

无注入型发光二极管的载流子输运模型研究*

赵建铖¹⁾ 吴朝兴^{1)2)†} 郭太良^{1)2)‡}

1) (福州大学物理与信息工程学院, 福州 350108)

2) (中国福建光电信息科学与技术创新实验室, 福州 350108)

(2022年9月20日收到; 2022年11月12日收到修改稿)

无载流子注入型发光二极管(简称无注入型LED)因其简单的器件结构有望应用于Micro-LED、纳米像元发光显示等新型微显示技术. 由于没有外部载流子注入, 无注入型LED的内部载流子输运行为无法直接用传统的PN结理论进行描述. 因此, 建立无注入型LED的载流子输运模型对于理解其工作机理和提高器件性能具有重要意义. 本文根据无注入型LED的器件结构, 结合PN结理论建立无注入型LED的载流子输运数学模型. 基于该数学模型解释器件的工作原理, 获得器件的载流子输运特性, 揭示感应电荷区长度、内部PN结压降与外加驱动电压频率的关系. 根据建立的数学模型提出了针对无注入型LED器件设计的建议: 1) 减小感应电荷区掺杂浓度, 可有效提高内部LED的压降; 2) 利用PN结的隧穿效应, 可有效提高器件内部LED的压降; 3) 使用正负方波驱动可以获得比正弦驱动更大的内部LED压降. 本文有关无注入型LED的载流子输运模型的研究有望为改善无注入型LED器件结构、优化工作模式提供理论指导.

关键词: 发光二极管, 无载流子注入, 载流子输运模型, 数值计算**PACS:** 85.60.Jb, 85.30.De, 78.60.Fi**DOI:** 10.7498/aps.72.20221831

1 引言

微纳发光二极管(micro/nano light emitting diode, LED)具有功耗低、响应速度快、寿命长、高色域、高对比度等优点^[1-5], 在超高清显示、近眼显示、透明显示等领域具有广阔的应用前景, 受到了国内外研究人员的广泛关注^[6-8]. 微纳LED芯片尺寸缩小与密度的持续增大, 带来了全彩显示, 巨量转移, 大容量驱动等一系列科学与技术难题^[9,10]. 平板显示矩阵驱动方式主要有无源矩阵驱动与有源矩阵驱动两种^[11,12]. 但无论是采用何种驱动方式, 外电极与LED芯片必须具有良好的电学接触以保证高效的载流子注入. 因此, 实现外延基板上的巨量微纳LED芯片与显示背板上驱动结构之间

精准的空间对准, 以保证LED芯片与驱动电极形成良好的电气连接是核心关键技术之一^[13]. 由于微纳LED尺寸只有几百纳米到几十微米, 且需要对准的LED芯片数量高达百万甚至上亿颗之多, 要实现LED芯片与驱动电路的高性能电学接触也愈发困难, 这成为阻碍微纳LED走向大规模商业化应用的瓶颈. 另一方面, 驱动电极与微纳LED之间不可避免地会有接触电阻并由此产生焦耳热, 影响器件工作性能. 虽然电极与微纳LED之间的界面处理能最大程度地消除接触电阻, 但是随着LED尺寸缩小至亚微米, 界面处理难度将显著加大, 并有可能影响器件发光性能^[14-16].

2020年福州大学郭太良、吴朝兴团队^[17,18]提出了一种交流驱动的无外部载流子注入微米LED器件与纳米LED器件(无注入型微纳LED),

* 国家重点研发计划(批准号2021YFB3600404)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chaoxing_wu@fzu.edu.cn‡ 通信作者. E-mail: gtl_fzu@hotmail.com

即电极与 LED 芯片之间无电学接触无外部载流子注入. 该工作模式有望消除接触电阻带来的影响以及降低对金属键合的高精度要求. 但是, 有关无注入微纳 LED 的理论研究只是停留在对内部载流子输运的定量描述, 并没有具体的物理和数学模型. 由于传统 LED 复合发光的载流子来源于外部, 现有的载流子输运模型 (即传统的 PN 结模型) 无法直接应用于无注入型 LED. 另一方面, 无注入型 LED 器件由于隔绝了外部载流子的注入, 将面临着发光效率低、驱动电压高和需要高频交流电等问题, 急需用于器件优化的理论指导^[19]. 因此, 理论上研究无注入 LED 的载流子输运行为对于理解器件工作原理、提升器件工作性能具有重要意义. 本研究在传统 PN 结理论的基础上, 建立无注入型 LED 器件的载流子输运模型并揭示其工作机理, 为优化无注入微纳 LED 器件结构提供理论指导.

2 无注入型 LED 理论模型

2.1 器件结构与工作模式

无注入型 LED 器件结构如图 1 所示. 其可以等效于嵌入电容器中的 LED 电子系统, 即两个平行的电极和绝缘层构成一个电容器, 并在绝缘层中插入一个 LED 芯片. 为了方便构建进行数学模型, 本文进一步将无注入 LED 简化成两边为绝缘层、中间为 p-GaN 和 n-GaN 构成的 PN 结结构. 此外, 在这个数学模型中忽略了由 GaN 材料的极化而形成的额外电荷积累和势垒.

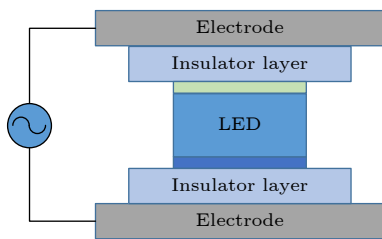


图 1 无注入型 LED 结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of non-carrier-injection LED.

图 2 为简化的无注入型 LED 内部电荷分布示意图, 其结构为金属/绝缘层-PN 结-绝缘层-金属电极, 可分为 3 部分: 1) 金属/绝缘层/p-GaN, 2) PN 结, 3) 金属/绝缘层/n-GaN. 第 1 和第 3 部分为金属/绝缘层/半导体结构 (metal-insulator-

semiconductor, MIS). 文中将具有“金属/绝缘层/p-GaN”结构的 MIS 定义为 P-MIS, 将具有“金属/绝缘层/n-GaN”结构的 MIS 定义为 N-MIS. MIS 结构在外部施加电压时, 半导体中的电荷必须分布在一定厚度的表面层内, 以下统一称其为感应电荷区. 感应电荷区内电荷的分布情况随金属与半导体间所加的电压而变化, 可分为堆积、耗尽和反型 3 种情况.

