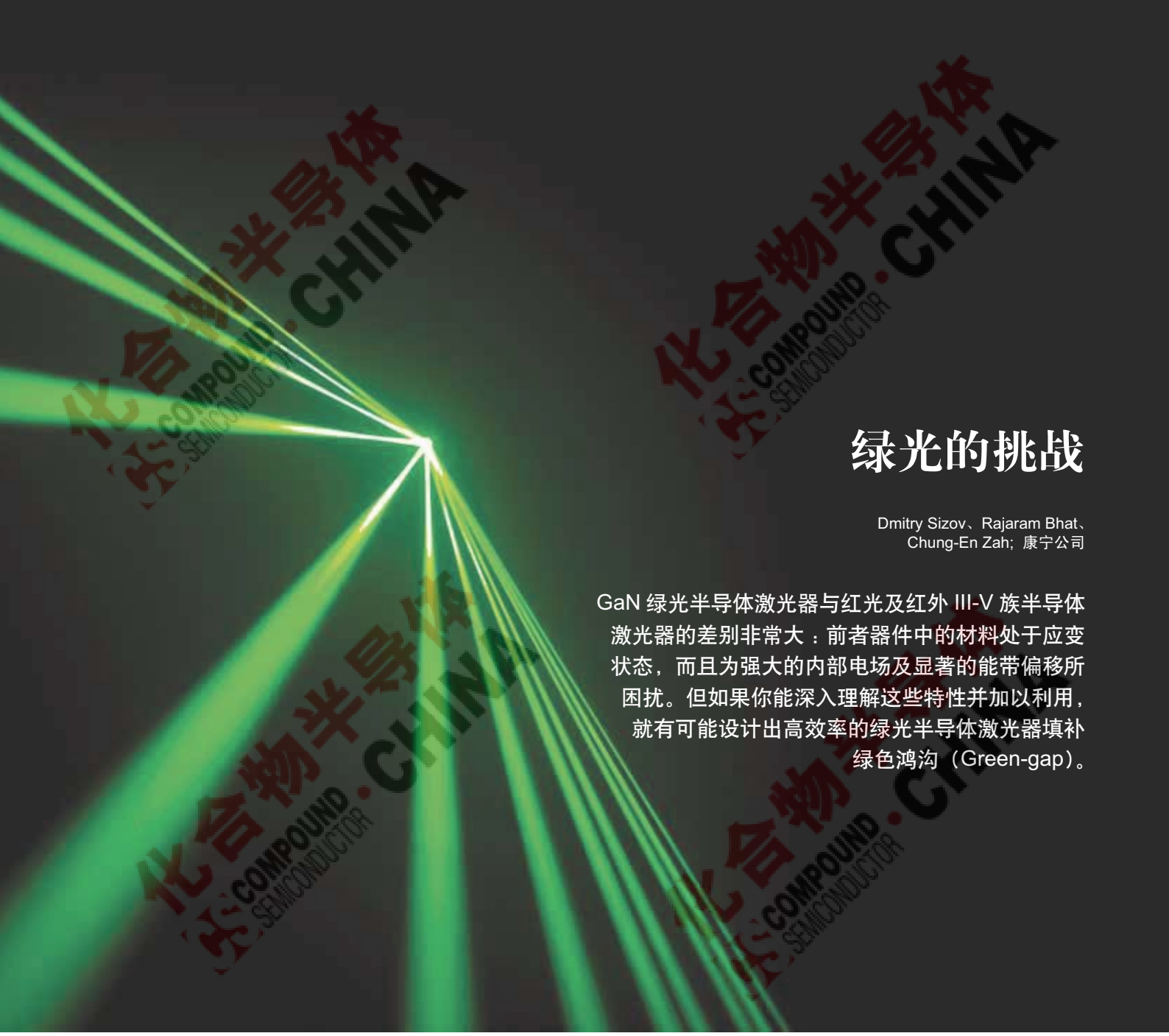


绿光的挑战

Dmitry Sizov、Rajaram Bhat、
Chung-En Zah；康宁公司

GaN 绿光半导体激光器与红光及红外 III-V 族半导体激光器的差别非常大：前者器件中的材料处于应变状态，而且为强大的内部电场及显著的能带偏移所困扰。但如果你能深入理解这些特性并加以利用，就有可能设计出高效率的绿光半导体激光器填补绿色鸿沟（Green-gap）。

