

一种测量 p-GaN 载流子浓度的方法*

周 梅¹⁾ 赵德刚²⁾†

1) (中国农业大学理学院应用物理系, 北京 100083)

2) (中国科学院半导体研究所集成光电子学国家重点实验室, 北京 100083)

(2010 年 5 月 22 日收到; 2010 年 7 月 6 日收到修改稿)

提出了一种测量 p-GaN 载流子浓度的方法, 其主要思想是利用 p-n⁺ 结构 GaN 探测器长波和短波量子效率的差值随反向偏压的变化关系, 找到 p-GaN 层刚好完全耗尽时的偏压, 从而求出 p-GaN 层载流子浓度. 模拟计算表明, 该方法能够准确测量出 p-GaN 层的载流子浓度, 而且受表面复合、欧姆接触影响很小. 进一步研究了实际测量中如何选择 p-GaN 层厚度, 计算结果表明, p-GaN 层的优化厚度值随着 p-GaN 层的浓度增加而减小.

关键词: p-GaN, 载流子浓度测量, 紫外探测器

PACS: 78.40. Fy, 72.80. Ey

1. 引言

氮化镓(GaN)基材料被称为第三代半导体, 在光电子学和微电子学领域都有重要的应用价值. 经过多年的努力, GaN 基半导体器件已经取得了重大突破^[1]. 高性能的蓝绿光发光二极管、蓝光激光器、紫外探测器等等已经研制成功, 特别是高亮度的发光二极管已经实现商业化. GaN 材料 p 型掺杂的实现在器件的研制和发展过程中起着非常关键的作用^[2-11]. 对于 p 型载流子浓度的准确测量在器件设计和制备中也显得非常重要, 目前测量载流子浓度的大多采用霍尔测量单层材料来进行, 但是器件中的 p-GaN 有时会与单层材料有区别. 如果能找到一种方法在器件结构中测量 p-GaN 的载流子浓度, 与霍尔测量互相印证, 对于器件的制备更具有指导意义.

本文提出了一种测量 p-GaN 载流子浓度的新方法, 主要利用 p-n⁺ 结构 GaN 探测器中长波和短波量子效率的差值与反向偏压的关系, 找到 p-GaN 层刚好完全耗尽时的偏压, 从而求出 p-GaN 层载流子浓度. 模拟计算结果证明了这个思想的正确性. 本文还对 p-GaN 层的厚度、表面复合速率对测量精度的影响以及 p-GaN 厚度选择与浓度的关系进行了

研究, 对实际的 p-GaN 样品测量提出了指导建议.

2. 测量 p-GaN 浓度所用的器件结构及基本思想

图 1 是测量 p-GaN 载流子浓度所采用的 p-n⁺ 探测器结构示意图. 如图所示, 器件结构包含了包括一层欧姆接触层 n⁺-GaN 和以 p-GaN 作为光响应区的有源层. 当紫外光从正面照射到器件时, 在 p-GaN 层中会产生光生电子-空穴对, 然后光生电子-空穴对在电场的作用下产生空间分离, 进而形成光电流. 我们认为可以利用这种 p-n⁺ 探测器结构的响应光谱就可以测量 p-GaN 载流子浓度, 其基本思想如下: 在这个器件结构中, 入射紫外光主要被 p-GaN 层所吸收, 由于吸收系数不同, 不同波长的光在 p-GaN 层的透入深度也不同, 如果 p-GaN 层没有完全耗尽, 在零偏压下长波和短波的量子效率(或响应度)会有较大的差距, 但是随着反向偏压的增加, 两个波长下量子效率的差距也逐渐缩小, 如果当 p-GaN 层完全耗尽时, 这种差距达到一个稳定的值, 当反向偏压继续增加时, 这个差值也基本上不会再有大的变化. 如果能找到刚好耗尽完全时的电压值, 就很容易求出 p-GaN 层的载流子浓度.

为了证明我们这种思想的正确与否, 我们采用

* 集成光电子学国家重点实验室开放课题(批准号:IOSKL-KF200914)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号:2009JS46, 2009-2-05)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: dqzhao@red.semi.ac.cn

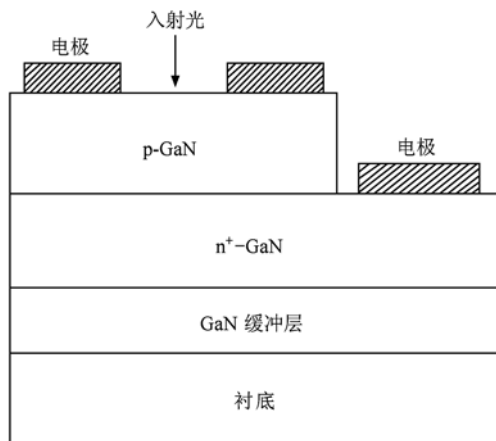


图1 测量 p-GaN 载流子浓度新方法中所采用的 p-n⁺ 探测器结构示意图

美国宾州大学提供的 AMPS 软件进行模拟计算分析^[12], 该软件通过数值求解泊松方程和连续性方程, 得到器件的物理性质, 是一个对半导体器件特别是光伏器件进行性质分析的有力工具^[13-15]. 在本文的模拟计算中, n⁺-GaN 层的载流子浓度和厚度固定为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $1 \mu\text{m}$. 我们设定了一个 p-GaN 层浓度, 最后的模拟结果计算出载流子浓度与设定值差别不大, 印证了这个思想的正确性. 我们还研究了 p-GaN 层的表面复合速率、厚度、浓度对测量的影响.

