

УДК 621.373

РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ НАКЛОНА ДЛЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

А. П. Богатов, А. Е. Дракин, С. А. Лукьянов¹, А. А. Стратонников², А. В. Устинов¹

На основе точных интегральных соотношений Стрэттона-Чу получено выражение для коэффициента наклона $K(\varphi)$ в виде $\sim (1 + \cos \varphi)$, который связывает распределение поля в ближней зоне гетеролазера с распределением интенсивности в его дальней зоне. Использовано характерное для полупроводниковых лазеров приближение для поля вблизи поверхности зеркала в виде двух встречно распространяющихся волноводных мод.

Для современных гетеролазеров достигнуты рекордные среди всех других лазеров значения полного КПД преобразования электрической мощности в мощность оптического пучка [1] (до 50% от "розетки"), что, в свою очередь, стимулирует их дальнейшее совершенствование и по другим параметрам, например, таким, как расходимость оптического пучка. Однако, несмотря на то, что в ряде случаев удается осуществить режим генерации на нулевой поперечной моде, для которого расходимость близка к дифракционному пределу, проблема расходимости еще далека от полного решения. Дело в том, что даже в случае дифракционно ограниченного пучка его угловая апертура может превышать 40° , что приводит к значительным трудностям оптического согласования лазера с внешними устройствами. Соответственно предпринимаются попытки уменьшить расходимость.

В этой связи использование квантоворазмерных слоев в качестве активной среды в гетеролазере открыло широкие возможности для конструирования оптического волновода и, соответственно, для формирования диаграммы направленности его излучения.

¹Московский инженерно-физический институт, Москва.

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

Например, в [2] достигнута расходямость излучения 13° в вертикальном направлении, перпендикулярном слоям структуры. Однако для практики важно не только значение угла, соответствующего спаданию интенсивности вдвое, но и доля мощности излучения, сосредоточенного внутри этого угла. В свою очередь, эта величина существенно зависит от так называемого коэффициента наклона $K(\varphi)$, который определяет связь интенсивности $I(\varphi)$ излучения в данном угле φ с соответствующим Фурье-преобразованием амплитуды поля $U(x)$ в ближней зоне:

$$E(R, \varphi) = K(R, \varphi) \int_{-\infty}^{+\infty} U(x) e^{-k_0 x \sin \varphi} dx, \quad (1)$$

$$I(\varphi) d\varphi = \frac{c}{8\pi} |E(R, \varphi)|^2 R d\varphi, \quad K(R, \varphi) = \frac{K(\varphi)}{\sqrt{R}} e^{ik_0 R}.$$

Здесь R – расстояние до точки наблюдения, φ – угол (см. рис. 1), $E(R, \varphi)$ – напряженность поля в "дальней зоне" (большие R), $I(\varphi)$ – поток энергии в угол $d\varphi$ (плоскость xz , рис. 1) на участке единичной длины вдоль Oy , $K(\varphi)$ – фактор наклона, $U(x)$ – электрическое поле на поверхности выходного зеркала лазера, x – поперечная координата, перпендикулярная плоскости слоев гетероструктур лазера, z – координата вдоль направления распространения моды, β – комплексная константа распространения, ω – оптическая частота, $k_0 = \omega/c$, c – скорость света в вакууме. Зависимость полей от времени $e^{-i\omega t}$ опущена.

Подставляя выражение для E в I , получим соотношение

$$I(\varphi) = \frac{c}{8\pi} |K(\varphi)|^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} U(x) e^{-kx_0 \sin \varphi} \right|^2 d\varphi, \quad (2)$$

в котором показана связь $I(\varphi)$ с $U(x)$ через фактор наклона $K(\varphi)$.

Исторически, аналог этого коэффициента впервые был введен Френелем в известном соотношении для принципа Гюйгенса–Френеля для задач дифракции. Впоследствии, в теории дифракции Кирхгофа (см., например, [3]) для него было получено значение $\sim (1 + \cos \varphi)$.