高清电影及索尼游戏终端 Playstation 的爱好者们对 GaN 半导体激光器的发明者及制造者十分感激。但他们可能并不了解，科学家和工程师们在研发这种能够读取光盘中 1 和 0 的蓝紫色半导体激光器时，面临传统 III-V 族半导体材料的激光器中并不存在的诸多新的艰难挑战：缺乏原生同质衬底，更高的材料生长温度和室温下更低的化学反应活性，纤锌矿（Wurtzite）晶体结构产生的极化效应，更高的电子有效质量，以及获得无应变的异质结构非常困难等。

近些年来，上述问题一直在阻碍氮化物材料研发者们将激光器的发射波长扩展至更长的区域，即光谱中被称为绿色鸿沟（Green Gap）的部分。彩色投影系统需要绿光激光器来组成红、绿和蓝三色光源。另外，国防、生物医疗、工业及仪器等诸多领域也对单芯片集成激光器有可观的需求。

芯片设计者们需要为绿光激光器选择一种体系结构，能够解决以下三项主要挑战：应变，找不到晶格互相匹配材料系来制备器件；需要能够在大电流密度的条件下工作以实现光学放大，这是激光产生的前提条件；能够往能带结构不佳的有源区均匀注入足够的载流子。本文接下来就将详细讨论每项挑战，以及如何克服它们的方法。

处理应变

氮化物材料的晶格匹配非常复杂。III 族氮

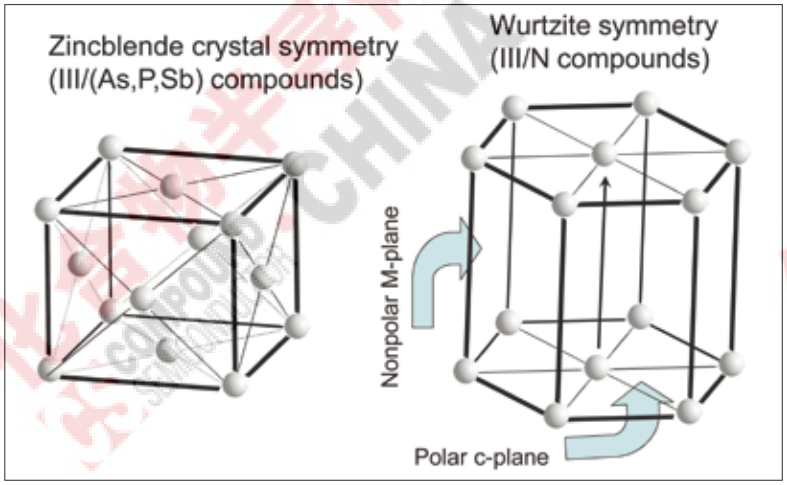


图1：III族氮化物的纤锌矿晶体结构与传统III-V族化合物的不同，是其更具挑战性的根本原因之一。

化物与其他 III-V 族材料晶格结构的不同使两者无法匹配，前者的纤锌矿结构与后者的闪锌矿结构差别显著，如图 1 所示。用其他 V 族元素来取代氮也不容易，因此三元 III 族氮化物只有三种。其中两种分别为 AlGaN 和 InGaN，但他们的晶格不能相匹配；第三种为很少使用的 AlInN，由于该种材料的均匀生长非常困难。

还有一种四元氮化物 AlInGaN，在给定晶格常数的情况下能对能带进行某种程度的调节。但该类材料极少使用，因为 AlGaN 和 InGaN 的生长温度不同，会造成多元化合物的组分不易控制，以及表面形貌粗糙。

因此，对于深蓝和绿光氮化物激光器，设计者们倾向于选择 AlGaN 作为熔覆层（Cladding Layers），而 InGaN 作为光波导层（Waveguides）。

