

微腔面发射器件外量子效率研究*

马凤英[†] 苏建坡 郭茂田 池泉 陈明 余振芳

(郑州大学物理工程学院, 郑州 450001)

(2010年8月13日收到; 2010年8月19日收到修改稿)

结合微腔面发射器件辐射/发光亮度的空间分布以及相对光谱功率分布给出了器件外量子效率的计算模型. 该模型可以计算工作于不同波段的微腔面发射器件的外量子效率, 如红外波段的垂直腔面发射激光器, 可见光波段的微腔有机发光二极管和谐振腔发光二极管以及太赫兹波段的平面微腔结构等. 制备了结构为玻璃/DBR/ITO/NPB/Alq: C545T/Alq/LiF/Al的微腔有机电致发光器件, 测试其不同观察角度下器件的发光亮度以及发光光谱. 当电流密度和发光亮度分别为 14 A/m^2 和 100 cd/m^2 时, 利用该模型计算器件的外量子效率为 1.5%, 而电流密度和发光亮度分别为 0.14 A/m^2 和 2.2 cd/m^2 时, 器件的外量子效率最大, 达到 2%.

关键词: 外量子效率, 平面微腔器件, 辐射/发光亮度空间分布

PACS: 42.60.Lh, 42.60.Jf, 42.55.Sa

1. 引言

固态面辐射源一般可看作漫辐射源(朗伯发射体), 即辐射亮度在各个方向上均相同. 对于面辐射器件而言, 由于有源层和出射介质(空气)之间存在较大的折射率差, 只有与临界角所对应锥体角内的电磁波能耦合出器件外, 而很大一部分电磁辐射则由于全内反射而转化为波导模式损耗掉^[1], 因此器件的效率很低. 解决这一问题的最好方法是提高器件的耦合效率, 即从有源层尽可能多地把辐射的光子耦合出来.

1946年, Purcell 预言了辐射源所处的电磁环境能改变其自发辐射特性. 将辐射源置于尺寸在波长量级的腔中, 则其在腔谐振模式处的自发辐射得到增强, 反之, 会受到抑制^[2]. 该预言分别在微波和光学波段得到证实. 尤其是光学波段, 采用微腔结构实现了器件发光强度的增强、光谱纯度的提高以及发光效率的提高等一系列腔量子电动力学效应^[3-6]. 微腔通过干涉效应改变自发辐射的空间能量分布, 从而提高器件的耦合效率. 平面微腔是结构最简单且被广泛研究的一类微腔器

件, 迄今为止已被应用到工作于不同波段的光电器件中, 如: 谐振腔发光二极管^[7], 有机微腔电致发光器件^[8], 垂直腔面发射激光器^[9] 以及平面微腔太赫兹发射器件^[10] 等, 用以提高器件的辐射特性.

假定面辐射器件内部辐射为各向同性, 角功率分布为 $p(\theta)$, 根据经典射线理论, 则器件耦合效率为

$$\eta_{\text{extr}} = 2\pi \int_0^{\arcsin(1/n)} p(\theta) \sin(\theta) d\theta / 2\pi \int_0^\pi p(\theta) \sin(\theta) d\theta = (n - \sqrt{n^2 - 1}) / 2n.$$

n 为有源层材料的折射率, 出射介质为空气. 对于基于 GaAs ($n = 3.5$) 的平面发光二极管(LED)而言, 耦合效率仅为 2%. 提高平面器件耦合效率最好的方法是将波导模式转换为输出模式. 提高器件耦合效率的方法很多, 如衬底表面褶皱^[11], 采用微腔结构^[12] 以及表面等离子体增强技术^[13] 等. 衬底褶皱即引进非平面结构从而将波导模式耦合出器件外, 但这种方法仅仅适于作为光源的应用, 而不适于平面显示. 另外, 表面等离子体增强技术提高器件出光效率的方法存在工艺复杂的缺点.

* 国家自然科学基金(批准号:60907046)、河南省教育厅自然科学研究计划项目(批准号:2009A140008)和河南省青年骨干教师计划资助的课题.

[†] E-mail: fengyingma@163.com

当将微腔结构引入到平面器件时,由于干涉效应,自发辐射光子的优先传播方向被改变,从而器件内部辐射中心的角功率分布改变,更多的光进入辐射立体角内. 因此器件的耦合效率被提高.