3. 模拟计算结果与讨论

在模拟计算中, 我们首先假设 p-GaN 层的载流子浓度和厚度分别为 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $0.3 \mu\text{m}$, 表面复合速率为 $1 \times 10^5 \text{ cm/s}$. 我们计算了 0—20 V 内的反向偏压下 p-n⁺ 结构探测器的响应光谱. 如图 2 所示为反向偏压为 0, -2, -4, -6, -8 V 下器件的响应光谱, 可以看出, 这几个响应光谱形状差别较大. 在 0 V 偏压下, 长波和短波的量子效率差别比较大, 随着波长减小, 量子效率下降比较明显. 当反向偏压增加到 -2 V 时, 长波和短波的量子效率差别变小, 随着波长减小, 量子效率下降速率变弱. 随着反向偏压的进一步增加, 在不同波长下的量子效率也差别变小, 响应光谱形状也变得平整. 从图 2 中可以看出, 当反向偏压增加到 -6 V 时, 响应光谱形状已经非常平整了, 当反向偏压继续增加到 -8 V 时, 光谱形状基本上没有什么变化了.

为了进一步研究响应光谱形状随反向偏压的

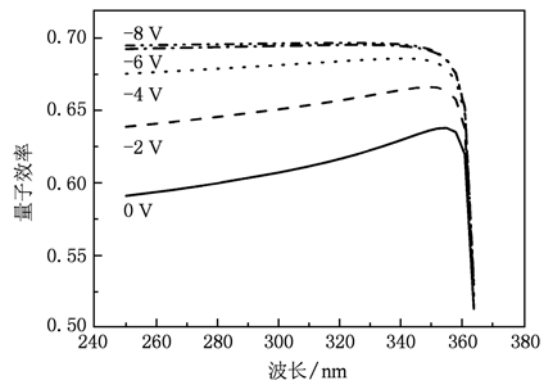


图2 反向偏压为 0, -2, -4, -6, -8 V 下 p-n⁺ 结构 GaN 探测器的响应光谱

变化规律的本质, 我们统计出了长波和短波处探测器的量子效率. 如图 3 所示为波长在 361, 250 nm 处器件的量子效率随反向偏压变化关系. 对于入射光波长为 361 nm 来说, 在 0 V 偏压下, 量子效率为 0.6198, 随着反向偏压的增加, 量子效率也逐渐增加, 当反向偏压增加到 -6 V 时, 量子效率为 0.6516, 当反向偏压进一步增加时, 量子效率几乎没有什么大的变化. 对于入射光波长为 250 nm 来说, 在 0 V 偏压下, 量子效率为 0.5910, 随着反向偏压的增加, 量子效率也逐渐增加, 当反向偏压增加到 -6 V 时, 量子效率为 0.6925, 当反向偏压继续增加时, 量子效率几乎变化不大, 达到了一个稳定的值. 从图 3 中还注意到一个有趣的现象: 在 0 V 偏压下, 入射光波长为 250 nm 时的量子效率小于入射光波长为 361 nm 的量子效率, 但是随着反向偏压的增加, 入射光波长为 250 nm 的量子效率增加更快, 在 -2 V 偏压下, 两者就已差不多了, 当反向偏压继续增加时, 250 nm 处的器件量子效率已经超过 361 nm

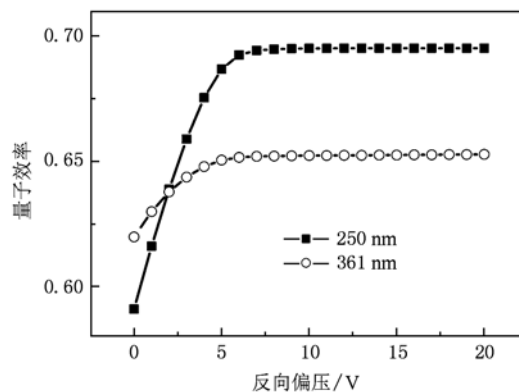


图3 入射光波长在 361, 250 nm 处器件的量子效率随反向偏压变化关系

处的量子效率了,最后在 -6 V 偏压下达到一个稳定的值,这时 250 nm , 361 nm 处的量子效率分别为 0.6925 , 0.6198 , 250 nm 处表现出来的量子效率更高.

