

ЛИТЕРАТУРА

1. Stommel H., Woodcock A. H. «Trans. Ann. Geophys. Union», 1951, 32, 565—571.
2. Kraus E. B., Rooth C. «Tellus», 1961, 13, 231—238.
3. Восканян А. Г., Пивоваров А. А., Хунджя Г. Г. «Океанология», 1970, 10, № 4.
4. Иванов Ю. А., Смирнов Б. А., Тареев Б. А., Филюшкин Б. Н. «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1969, 5, № 4.
5. Cairns J. L., La Fond E. C. «J. Geophys. Res.», 1966, 71, N 16, 3903—3915.
6. Blanton J. O. «J. Phys. Oceanogr.», 1975, 5, 111—124.

Поступила в редакцию
12.4 1976 г.
Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 621.378.35

А. С. Логгинов
В. Е. Соловьев

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ИНЖЕКЦИОННЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

В [1] было показано, что ограничение оптического поля вдоль p - n -перехода в полосковых лазерах (ПЛ) достигается за счет неоднородности усиления, которое связано с неравномерным распределением носителей тока из-за растекания тока и диффузии носителей. Поэтому для объяснения поперечной структуры поля вдоль p - n -перехода нужно сначала рассчитать распределение носителей в активную область лазера. Попытки проведения таких расчетов предприняты в [2—5]. Однако эти работы содержат ряд недостатков.

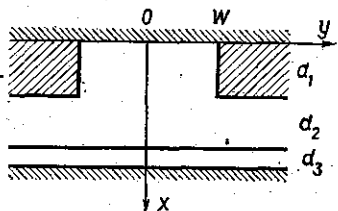


Рис. 1. Схема поперечного сечения полоскового лазера

В-первых, в них не учитывается совместная диффузия электронов и дырок, которая будет происходить, если они инжектируются в активную область с близкими концентрациями [6]. Во-вторых, не учитывается влияние концентрации носителей на распределение тока. Оно состоит в том, что изменение концентрации вдоль p - n -перехода приводит к изменению падения напряжения на активной области, а следовательно, и на слое, отделяющем эту область от контакта. Это вызовет перераспределение тока вдоль p - n -перехода. Наконец, используемая в [2—5] модель поперечного сечения ПЛ применима только для контактных [7] и планарных [5] ПЛ, но не годится для ПЛ с мезоструктурой [8] и изготовленных методом протонной бомбардировки [9].

Мы рассматриваем более общую модель (рис. 1). Активная область толщиной d отделена слоем p -типа толщиной $d_1 + d_2$ от контакта с потенциалом φ_0 . В этом слое вне полоски шириной $2w$ созданы области повышенного сопротивления толщиной d_1 , ток в которых равен нулю. С другой стороны, от активной области находится второй контакт с потенциалом, равным нулю.

Получим систему уравнений, описывающих распределение концентрации носителей в активной области. Поскольку инжекция неравномерна вдоль y и подвижности у электронов и дырок разные, то в активной области возникает электрическое поле, напряженность которого вдоль y равна E_y . Тогда диффузия носителей описывается уравнениями [6]:

$$\frac{j_n}{qd} - \frac{N}{\tau} + D_n \frac{d^2 N}{dy^2} + \mu_n \frac{d}{dy} (E_y N) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{j}{qd} - \frac{N}{\tau} + D \frac{d^2 N}{dy^2} = 0, \quad (2)$$

где

$$j = \frac{\mu_p j_n + \mu_n j_p}{\mu_n + \mu_p}, \quad D = \frac{\mu_p D_n + \mu_n D_p}{\mu_n + \mu_p};$$

j_n , μ_n , D_n , j_p , μ_p , D_p — токи инжекции, подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок, q — заряд электрона, τ — спонтанное время жизни носителей, N — концентрация электронов. Предполагается, что d много меньше длины диффузии носителей тока L_p .

