器已经改作光束晶体管，在这种管子中，GaAs 激光器对准一个具有稍小能隙的二极管集电极。这种组合可以产生电流增益。原则上，这样的组合能推广到微波范围，因为激光二极管及集电极可以适应这样高的频率，而且消除了穿过基区的渡越时间的限制。

随着电子束泵浦激光器的出现，使得另外一些应用成为可能。当扫描管或扫描束激光器充分发展时，可以有整类的应用。作者已经提出两种可行的方案，第一种方案是改进电子束技术以激发长几个厘米、宽 100~200 微米、侧面抛光和平行的、形成法布里-珀罗共

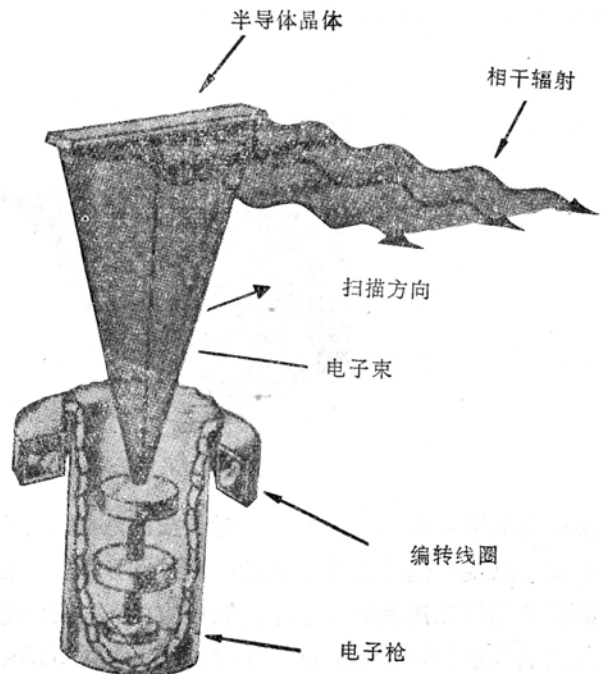


图 16 初步的扫描电子束激光器美术图(引自拉克斯^[40])

振腔的半导体材料块。电子束在整个块上扫描,即块在与电子束成直角的方向上发射激光,如图 16 所示,可以象阴极射线管中控制电子束一样地将电子束移动。假如把这些块排列起来,那么受激光束就可能进行二维扫描,就象电视的阴极射线管那样。对这种激光束加以调制,就可作成显示器或放映机,如图 17 所示。这种器件也可用正向发射的激光器做成。它是用抛光的半导体材料作的,薄片大约 5~10 微米厚,上面涂上介质层或银,然后把它们固定在蓝宝石上,具体安排如图 18 所示。采用这种正向激光作用是有利的,因为介质或银层提供的反馈,

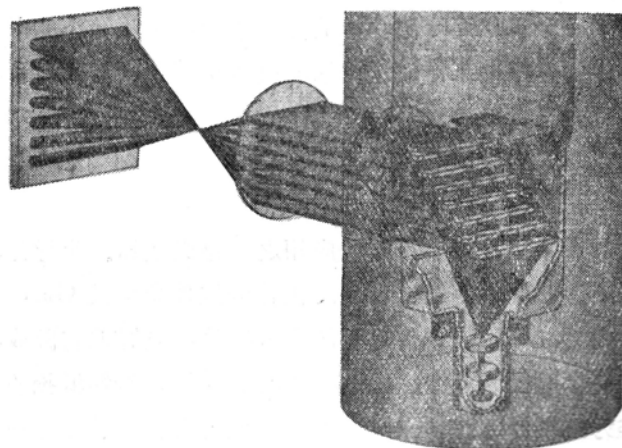


图 17 多列平的、抛光的半导体薄片做成的激光器、以及把象投影在屏上用的透镜装置的简图(引自拉克斯^[40])