从吸收系数与光子能量的关系表达式^[16],我们很容易得到 250 nm 和 361 nm 的光子在 p-GaN 层中的平均透入深度,分别为 $0.036\text{ }\mu\text{m}$, $0.26\text{ }\mu\text{m}$. 由于该器件结构中 p-GaN 层的厚度为 $0.3\text{ }\mu\text{m}$,很容易看出,波长为 361 nm 的光子的透入深度几乎与厚度相差不多,而波长为 250 nm 的光子透入深度要浅得多. 根据基本的器件物理^[15],可以知道, p-n⁺ 结的耗尽区主要集中在 p-GaN 层中靠近 n⁺-GaN 层中的一侧,在 0 V 偏压下,耗尽层宽度相对比较小,对于 250 nm 的光子来说,由于透入深度很浅,大量的光子在靠近表面处吸收,光生电子-空穴对也在表面处产生,由于此处离电场区比较远,很多光生电子在扩散到电场区边缘前就复合掉了,这样器件的量子效率比较小,而对于波长为 361 nm 的光子来说,由于透入深度比较深,很多光生电子-空穴对就在电场区内产生,一旦产生,光生电子-空穴对很快就被强大的内建电场分开形成光电流,另外,在电场区以外区域产生的光生电子也有一部分能够扩散到电场区形成光电流,这样在 0 V 偏压下 361 nm 处器件的量子效率相对比较大. 当反向偏压增加时,耗尽区宽度也增加,同时也进一步向 p-GaN 层表面扩展. 这样,对于 250 nm 的入射光来说,更多的光生电子能够扩散到电场区边缘而形成光电流,对于 361 nm 的入射光来说,由于本来就有许多的光生载流子能够形成光电流,虽然耗尽区进一步扩展到表面,器件的量子效率增加得并不是那么明显. 如果表面复合速率不是很高,最后 250 nm 的入射光产生的光电流甚至超过 361 nm 的入射光形成的光电流.

如果把 361 nm 处的光电流和 250 nm 处的光电流相减,其差值也应该有类似的规律. 如图 4 所示,长波 361 nm 的量子效率(定义为 η_1)和短波 250 nm 处量子效率(定义为 η_0)的差值(定义为 $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_0$)与外加反向偏压的关系. 当反向偏压为 0 V 时, 361 nm 和 250 nm 处量子效率的差值 $\Delta\eta$ 最大,随着反向偏压的增加,差值 $\Delta\eta$ 逐渐缩小,当反向偏压增加到 -6 V 左右时, $\Delta\eta$ 达到一个稳定的值,再继续增加反向偏压时, $\Delta\eta$ 也几乎没有变化. 这主要是在 0 V 偏压下,耗尽区宽度比较小,大多都集中在 p-GaN 层中靠近 n⁺-GaN 的一侧. 随着反向偏压的增

加,耗尽区逐渐向 p-GaN 层的表面区域扩展,两个波长的入射光产生的光电流都会增加,只是由于 250 nm 的光子透入深度浅,增加得更加明显. 当整个 p-GaN 层刚好完全耗尽时,光电流的差距达到一个稳定的值,继续增加偏压时,由于 p-GaN 层已经完全耗尽,长波和短波光电流差距不会有明显变化. 也就是说,量子效率的差值 $\Delta\eta$ 与偏压的变化曲线中会形成一个临界点(或者拐点),当超过这个临界点时,差值不会有明显变化. 这个临界点电压就是 p-GaN 层刚好完全耗尽时的外加反向偏压. 从图 4 上看, p-GaN 层完全耗尽时的外加偏压在 -6 V 左右. 为了确认 -6 V 时 p-GaN 层是否完全耗尽,我们计算了该结构在不同反向偏压下的电场分布,如图 4 中的插图所示,可以看出, 0 V 偏压下,耗尽区宽度大约只有 $0.2\text{ }\mu\text{m}$,大部分集中在 p-GaN 层中靠近 n⁺-GaN 一侧, p-GaN 层中靠近表面区域都没有耗尽. 当反向偏压增加到 -2 V , -4 V 时,耗尽区宽度分别增加到 0.23 , $0.27\text{ }\mu\text{m}$, p-GaN 层中的耗尽区逐步在向靠近表面的区域扩展. 当反向偏压增加到 -6 V 偏压时,耗尽区宽度为 $0.3\text{ }\mu\text{m}$,刚好扩展到整个 p-GaN 层. 当反向偏压增加到 -8 V 时,整个耗尽区的电场强度进一步增加,但是耗尽区宽度并没有增加. 电场分布的计算结果验证了图 4 的预测,在 -6 V 偏压下, p-GaN 层刚好完全耗尽.