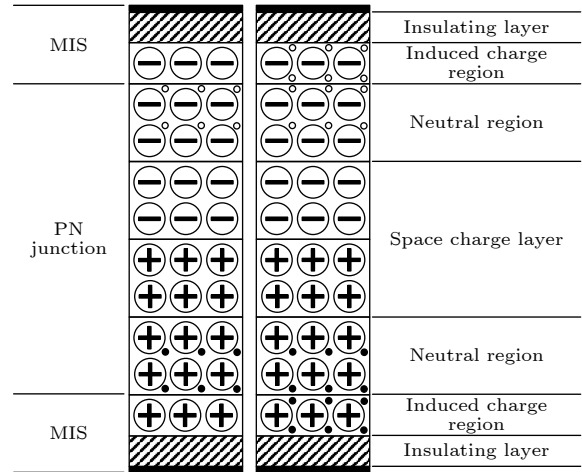


图 2 无注入型 LED 内部的电荷分布示意图

Fig. 2. Schematic diagram of charge distribution in non-carrier-injection LED.

对无注入型 LED 施加电压时, 两侧 MIS 结构中的 p-GaN 和 n-GaN 分别在靠近绝缘层的表面处形成感应电荷区. 由于两侧的 MIS 结构通过中间的 PN 结连接在一起, 可以看作 P-MIS 半导体表面处的电荷被转移到 N-MIS 半导体表面, 两侧感应电荷区内的电荷总量相等. 然而, 该电荷转移过程受到内部 PN 结对载流子输运限制, 在高频交流电驱动下无法快速达到普通 MIS 结构在相同压降下的平衡状态. 因此, 非平衡状态的 MIS 结构会导致对内部 PN 结存在压降. 流经 PN 结的电流密度大小相当于两侧感应电荷区的电荷转移速率.

2.2 理论数学模型

在推导无注入型 LED 载流子输运模型时, 进行如下假设: 1) 外加电压和接触电势差都降落在 P-MIS, N-MIS 和 PN 结上; 2) 感应电荷区只考虑多子耗尽状态与多子堆积状态, 多子耗尽时采用耗尽近似条件^[20]; 3) 绝缘层内无任何电荷且完全不

导电, 绝缘层与半导体交界处无任何界面态; 4) 感应电荷区电荷量为杂质浓度与感应电荷区长度的乘积.

首先考虑施加恒定电压 U 的情况. 当内部载流子达到平衡时, 两侧 MIS 结构达到平衡时, 感应电荷区生成的感生电场能够完全屏蔽外部电场, 中间 PN 结电压 V_{pn} 为 0. 以 P 区为例, 当外加电压为正时 (定义为外加电场从 p-GaN 指向 n-GaN), 以绝缘层与半导体交界面为 0 点, 根据其电荷分布可列出泊松方程 (1):

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & (-d_p \leq x \leq 0), \\ \frac{qN_A}{\varepsilon}, & (0 \leq x \leq |x_{Sp}|, U > 0), \\ -\frac{qN_A}{\varepsilon}, & (0 \leq x \leq |x_{Sp}|, U < 0), \end{cases} \quad (1)$$

其中 N_A 为 p-GaN 感应电荷区的掺杂浓度, ε 为半导体的介电常数, d_p 为绝缘层长度, x_{Sp} 为 P 区感应电荷区理想长度, 感应电荷区理想长度是指外部电压为恒定电压时, 感应电荷区达到稳定后的长度. 当感应电荷区处于多子耗尽状态时 x_{Sp} 值为正, 处于多子堆积状态时 x_{Sp} 值为负. 考虑到绝缘层边缘的电场分布是连续的 (即 $x = 0$ 处电场连续), 且 $E(|x_{Sp}|) = 0$, 根据这些边界条件, 由 (1) 式可以得到绝缘层与感应电荷区的电场分布, 如 (2) 式:

$$E(x) = \begin{cases} \frac{qN_A x_{Sp}}{\varepsilon}, & (-d_p \leq x \leq 0), \\ -\frac{qN_A}{\varepsilon} (x - x_{Sp}), & (0 \leq x \leq |x_{Sp}|, U > 0), \\ \frac{qN_A}{\varepsilon} (x + x_{Sp}), & (0 \leq x \leq |x_{Sp}|, U < 0). \end{cases} \quad (2)$$

由高斯定理可得 P 侧绝缘层压降 V_{dp} 与 P 区感应电荷区压降 V_{Sp} , 如 (3) 式与 (4) 式. 同理可求得 N 侧绝缘层压降 V_{dn} 与 N 区感应电荷区压降 V_{Sn} . 两侧绝缘层压降之和 V_d 与两侧感应电荷区压降之和 V_s , 如 (5) 式与 (6) 式:

$$V_{dp} = \frac{qN_A x_{Sp} d_p}{\varepsilon}, \quad (3)$$

$$V_{Sp} = \begin{cases} \frac{qN_A x_{Sp}^2}{2\varepsilon}, & (U > 0), \\ -\frac{qN_A x_{Sp}^2}{2\varepsilon}, & (U < 0), \end{cases} \quad (4)$$

$$V_d = \frac{q}{\varepsilon} (N_A x_{Sp} d_p + N_D x_{Sn} d_n), \quad (5)$$

$$V_s = \begin{cases} \frac{q}{2\varepsilon} (N_A x_{Sp}^2 + N_D x_{Sn}^2), & (U > 0), \\ -\frac{q}{2\varepsilon} (N_A x_{Sp}^2 + N_D x_{Sn}^2), & (U < 0). \end{cases} \quad (6)$$

由于此时 V_{pn} 为 0, 两侧绝缘层压降与感应电荷区压降之和等于外加电压 U , 且 P 区感应电荷区电荷总量等于 N 区感应电荷区电荷总量, 可求得两侧感应电荷区长度 x_{Sp} 和 x_{Sn} , 如 (7) 式与 (8) 式:

$$x_{Sp} = \begin{cases} \frac{N_0}{N_A} \left[-(d_p + d_n) + \sqrt{(d_p + d_n)^2 + \frac{2\varepsilon U}{qN_0}} \right], & (U > 0), \\ \frac{N_0}{N_A} \left[(d_p + d_n) - \sqrt{(d_p + d_n)^2 - \frac{2\varepsilon U}{qN_0}} \right], & (U < 0), \end{cases} \quad (7)$$

$$x_{Sn} = \begin{cases} \frac{N_0}{N_D} \left[-(d_p + d_n) + \sqrt{(d_p + d_n)^2 + \frac{2\varepsilon U}{qN_0}} \right], & (U > 0), \\ \frac{N_0}{N_D} \left[(d_p + d_n) - \sqrt{(d_p + d_n)^2 - \frac{2\varepsilon U}{qN_0}} \right], & (U < 0). \end{cases} \quad (8)$$