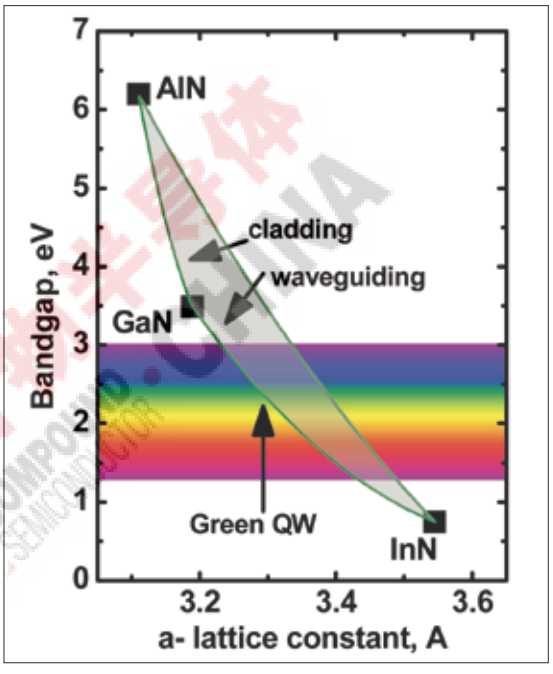


图2：绿光半导体激光器由若干晶格不匹配的异质结构组成，因为大部分的传统III族氮化物合金与GaN衬底的晶格都不匹配。

为了减少多余的应变，AlGaN 和 InGaN 中 Al 及 In 元素的浓度一般均不超过几个百分点。但这也会导致光波导层与熔覆层之间的折射率差较低。更糟糕的是，对于波长的光两种材料间的折射率就可忽略不计。

每位氮化物半导体激光器设计者都会面临的一个选择就是衬底的晶向。就传统而言，氮化物半导体激光器一般选择在蓝宝石衬底的 c 面上生长，在该晶向上允许存在相当显著的应变而不会形成缺陷，因为在其滑动面间要相互滑动需要相对来说非常大的力。

当在半极性面上生长激光器时，在应变水平非常低时就会发生滑动位错，使氮化物外延层能够弛豫。纤锌矿晶体中，相对 c 面偏转 ß 角（0<ß<90 和 90<ß<180）得到即是半极性面。已经有许多半极性面可供选择，而且有的晶向能够生长具有足够高 In 组分的化合物，使最终器件能够发出绿光。更重要的是，半极性面还能使生长在其上的外延结构具有更高的光增益。这是制备绿光半导体激光器的关键优势。

当氮化物半导体激光器外延沉积生长在半极性的衬底上时，当 AlGaN 和 InGaN 层的厚度超过 100nm，即使 Al 和 In 的组分只有几个百分点，也会在二者的界面间产生失配位错阵列。如果这些失配位错对其他 III-V 族材料器件的影响同样发生在 III 族氮化物器件上，就将会影响后者的可靠性。

我们在康宁公司（Corning）的团队发现失配位错还是强烈非辐射复合的渠道，并且降低表面形貌的质量。幸运的是，我们可以使用巧妙地方法避开上述弛豫特性，并最终在半极性蓝光半导体激光器中获得足够的光学限制和良好的量子效率，从而有可能实现高光学增益。

将失配位错控制在有源区之外是管理应变的一种方法。这样做，还能使材料弛豫变得有利。关键是在熔覆层上生长 InGaN 光波导层时有意使二者的界面间产生位错。这可以增加该 InGaN 层的晶格常数，大大减少接下来在其上生长的绿光 InGaN 量子阱层的应力，从而避免该重要部分的弛豫。

接下来，必须在阱层之上生长第二个 InGaN 光波导层，并与底部的光波导层具有相同的晶格常数。这样做是为了在两个 InGaN 光波导层之间生长一致的多量子阱结构。

完成上述步骤之后，外延工程师需要在顶部生长一层晶格不匹配、处于弛豫状态的熔覆层，目的是在其下的界面形成另一个失配位错阵列。使用这种方法，位错将只位于光波导层和熔覆层之间，远离有源区从而不能参与非辐射复合过程。值得一提的是，在存在大量失配位错的界面上立刻能生长出弛豫、低缺陷密度的外延层，这是半极性III族氮化物异质结构的独特之处。

也有不少文献报告在III-V族闪锌矿结构中所使用的应变弛豫方法，例如In(Ga)As量子阱近红外激光器、GaAs衬底上生长量子点，以及多结太阳能电池等。但是，上述应用中大多采用生长厚的过渡层或超晶格的方法来减少有缘层中的缺陷，而不同于在半极性III族氮化物中使用的单界面结构。

另外，通过应变补偿层能够完全避免产生失配位错。方法是通过Al(In)GaN势垒层的拉应变来平衡势阱层和InGaN光波导层中的压应变。很显然地，当光波导InGaN层中In含量足够高时，就有可能通过应变来进行补偿，并不影响其光学限制的能力。