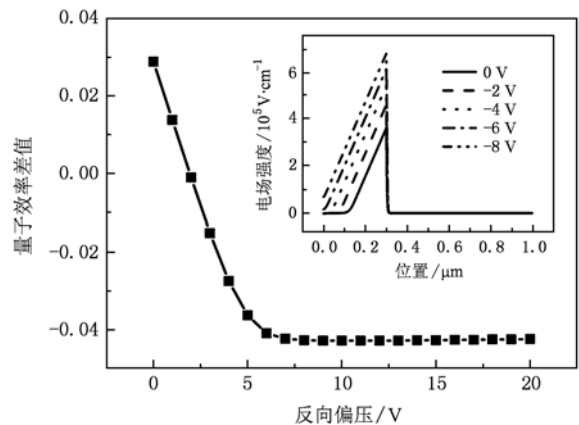


图 4 长波 361 nm 和短波 250 nm 处量子效率的差值 $\Delta\eta$ 与外加反向偏压的关系(插图为反向偏压分别为 0 , -2 , -4 , -6 , -8 V 下的电场分布)

根据耗尽层宽度与反向偏压的关系,我们很容易计算出 p-GaN 层的载流子浓度,具体公式如下^[17]:

$$N_A = \frac{2\varepsilon_s(V_R + V_{bi})}{qW^2}, \quad (1)$$

这里 N_A 是 p-GaN 层的载流子浓度, W 是耗尽区宽度, 这里 W 在 -6 V 偏压下等于 $0.3 \mu\text{m}$, q 是电子电荷, ϵ_s 是 GaN 材料的介电常数, 等于 $8.9 \times 8.854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$, V_{bi} 是 GaN 的 p-n⁺ 的内建电势差, 可以近似等于 3 V, V_R 是外加的反向偏压, 从图 4 中可以得知, 这里的 V_R 大约为 6 V.

根据(1)式计算出的 p-GaN 层的载流子浓度大约为 $9.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 这个值非常接近于计算中设定的值 $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 这说明我们提出的想法是正确合理的. 这也应该是一种新颖的测量 p-GaN 层载流子浓度的方法, 也是一种对于霍尔测量的补充, 可以相互验证, 进一步提高 p-GaN 测量的准确性和可靠性.

从图 1 的器件结构中, 可以注意到, 如果 p-GaN 表面复合速率很高, 器件的量子效率会受到表面复合的影响. 如果表面复合速率很低, 在 p-GaN 层完全耗尽时, 所有的光生载流子都处于电场区, 在强大的电场作用下, 绝大部分光生载流子会形成光电流, 即使再继续增加反向偏压, 电场强度也会进一步增强, 光生电子-空穴对的空间分离效率不会受到明显的影响. 而当表面复合速率很大时, 情况就不同了. 此时光生电子-空穴对的空间分离很容易受到电场强度的影响. 此时当 p-GaN 层完全耗尽时, 虽然光生电子空穴对都处在电场区, 由于受到表面复合的影响, 很多光生电子-空穴对都复合掉了而不能形成光电流, 随着反向偏压的增加、电场强度的增大, 光生电子-空穴对的空间分离效果会更好, 这样量子效率会增加, 长波和短波处的量子效率差值 $\Delta\eta$ 也会受到表面复合速率的影响, 可能只有在更高的反向偏压下, $\Delta\eta$ 才能达到一个稳定的值. 显然, 此时表面复合速率对 p-GaN 层载流子浓度的测量会造成影响.

为了进一步确定表面复合速率对 p-GaN 层载流子浓度测量的影响, 我们研究了不同表面复合速率下 $\Delta\eta$ 与反向偏压下的关系. 如图 5 所示为表面复合速率分别为 $1 \times 10^5 \text{ cm/s}$, $1 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ 下长波和短波量子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系. 从图上可以看出, 对于表面复合速率为 $1 \times 10^5 \text{ cm/s}$ 的情况下, 临界点电压在 -6 V 左右, 也就是说, p-GaN 层在 -6 V 偏压下完全耗尽. 当表面复合速率为 $1 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ 时, 临界点电压在 -10 V 左右, 也就是说, 此时认为 p-GaN 层在 -10 V 偏压下完全耗尽. 这个不同的临界点电压会给测量带来误差.

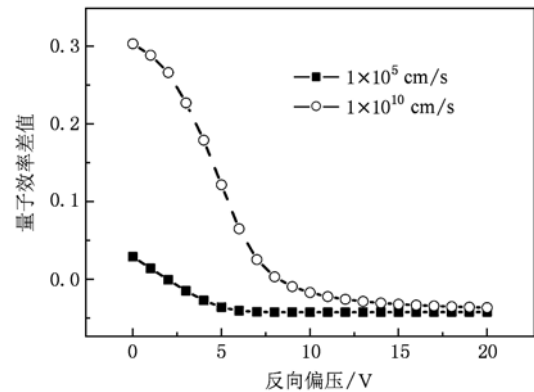


图5 表面复合速率分别为 $1 \times 10^5 \text{ cm/s}$, $1 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ 时长波和短波量子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系

在这两个临界点电压下, 根据(1)式可以计算出不同的 p-GaN 层载流子浓度. 上面我们已经计算过, 在表面复合速率 $1 \times 10^5 \text{ cm/s}$ 的情况下, 临界点电压在 -6 V 左右, 此时计算出 p-GaN 层载流子浓度为 $9.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 非常接近设定值 $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 在表面复合速率为 $1 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ 的情况下, 临界点电压在 -10 V 左右, 此时也可以根据上述公式计算出 p-GaN 层载流子浓度, 具体为 $1.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 这个值也很接近设定值, 只是稍微偏大了一点点, 但仍然在可以接受的范围. 这个结果说明, 即使在 p-GaN 层表面复合速率很高的情况下, 这种方法测量得到的 p-GaN 层载流子浓度还是可信的.