以上考虑的是外加电压恒定不变的情况. 当外加电压 $u(t)$ 是随时间变化的高频交流信号时, 由于器件最外侧两端的边界条件保持不变, 因而施加在两侧绝缘层上压降之和 $V_d(t)$ 等于外加恒定电压 $U = u(t)$ 时的绝缘层压降之和. 但由于两侧感应电

荷区电荷量变化受内部 PN 结限制, 感应电荷区实际压降 $V_{Sr}(t)$ 不等于外加恒定电压 U 时的感应电荷区压降 $V_s(t)$. 假设感应电荷区电荷总量为 Q_r , 则内部 PN 结电流 J 与感应电荷区实际长度 x_{Spr} 和 x_{Snr} 的关系, 如式 (9):

$$\frac{dQ_r}{dt} = qN_A \frac{dx_{Spr}}{dt} = qN_D \frac{dx_{Snr}}{dt} = J(V_{pn}), \quad (9)$$

其中 V_{pn} 为内部 PN 结电压, PN 结电流 J 是关于 V_{pn} 的函数, 其包括扩散电流、过剩电流和隧穿电流等. 绝缘层压降 $V_d(t)$ 与内部 PN 结电压和感应电荷区压降无关. 根据感应电荷区实际情况可求得感应电荷区实际压降, 内部 PN 结电压等于感应电荷区压降 $V_S(t)$ 减去感应电荷区实际压降 $V_{Sr}(t)$, 即 $V_{pn}(t) = V_S(t) - V_{Sr}(t)$. 根据高斯定理与泊松方程分别求得 P 区与 N 区为 PN 结贡献的等效压降 V_p 与 V_n , 如 (10) 式与 (11) 式所示. 内部 PN 结承受等效压降为两者之和, 即 $V_{pn}(t) = V_p(t) + V_n(t)$:

$$V_p = \begin{cases} \frac{qN_A(x_{Spr} - x_{Sp})^2}{2\epsilon} & (x_{Sp} \geq x_{Spr}), \\ -\frac{qN_A(x_{Spr} - x_{Sp})^2}{2\epsilon} & (x_{Sp} \leq x_{Spr}), \end{cases} \quad (10)$$

$$V_n = \begin{cases} \frac{qN_D(x_{Snr} - x_{Sn})^2}{2\epsilon} & (x_{Sn} \geq x_{Snr}), \\ -\frac{qN_D(x_{Snr} - x_{Sn})^2}{2\epsilon} & (x_{Sn} \leq x_{Snr}). \end{cases} \quad (11)$$

为了简便计算, 对 MIS 处于多子堆积状态时进行了与多子耗尽相似的处理 (由于只有多子耗尽时感应电荷区长度才会接近线性变化, 此时该计算与实际相比会有误差). 然而在数值计算过程中可以发现, 外加电压频率较低时, MIS 结构会进入多子堆积状态; 而外加电压频率达到一定频率时, MIS 结构将会始终处于多子耗尽状态. 此时的计算结果会相对更加准确.

3 结果与讨论

基于 COMSOL MultiphysicsR 有限元软件对上文得到的数学模型进行数值计算, 主要利用该软件“Math”中的全局常微分和微分代数方程模块进行求解. 图 3 的计算条件为外加电压幅值为 80 V, P, N 区掺杂浓度为 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 绝缘层厚度为 2 μm .

以 P 区感应电荷区为例, 由 (7) 式和 (8) 式可知, 在忽略 PN 结作用的理想情况下 (即感应电荷区产生的感应电场能够完全屏蔽外电场时), 感应电荷区理想长度 x_{Sp} 的变化与外加交变电压 u 一致, 如图 3(a) 和 (b) 所示. 此时该系统达到平衡, 内部 PN 结承受压降为 0. 然而, 实际情况是 PN 结会对

电荷输运产生限制, 即流过 PN 结的正偏电流相对较大, 而反偏电流极小. 因此, 感应电荷区无法屏蔽外电场, 未能屏蔽的部分将对内部 PN 结形成额外压降 V_{pn} . 为了使整个系统趋向平衡, 电荷输运始终让感应电荷区实际长度 x_{Spr} 趋向感应电荷区理想长度 x_{Sp} 变化.

外加交变电压频率较小时 (40 Hz), 如图 3(a) 所示, I 点处 $u > 0$, $x_{Spr} > x_{Sp} > 0$, 此时感应电场小于外电场, 且外电场方向与 PN 结内建电场方向相反, $V_{pn} > 0$. 当 x_{Spr} 增长直至 $x_{Spr} = x_{Sp}$, 即图 3(a) 中的 II 点, 此时外加电压全部将降在感应电荷区, 即 $V_{pn} = 0$. II 点过后 x_{Spr} 减小, 虽然 u 依然大于 0, 但 x_{Spr} 受 PN 结限制导致其减小的速率小于 x_{Sp} . 最终结果是感应电场大于外电场, 且 $x_{Spr} < x_{Sp}$, 此时感应电场方向与 PN 结内建电场方向相同, 并且 $V_{pn} < 0$, 如 III 点所示. 当外加电压继续下降直至 $u < 0$ 时, x_{Spr} 依然大于 0. 此时感应电场与外电场方向相同 (与内建电场方向相反), 并且 PN 结压降 $V_{pn} < 0$, 如 IV 点所示. 最后, x_{Spr} 减小直至 $x_{Spr} = 0$, 如 V 点所示. 该过程对应着图 4 中的 I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV \rightarrow V 的过程, 此时感应电荷区为多子耗尽状态. 图 4 中的 VI \rightarrow VII \rightarrow VIII \rightarrow IX \rightarrow X 过程与 I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV \rightarrow V 过程原理基本相同, 但感应电荷区为多子积累状态. 需要注意的是, 当频率较大时 (100 Hz), 感应电荷区将始终保持在多子耗尽状态, 即 x_{Spr} 的最小值大于 0, 如图 3(b) 中的 XI 点. 整个周期的变化对应图 4 中 I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV \rightarrow XI \rightarrow I 过程.