На p — n -переходах, отделяющих активную область, потенциал терпит разрыв, и скачок равен падению напряжения на p — n -переходах V_1 или V_2 . Поэтому

$$-\frac{dV_1}{dy} + \frac{du}{dy} + E_y = 0, \quad \frac{dV_2}{dy} + E_y = 0, \quad (3)$$

где u — потенциал вне активной области в плоскости $x=d_1+d_2$; V_1 и V_2 связаны с N сложной зависимостью. Но на небольшом участке ее можно аппроксимировать функцией вида

$$N = n_0 \exp(\beta V), \quad (4)$$

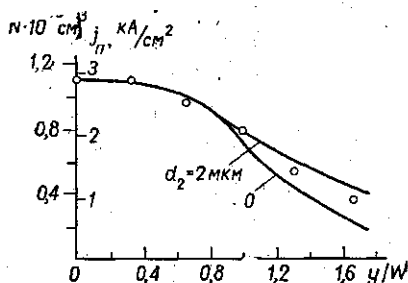


Рис. 2. Зависимость концентрации носителей тока в активной области и плотности тока инжекции электронов от координаты. Кружками показаны экспериментальные данные [3]

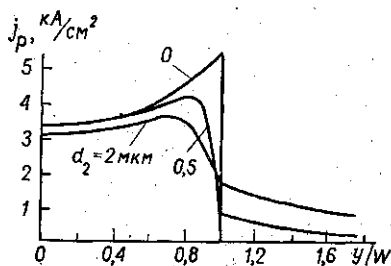


Рис. 3. Зависимость плотности тока инжекции дырок от координаты

где β — некоторый коэффициент [4, 5].

Наконец, нужно знать связь между u и j_p , которая определяется из решения уравнения Лапласа в слое p -типа (рис. 1). Если d_1 и $d_2 \ll L_p$, то из уравнения Лапласа можно получить (см. также [4, 5])

$$\rho j_p = d_2 \frac{d^2 u}{dy^2} \quad (5)$$

при $|y| > w$,

$$u_0 - u + c_1 \frac{d^2 u}{dy^2} - \rho(d_1 + d_2) j_p + \rho c_2 \frac{d^2 j_p}{dy^2} = 0 \quad (6)$$

при $|y| < w$, где ρ — удельное сопротивление слоя p -типа;

$$c_1 = \frac{d_2^2}{2} + \frac{d_1^2}{3} + d_1 d_2, \quad c_2 = \frac{d_1 d_2^2}{2} + \frac{d_1^2 d_2}{3} + \frac{d_2^3}{6}.$$

Система (1)–(6) допускает аналитическое решение, если линеаризовать зависимость V от N . Результаты расчета приведены на рис. 2, 3 для следующих значений параметров: $\beta = 20 \text{ В}^{-1}$, $\tau = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $\rho = 0,04 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $L_p = d_1 + d_2 = 2 \text{ мкм}$, $d = 0,5 \text{ мкм}$ и $w = 5 \text{ мкм}$.

На рис. 2 показана зависимость концентрации носителей от координаты. Кружками отмечены экспериментальные данные [3]. Видно, что под контактом совпадение теории с экспериментом достаточно хорошее. Эти же графики отражают зависимость $j_n(y)$.

На рис. 3 показана зависимость $j_p(y)$. Плотность тока сначала возрастает от середины полоски к краям (в отличие от монотонного убывания, полученного в [4]). Этот результат является следствием влияния распределения концентрации носителей тока на распределение тока.

В работе решена самосогласованная задача о распределении концентрации носителей тока и плотности тока инжекции в активную область полосковых лазеров разной геометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cook D. D., Nash F. R. «J. Appl. Phys.», 1975, 46, 1660.
2. Nakki B. W. «J. Appl. Phys.», 1975, 46, 2723.
3. Nakki B. W. «J. Appl. Phys.», 1973, 44, 5021.
4. Nakki B. W. «J. Appl. Phys.», 1975, 46, 292.
5. Yonezu H. et al. «Jap. J. Appl. Phys.», 1973, 12, 1585.