面辐射器件的外量子效率 η_{ext} 定义为器件辐射光子数和注入电子数的比值,是电光转换器件最重要的一个参数. 而内量子效率 η_{int} 为器件内部产生的光子数与注入电子数的比值^[14]. 因此有

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{int}} \cdot \eta_{\text{extr}}$$

我们目前还没有发现关于平面微腔器件外量子效率计算公式的报道. 主要是因为平面微腔辐射器件的辐射功率不但是频率的函数还是方位角的函数. 本文首次给出了平面微腔辐射器件外量子效率的简单计算模型. 只需测出器件不同角度的辐射/发光亮度和相对光谱功率分布以及器件的工作电流即可计算出器件的外量子效率. 将该计算模型应用于微腔有机电致发光器件,在电流密度为 0.14 A/m^2 ,亮度为 2.2 cd/m^2 时,得到最大外量子效率为 2%.

2. 模型的提出

2.1. 朗伯发射体的外量子效率

对于面辐射器件,可看作漫辐射源,假设器件的光谱辐射亮度为 $L_e(\lambda)$ ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$),则器件总的辐射亮度为

$$\begin{aligned} L_e &= \int L_e(\lambda) d\lambda \\ &= \xi \int P(\lambda) d\lambda, \end{aligned}$$

$P(\lambda)$ 为器件相对光谱功率分布, ξ 为一常数,可表示为

$$\xi = \frac{L_e}{\int P(\lambda) d\lambda},$$

偏离器件法线 θ 角处的辐射强度 $I_e(\lambda)$ ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$) 为

$$I_e(\lambda) = AL_e(\lambda) \cos\theta,$$

其中 A 为器件的有效辐射面积. 器件的光谱辐射功率 $\Phi_e(\lambda)$ (W) 为

$$\begin{aligned} \Phi_e(\lambda) &= \int I_e(\lambda) d\Omega \\ &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \pi AL_e(\lambda) \sin 2\theta d\theta \end{aligned}$$

$$= \pi AL_e(\lambda),$$

其中 $d\Omega$ 为立体角微元. 器件辐射波长为 λ 的光子数为

$$\begin{aligned} N_p(\lambda) &= \frac{\lambda \Phi_e(\lambda)}{hc} \\ &= \frac{\lambda \pi A \xi P(\lambda)}{hc} \\ &= \pi AL_e \lambda P(\lambda) / hc \int P(\lambda) d\lambda, \end{aligned}$$

其中 h 为普朗克常数, c 为光速. 器件辐射的总光子数为

$$\begin{aligned} N_p &= \int N_p(\lambda) d\lambda \\ &= \pi AL_e \int \lambda P(\lambda) d\lambda / hc \int P(\lambda) d\lambda. \end{aligned}$$

注入器件的电子数为

$$N_e = \frac{I}{e},$$

其中 I 为工作电流, e 为基本电荷量. 故面发射器件的外量子效率为

$$\begin{aligned} \eta_{\text{ext}} &= N_p / N_e \\ &= \pi e L_e \int \lambda P(\lambda) d\lambda / hc J \int P(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 J 为器件工作电流密度.

若器件工作于可见光波段,考虑到辐射量与光度量之间的关系,则器件总的发光亮度 ($\text{lm} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ 或 $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$) 为

$$\begin{aligned} L_v &= \int L_v(\lambda) d\lambda \\ &= \gamma \int P(\lambda) V(\lambda) d\lambda, \end{aligned}$$

$L_v(\lambda)$ 为器件的光谱发光亮度 ($\text{lm} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$ 或 $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$), $V(\lambda)$ 为视见函数, γ 为常数,可表示为

$$\gamma = L_v / \int P(\lambda) V(\lambda) d\lambda.$$

偏离器件法线 θ 角处的发光强度 $I_v(\lambda)$ ($\text{lm} \cdot \text{sr}^{-1}$) 为

$$I_v(\lambda) = AL_v(\lambda) \cos\theta,$$

器件的光谱发光功率 $\Phi_v(\lambda)$ (单位为 lm) 为

$$\begin{aligned} \Phi_v(\lambda) &= \int I_v(\lambda) d\Omega \\ &= \pi AL_v(\lambda), \end{aligned}$$

器件发射波长为 λ 的光子数为

$$\begin{aligned} N_p(\lambda) &= \Phi_v(\lambda) \lambda / K_m V(\lambda) hc \\ &= \lambda \pi AL_v(\lambda) / K_m V(\lambda) hc \end{aligned}$$

$$= \pi AL_v \lambda P(\lambda) / K_m hc \int P(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

K_m ($683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$) 为最大光谱效能.