从图 3(c) 和 (e) 可以看出, 正在向偏置下 PN 结所能达到的电压最大值 $V_{pn,max}$ 比处于反向偏置所能达到的电压最大值 $V_{pn,min}$ 的绝对值小很多. 从图 3(d) 和 (f) 可以看出, 只要外加电压的频率达到一定程度 P 区感应电荷区将始终保持在多子耗尽状态. 这是因为在 V_{pn} 大于 0 时, PN 结电流密度远大于 V_{pn} 小于 0 时的电流密度, 即 V_{pn} 大于 0 时只需很小的电压就可以输运远比 V_{pn} 小于 0 时多的电荷量, 所以 x_{Spr} 的变化范围受 PN 结反向电流限制. 同时, 随着频率的增大, 单位周期内输运的电荷量减小, P 区感应电荷区长度 x_{Spr} 的变化范围不断缩小直至趋于一个定值, 而 x_{Sp} 只与当前 u 的值有关, 与频率无关. 根据 (10) 式和 (11) 式可得, 随着 u 频率的增大, $x_{Spr} - x_{Sp}$ 的变化趋于稳定, $V_{pn,max}$ 与 $V_{pn,min}$ 也将趋于稳定.

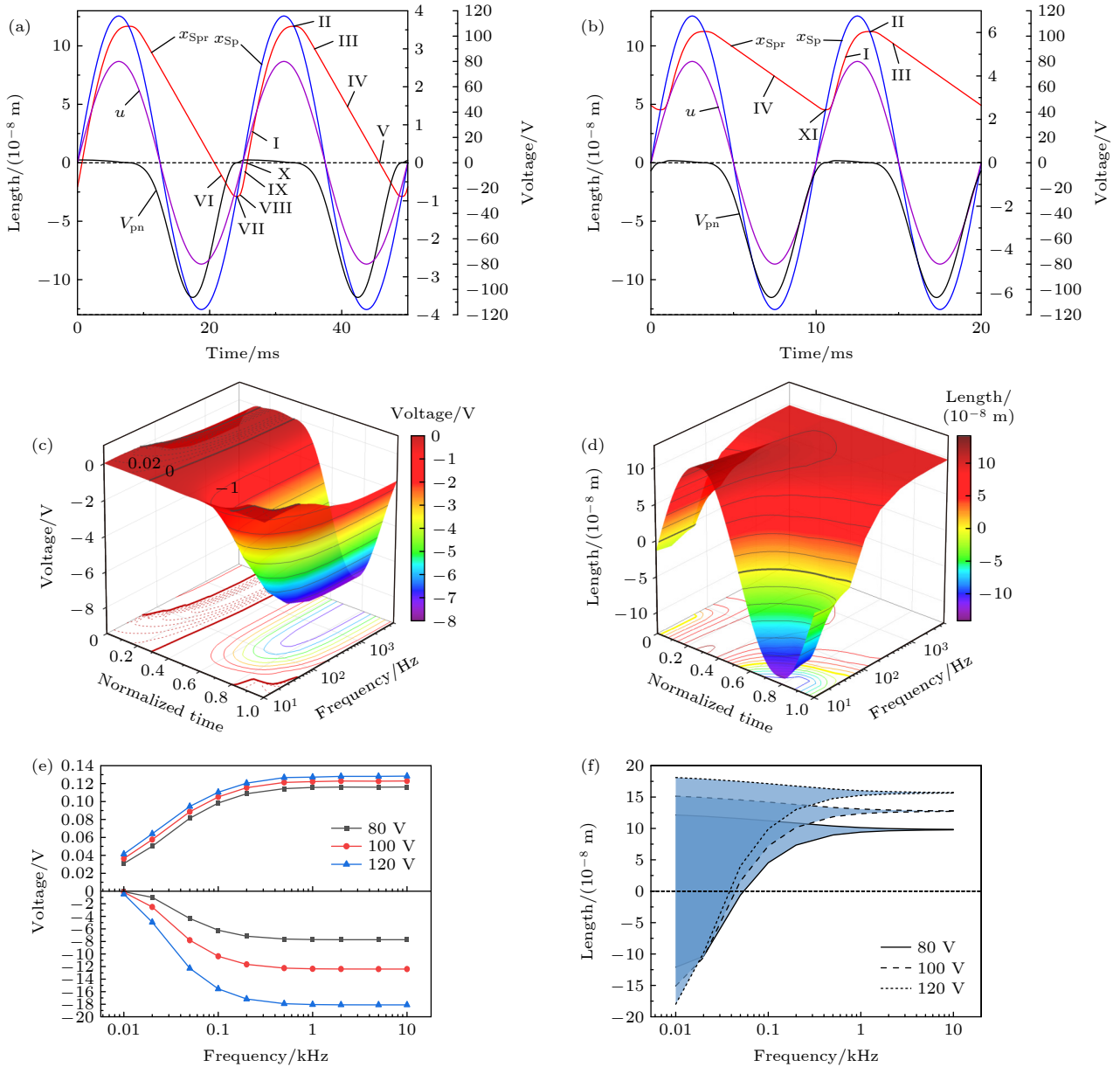


图3 外加电压、PN结电压、P区感应电荷区理想/实际长度在 (a) 电压频率为40 Hz, (b) 电压频率为100 Hz的变化情况; (c) 单周期内PN结电压变化; (d) 单周期内P区感应电荷区实际长度变化; (e) 不同频率下的PN结电压最大值与最小值; (f) 不同频率下的P区感应电荷区实际长度变化

Fig. 3. Applied voltage, PN junction voltage, ideal/actual length of induced charge region in P region at the voltage frequency is 40 Hz (a) and 100 Hz (b); (c) PN junction voltage in one voltage period; (d) actual length of induced charge region in the P region in one voltage period; (e) maximum/minimum PN junction voltage under different frequencies; (e) actual length of induced charge region in P region under different frequencies.

4 器件设计建议

无注入型LED器件由于不存在外部载流子的注入, 将面临着例如发光效率降低、驱动电压增高, 以及需要高频交流电驱动等问题, 相比拥有成熟工艺的注入型LED器件, 无注入型LED还存在许多待优化的地方. 因此, 从理论上研究无注入LED的载流子输运行为对于提升器件工作性能具有指

导意义.