Следует заметить, что поскольку точное решение задач дифракции известно исключительно для нескольких простых случаев, то выражения общего вида для этого коэффициента не существует. По-видимому, это явилось одной из причин, по которой для полупроводниковых лазеров использовались совершенно разные соотношения, например, такие, как

$$K(\varphi) = \begin{cases} (\cos \varphi)^{1/2} [4] \\ \cos \varphi (n_{eff} + \cos \varphi)^{-1} [5] \\ \cos \varphi [6] \\ 2 \cos \varphi [n_{eff} + (n^2 - \sin^2 \varphi)^{1/2}] [\cos \varphi + (n^2 - \sin^2 \varphi)^{1/2}]^{-1} [7], \end{cases} \quad (3)$$

где $n_{eff} = \beta/k_0$ в [7] – эффективный показатель преломления волноводных слоев лазерной структуры, β – константа распространения моды волновода, а n – показатель преломления обкладочных слоев волновода лазера.

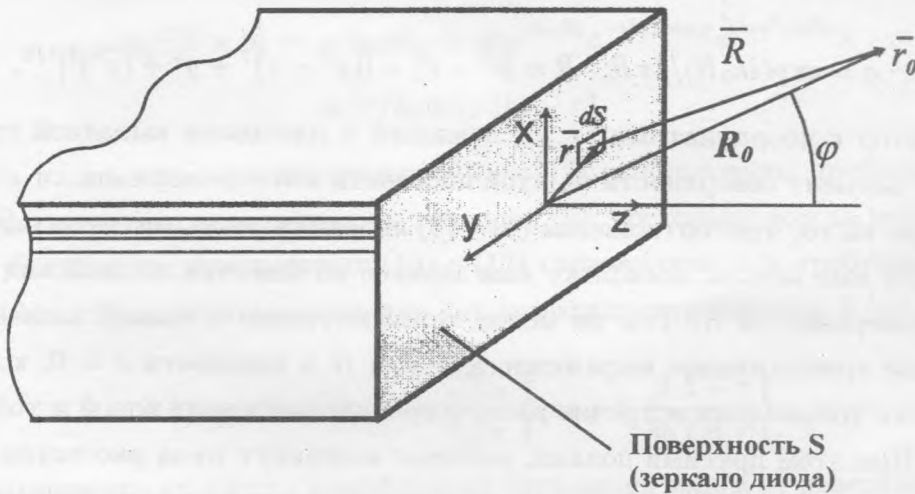


Рис. 1. Выходная грань лазера.

Аргументы для использования того или иного выражения для $K(\varphi)$ в работах [4 – 7] носят характер качественных соображений либо имеют исключительно эмпирическое обоснование.

В настоящей работе, используя приближение, в котором выражение для поля на поверхности зеркала представлено в виде бегущей и отраженной волноводной моды, последовательно получено аналитическое выражение для $K(\varphi)$.

Рассмотрим диаграмму направленности полупроводникового лазера, в котором поперечное распределение поля зависит только от одной координаты x , и который условно изображен на рис. 1. Будем считать также, что это распределение $U(x)$, соответствующее лазерной моде, нам уже известно как решение соответствующей задачи, параметрами которой являются значения комплексной диэлектрической проницаемости и

соответствующие толщины слоев. Пусть, например, для этого сделаны предварительные расчеты, аналогичные рассмотренным нами в работе [8].

Используем точные интегральные соотношения Стрэттона-Чу [9], выражающие напряженность электрического \vec{E}_0 и магнитного \vec{H}_0 полей в точке с координатой $\vec{r}_0 = (x^0, z^0)$ через напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} поля волны на поверхности зеркала лазера (в плоскости $z = 0$):

$$\vec{E}_0(\vec{r}^0) = \int_s \{(\nabla g) \times [\vec{E} \times \vec{n}] - ik_0 g [\vec{H} \times \vec{n}] + (\nabla g)(\vec{E} \cdot \vec{n})\} ds, \quad (4)$$

$$\vec{H}_0(\vec{r}^0) = \int_s \{(\nabla g) \times [\vec{H} \times \vec{n}] + ik_0 g [\vec{E} \times \vec{n}] + (\nabla g)(\vec{H} \cdot \vec{n})\} ds, \quad (5)$$

$$g = \exp(ik_0 R)/4\pi R; \quad R = |\vec{r}^0 - \vec{r}| = [(x^0 - x)^2 + y^2 + (z^0)^2]^{1/2},$$

где \vec{r} – вектор с координатами (x, y) , лежащий в плоскости выходной грани лазера, $ds = d_x d_y$ – элемент поверхности на этой плоскости и \vec{n} – ее нормаль.