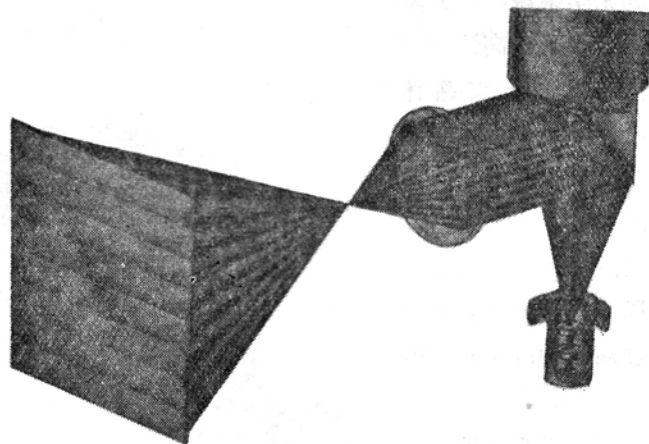


图 18 采用正向发射激光器的扫描管激光器

使正向的增益比其横向的大。对于横向的激光作用, 100 微米宽的光束其增益是不够的。更全面一点说, 这种器件还可做: 胶片阅读器、显示器、远距离板面重现、微显术、有几百瓦输出的连续光源及其他应用。扫描束的可能性早已由罗斯太恩(Rostein)、齐曼(Zieman)、麦克纳马拉(McNamara)及拉克斯(Lax)在 GaAs 中^[55]证实。现在基本原理已经建立, 但在真正器件实现之前, 还有许多技术问题必须解决。

最后还要讨论的应用是由钱特里(Chantry)、格比(Gebbie)和希斯卢姆(Hislum)^[88]所提出来的研究红外区喇曼效应的光源。这是一个很好的方案。其中由于加入迈克尔逊干涉仪及探测近红外光谱的有关傅里叶变换数据技术,从而提高了灵敏度,实验装置如图19所示。

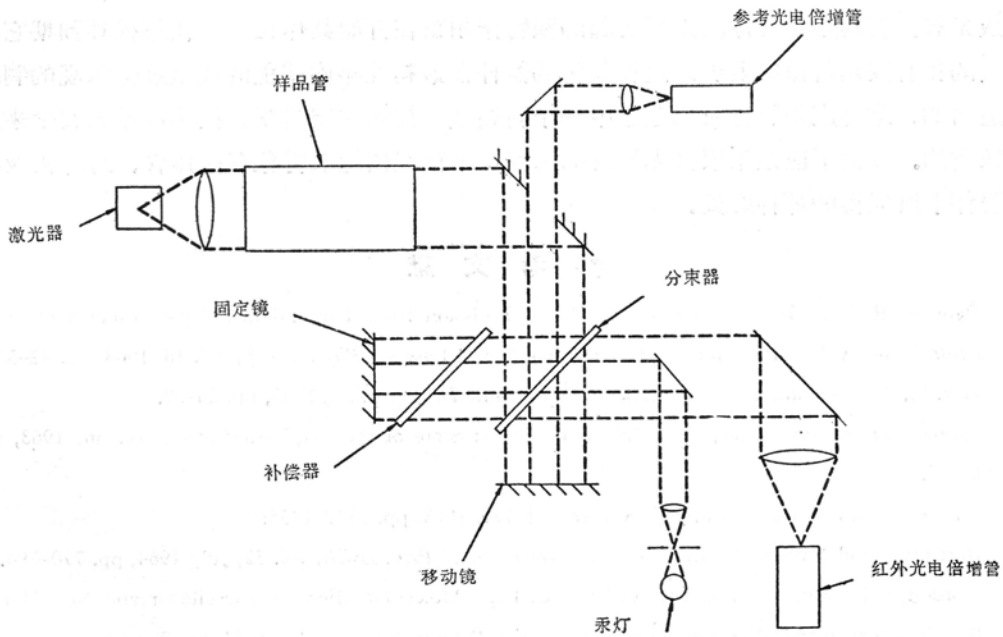


图 19 用激光器作光源的干涉光谱仪

这种技术成功的用于研究碘的喇曼效应。用其它长波输出功率大的半导体激光器,看来有可能做成喇曼光谱仪及研究红外方面较长波的非线性现象。

结 论

本文企图简要地综述一下在快速推进的半导体激光器方面的新进展。在短短两年半的时间内,就有许多半导体材料可用来制造激光器,它们发射的相干辐射从0.6~8.5微米。假如我们充分考虑到谐波的发生,那么可使波长向下扩展到0.32微米,使总的范围增加了一倍多。已经获得了连续功率输出几瓦,短脉冲的峰值功率大约几千瓦的激光器。