4.1 减少感应电荷区掺杂浓度

由(5)式可知, 绝缘层压降与感应电荷区掺杂浓度和绝缘层厚度有关. 在实际器件制造中, 绝缘层厚度难以持续减薄. 因为绝缘层太薄容易造成不可恢复的击穿. 绝缘层压降占总压降的绝大部分, 此外随着感应电荷区掺杂浓度的增大, 绝缘层压降

占比还在不断提升,如图 5(a) 所示. 图 5 的计算条件为外部电压为 80 V, 频率为 1000 Hz. 如果感应电荷区掺杂浓度过大, 则绝缘层压降占比过大, 再减去感应电荷区压降, 留给 PN 结的压降则会非常少. 感应电荷区掺杂浓度增大时, 施加在绝缘层的压降也在增大, 感应电荷区压降与内部 PN 结压降相应减小, 此时 PN 结正向偏压最大值 $V_{pn,max}$ 减小, PN 结反向偏压最大值 $V_{pn,min}$ 的绝对值也不断减小, 如图 5(b) 所示. 因此, 减小感应电荷区掺杂浓度, 有效提高无注入型 LED 内部 LED 结构的压降.

4.2 利用隧穿/软击穿效应

内部 PN 结正向偏时流过的载流子数量 (用于辐射复合) 受到其反偏时流过的载流子数量限制, 增

大内部 PN 结的反向电流有利于其在正向电压下的复合发光^[17]. 众所周知, 当 PN 结反向电压增大会产生带间隧穿. 随着反向电压的增大会产生软击穿, 此时反向电流密度会迅速增大. 如果能够利用这一特性, 就可以大幅增加 PN 结正偏时能够进行辐射复合的载流子数量, 从而达到提升亮度的目的. 特别是对于 GaN 这类的宽禁带半导体, 其本征载流子浓度远小于硅这类窄禁带半导体, 其反向饱和电流远不能满足无注入工作模式下的载流子恢复, 所以可以利用隧穿/软击穿来增加正偏时的载流子数量.

想要产生显著的 PN 结隧穿和软击穿, 就要在增大 PN 结反向偏压同时要降低内部 PN 结的击穿电压. PN 结击穿电压与空间电荷区电场大小和空间电荷区宽度有关, 空间电荷区电场越大、空间

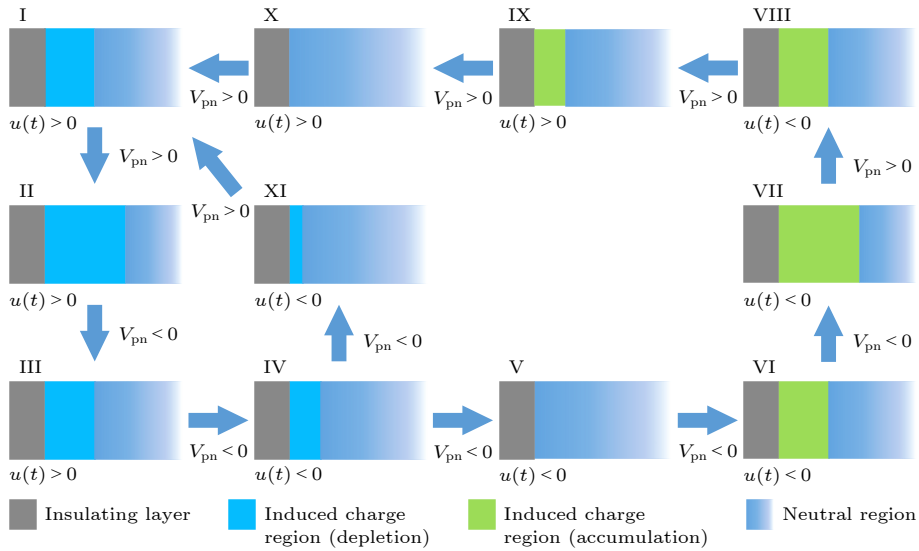


图 4 P 侧感应电荷区变化示意图

Fig. 4. Schematic diagram of induced charge area change in P region.

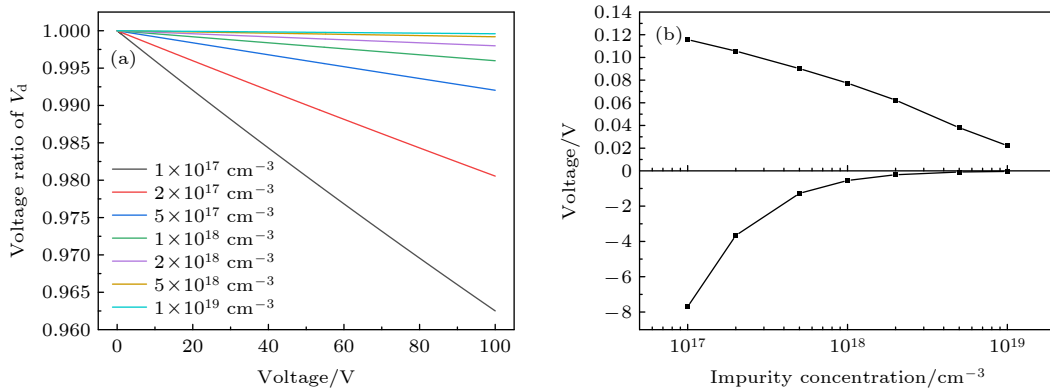


图 5 (a) 绝缘层压降占比; (b) PN 结电压最大值/最小值

Fig. 5. (a) Voltage ratio of insulation layer voltage; (b) maximum/minimum PN junction voltage.