在实际的 p-GaN 测量中, 还经常遇到的一个问题就是 p-GaN 的欧姆接触非常难做, 当然这也是 p-GaN 的霍尔测量中重要的误差来源之一. 本文也研究了欧姆接触的好坏对测量的影响. 如图 6 为电极与 p-GaN 层不同的接触势垒高度下, 长波和短波量子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系.

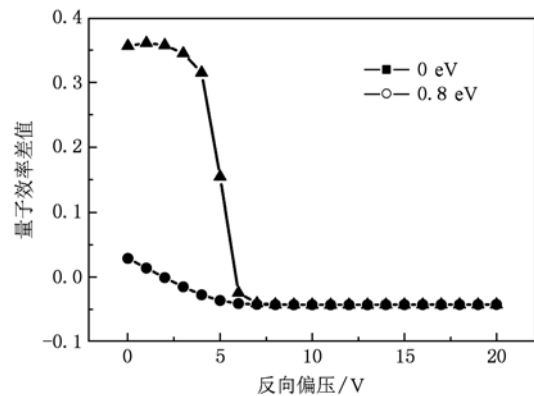


图6 金属电极与 p-GaN 层接触的势垒高度分别为 $0, 0.8 \text{ eV}$ 时长波和短波量子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系

子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系. 其中圆形点表示的是接触势垒高度为 0 的情况下, 此时欧姆接触非常好, 三角形点表示的是接触势垒高度为 0.8 eV 时的情况, 此时欧姆接触非常差, 形成了势垒高度较高的肖特基接触. 从图 6 的 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系来看, 无论欧姆接触好坏, 临界点的电压值都为 6 V 左右, 几乎完全相同, 可见这种方法受欧姆接触的影响非常小, 即使在欧姆接触非常不好的情况下, 用这种方法所测量得到的 p-GaN 载流子浓度的值还是可靠的. 其原因可以解释如下: 金属电极和 p-GaN 之间的肖特基接触的内建电场与 p-n⁺ 结的内建电场相反, 当器件外加反向偏压时, p-n⁺ 结处于反偏, 而金属电极与 p-GaN 层之间形成的肖特基结处于正偏状态, 随着反向偏压的增加, 由于肖特基结处于正偏状态, 绝大部分偏压都加在 p-n⁺ 结上, 当 p-GaN 层刚好完全耗尽时的电压与肖特基结的关系不大. 所以, 采用我们提出的方法来测量 p-GaN 层载流子浓度时, 欧姆接触的好坏对测量结果影响不是特别大.

在实际的测试中, 适当选取 p-GaN 层的厚度也是非常重要的, 因为不同的厚度直接会影响临界点电压, 从而影响了测量精度. 本文也研究了 p-GaN 层刚好完全耗尽时的临界反向偏压与厚度的关系. 如图 7 所示为入射光波长 361 nm 和 250 nm 对应的量子效率的差值 $\Delta\eta$ 与外加反向偏压的关系, 其中 p-GaN 层的厚度分别为 0.3, 0.5, 0.7 μm . 从图 7 可以看出, 在 p-GaN 层厚度为 0.3 μm 时, 反向电压的临界点大约在 -6 V, 在 p-GaN 层厚度为 0.5 μm 时, 反向电压的临界点大约在 -22 V, 在 p-GaN 层厚度为 0.7 μm 时, 反向电压的临界点大约在 -46 V.

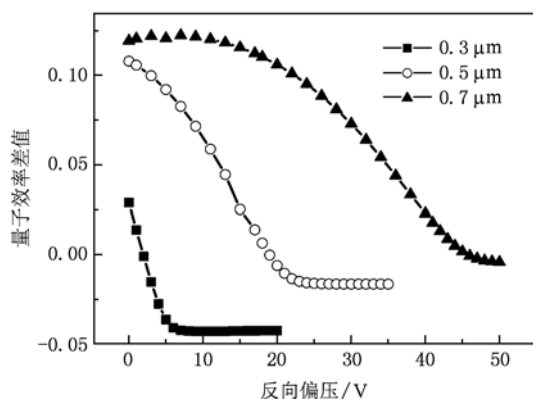


图 7 入射光波长 361 nm 和 250 nm 下 GaN 探测器对应的量子效率的差值 $\Delta\eta$ 与外加反向偏压的关系 (其中 p-GaN 层的厚度分别为 0.3, 0.5, 0.7 μm)

图 8 还给出了临界点电压与 p-GaN 层厚度的关系, 随着 p-GaN 层厚度的增加, 临界点电压迅速增加. 我们可以这样解释: 在 p-GaN 层厚度较薄时, 随着反向偏压的增加, 耗尽区宽度也增加, 电场区很快就能扩展到 p-GaN 层表面处, 所以在较小的偏压下, p-GaN 层就能完全耗尽, $\Delta\eta$ 很快就能达到一个稳定的值, 当厚度比较大时, 由于耗尽区宽度只是与载流子浓度相关, 随着反向偏压的增加, 耗尽区离 p-GaN 层的表面区域还有一段距离, 这样只有在较高的反向偏压下, 耗尽区才能完全扩展到整个 p-GaN 层, 这样 p-GaN 层的刚好完全耗尽时的反向偏压值比较大.