这得益于InGaN材料的一个有利特性：其折射率随着In组分含量超线性（Superlinearly）提高。也就是当激发光子能量与InGaN材料能带隙之间的差别越小时，其折射率增加越快。直觉地来说，往InGaN光波导层中插入Al(In)GaN层可能会降低其整体的平均折射率。但由于应变补偿的缘故，可在光波导层中使用更多的In，从而使其折射率反而比没有使用应变补偿的设计更高。

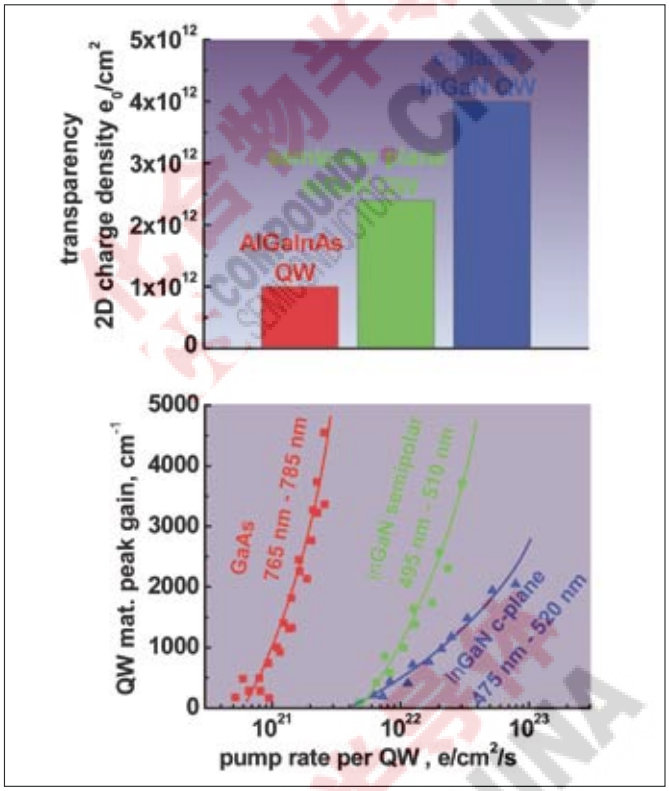


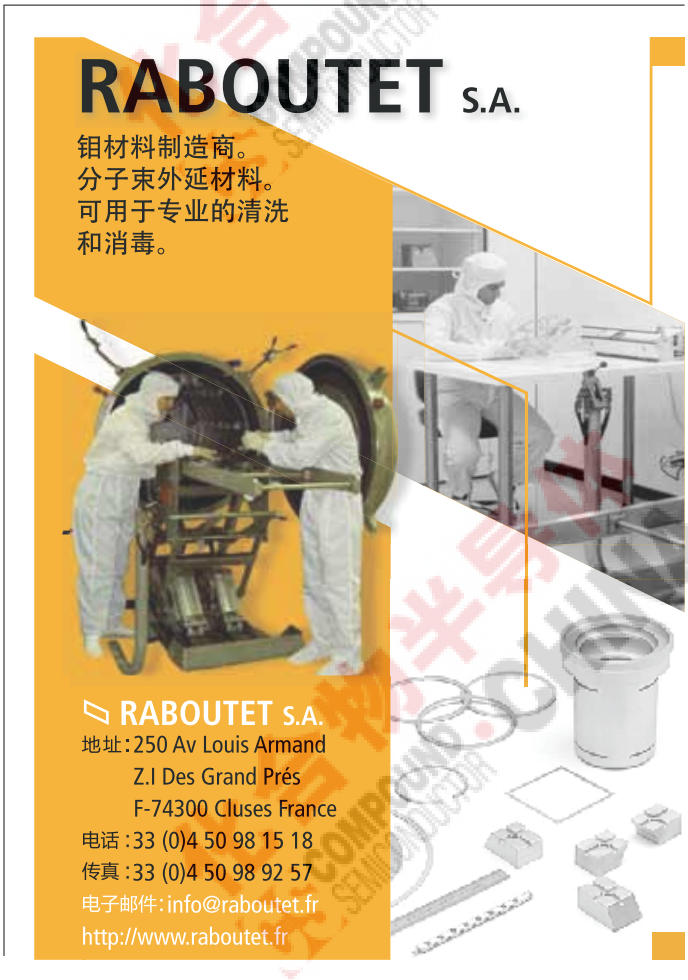
图3：（a）InGaN量子阱达到透明所需的带电载流子密度比III组砷化物量子阱要高得多，当生长在c面上时更是如此；（b）因此，InGaN量子阱需要更高的泵浦电流来进行光放大。尽管如此，绿光InGaN量子阱中的差分增益还是非常低（图中曲线根据P. Blood等所发表文章J. Appl. Phys. 701144 (1991)中数据绘制）。