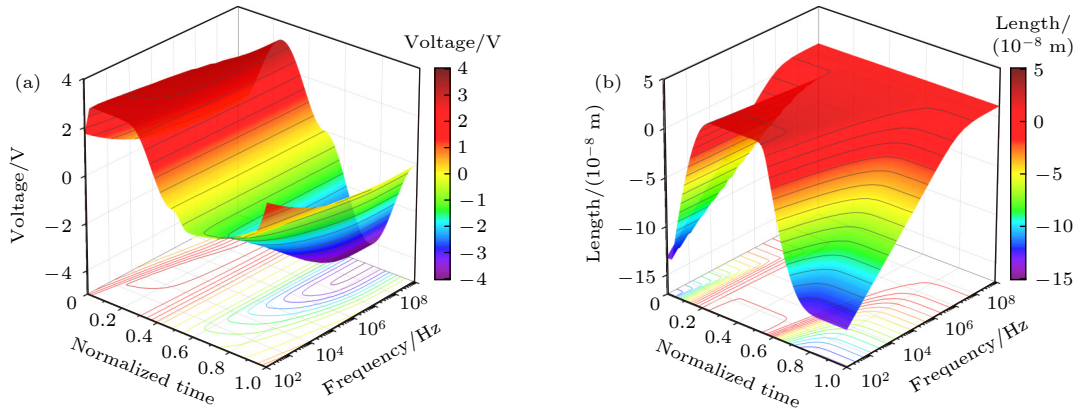


图 6 (a) 单周期内 PN 结电压变化; (b) 单周期内 P 区感应电荷区实际长度变化;

Fig. 6. (a) Voltage change of PN junction in one voltage period; (b) actual length change of the induced charge region in P region in one voltage period.

电荷区宽度越小, PN 结击穿电压越小. 因此, 可以将感应电荷区与内部 PN 结掺入不同浓度的杂质, 即降低感应电荷区掺杂浓度的同时增大 PN 结掺杂浓度. 这使得该器件能够产生较大的 PN 结反向偏压, 同时降低 PN 结反向击穿电压, 使无注入型 LED 利用 PN 结的隧穿/软击穿机制增大正偏时可利用的载流子数量. 注意到在实际器件中 p-GaN 与 n-GaN 中间夹着厚度约 100 nm 的多量子阱层, 这导致了即使在较大反偏电压下, GaN 的带间直接隧穿概率仍然较低. 因此, 缺陷辅助隧穿将成为提升反向电流的有效手段 [21]. 在室温情况下 ($T > 250$ K), 反偏多步热辅助隧穿电流 $I \propto \exp[-E_{\text{hop}}/(kT)]$, E_{hop} 为热激活能. 增大靠近量子阱的 p-GaN 与 n-GaN 的掺杂浓度可以减小耗尽层宽度, 减小相同外加电势下的 E_{hop} , 进而增大多步热辅助隧穿电流.

图 6 计算了感应电荷区掺杂浓度为 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, p-GaN 与 n-GaN 的掺杂浓度均为 $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 的 PN 结电压和 P 区感应电荷区长度变化. 在相同频率的情况下, 降低感应电荷区掺杂浓度并考虑隧穿效应后, $V_{\text{pn,max}}$ 与 $V_{\text{pn,min}}$ 随频率的增大而增大, 直至电压频率达到 2×10^7 Hz 后 $V_{\text{pn,max}}$ 与 $V_{\text{pn,min}}$ 才开始稳定且不再增长, 如图 6(a) 所示. 这是因为 PN 结反向偏压增大时隧穿电流随反向电压增大而增大, 单位周期内 PN 结运输的载流子数量变多, x_{Spr} 的变化范围扩大, 如图 6(b) 所示. 注意到 $V_{\text{pn,min}}$ 的绝对值依然比 $V_{\text{pn,max}}$ 大, 这是因为正向电流的增长速率依然比隧穿电流的增长速率大. 如图 7 所示, 考虑隧穿效应后, 电压频率达到 2000 Hz, $V_{\text{pn,max}}$

达到 3.01 V, 电流密度 $J_{\text{pn,max}}$ 达到 17.434 A/m^2 , 其电流密度大小基本可以满足 LED 的发光需求.

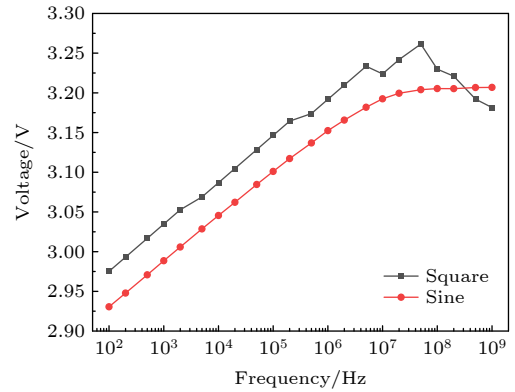


图 7 不同频率下的 PN 结电压最大值

Fig. 7. Maximum PN junction voltage under different frequencies.

4.3 方波电压驱动

上述讨论均为外加电压为正弦电压的情况. 由 (10) 式和 (11) 式可知 PN 结电压与理想情况下的感应电荷区长度 x_s 和感应电荷区实际长度 x_{sr} 的有关. 后两者的差值决定了 PN 结电压的大小. 因此, PN 结正向偏置时, x_s 越大则 PN 结正向偏压越大; 反向偏置时, x_s 越小则 PN 结反向偏压越大. 在器件参数固定时, 由于 x_s 变化只与外加电压有关, 而 x_{sr} 变化与当前其与 x_s 的差值有关, x_{sr} 值永远朝着缩小其与 x_s 的差值的方向变化. 因此, 无论 x_{sr} 如何变化, 如果外加的电压为正负方波的交变电压时, x_s 的值始终保持最大或者最小, 使得 PN 结的正向偏压与反向偏压始终保持最大. 因此采用正负方波驱动, 能使无注入型 LED 器件获得更大的

LED 电压峰值, 还能在单位周期内输运更多的载流子用以辐射复合.

