

УДК 621.373

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЛНОВОДА ЛАЗЕРНОГО ДИОДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2017 г. В. В. Близнюк^{1,*}, О. И. Коваль¹, В. А. Паршин¹,
А. Г. Ржанов², А. Е. Тарасов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский университет “МЭИ”

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова” (физический факультет)

*E-mail: 4059541@mail.ru

Показано, что для нахождения трансверсального профиля показателя преломления волновода полупроводникового лазера достаточно знать угол расходимости излучения прибора и два значения функции, описывающей диаграмму направленности. Представлена методика расчетов и обсуждение ее применения для диагностики деградации лазерных диодов.

DOI:

ВВЕДЕНИЕ

Для многих применений лазерных диодов важно знать их режим генерации. Как правило, режим генерации лазерных диодов определяется путем анализа их диаграммы направленности излучения в свободное пространство [1–5]. Эффективность этого анализа возрастает, если известна в явном виде функция $f(\theta)$, описывающая диаграмму в плоскости p - n -перехода (далее – горизонтальной плоскости) или в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу (далее – вертикальной плоскости).

В [6, 7] показано, что в случае генерации лазерного диода на фундаментальной моде во всем диапазоне значений полярного угла θ в каждой из этих плоскостей выполняется условие:

$$f(\theta) = G^2(\theta) \exp(-A^2 \sin^2 \theta), \quad (1)$$

где $G^2(\theta)$ – квадрат углового фактора Гюйгенса, который в случае генерации на фундаментальной моде TE_0 определяется по формуле [8]:

$$G^2(\theta) = \left(\frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \cos \theta \right)^2, \quad (2)$$

где n – показатель преломления материала, из которого выполнен волновод;

$$A^2 = \frac{\ln[2G^2(\theta_{1/2})]}{\sin^2 \theta_{1/2}}, \quad (3)$$

где $\theta_{1/2}$ – значение полярного угла, при котором функция $f(\theta)$ равна 0.5, т.е. половина полного угла расходимости излучения лазерного диода $\theta_{1/2}^{\perp \text{trad}}$.

Из (1)–(3) следует, что вид функции $f(\theta)$ полностью определяется параметром $\theta_{1/2}$ и показателем преломления n материала, из которого сделан волновод. Угол $\theta_{1/2}^{\perp \text{trad}}$, а значит, и параметр $\theta_{1/2}$ находятся по диаграмме направленности на уровне 0.5 с использованием стандартизированной методики [9]. На рис. 1 приведена диаграмма направленности излучения одномодового лазерного диода в вертикальной плоскости и показано, как определяются $\theta_{1/2}^{\perp \text{trad}}$ и $\theta_{1/2}$

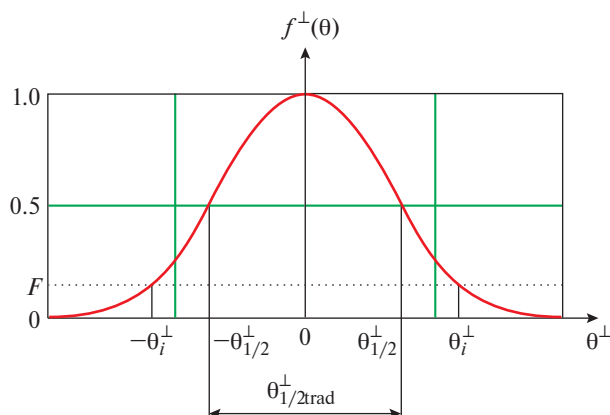


Рис. 1. Диаграмма направленности излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу. $\theta_{1/2}^{\perp \text{trad}} = 2\theta_{1/2}^{\perp}$.

в этой плоскости. Таким же образом эти параметры находят и в горизонтальной плоскости.

Параметр n известен не всегда, так как зависит от многих факторов, в частности, от температуры волноводного слоя и равновесных концентраций в нем электронов и дырок [10]. Поэтому актуальна разработка метода определения показателя преломления n волноводного слоя гетероструктуры лазерного диода, исключающего необходимость учета этих факторов. Целью данной работы является разработка такого метода.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЛНОВОДА ЛАЗЕРНОГО ДИОДА

Предлагается простой метод определения показателя преломления n волноводного слоя лазерного диода. Он основан на предположении, что имеет место генерация лазерного диода на фундаментальной моде. В этом случае, согласно [6] и [7], диаграмма направленности излучения описывается функцией $f(\theta)$, имеющей вид (1).