器件发射总光子数为

$$N_p = \int N_p(\lambda) d\lambda$$

$$= \pi AL_v \int \lambda P(\lambda) d\lambda / K_m hc \int P(\lambda) V(\lambda) d\lambda.$$

可见光波段面发射器件外量子效率为

$$\begin{aligned} \eta_{\text{ext}} &= N_p / N_e \\ &= \pi e L_v \int \lambda P(\lambda) d\lambda \\ &\quad / K_m hc \int P(\lambda) V(\lambda) d\lambda. \end{aligned} \quad (2)$$

2.2. 微腔面发射器件的外量子效率

对于平面微腔器件而言,辐射功率是频率和方位角的函数. 假设 $L_e(\theta, \lambda)$ ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$) 为偏离器件法线 θ ($0 \leq \theta \leq \pi/2$) 角处器件的光谱辐射亮度,而 $L_e(\theta)$ ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$) 为 θ 角处器件总的辐射亮度,有

$$\begin{aligned} L_e(\theta) &= \int L_e(\theta, \lambda) d\lambda \\ &= \xi(\theta) \int P(\theta, \lambda) d\lambda, \end{aligned}$$

$P(\theta, \lambda)$ 为 θ 角处器件的相对光谱功率分布, $\xi(\theta)$ 为与 θ 相关的量

$$\xi(\theta) = L_e(\theta) / \int P(\theta, \lambda) d\lambda.$$

器件在 θ 角处的光谱辐射强度 ($\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$) 为

$$I_e(\theta, \lambda) = AL_e(\theta, \lambda) \cos\theta.$$

因此,器件在 θ 角处的光谱辐射功率 ($\text{W} \cdot \text{nm}^{-1}$) 为

$$\begin{aligned} \Phi_e(\theta, \lambda) &= I_e(\theta, \lambda) d\Omega / d\theta \\ &= \pi AL_e(\theta, \lambda) \sin 2\theta. \end{aligned}$$

器件在 θ 角处向立体角微元 $d\Omega$ 内辐射的波长为 λ 的光子数为

$$\begin{aligned} N_p(\theta, \lambda) &= \lambda \Phi_e(\theta, \lambda) / hc \\ &= \lambda \pi A \xi(\theta) \sin 2\theta P(\theta, \lambda) / hc, \end{aligned}$$

器件在 θ 角处向立体角微元 $d\Omega$ 内辐射的总光子数为

$$\begin{aligned} N_p(\theta) &= \int N_p(\theta, \lambda) d\lambda \\ &= \pi AL_e(\theta) \sin 2\theta \int \lambda P(\theta, \lambda) d\lambda \\ &\quad / hc \int P(\theta, \lambda) d\lambda. \end{aligned}$$

器件辐射到半无限空间的总光子数为

$$N_p = \int_0^{\pi/2} N_p(\theta) d\theta$$

$$= \frac{\pi A}{hc} \int_0^{\pi/2} L_e(\theta) \sin 2\theta \frac{\int \lambda P(\theta, \lambda) d\lambda}{\int P(\theta, \lambda) d\lambda} d\theta.$$

因此,平面微腔器件的外量子效率为

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\pi e}{hcJ} \int_0^{\pi/2} L_e(\theta) \sin 2\theta \frac{\int \lambda P(\theta, \lambda) d\lambda}{\int P(\theta, \lambda) d\lambda} d\theta. \quad (3)$$

若器件工作于可见光波段,则器件辐射到半无限空间的总光子数为

$$N_p = \frac{\pi A}{K_m hc} \int_0^{\pi/2} L_v(\theta) \sin 2\theta \frac{\int \lambda P(\theta, \lambda) d\lambda}{\int P(\theta, \lambda) V(\lambda) d\lambda} d\theta.$$

器件外量子效率为

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\pi e}{K_m hcJ} \int_0^{\pi/2} L_v(\theta) \sin 2\theta \frac{\int \lambda P(\theta, \lambda) d\lambda}{\int P(\theta, \lambda) V(\lambda) d\lambda} d\theta, \quad (4)$$

$L_v(\theta)$ ($\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$) 为 θ 角处器件总的发光亮度.