图 8 的计算条件与图 6 一致, 只是外加正负方波电压驱动. 外部方波电压极性变换之前, x_{Spr} 值达到最大或者最小, 如图 8 中 I, II 两处, 方波电压极性变换之后, 此时理想情况下 (极性变换过渡时间为 0) $x_{Spr} - x_{Sp}$ 的值达到最小或者最大, PN 结电压 V_{pn} 值达到最小或最大 (实际表现为 V_{pn} 值迅速减小至最小或最大). 该时刻 PN 结反向隧穿电流或正向电流达到最大, 然后 V_{pn} 在之后的半个周期内逐渐衰减, 如图 8 中 III, IV 两处. 从图 7 可以看出, 在计算相同条件下, 正负方波电压驱动可以获得比正弦电压驱动更大的正向电流. 电压频率为 10 kHz 的情况下, 正弦波驱动的 $V_{pn,max}$ 为 3.0455 V, 此时总电流密度最大值 $J_{pn,max}$ 达到 80.619 A/m²; 而方波驱动的 $V_{pn,max}$ 为 3.0868 V, $J_{pn,max}$ 达到 398.31 A/m². 由于 PN 结反向隧穿电流与正向电流的电压-电流关系均为指数关系, PN 结在 V_{pn} 达到正向偏压或反向偏压最大值前后的一小段时间内输运的载流子占据了该半个周期内输运的载流子总数的绝大部分. 因此相比正弦电压驱动, 方波驱动载流子输运更集中, 可以获得更大的 $V_{pn,max}$. 而 V_{pn} 达到最大或最小衰减一定时间后, x_{Spr} 增大或减小的幅度相比总体 x_{Spr} 的变化范围小很多, 但 x_{Spr} 的值变化到 0, 此时 V_{pn} 衰减幅度也会小很多, 如图 8 中的 V, VI 处. 因此, 方波驱动的 V_{pn} 和 x_{Spr} 变化与正弦波驱动的有明显不同, PN 结电压处于正向偏置与反向偏置的占比接近 1:1, 如图 9 所示.

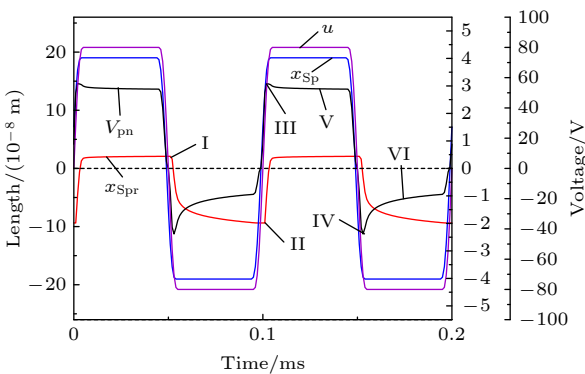


图 8 外加电压、PN 结电压、P 区感应电荷区理想/实际长度变化情况

Fig. 8. Applied voltage, PN junction voltage, ideal/actual length of induced charge region in P region.

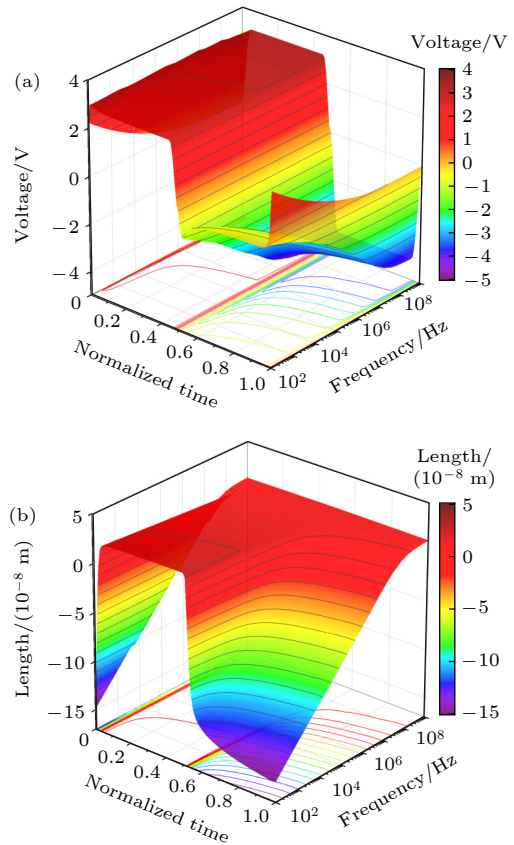


图 9 (a) 单位周期 PN 结电压变化; (b) 单位周期 P 区感应电荷区实际长度变化

Fig. 9. (a) Voltage of PN junction in one voltage period; (b) actual length of the induced charge region in P region in one voltage period.

5 结 论

本文根据无注入型 LED 器件结构, 基于传统 PN 结理论建立无注入型 LED 的载流子输运理想数学模型, 解释无注入型 LED 器件的工作原理. 通过有限元数值计算分析无注入型 PN 结载流子输运特性: 1) 内部 PN 结正反偏压最大值随频率增大而增大, 若不考虑隧穿电流, 当电压频率达到一定数值时, PN 结正反偏压最大值将达到上限; 2) 感应电荷区长度变化范围随电压频率增大而减小, 且电压频率达到一定大小, 感应电荷区将始终处于多子耗尽状态. 提出了对无注入型 LED 器件设计提供建议: 1) 在保持内部 PN 结掺杂浓度不变的情况下, 只减少感应电荷区掺杂浓度, 可以有效提高无注入型 LED 内部 LED 结构的正负最大压降; 2) 利用 PN 结的隧穿/软击穿效应, 可以使器件在反向偏置情况下能够产生较大的反向电流; 3) 驱动电压为正负方波时可以获得比驱动电压为