Если θ_i – значение полярного угла, при котором функция $f(\theta)$ равна некоторому числу F_i то из (1)–(3) следует, что

$$f(\theta_i) = F_i = G^2(\theta_i) \exp \left[- \left(\frac{\ln [2G^2(\theta_{1/2})]}{\sin^2 \theta_{1/2}} \sin^2 \theta_i \right) \right]. \quad (4)$$

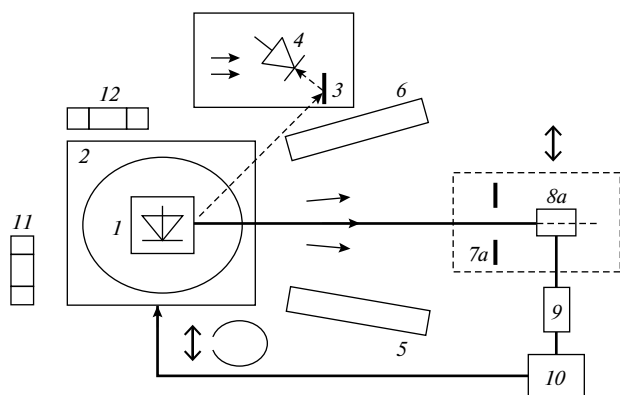


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для измерения диаграммы направленности излучения лазерных диодов: 1 – ЛД, 2 – поворотный столик с юстировочным узлом (шаг 0.9°), 3 – зеркало, 4 – приемник-свидетель, 5, 6 – фотодиодные блоки, 7a – диафрагма, 8a – планарный первичный измерительный преобразователь, 9 – АЦП, 10 – система обработки сигнала планарного первичного измерительного преобразователя, 11 и 12 – водяные уровни для совмещения базовой оптической плиты с горизонтальной плоскостью.

Из (4), находим, что

$$G^2(\theta_i) = F_i \exp \left(\frac{\ln [2G^2(\theta_{1/2})]}{\sin^2 \theta_{1/2}} \sin^2 \theta_i \right) = F_i (2G^2(\theta_{1/2}))^{\frac{\sin^2 \theta_i}{\sin^2 \theta_{1/2}}}. \quad (5)$$

Из выражения (5), используя формулу для расчета углового фактора Гюйенса при значении полярного угла, равном $\theta_{1/2}$, имеем:

$$G(\theta_{1/2}) = \frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}}{\cos \theta_{1/2} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}} \cos \theta_{1/2}. \quad (6)$$

Путем подстановки (6) в (5) находим:

$$G(\theta_i) = \frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}} \cos \theta_i = \sqrt{F_i} (\sqrt{2} \frac{1 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}}{\cos \theta_{1/2} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{1/2}}} \cos \theta_{1/2})^{\frac{\sin^2 \theta_i}{\sin^2 \theta_{1/2}}}. \quad (7)$$

Задавая значение функции $f(\theta)$, равное F_i , и значение 0.5 из экспериментально найденного массива чисел находим значения θ_i и $\theta_{1/2}$. Подставляя θ_i и $\theta_{1/2}$ в (7), получаем уравнение, из которого находим n .

Зная n и используя (2), можно найти значения квадратов углового фактора Гюйенса при полярных углах. Если при подстановке этих значений в (4) уравнение превращается в равенство при любом значении параметра F_i , то имеет место одномодовый режим генерации лазерного диода. В этом случае возможно использование предложенной методики для количественного анализа диаграммы направленности излучения лазерного диода.

На рис. 2 показана экспериментальная установка, с помощью которой нами проводятся измерения диаграмм направленности лазерных диодов. Эти измерения актуальны для диагностики лазеров на предмет деградации.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ДЕГРАДАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЛНОВОДА

Разработанная методика определения показателя преломления n волноводного слоя гетероструктуры лазерных диодов позволяет контролировать процесс их деградации. При нахождении n

не рассматривались условия измерений диаграммы направленности излучения лазеров, а констатировался только факт генерации на фундаментальной моде.