3. 实 验

我们制作了结构为玻璃/DBR/ITO/NPB /Alq: C545T /Alq /LiF/Al 的有机微腔器件, DBR 和 Al 分别为平面腔的两端反射镜. 其中 DBR 和 ITO 均是采用电子束热蒸发的方法获得, ITO 的厚度为 60 nm. NPB, Alq: C545T, Alq, LiF 和 Al 是由真空热蒸发方法获得, 厚度分别为 75, 33, 40, 1 和 60 nm. 为了便于比较, 同时制备了无腔器件, 结构为玻璃/ITO (100 nm)/NPB (60 nm)/Alq: C545T (20 nm)/Alq (40 nm)/LiF (1 nm)/Al (60 nm).

微腔器件和无腔器件的发光面积分别为 $1 \text{ mm} \times 1.3 \text{ mm}$ 和 $1 \text{ mm} \times 1.2 \text{ mm}$. 微腔器件被竖直固定在一个小的圆形转动装置上, 且通过其圆心, 再将转动装置同心放置在一个标有角度刻度的水平圆盘上, 通过旋转装置可收集微腔器件偏离腔轴不同角度下的亮度和发光光谱. 器件的电致发光光谱由 F4500-HITACHI 荧光光度计测量.

4. 结果讨论

图 1 为微腔和无腔器件亮度的空间归一化分布

图. 由图可知,无腔器件发光亮度分布接近标准朗伯发射体(余弦发射体)的空间分布模型,计算时假定其为朗伯发射体,且器件发光光谱不随探测角的增大而改变,发光峰值位于 524 nm,如图 2 所示. 图 2 中同时给出了明视觉下的视觉函数. 微腔器件亮度空间分布则表现出很强的角度效应,大部分能量集中于腔轴附近,随着探测角不断增大,器件辐射亮度迅速降低,这点有利于与光纤之间的耦合,为微腔面发射器件在光通信方面的应用提供了方便. 但当探测角达到 45°时,器件辐射亮度再次增大,探测角达到 60°时达到极大值. 这是因为,将微腔器件的谐振模式设定在 Alq: C545T 薄膜光谱响应峰值的短波侧,随着探测角从 0°不断增大,谐振波长不断减小,而 Alq: C545T 薄膜在此处的光谱响应也在迅速减小,因此,器件的发光亮度迅速降低. 当探测角达到 45°时,下一级次的谐振模式从 Alq: C545T 薄膜发光光谱长波端进入,探测角继续增大时,谐振波长相应减小,但 Alq: C545T 薄膜的光谱响应随着谐振波长的不断变小而先增大再减小,因此在探测角为 60°时出现极大值. 图 3 为不同探测角度下

微腔器件的发光光谱,这里只列出了间隔为 10°的情况,为了更精确地给出器件的效率,计算时采用的间隔为 5°. 图 4 为计算得到的不同电流密度下微腔和无腔器件的外量子效率. 微腔器件在电流密度为 14 A/m²,亮度为 100 cd/m² 时,外量子效率为 1.5%,而当电流密度为 0.14 A/m²,亮度为 2.2 cd/m² 时,外量子效率达到最大值 2%. 这是因为当器件刚启亮时,此时器件的电流密度较小,随着电压的增加,器件内部的电场急剧增大,注入的载流子急剧增多,形成的激子也迅速增多,因此器件的发光效率可能会达到最大值. 随着加在器件上的电压不断增大,器件在高电流密度下会产生电荷的诱导吸收及激子-激子猝灭效应,因此器件的发光效率反而会降低. 无腔器件整体的效率比微腔器件高,可能的原因是:微腔器件相对于无腔器件而言,有较多的界面,这就会引入较大的界面反射损耗;在设计微腔器件时,没有考虑辐射偶极子与受限电场之间的耦合,因此微腔器件的发光亮度未达到最大值;另外,我们在计算无腔器件的效率时,直接将其假定为朗伯发射体,从而导致其效率计算值偏大.