Несмотря на то, что соотношения (4) – (5) являются точными, непосредственно воспользоваться ими нельзя, поскольку нам заранее не известен точный вид полей ни на одной из поверхностей S . Тем не менее, применительно к нашей задаче, примем за основу такое приближенное выражение для \vec{E} и \vec{H} в плоскости $z = 0$, которые будут представлять только поля встречно распространяющихся волн одной и той же поперечной моды. При этом другими полями, которые возникнут из-за рассеяния волноводной моды на выходной грани зеркала, как оптической неоднородности волновода, мы пренебрежем.

В этом случае для отличных от нуля компонент \vec{E} и \vec{H} можно записать [8]

$$E_y = U(x) \{e^{i\beta z} + r e^{-i\beta z}\} e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

$$H_x = (-\beta/k_0) U(x) \{e^{i\beta z} - r e^{-i\beta z}\} e^{-i\omega t}, \quad (7)$$

$$H_z = -\frac{i}{k_0} \frac{dU(x)}{dx} \{e^{i\beta z} + r e^{-i\beta z}\} e^{-i\omega t}, \quad (8)$$

где r – коэффициент отражения по амплитуде для выходной грани. Выражения (6) – (8) соответствуют ТЕ-моду. Мы будем рассматривать только этот случай.

Далее, подставляя эти выражения в интеграл (4), получим следующее выражение для y -компоненты напряженности поля в точке \vec{r}^0 , достаточно удаленной от выходной грани зеркала:

$$E_y^0 = \frac{ik_0 e^{ik_0 R_0}}{4\pi \sqrt{k_0 R_0}} \{(1+r) \cos \varphi + (\beta/k_0)(1-r)\} \times \quad (9)$$

$$\times \sqrt{\pi}(1+i) \int_{-\infty}^{+\infty} u(x) e^{-ik_0 x \sin \varphi} dx.$$

Здесь были использованы следующие соотношения:

$$R \cong R_0 - x \sin \varphi + y^2/2R_0, \quad R_0 = [(x^0)^2 + (z^0)^2]^{1/2} \quad (10)$$

$$(\nabla g)[\bar{E} \times \bar{n}] \cong \frac{ik_0}{4\pi R_0} \cos \varphi e^{ik_0 R_0} e^{-ik_0 x \sin \varphi} e^{ik_0 y^2/2R_0} \quad (11)$$

$$-ik_0 g[\bar{H} \times \bar{n}] = -ik_0 g H_x \cong ik_0 e^{ik_0 R_0} e^{-ik_0 x \sin \varphi} e^{ik_0 y^2/2R_0} \times \quad (12)$$

$$\times (\beta/k_0) U(x) \{1-r\}.$$

Несмотря на то, что в соотношениях (10) – (12) использованы приближенные значения для R и g , они не ограничивают точности (9), поскольку всегда можно выбрать достаточно большие z_0 , при которых (10) – (12) справедливы для требуемой точности. Сравнивая (9) с (1), получим выражение для коэффициента наклона $K(\varphi)$ в виде

$$K(\varphi) = (i-1)(1+r) \frac{\sqrt{K_0}}{4\sqrt{\pi}} \left\{ \cos \varphi + \frac{\beta}{k_0} \frac{1-r}{1+r} \right\}. \quad (13)$$

В это соотношение входит r – коэффициент отражения волны от поверхности раздела полупроводник-вакуум. Определение этой величины не может быть определено в рамках рассматриваемой здесь задачи, и мы должны взять ее извне.

В случае падения плоской волны на границу раздела среды 0 и среды 1 для r имеется следующее выражение:

$$r = \frac{k_1 - k_0}{k_1 + k_0}, \quad (14)$$

где k_0 и k_1 – нормальные (к поверхности раздела) компоненты волновых векторов в средах 0 и 1 соответственно. Однако в нашем случае имеется падение не плоской волны, а "локализованной" моды волновода $U(x)$ (выражения (6) – (8)). В этом случае наиболее адекватным является выражение

$$r \cong \frac{\beta - k_0}{\beta + k_0}, \quad (15)$$

в котором нормальная компонента волнового вектора заменена на константу распространения волноводной моды. Подставляя (15) в (13), получим окончательное выражение для фактора наклона

$$|K(\varphi)| \cong \frac{n_{eff}}{n_{eff} + 1} \sqrt{\frac{k_0}{2\pi}} (1 + \cos \varphi), \quad (16)$$

где $n_{eff} = \beta/k_0$ – эффективный показатель преломления волноводных слоев лазерной структуры. В случае специальных покрытий выходной грани лазерного зеркала под n_{eff} следует понимать показатель преломления последнего внешнего слоя покрытия зеркала.