Одномодовый режим генерации излучения лазерного диода может реализоваться в широком диапазоне температур. При росте температуры лазера уменьшается ширина запрещенной зоны, что приводит к смещению спектра излучения лазера в длинноволновую область. При этом изменяется показатель преломления n волноводного слоя [10]. Согласно (1)–(3), это приводит к изменению формы диаграммы направленности излучения. Количественный анализ диаграммы направленности требует соблюдения условий эксперимента, близких к тем, при которых измерялся этот параметр. Соблюдение этих условий актуально, когда речь идет об исследовании процесса деградации лазерных диодов, изготовленных в одной партии. Одним из признаков деградации является нарушение одномодового режима генерации, проявляющееся в изменении диаграммы направленности излучения. Становится необходимым использование простого и быстрого метода контроля вида этой диаграммы [11].

Метод основан на том, что при известной величине параметра n можно точно определять вид углового фактора Гюйгенса и параметра A^2 , стоящего в показателе степени экспоненциального множителя в (1). Реализации метода упрощается, если (1) представить следующим образом [11]:

$$f^\perp(\theta) = G^2(\theta^\perp) \exp(-A^2 z^2), \quad (8)$$

где $G^2(\theta^\perp)$ и A^2 – параметры, имеющие тот же смысл, что и в (2) и в (3) соответственно,

$$z^2 = \sin^2 \theta^\perp, \quad (9)$$

где z – абсцисса точки гауссовой кривой $\phi_g(z) = \exp(-A^2 z^2)$ в декартовой системе координат. Точкам перегиба гауссовой кривой отвечают координаты $\pm 1 / (A\sqrt{2}), 1 / \sqrt{e}$ [8]. Значения $\pm z_p$ есть абсциссы этих точек. При этом $z_p^2 = 1 / (2A^2)$. Тогда имеет место соотношение:

$$f^\perp(\theta_p^\perp) = G^2(\theta_p^\perp) \exp(-1/2). \quad (10)$$

Используя условие $A^2 z_p^2 = 1/2$, а также (3) и (9), рассчитываем параметр $\theta_p^\perp$ по формуле:

$$\sin^2 \theta_p^\perp = \sin^2 \theta_{1/2}^\perp / 2 \ln [2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]. \quad (11)$$

Зная $\theta_p^\perp$ и параметр n , по формуле (2) рассчитываем квадрат углового фактора $G^2(\theta_p^\perp)$.

Если экспериментально найденные значения $f^\perp(-\theta_p^\perp)$ и $f^\perp(\theta_p^\perp)$ равняются численному значению правой части (10), то реализуется генерация лазера на фундаментальной моде. По той же схеме анализируется часть диаграммы направленности, где гауссова функция принимает значения $1/e$ и $1/e^2$.

Использование представленного метода контроля диаграммы направленности при трех значениях угла и по трем значениям экспоненциального множителя (8), позволяет обнаруживать нарушение одномодового режима генерации лазерного диода и фиксировать начальную стадию его деградации. Кроме того, простая реализация контроля модового состава лазерных диодов открывает возможности для решения многих научных, технологических и производственных задач.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена методика определения показателя преломления волновода лазерного диода, исключая необходимость учета факторов, от которых зависит этот параметр. Определение показателя преломления по этой методике обеспечивает высокую точность количественного анализа диаграммы направленности излучения при любом значении полярного угла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богатов А.П. и др. // КЭ. 2008. Т. 38. № 10. С. 935.
2. Давыдова Е.И. и др. // КЭ. 2009. Т. 39. № 1. С. 18.
3. Лютецкий А.В. и др. // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43. Вып. 12. С. 1646.
4. Гордеев Н.Ю. и др. // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. Вып. 10. С. 1401.
5. Некоркин С.М. и др. // КЭ. 2012. Т. 42. № 10. С. 931.
6. Близняк В.В. и др. // Ученые записки физ. фак-та. 2016. Т. 5. С. 165302.
7. Близняк В.В., Березовская Н.В., Брит М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 1. С. 6; Bliznyuk V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 1. P. 6.
8. Thompson G.N.B. // Physics of semiconductor laser devices. New York: Wiley, 1980. P. 185.
9. ГОСТ Р 50471–93. Излучатели полупроводниковые. Метод измерения угла излучения. М.: Изд-во стандартов, 1993. 6 с.
10. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 1. 299 с., Т. 2. 364 с.
11. Близняк В.В. и др. // Журн. Совр. наука: актуальные проблемы теории и практики: Сер. “Естеств. и технич. науки”. 2016. № 7. С. 45.