提高电流

绿光半导体激光器研发者们面临的第二大主要挑战是，使器件能够在非常高的电流密度情况下工作，这也是光放大的必要条件。在InGaN量子阱中，载流子密度相对较高，两种载流子的有效质量均较大，在InGaN中空穴和电子的有效质量分别大于1.4me和0.2me，而在GaAs中则分别仅为0.51me和0.063me（me为自由电子的质量）。电子和空穴的有效质量越高，电子和空穴的态密度也就越大。反过来，更高的电子和空穴态密度，表明了InGaN量子阱中透明载流子的密度就越高（这也是产生激光的前提之一），达到了InGaAs量子阱激光器所要求的2倍多。

透明载流子密度的大幅提高也带来了不好的后果。复合电流是载流子浓度的超线性函数，特别是在高电流密度情况下非辐射的俄歇复合占主导地位，因此InGaN量子阱中载流子密度需要为InGaAs中的几倍，才能使之透明。（见图3）

更糟糕的是，In组分含量的提高使InGaN量子阱的发射波长往绿光方向偏移，同时会导致微分增益迅速降低。



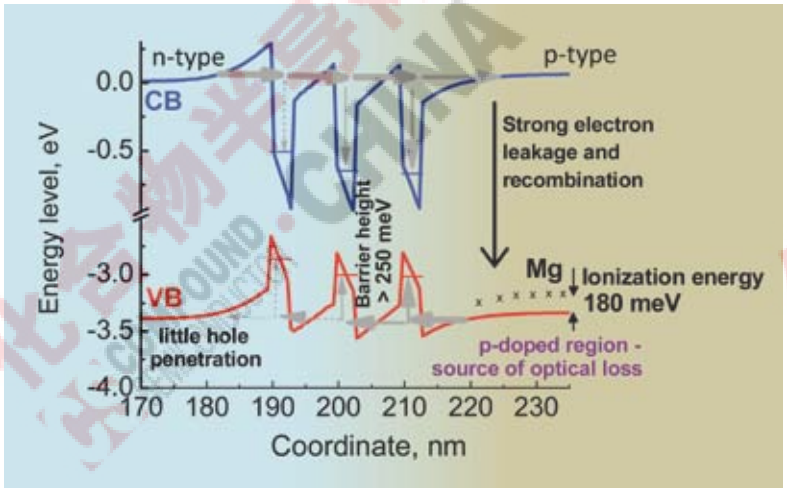


图4：量子阱对带电载流子的深度束缚限制了载流子在多个量子阱中均匀分布，这是载流子注入非对称的根本原因。需要Mg重掺杂来获得足够的p型导电率。有源区中非对称的载流子注入导致电子泄露进入p型重掺杂区，如果不加以阻止载流子就会进行非辐射复合。

这不仅是非辐射复合突增的结果，还因为 InGaN 混合物的组分波动导致显著的输出光谱非均匀展宽，发射绿光要求 In 在 InGaN 三元化合物中的摩尔浓度达到约 30%。

氮化物半导体激光器发射长波长激光要求大电流密度的根本原因之一还是 III 族氮化物纤锌矿晶体的极化特性。这一特殊晶体产生的极化场减少了电子和空穴在势阱中的重合，该现象被称为量子约束斯塔克效应（Quantum confined Stark effect，QCSE）。为了弥补光损失，蓝光和绿光半导体激光器的电流密度需要分别超过 2 kA cm^{-2} 和 4 kA cm^{-2}。这样的电流密度值比 InGaAs 量子阱激光器高一个数量级。

绿光激光器的低光增益问题可藉由采用半极性衬底部分解决：当绿光 InGaN 量子阱生长在半极性面上时，与生长在传统的极性面上相比差分光增益可加倍。半极性晶向具有这一优点的原因是，通过打破纤锌矿晶体的 90 度旋转对称性，减少量子约束斯塔克效应和各向异性光增益。传统的 III-V 族化合物具有的是立方对称性，因此并不具备上述性质。