Приближенный характер уравнений (15) и (16) связан с тем, что для выбранных нами выражений для полей в виде (6) – (8) условия на границе раздела сред 1 и 0 строго не выполняются. Однако в принятом нами приближении, когда мы пренебрегаем рассеянными на зеркале волнами и представляем поле в виде суперпозиции падающей и отраженной волн волноводной моды, для коэффициента r справедливо выражение (15). Таким образом, используя (15), мы не выходим за рамки приближения, принятого в начале работы.

Отметим также, что несмотря на то, что выражение (13) получено для волноводной моды ТЕ-типа, оно также годится для мод ТМ-типа. Нетрудно показать, что проводя аналогичные рассуждения для магнитного поля в дальней зоне лазера, мы опять получим то же выражение (13) для коэффициента наклона. При этом функцией $U(x)$ будет поперечное распределение амплитуды y -компоненты магнитного поля в ближней зоне лазера.

Найденная зависимость $K(\varphi)$ определяется множителем $(1 + \cos \varphi)$, который полностью совпадает с аналогичным множителем, возникающим в теории дифракции Кирхгофа [3], и не совпадает с выражениями, обычно используемыми для полупроводниковых лазеров в литературе (соотношение (3)). Необходимо отметить, что в единственной работе [10] все же использован множитель $(1 + \cos \varphi)$ для фактора наклона при расчете диаграммы направленности полупроводникового лазера. Однако в этой работе множитель появился без какого-либо вывода, что, по-видимому, явилось причиной, из-за которой работа не заслужила должного внимания.

Таким образом, в настоящей работе получено распределение интенсивности излучения $I(\varphi)$ в дальней зоне полупроводникового лазера как функционал от поперечного распределения амплитуды поля в ближней, выраженный в абсолютных величинах.

На основе электродинамического подхода найдено значение для коэффициента наклона с угловой зависимостью в виде $(1 + \cos \varphi)$. Единственное использованное при

этом приближение – это пренебрежение волнами рассеяния при отражении на выходном зеркале лазера. Это совершенно типично для оптической модели полупроводникового лазера, и только такое приближение используется при анализе излучательных характеристик лазера. Физическим обоснованием этого служит то обстоятельство, что разница в значениях показателя преломления слоев структуры, формирующих оптический волновод, много меньше, чем разница между показателем преломления каждого из слоев и показателем преломления внешней среды.

Несмотря на то, что найденный в работе коэффициент наклона отличается от традиционно используемого $\sim \cos \varphi$, очевидно, что для полуширины диаграммы направленности использование найденного уточненного коэффициента не внесет существенных поправок. В то же время можно показать, что для некоторых волноводных структур поправка для доли энергии, сосредоточенной внутри определенного угла, может быть уже существенной.

Работа выполнена в рамках проекта УНЦ "Фундаментальная оптика и спектроскопия" программы "Интеграция".

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Безотосный В. В., Булаев П. В., Горбылев В. А., и др. Квантовая электроника, **25**, N 4, 303 (1998).
- [2] Shun-Tung Yen et al., Proc. 15 IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., 1996, M 2.3, p. 13 – 14.
- [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М., Наука, 1973.
- [4] Krikby P. A. and Thompson G. H. V. Opt. Electron., **4**, 323 (1972).
- [5] Butler J. K. and Zogofchi J. IEEE J. Quant. Electron., **10**, 809 (1974).
- [6] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах; часть-1, М., Мир, 1981.
- [7] Vuus J. IEEE J. Quant. Electron., **17**, N 5, 732 (1981).
- [8] Богатов А. П., Дракин А. Е., Медведев В. Р., Устинов А. В. Квантовая электроника, **25**, N 4, 488 (1998).
- [9] Дмитриев В. И., Захаров Е. В. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики, М., Изд-во МГУ, 1987.

Поступила в редакцию 23 июля 1999 г.