目前还有许多理论、实验及工艺方面的问题尚须解决。引导电磁波的根本机理还不完全了解,不同激光器的跃迁之详细性质似乎是很不同的,而且在每一种材料中必须按每一种材料根据激光器相对于掺杂程度、磁场、压力及温度的行为来识别。对偏振现象还没有适当的探究。假如,利用微扰理论来考虑激发随渗透或注入深度,结附近掺杂的非均匀性等的变化,可能得电磁问题的更真实的解。电子束及光系激发机理的探索,也许会导致技术的改进。

关于应用方面,进展还只是开始。半导体激光器无疑将进一步向远红外区扩展,如采用小能隙材料,以及带内现象如迴旋共振激光器的话。当质量更好或者适当控制的大能隙材料

出现时，可见光激光器是可能的。这在照象及显象方面会导致许多重要的应用。假如在光学范围中有更简单和廉价的半导体激光器可以利用，传真就会变成更方便和更有用。当然，我们总是企图得到一种在室温下有效操作的激光器，同时将它们的波长扩展到光学及紫外区。对于后者化学家很感兴趣，因为这可激发光化学反应。

激光器、特别是半导体激光器所起的独特作用正在开始具体化。现在还很难预期它将来的重要的和有实用价值的发展。这种新生的器件在最初几年内悲观的或是过份乐观的判断都是不适当的。这是应用物理及工艺学中一个新领域，比起宇宙科学、核物理或天文学来它是费用较省的。我们不应该采取目光短浅的态度，期望很快地取得象在晶体管、计算机及其他固态器件中所取得的那种好处。

参 考 文 献

- [1] Rediker, R. H., "Infrared and Visible Light Emission from Forward-Biased p-n Junctions," *Solid State Design*, vol. 4, 1963, pp. 3-12; "Semiconductor Lasers," *Phys. Today*, vol. 18, 1965, pp. 42-54.
- [2] Lax, B., "Semiconductor Diode Lasers," *Solid State Design*, vol. 4, 1963, pp. 26-32.
- [3] Nathan, M. I., and Burns, G., "Injection Lasers: State of the Art," *Electronics*, vol. 36, 1963, pp. 61-65.
- [4] Lax, B., "Semiconductor Lasers," *Science*, vol. 141, 1963, pp. 1247-1255.
- [5] Burns, G., and Nathan, M. I., "P-N Junction Lasers," *Proc. IEEE*, vol. 52, July 1964, pp. 770-794.
- [6] Gordon, J. P., Zeiger, H. J., and Townes, C. H., "Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3 ," *Phys. Rev.*, vol. 95, 1954, pp. 282-284.
- [7] Von Neuman, J., Unpublished manuscript.
- [8] Aigrain, P., International Conference on Solid State Physics and Telecommunications, Brussels, Belgium, 1958.
- [9] Lax, B., "Cyclotron Resonance and Impurity Levels in Semiconductors," in *Quantum Electronics*, C. H. Townes, ed. New York: Columbia University Press, 1960, pp. 428-499; "Cyclotron Resonance Maser," in *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer, ed. New York: Columbia University Press, 1961, pp. 465-479.
- [10] Basov, N. B., Krokhin, O., and Popov, J. M., "Negative Absorption Coefficient at Indirect Transitions in Semiconductors," in *Advances in Quantum Electronics*, *op. cit.*, pp. 496-506.
- [11] Bernard, M. G. A., and Duraffourg, G., "Laser Conditions in Semiconductors," *Physica Status Solidi*, vol. 1, 1961, pp. 699-703.
- [12] Keyes, R. J., and Quist, T. M., "Recombination Radiation Emitted by Gallium Arsenide," *Proc. IRE (Correspondence)*, vol. 50, Aug. 1962, pp. 1822-1823.
- [13] Dumke, W. P., "Interband Transitions and Maser Action," *Phys. Rev.*, vol. 127, 1962, pp. 1559-1563.
- [14] Hall, R. N., *et al.*, "Coherent Light Emission from GaAs Junctions," *Phys. Rev. Letters*, vol. 9, 1962, pp. 366-378.
- [15] Nathan, M. I., *et al.*, "Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions," *Appl. Phys. Letters*, vol. 1, 1962, pp. 62-64.
- [16] Quist, T. M., *et al.*, "Semiconductor Maser of GaAs," *Ibid.*, pp. 91-92.