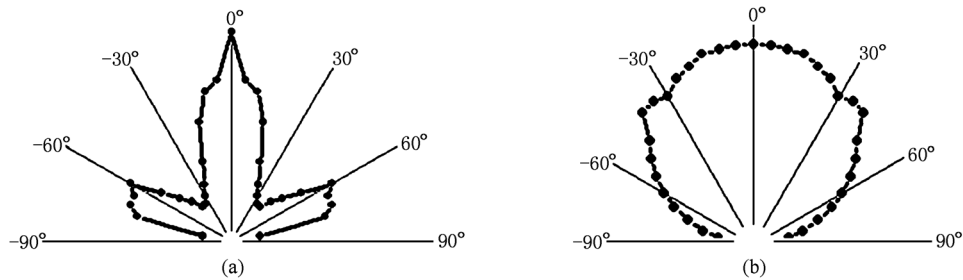


图 1 器件的亮度空间归一化分布图 (a)微腔器件,(b)无腔器件

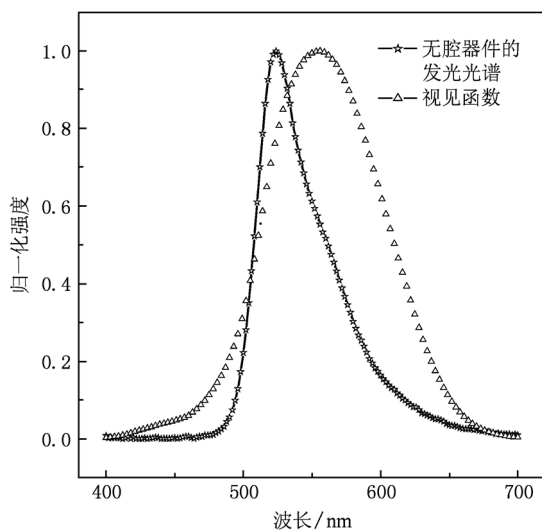


图 2 无腔器件的发光光谱和明视觉视觉函数

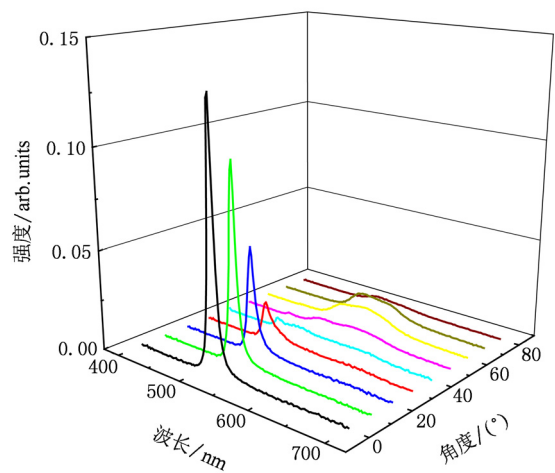


图 3 微腔器件偏离腔轴不同角度下的发光光谱

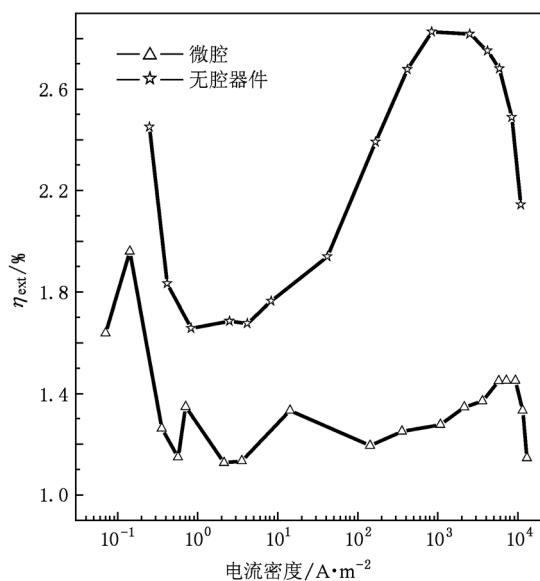


图4 微腔和无腔器件的外量子效率

5. 总 结

首次给出了面发射器件外量子效率的简单计算公式,可用于工作在任何波段的面发射器件. 制作了微腔有机发光二极管,测试了其在偏离腔轴不同角度下的发光亮度,并利用提出的公式计算了其外量子效率. 在电流密度为 $14 A/m^2$ 、亮度为 $100 cd/m^2$ 时,外量子效率为 1.5% ,而当电流密度为 $0.14 A/m^2$ 、亮度为 $2.2 cd/m^2$ 时,外量子效率达到最大值 2% .

感谢中国科学院长春光学精密机械与物理研究所刘星元研究员所提供的实验和测试条件.