半极性半导体激光器的研发工作还处于起步阶段，其外延生长结构还不成熟。大家仍在探索该方法的局限性，包括前面讨论过的应变处理方法。半极性半导体激光器的缺点之一是，多数情况下光增益只在某一方向上较高，但这一方向并不总与谐振腔面一致。其原因也与打破平面旋转对称性有关。

低增益的原因不仅是高阈值电流，还与高光损失有关。在红光和红外光 III-V 族半导体激光器中，带间跃迁吸收（Inter-subband absorption）以及自由载流子吸收（Free carrier absorption）是光损失的主要元凶，对 980nm 波长的激光光损失可减少至 $1cm^{-1}$。蛋对于 III 族氮化物蓝绿半导体激光器，由于受体束缚吸收（Acceptor-bound absorption）其光损失比前者高十倍。

III 族氮化物还有一个不如人意的特性是受主（Acceptor）的活化能非常高。受主掺杂浓度需要非常高以达到必要的空穴导电性。对于 GaN 及多元化合物，镁（Mg）是唯一实际可用的掺杂施主，而其活化能更是超过 160meV，起码是传统 III-V 族掺杂物浓度的 4 倍。这意味着使用 Mg 掺杂时，当受主浓度约为 $1x10^{19}cm^{-3}$ 时，只有不到 2% 的空穴实际参与了传导。因此需要 Mg 掺杂的浓度需要非常高，以使该结构层具有合理的 p 型导电率，它也是制备低工作电压器件所必须的。但这就是必须付出的代价——高的光吸收率。

激光器设计者们只能通过一些方法来调整器件的整体光损失。他们能将前端反射镜的反射率选择得相对更高些，这也会导致输出光的斜率效率（功率 - 电流曲线的斜率）降低。另外，还可使 p 掺杂区远离光模，同时保证有足够的空穴注入量子阱中，以及激光器的工作电压在合理范围内。实现上述目标的一种简单的方法就是使用非对称光波导折射率分布，从而使光模偏向 n 极一侧。尽管这将略微减少光模与有源区的重合，但会显著减少其与 p 掺杂层的重合。

注入载流子

绿光 III 族氮化物半导体激光器研发者们面临的第三大主要挑战是：将载流子注入量子阱层中，阱层的势差较大，并且能带结构由于 QCSE 效应被严重扭曲。

在红外半导体激光器中，使用折射率渐变、约束分隔的异质结构能够获得很好的载流子输运。在这类器件中，能带隙朝远离量子阱区的两个方向都逐渐增加。但电子和空穴仍然被约束在多量子阱区域内，因为能带隙的梯度在其周围形成的电场阻止了载流子向外扩散。另外，该方法还能形成光约束，因为在距离势阱区最远的部分能带隙最大，而折射率最低。

很遗憾，到目前为止上述优雅的解决方案还被证明无法再绿光氮化物半导体激光器上使用。在我们看来，其原因是多量子阱中势垒和势阱所

用 GaN 和 InGaN 材料的奇异能带结构。两种材料的带隙能量分别为 3.49 eV 和 2.34 eV，因此整体的能带差超过 1 eV。由于导带与禁带的偏移比率变化差异显著，很难精确得出能带结构。但这些差别并不十分重要，因为毫无疑问的是对每个带点载流子来说势垒高度（以能量计）超过 kBT 值至少十倍。