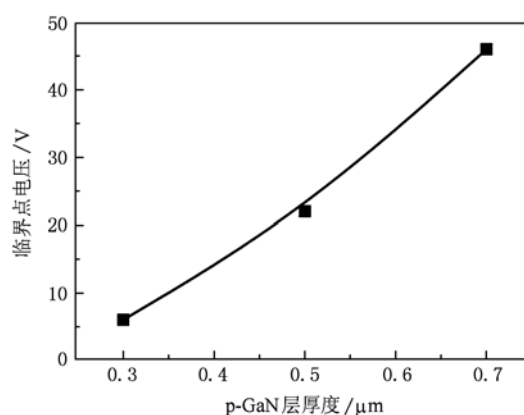


图 8 p-GaN 刚好完全耗尽时的临界点电压与 p-GaN 层厚度的关系

在实际的测量响应光谱实验中, 器件会受到反向漏电的影响, 反向漏电越大, 噪声也越大, 会干扰实验结果. 如果 p-GaN 层选择的厚度太厚, 从图 8 的结果来看, 只有在很高的反向偏压下, p-GaN 层才能完全耗尽, 此时器件的漏电可能已经比较大了^[18], 这样很难准确给出刚好完全耗尽时的反向偏压值, 所以最好 p-GaN 层的厚度选得稍微薄一点, 这样在比较小的反向偏压下就能完全耗尽, 测量过程中受反向漏电的干扰就会减小很多. 当然, p-GaN 层的厚度也不能太薄, 我们也研究了 p-GaN 层的厚度为 0.2 μm 时的响应光谱, 计算发现, 在 0 V 偏压下, 361 nm 和 250 nm 的入射光表现出来的量子效率就已经相差不大, 随着反向偏压的增加, 也没有什么变化, 这主要是由于 0 V 偏压的耗尽区宽度就接近 p-GaN 层厚度了, 这样就很难找到临界点电压了. 从本文的计算结果来看, 当 p-GaN 载流子浓度为 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 左右时, 厚度选择在 0.3—0.5 μm 的范围内比较合适.

上述结果都是在假设 p-GaN 层载流子的浓度为 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 下进行计算的,但是实际的材料生长时 p-GaN 层浓度并不一定就在这个值附近,从上述原理也可以知道,要看到响应光谱中长波和短波的差别,就必须在 0 V 偏压下耗尽区离 p-GaN 层的表面区域还得有一定的距离,这样随着反向偏压的增加,电场区逐步向表面扩展,最后完全耗尽. 可以想象:在 p-GaN 层载流子浓度比较高的时候,耗尽区宽度比较小,这样在 p-GaN 较薄的情况下,在 0 V 偏压下耗尽区就能离表面有一定的距离,反之,当 p-GaN 层载流子浓度比较低的时候,耗尽区宽度比较大,这样只有在 p-GaN 较厚的情况下,在 0 V 偏压下耗尽区才能离表面有一定的距离. 另外,我们还要考虑尽量在反向偏压比较小的条件下 p-GaN 层就能完全耗尽,这样受漏电的影响会比较小,所以 p-GaN 层的厚度又不能太厚.

一般来说, p-GaN 层的载流子浓度在 $1 \times 10^{16} \sim 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 范围,我们研究了在这个载流子浓度范围内不同厚度下 p-n⁺ 结构探测器的临界点电压. 如图 9 所示为 p-GaN 层载流子浓度分别为 $1 \times 10^{16}, 5 \times 10^{16}, 1 \times 10^{17}, 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时长波和短波量子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系,其中对应的 p-GaN 层厚度分别为 0.8, 0.5, 0.3, 0.15 μm . 从图上可以看出,在这种厚度的条件下,都能看到 $\Delta\eta$ 随着反向偏压下的变化,也就是随着反向偏压的增加, $\Delta\eta$ 先减小,然后逐步达到一个稳定的值. p-GaN 层载流子浓度分别为 $1 \times 10^{16}, 5 \times 10^{16}, 1 \times 10^{17}, 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时对应的刚好完全耗尽时的反向偏压分别为 -5 V, -10 V, -6 V, -9 V, 通过计算得到的 p-GaN 层的载流子浓度分别为 $1.2 \times 10^{16}, 5.1 \times 10^{16}, 9.8 \times$