- [1] Slightsky M, Forrest S R 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 163302
- [2] Purcell E M 1946 *Phys. Rev.* **69** 681
- [3] Ma F Y, Liu X Y, Zhang C Y, Li H B, Wang L J 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 9224
- [4] Xu D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2781 (in Chinese) [徐登 2009 物理学报 **58** 2781]
- [5] Zhang C Y, Xiao L G, Qin L, Lin J, Wang L Y, Li Y T 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 1967 (in Chinese) [张春玉、肖力光、秦丽、林杰、王立艳、李颜涛 2009 光学学报 **29** 1967]
- [6] Cao J, Liu X, Zhang X B, Wei F X, Zhu W Q, Jiang X Y, Zhang Z L, Xu S H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1088 (in Chinese) [曹进、刘向、张晓波、委福祥、朱文清、蒋雪茵、张志林、许少鸿 2007 物理学报 **56** 1088]
- [7] Li J J, Yang Z, Han J, Deng J, Zou D S, Kang Y Z, Ding L, Shen G D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6304 (in Chinese) [李建军、杨臻、韩军、邓军、邹德恕、康玉柱、丁亮、沈光地 2009 物理学报 **58** 6304]
- [8] Liu X, Bai Y, Cao J, Wei F X, Zhang X B, Zhu W Q, Jiang X Y, Zhang Z L 2007 *Spectrosc. Spect. Anal.* **27** 1696 (in Chinese) [刘向、白钰、曹进、委福祥、张晓波、朱文清、蒋雪茵、张志林 2007 光谱学与光谱分析 **27** 1696]
- [9] Zhang J W, Ning Y Q, Wang Z F, Li T, Cui J J, Zhang Y, Liu G Y, Zhang X, Qin L, Liu Y, Wang L J 2009 *Chin. J. Opt. Appl. Opt.* **2** 65 (in Chinese) [张建伟、宁永强、王贞福、李特、崔锦江、张岩、刘光裕、张星、秦丽、刘云、王立军 2009 中国光学与应用光学 **2** 65]
- [10] Shirai H, Kishimoto E, Kokuhata T, Miyagawa H, Koshiba S, Nakanishi S, Itoh H, Hangyo M, Kim T G, Tsurumachi N 2009 *Appl. Opt.* **48** 6934
- [11] Gu G, Garbuzov D Z, Burrows P E, Venkatesh S, Forrest S R, Thompson M E 1997 *Opt. Lett.* **22** 396
- [12] Schubert E F, Hunt N E J, Micovic M, Malik R J, Sivo D L, Cho A Y, Zydik G J 1994 *Science* **265** 943
- [13] Vuckovic J, Loncar M, Scherer A 2000 *IEEE J. Quant. Electron.* **36** 1131
- [14] Forrest S R, Bradley D D C, Thompson M E 2003 *Adv. Mater.* **15** 1043

External quantum efficiency of microcavity planar emitting devices *

Ma Feng-Ying[†] Su Jian-Po Guo Mao-Tian Chi Quan Chen Ming Yu Zhen-Fang

(School of Physics and Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China)

(Received 13 August 2010; revised manuscript received 19 August 2010)

Abstract

The calculation models of the external quantum efficiency for the planar surface emitting devices are presented with considering their spatial distribution of radiance/luminance and relative spectral power distribution. These models can be applied to all kinds of planar surface emitting devices including OLEDs, VCSEL, MOLED, MCLED and planar THz emitting devices. Two planar emitting devices with and without cavity are fabricated with the structure of Glass /DBR /ITO /NPB /Alq: C545T /Alq /LiF /Al and Glass /ITO /NPB /Alq: C545T /Alq /LiF /Al. The external quantum efficiencies are calculated at different current densities using the corresponding model. The external quantum efficiency of the cavity device is close to 1.5% at a current density of 14 A/m² and brightness of 100 cd/m², and reaches 2% around 0.14 A/m² and 2.2 cd/m².

Keywords: external quantum efficiency, microcavity surface emitting device, spatial distribution of radiance/luminance

PACS: 42.60.Lh, 42.60.Jf, 42.55.Sa

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60907046), the Natural Science Foundation of Henan Province, China (Grant No. 2009A140008), and the Foundation for University Key Teacher of Henan Province, China.

[†] E-mail: fengyingma@163.com