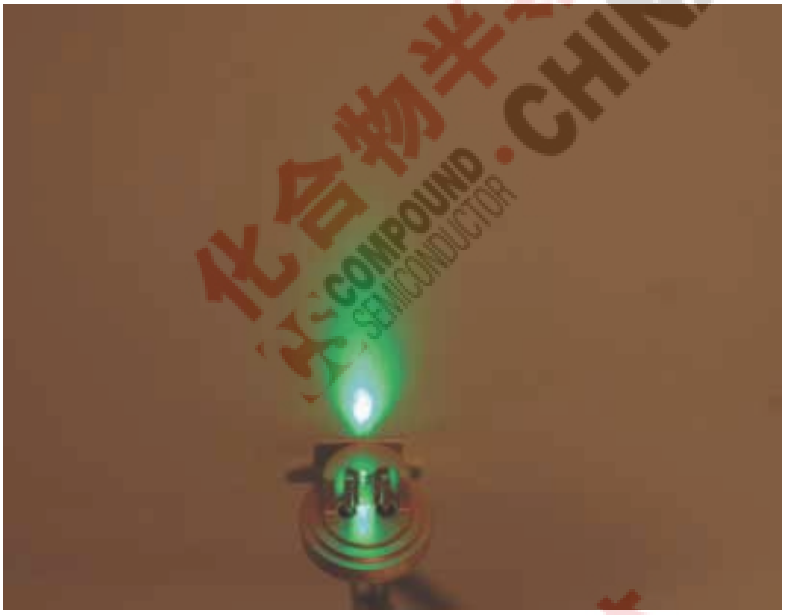
为了能复制传统 III-V 族材料半导体激光器中使用的折射率渐变结构，工程师们必须制备出带隙比 GaN 更窄的 InGaN 势垒。但是这将增加有源区中 In 的总含量，对势阱层进一步增加压应变。因此势垒层中 In 的含量必须非常低，甚至不含 In。这意味着载流子从势阱基态热逃逸的速率比载流子复合速率低得多，因为随着势垒高度的增加热逃逸速率迅速降低。得到的结果是，载流子将被束缚在一个势阱中直到被复合，载流子通过飞跃势垒在不同势阱间运动。

这样做的结果就是糟糕的载流子分布，如果激光器器件生长在 c 面上则更是如此。压电效应会大幅提高势垒的高度，影响载流子的弹道传输运动。由于平均有效质量更高及迁移率更低，空穴的情况比电子更差，导致载流子在在多量子阱靠近 p 极的一侧大量聚集。

无论是在 c 面衬底上生长的绿光激光器还是 LED，最靠近 p 极的势阱会聚集数量最多的载流子。这也是 p-n 实际靠近 p 极一侧的部分原因所在，增加向 p 型掺杂区的电子泄露。任何电子到达该区域后就会经历复杂的多重非辐射复合过程。为了防止它的发生影响器件的性能，通常会在势阱与 p 型区之间加入一个电子阻挡层。该薄层阻碍电子往 p 型区流动，但也会阻碍部分空穴注入量子阱区，并不能解决有源区内载流子分布不均的问题。当我们在衬底 c 面上制备多量子阱绿光半导体激光器时，只有靠近 p 型区的一两个势阱能提供光增益，其余势阱还会对光进行吸收，因为它们处于泵浦不足的状态，除非加以非常高的电流。

半极性半导体激光器则不同，由于内建极化场强度减弱，空穴能比较容易地注入若干量子阱内。更弱的电场降低了势垒的高度，使载流子能更均匀的飞跃势垒，并最终令多个势阱内的电子和空穴分布更加均匀。

我们发现半极性半导体激光器的优越能带结构使设计者们能够免于使用电子阻挡层，III-V 族



红外半导体激光器也不需使用电子阻挡层。由于空穴能够更深地穿入多量子阱区，因此被吸引至 p 型区的电子业就更少，亦减少了 p-n 结位置的偏移。

载流子在量子阱内的深度束缚也有其好处，减少对温度改变的敏感性。半导体激光器中用来衡量该敏感性的指标是阈值电流特征温度 T_0。在基于 As 和 P 化物材料的半导体激光器中，载流子约束一般为 0.2 eV 或更低，在正常工作温度下，有源区中大部分的载流子都泄露出去了。而绿光氮化物半导体激光器更强的载流子束缚可以使电子在温度低于 400K 时不能从量子阱中逃离。

非极性比半极性绿光半导体激光器的 T_0 值更高。我们相信该现象的原因是有二：在所有氮化物半导体激光器中均存在的载流子深度束缚；以及量子阱量子态间特别显著的分离。这也导致了高能带中热粒子的数量减少。

很显然，III 族氮化物材料是覆盖更宽光谱区域的希望所在。当设计绿光半导体激光器时所面临的挑战与 III-V 族红光及红外光半导体激光器非常不同，因此就需要不同的解决方法。对于 III 族氮化物绿光半导体激光器，应变的出现影响深远，低光增益和高光损失需要解决，载流子深度束缚会影响多量子阱中载流子的均匀分布，但它也有有利的一面，降低了其间对于温度的敏感度。深入理解上述挑战，探索一条克服所有困难的新路，是提高绿光激光器性能的关键所在。CSC