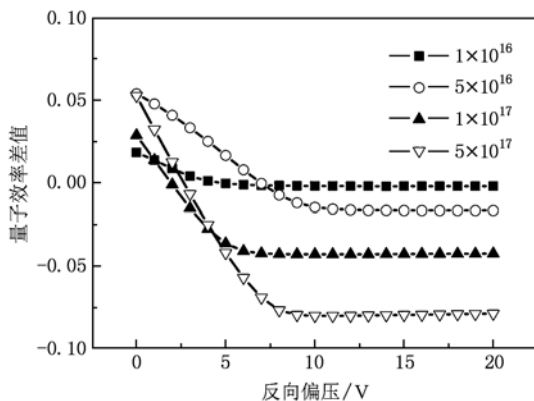


图9 p-GaN 层载流子浓度分别为 $1 \times 10^{16}, 5 \times 10^{16}, 1 \times 10^{17}, 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时长波和短波量子效率差值 $\Delta\eta$ 与反向偏压的关系 (其中对应的 p-GaN 层厚度分别为 0.8, 0.5, 0.3, 0.15 μm)

$10^{16}, 5.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 都与设定值非常接近,说明这个条件下测量所得到的值准确可靠.

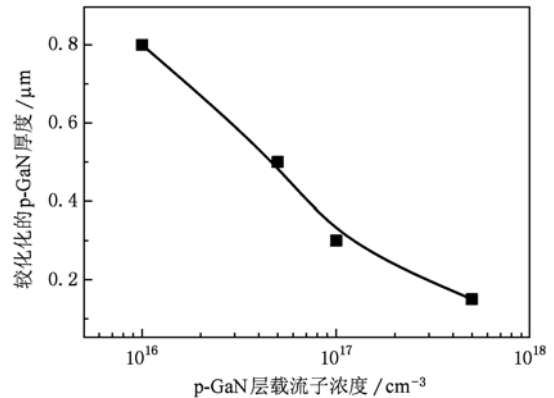


图10 较优化的 p-GaN 层厚度与浓度的关系

从图 9 的计算结果可以看出,在上述条件下, p-n⁺ 结构探测器都能观察到量子效率差值 $\Delta\eta$ 随反向偏压的变化,也能明显看出 p-GaN 层完全耗尽时的偏压,而且临界电压值都在 -10 V 以内,应该说上述几个浓度下对应的厚度还是比较优化的:既能看到 $\Delta\eta$ 变化,又能在较低的反向偏压下实现 p-GaN 层的完全耗尽. 从图 9 中,我们还注意到,不同 p-GaN 层浓度下对应的较优的 p-GaN 层厚度也不同. 图 10 给出了较优化的 p-GaN 层厚度与浓度的关系,随着载流子浓度的增加, p-GaN 层的优化厚度值迅速减小,对于 p-GaN 层载流子浓度 $1 \times 10^{16} \sim 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 范围时,选择的 p-GaN 优化厚度大约在 0.8—0.15 μm 范围,载流子浓度越高,对应的 p-GaN 层优化厚度越小. 在实际的测量过程中,尽量把 p-GaN 层的浓度和厚度结合起来考虑,选择一个比较合适的厚度,做出器件,然后就可能得到比较准确的结果. 在波长选择时,对于目前的异质外延 GaN 材料来讲,由于衬底不同、生长工艺不同以及衬底浓度不同都会导致 GaN 带边波长的偏移,本文模拟中选择是 361 nm,在实际的长波具体波长选择时,只要在带边的峰值附近即可,短波可以偏短一点更好,选择 250 nm 也应该基本满足要求.

另外,从理想情况来说,直接使用 250 nm 波长量子效率与反向偏压的关系来确定全耗尽时的反向电压就能得到 p-GaN 层的载流子浓度,事实上,模拟计算结果也证实了这一点,特别是从图 3 和图 4 中就可以得到相同的临界点电压. 但是我们考虑到实际情况也许更复杂,如果 p-GaN 的缺陷密度比较高时,光生载流子的空间分离效率可能对电场强

度的依赖性比较强. 那么当 p-GaN 层完全耗尽以后, 再增加偏压时, 器件的量子效率还有可能继续有一定地增加. 这种情况下, 如果单纯采用 250 nm 量子效率与反向偏压的关系来确定全耗尽时的反向电压时, 就会出现比较大的误差. 如果我们用长波 361 nm 和短波 250 nm 量子效率之差就不一样了, 因为对于 361 nm 的光子来说, 也会遇到同样的问题, 但是两者一减, 误差就会大大减小. 所以采用长波 361 nm 和短波 250 nm 量子效率之差来确定临界点的反向偏压, 误差会更小.