6. Смит Р. Полупроводники. М., 1962.
7. Zachos T. H., Ripper J. E. «IEEE J. Quant. Electr.», 1969, QE-5, 29.
8. Tsukada T. et al. «IEEE J. Quant. Electr.», 1973, QE-9, 356.
9. Dyment J. C. et al. «Proc. IEEE», 1972, 60, 726.

Поступила в редакцию
20.6.1976 г.
Кафедра
физики колебаний

УДК 535.14:621.001

Г. А. Ляхов
Ю. П. Свирко
Н. В. Суязов

ПОРОГ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С ДВУХ-ФОТОННОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Предметом настоящей работы является расчет характеристик лазера с распределенной обратной связью (РОС), которая обеспечивается двухфотонной оптической накачкой (ДФОН). Эффекты двухфотонного поглощения сильного поля в газовой среде интенсивно исследовались до сих пор в целях спектроскопии высокого разрешения [1]. С другой стороны, использование ДФОН перспективно для получения генерации в дальнем инфракрасном диапазоне ($\lambda > 10$ мкм) [2]. Помимо расширения диапазона ДФОН дает некоторые дополнительные возможности именно из-за улучшения селективности возбуждения вращательных молекулярных подуровней. Естественно поэтому рассмотреть лазерную схему с квазивстречными волнами накачки, которые обеспечивают и РОС [3].

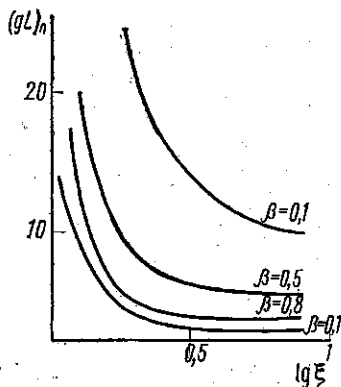


Рис. 1

Рассмотрение ведем на основе уравнений матрицы плотности для молекулярных газов [1]. «Решетка» РОС создается интерференцией двух пучков накачки [4]. Условие эффективного выделения линии с однородной шириной в канале накачки в этой геометрии: $k < v < \cos \theta \Gamma_{21}$ (обозначения здесь и далее стандартны [1, 4, 5]). При выполнении условий L/c , $\tau_a < \tau_n$ и либо $\tau_n < \tau_k$, τ_a/q , либо только $\tau_k < \tau_a/q$ (L — длина активной среды, τ_a , τ_k — времена вращательной и колебательной релаксации, τ_n — длительность импульса накачки, q — фактор равновесной заселенности вращательных подуровней) можно выделить уравнения для диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности трех рабочих уровней:

выделить уравнения для диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности трех рабочих уровней:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} + \gamma \right) (n_m - n_m^0) = (-1)^m \sum_k (1 - \delta_{km}) \text{Im} \{ \sigma_{2k} V_k \},$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} + \Gamma_{2k} - i\Omega_k \right) \sigma_{2k} = -iV_k^* (n_2 - n_k), \quad m, k = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Предполагается, что двухфотонное поглощение накачки происходит на переходе $1 \rightarrow 2$, а усиление сигнальной волны — на переходе $2 \rightarrow 3$; $V_2 = 0$. Вычисление поляризации проводим следующим образом: 1) разлагаем n и σ по пространственным фурье-гармоникам (без учета эффекта Доплера, $\langle v \rangle = 0$, усреднение по пространственному периоду $\Lambda = 2\pi c/\omega$, ω — сигнальная частота, удается провести точно); 2) находим пространственные гармоники поляризации, решая (1) в стационарном режиме ($\partial/\partial t = 0$) и 3) усредняем поляризацию одной молекулы по максвелловскому распределению тепловых скоростей.

Подставляя выражение для средней поляризации в волновое уравнение, получаем уравнения для медленных амплитуд встречных волн A_a , A_b сигнальной частоты:

$$\pm \frac{dA_{a,b}}{dz} = g(GA_{a,b} + HA_{b,a}). \quad (2)$$