- [17] Holonyak, N., Jr., and Bevacqua, S. F., "Coherent (Visible) Light Emission from Ga(As_{1-x}P_x) Junctions," *Ibid.*, pp. 82-83.
- [18] Melngailis, I., "Maser Action in InAs Diodes," *Ibid.*, vol. 2, 1963, pp. 176-178.
- [19] Weiser, K., and Levitt, R. S., "Stimulated Light Emission from Indium Phosphide," *Ibid.*, pp. 178-179.
- [20] Melngailis, I., Strauss, A. J., and Rediker, R. H., "Semiconductor Diode Masers of (In_xGa_{1-x})As," *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 51, Aug. 1963, pp. 1154-1155.
- [21] Alexander, F. B., *et al.*, "Spontaneous and Stimulated Infrared Emission from Indium Phosphide Arsenide Diodes," *Appl. Phys. Letters*, vol. 4, 1964, pp. 13-15.
- [22] Phelan, R. J., Jr., *et al.*, "Infrared InSb Laser Diode in High Magnetic Fields," *Ibid.*, vol. 3, 1963, pp. 143-145.
- [23] Armstrong, J. A., Nathan, M. I., and Smith, A. W., "Harmonic Generation in GaAs Injection Lasers," *Ibid.*, pp. 68-69.
- [24] Butler, J. F., *et al.*, "PbTe Diode Lasers," *Ibid.*, vol. 5, 1964, pp. 75-77.
- [25] Butler, J. F., *et al.*, "PbSe Diode Laser," *Solid State Commun.*, vol. 2, 1964, pp. 303-304.
- [26] Melngailis, I., Phelan, R. J., Jr., and Rediker, R. H., "Luminescence and Coherent Emission in a Large Volume Injection Plasma in InSb," *Appl. Phys. Letters*, vol. 5, 1964, pp. 99-100; Melngailis, I., "Longitudinal Injection-Plasma Laser of InSb," *Ibid.*, vol. 6, 1965, pp. 59-60.
- [27] Basov, N. G., Discussion in *Advances in Quantum Electronics*, *op. cit.*, p. 506.
- [28] Basov, N. G., and Bogdankevich, O. V., "Excitation of Semiconductor Lasers by a Beam of Fast Electrons," in *Symp. on Radiative Recombination in Semiconductors*. Paris: Dunod, 1964, pp. 225-233; Basov, N. G., and Bogdankevich, O. V., "Recombination Radiation of GaAs and Ge on Excitation with Fast Electrons," *Soviet Phys. JETP*, vol. 17, 1963, pp. 751-752.
- [29] Benoit à la Guillaume, C., and Debever, J. M., "Effet Laser par Bombardement Electronique," in *Symp. on Radiative Recombination in Semiconductors*, *op. cit.*, pp. 255-257.
- [30] Hurwitz, C. E., and Keyes, R. J., "Electron-Beam-Pumped GaAs Laser," *Appl. Phys. Letters*, vol. 5, 1964, pp. 139-141.
- [31] Cusano, D. A., "Radiative Recombination from GaAs Directly Excited by Electron Beams," *Solid State Commun.*, vol. 2, 1964, pp. 353-358; Cusano, D. A., Fenner, G. E., and Carlson, R. O., "Recombination Scheme and Intrinsic Gap Variation in GaAs_{1-x}P_x Semiconductors from Electron Beam and p-n Diode Excitation," *Appl. Phys. Letters*, vol. 5, 1964, pp. 144-146.
- [32] Klein, C. A., "Threshold Considerations for Electron-Beam Pumped GaAs Lasers," *Bull. Am. Phys. Soc.*, vol. 10, 1965, pp. 387-388; "Laser-Action Threshold in Electron-Beam Excited Gallium Arsenide," Raytheon Tech. Memo. T-631, Fed. 15, 1965.
- [33] Benoit à la Guillaume, C., and Debever, J. M., "Effet Laser dans l'Antimoniure de Gallium par Bombardement Electronique," *Compt. Rend.*, vol. 259, 1964, pp. 2200-2202; "Emission Spontanée et Stimulée du Tellure par Bombardement Electronique," *Solid State Commun.*, vol. 3, 1965, pp. 19-20.
- [34] Phelan, R. J., Jr., and Rediker, R. H., "Optically Pumped Semiconductor Laser," *Appl. Phys. Letters*, vol. 6, 1965, pp. 70-71.
- [35] Melngailis, I., "Optically Pumped Indium Arsenide Laser," *IEEEJ. Quantum Electronics*, to be published.