正弦波时更优的性能, 即 PN 结电压压降更大且单位周期内输运的载流子数量更多。

参考文献

- [1] Tai J P, Guo W L, Li M M, Deng J, Chen J X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 177301 (in Chinese) [邵建鹏, 郭伟玲, 李梦梅, 邓杰, 陈佳昕 2020 物理学报 **69** 177301]
- [2] Zhou X, Tian P, Sher C W, Wu J, Liu H, Liu R, Kuo H C 2020 *Prog. Quantum Electron.* **71** 100263
- [3] Lee H E, Shin J H, Park J H, Hong S K, Park S H, Lee S H, Lee J H, Kang I S, Lee K J 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1808075
- [4] Bower C A, Meitl M A, Raymond B, Radauscher E, Cok R, Bonafede S, Gomez D, Moore T, Prevatte C, Fisher B, Rotzoll R, Melnik G A, Fecioru A, Trindade A J 2017 *Photonics Res.* **5** A23
- [5] Wu C, Wang K, Zhang Y, Zhou X, Guo T 2021 *J. Phys. Chem. Lett.* **12** 3522
- [6] Li S, Waag A 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 071101
- [7] Jung B O, Bae S Y, Lee S, Kim S Y, Lee J Y, Honda Y, Amano H 2016 *Nanoscale Res. Lett.* **11** 215
- [8] Gao C H, Xu F, Zhang L, Zhao D S, Wei X, Che L J, Zhuang Y Z, Zhang B S, Zhang J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 027802 (in Chinese) [高承浩, 徐峰, 张丽, 赵德胜, 魏星, 车玲娟, 庄永漳, 张宝顺, 张晶 2020 物理学报 **69** 027802]
- [9] Ogawa K, Hachiya R, Mizutani T, Ishijima S, Kikuchi A 2016 *Phys. Status Solidi A* **214** 1600613
- [10] Ra Y H, Wang R, Woo S Y, Djavid M, Sadaf S M, Lee J, Botton G A, Mi Z 2016 *Nano Lett.* **16** 4608
- [11] Choi H, Jeon C, Dawson M 2004 *IEEE Electr. Device L.* **25** 277
- [12] Gong Z, Zhang H, Gu E, Griffin C, Dawson M D, Poher V, Kennedy G, French P, Neil M 2007 *IEEE T. Electron Dev.* **54** 2650
- [13] Konoplev S S, Bulashevich K A, Karpov S Y 2018 *Phys. Status. Solidi. A* **215** 1700508
- [14] Adivarahan V, Wu S, Sun W, Mandavilli V, Shatalov M, Simin G, Yang J, Maruska H, Khan M A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1838
- [15] Wang K, Liu Y, Chen R, Wu C X, Zhou X T, Zhang Y A, Liu Z Q, Guo T L 2021 *IEEE Electr. Device Lett.* **42** 1033
- [16] Wang K, Chen P, Chen J, Liu Y, Wu C X, Sun J, Zhou X T, Zhang Y A, Guo T L 2021 *Opt. Laser Technol.* **140** 107044
- [17] Wang K, Liu Y, Wu C X, Li D, Lv S, Zhang Y, Zhou X, Guo T L 2020 *Sci. Rep.* **10** 1
- [18] Wu C X, Wang K, Guo T L 2022 *Nanomaterials* **12** 2532
- [19] Li W, Wang K, Li J, Wu C X, Zhang Y, Zhou X, Guo T L 2022 *Nanomaterials* **12** 912
- [20] Sze S M, Li Y, Ng K K 2021 *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons)
- [21] Huang F, Wang Z, Chu C, Liu Q, Li Y, Xin Z, Zhang Y, Sun Q, Zhang Z H 2022 *IEEE T. Electron Dev.* **69** 5522

Carrier transport model of non-carrier-injection light-emitting diode*

Zhao Jian-Cheng¹⁾ Wu Chao-Xing^{1)2)†} Guo Tai-Liang^{1)2)‡}

1) (*College of Physics and Information Engineering, Fuzhou University, Fuzhou 350108, China*)

2) (*Fujian Science & Technology Innovation Laboratory for Optoelectronic Information of China, Fuzhou 350108, China*)

(Received 20 September 2022; revised manuscript received 12 November 2022)

Abstract

Non-carrier-injection light-emitting diodes (NCI-LEDs) are expected to be widely used in the next-generation micro-display technologies, including Micro-LEDs and nano-pixel light-emitting displays due to their simple device structures. However, because there is no external charge carrier injection, the internal carrier transport behavior of the NCI-LED cannot be described by using the traditional PN junction and LED theory. Therefore, establishing a carrier-transport model for the NCI-LED is of great significance in understanding its working mechanism and improving device performance. In this work, carrier transport mathematical model of the NCI-LED is established and the mechanical behavior of charge-carrier transport is analyzed quantitatively. Based on the mathematical model, the working mechanism of the NCI-LED is explained, the carrier transport characteristics of the device are obtained. Additionally, the key features, including the length of the induced charge region, the forward biased voltage across the internal PN junction, and the reverse biased voltage across the internal PN junction are studied. Their relationships with the applied frequency of the applied driving voltage are revealed. It is found that both the forward bias and reverse bias of the internal PN junction increase with the driving frequency. When the driving frequency reaches a certain value, the forward bias and the reverse bias of the PN junction will be maintained at a maximum value. Moreover, the length of the induced charge region decreases with the increase of the driving frequency, and when the frequency reaches a certain value, the induced charge region will always be in the state of exhaustion. According to the mathematical model, suggestions for the device optimization design are provided below. 1) Reducing the doping concentration of the induced charge region can effectively increase the voltage drop across the internal LED; 2) employing the tunneling effect occurring in the reverse-biased PN junction can effectively improve the electroluminescence intensity; 3) using the square-wave driving voltage can obtain a larger voltage drop across the internal LED and increase the electroluminescence intensity. This work on the carrier transport model is expected to present a clear physical figure for understanding the working mechanism of NCI-LED, and to provide a theoretical guidance for optimizing the device structure.

Keywords: light-emitting diode, non-carrier injection, carrier transport model, numerical calculation

PACS: 85.60.Jb, 85.30.De, 78.60.Fi

DOI: [10.7498/aps.72.20221831](https://doi.org/10.7498/aps.72.20221831)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFB3600404).

† Corresponding author. E-mail: chaoxing_wu@fzu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: gtl_fzu@hotmail.com



无注入型发光二极管的载流子输运模型研究

赵建铖 吴朝兴 郭太良

Carrier transport model of non-carrier-injection light-emitting diode

Zhao Jian-Cheng Wu Chao-Xing Guo Tai-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 048503 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221831

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221831>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

蓝紫光发光二极管中的低频产生-复合噪声行为研究

Low-frequency generation-recombination noise behaviors of blue/violet-light-emitting diode

物理学报. 2019, 68(12): 128104 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190189>

基于N型纳米晶硅氧电子注入层的钙钛矿发光二极管

Perovskite light-emitting diodes based on n-type nanocrystalline silicon oxide electron injection layer

物理学报. 2019, 68(12): 128103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190258>

基于改性空穴注入层与复合发光层的高效钙钛矿发光二极管

Perovskite light-emitting diode based on combination of modified hole-injection layer and polymer composite emission layer

物理学报. 2021, 70(4): 048502 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201379>

高效绿光钙钛矿发光二极管研究进展

Research progress of efficient green perovskite light emitting diodes

物理学报. 2019, 68(15): 158504 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190647>

锡基钙钛矿的研究进展及其在发光二极管中的应用

Recent progress of tin-based perovskites and their applications in light-emitting diodes

物理学报. 2021, 70(4): 048503 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201284>

溶液法制备的金属掺杂氧化镍空穴注入层在钙钛矿发光二极管上的应用

Perovskite light-emitting diodes based on solution-processed metal-doped nickel oxide hole injection layer

物理学报. 2020, 69(1): 018101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191269>