4. 结 论

本文提出了一种利用 p-n⁺ 结构 GaN 探测器的

响应光谱测量 p-GaN 层载流子浓度的方法, 该方法主要是考虑到器件的量子效率在长波和短波的差值随着反向偏压的变化, 然后找到使 p-GaN 刚好完全耗尽时的偏压, 就能得到 p-GaN 层载流子浓度的大小. 模拟计算结果验证了这个思想, 并对表面复合速率、欧姆接触情况、p-GaN 层厚度对实际测量结果的影响进行了研究. 我们还计算了 p-GaN 层不同浓度时最佳厚度的选择, 结果表明, p-GaN 层的优化厚度值随着 p-GaN 层的浓度增加而减小, 当 p-GaN 层的载流子浓度在 $1 \times 10^{16} - 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 对应的 p-GaN 优化厚度大约在 0.8—0.15 μm 范围.

-
- [1] Nakamura S 1998 *Science* **281** 956
 - [2] Amano H, Kito M, Hiramatsu K, Akasaki I 1989 *Inst. Phys. Conf. Ser.* **106** 725
 - [3] Amano H, Kito M, Hiramatsu K, Akasaki I 1989 *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** L2112
 - [4] Nakamura S, Mukai T, Senoh M, Iwasa N 1992 *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** L139
 - [5] Nakamura S, Iwasa N, Senoh M, Mukai T 1992 *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 1258
 - [6] Nakamura S, Senoh M, Mukai T 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 1687
 - [7] Nakamura S, Senoh M, Nagahama S, Iwasa N, Yamada T, Matsushita T, Kiyoku H, Sugimoto Y 1996 *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** L74
 - [8] Zhang S, Zhao D G, Liu Z S, Zhu J J, Zhang S M, Wang Y T, Duan L H, Liu W B, Jiang D S, Yang H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7952 (in Chinese) [张 爽、赵德刚、刘宗顺、朱建军、张书明、王玉田、段俐宏、刘文宝、江德生、杨 辉 2009 物理学报 **58** 7952]
 - [9] Luo Y, Guo W P, Shao J P, Hu H, Han Y J, Xue S, Wang L, Sun C Z, Hao Z P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2720 (in Chinese) [罗 毅、郭文平、邵嘉平、胡 卉、韩彦军、薛 松、汪 莱、孙长征、郝智彪 2004 物理学报 **53** 2720]
 - [10] Wang L J, Zhang S M, Zhu J H, Zhu J J, Zhao D G, Liu Z S, Jiang D S, Wang Y T, Yang H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 017307
 - [11] Zhang L Q, Zhang S M, Jiang D S, Wang H, Zhu J J, Zhao D G, Liu Z S, Yang H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5350
 - [12] The freeware program 'AMPS-1D' is supplied by the Electronic Materials and Processing Research Laboratory of Penn State University, USA. For AMPS-1D please see: <http://www.cneu.psu.edu/amps/amps1d.html>
 - [13] Zhou M, Zuo S H, Zhao D G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5513 (in Chinese) [周 梅、左淑华、赵德刚 2007 物理学报 **56** 5513]
 - [14] Hu Z H, Liao X B, Diao H W, Xia C F, Xu L, Zeng X B, Hao H Y, Kong G L, 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2302 (in Chinese) [胡志华、廖显伯、刁宏伟、夏朝凤、许 玲、曾湘波、郝会颖、孔光临 2005 物理学报 **54** 2302]
 - [15] Zhao D G, Jiang D S, Zhu J J, Liu Z S, Zhang S M, Yang H 2008 *Semicond. Sci. Technol.* **23** 095021
 - [16] Zhang X, Kung P, Walker D, Biotrowski J, Rogalski A, Sazier A, Razeghi M 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 2028
 - [17] Sze S M 1981 *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edn (New York: Wiley)
 - [18] Zhao D G, Zhang S, Liu W B, Hao X P, Jiang D S, Zhu J J, Liu Z S, Wang H, Zhang S M, Yang H, Wei L, 2010 *Chin. Phys. B* **19** 057802

A new method to measure the carrier concentration of p-GaN *

Zhou Mei¹⁾ Zhao De-Gang^{2)†}

1) (Department of Physics, China Agriculture University, Beijing 100083, China)

2) (State key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(Received 22 May 2010; revised manuscript received 6 July 2010)

Abstract

A new method to measure the carrier concentration of p-GaN is proposed. The main idea is as follows: the difference between p-n⁺ structure GaN ultraviolet photodetector's quantum efficiency at two different wavelengths varies remarkably with increasing reversed bias, and the most characteristic change occurs at a reversed voltage under which the p-GaN layer starts to be completely depleted, consequently the carrier concentration of p-GaN can be derived basing on this effect. The simulation results prove the validity of the idea even under the condition of high surface recombination velocity and bad ohmic contact. The thickness choice of p-GaN samples during the carrier concentration test experiment using this method is investigated. It is shown that the optimized thickness of p-GaN decreases with the increase of carrier concentration of p-GaN samples.

Keywords: p-GaN, carrier concentration measurement, ultraviolet photodetector

PACS: 78.40. Fy, 72.80. Ey

* Project supported by the State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics (Grant No. IOSKL-KF200914) and Chinese Universities Scientific Fund (Grant Nos. 2009JS46, 2009-2-05).

† Corresponding author. E-mail: dgzhao@red.semi.ac.cn