- [36] Rediker, R. H., *et al.*, "Communications Using a GaAs Infrared Source," *Electronics*, vol. 35, 1962, pp. 44-45.
- [37] Dalrymple, G. F., Goldstein, B. S., and Quist, T. M., "A Solid State Room Temperature Operated GaAs Laser Transmitter," *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 52, Dec. 1964, pp. 1742-1743.
- [38] Chantry, G. W., Gebbie, H. A., and Hilsum, C., "Interferometric Raman Spectroscopy using Infrared Excitation," *Nature*, vol. 203, 1964, pp. 1052-1053.
- [39] Rutz, R. F., "Transistor-like Device using Optical Coupling between Diffused p-n Junctions in GaAs," *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 51, Mar, 1963, pp. 470-471; Rediker, R. H., Quist, T. M., and Lax, B., "High Speed Heterojunction Photodiodes and Beam of Light Transistor," *Ibid.*, Jan. 1963, pp. 218-219.
- [40] Lax, B., "Scanatron—A Scanning Beam Semiconductor Laser," *Solid State Design*, vol. 6, 1965, pp. 19-23.
- [41] Dumke, W. P., "Interband Transitions and Maser Action," *Phys. Rev.*, vol. 127, 1962, pp. 1559-1563.
- [42] McWhorter, A. L., Zeiger, H. J., and Lax, B., "Theory of Semiconductor Maser of GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 34, 1963, pp. 235-236.
- [43] Lasher, G. J., "Threshold Relations and Diffraction Loss for Injection Lasers," *IBM J. Res. Develop.*, vol. 7, 1963, pp. 58-61.
- [44] Pilkuhn, M., and Rupprecht, H., "A Relation Between the Current Density at Threshold and the Length of Fabry-Perot Type GaAs Lasers," *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 51, Sept. 1963, pp. 1243-1244.
- [45] Lasher, G., and Stern, F., "Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 133, 1964, pp. A553-A563.
- [46] Burns, G., Dill, F. H., and Nathan, M. I., "The Effect of Temperature on the Properties of GaAs Laser," *Proc. IEEE (Correspondence)*, vol. 51, 1963, pp. 947-948.
- [47] Melngailis, I., and Rediker, R. H., "The Madistor—A Magnetically Controlled Semiconductor Plasma Device," *Proc. IEEE*, vol. 50, Dec. 1962, pp. 2428-2435.
- [48] Hurwitz, C., to be published.
- [49] Galeener, F. L., *et al.*, "Evidence for the Role of Donor States in GaAs Electroluminescence," *Phys. Rev. Letters*, vol. 10, 1963, pp. 472-474.
- [50] Galeener, F. L., *et al.*, "Magnetic Properties of InAs Diode Electroluminescence," *J. Appl. Phys.*, May 1965, pp. 1574-1579.
- [51] Lax, B., and Stevenson, D. T., "High Magnetic Field Far Infrared Radiation Sources," *Proc. 1964 Far Infrared Phys. Symp.*, Naval Ordnance Laboratory, Corona, Calif., pp. 15-22.
- [52] Wolff, P. A., "Proposal for a Cyclotron Resonance Maser in InSb," *Physics*, vol. 1, 1964, pp. 147-157.
- [53] Gurevich, U. L., and Firsov, Yu. A., "On the Theory of the Electrical Conductivity of Semiconductors in a Magnetic Field," *Soviet Phys. JETP*, vol. 13, 1961, pp. 137-146.
- [54] Meyer, H. J. G., "On the Low Temperature Limit of mm-Wave Cyclotron Resonance Line Widths," *Phys. Letters*, vol. 2, 1962, pp. 259-260.
- [55] Rotstein, J., Zieman, H. E., McNamara, F. L., and Lax, B., "A Scanned Beam Laser," to be published.

原载 *IEEE Spectrum*, 1965, 2, №7, 62~75 (王海龙译 黄永楷、陈时盛校)