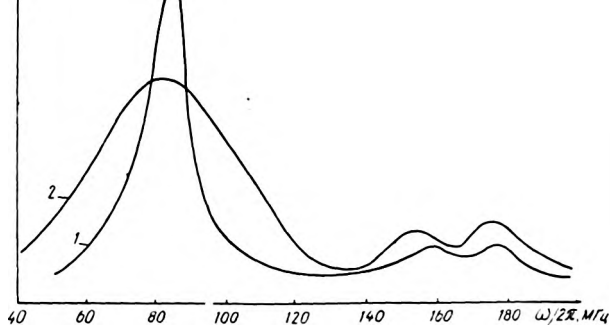




Магнитные спектры лабиринтной доменной структуры (параметры образцов приведены в таблице)

отсутствует). В обоих составах до имплантации наблюдалась несимметричная форма линии. После имплантации произошло выравнивание формы линии основного поглощения до симметричной формы Лоренца, что связано, по-видимому, с двухслойностью пленки.

Магнитные спектры эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок использовались для вычисления коэффициента затухания α_w по следующей формуле: $\omega_w = \Delta\omega_p / \omega_p$, где $\Delta\omega_p$ — полуширина линии на полувывсоте. Для образца 1 получено значение $\alpha_w = 0,163$, а для образца 2 — 0,322.

Особенно интересным нам кажется то, что колебательный спектр вблизи $2\omega_p$ распадается на два пика, расстояние расталкивания $\delta\omega$ между которыми, по-видимому, обусловлено резонансной частотой возбуждений оптических колебаний доменной границы. Было замечено поглощение высокочастотных колебаний магнитной пленкой в области частоты $3\omega_p$, но интенсивность данного поглощения очень мала, и поэтому данный результат пока не поддается интерпретации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барьяхтар В. Г., Ганн В. В., Горобец Ю. Н. — ФТТ, 1976, т. 18, с. 1990.
2. Ким П. Д., Дрокина Т. В., Балбашов А. М. — ФТТ, 1979, т. 21, с. 2840.
3. Ким П. Д., Дрокина Т. В., Старостин Ю. В. — ФТТ, 1980, т. 22, с. 908.
4. Santz W., Argyle B. E. and Slonczewski J. S. — IEEE Transactions on Magnetics, 1980, MAG-16, p. 657.

Поступила в редакцию
25.01.83.

Кафедра ядерной физики и мирного
использования атомной энергии

УДК 537.311.33 : 535.37

Е. Д. КАРНХ, Ю. Ч. УНГЕР

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИФФУЗИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ С ПОЛОСКОВЫМ КОНТАКТОМ

Одним из достоинств гетеролазеров с полосковым контактом является малый размер светового пятна на торцевой грани, что облегчает согласование лазера с одномодовым оптическим волокном, используемым в широкополосных волоконно-оптических линиях связи. Обычно рассматриваются два фактора, приводящие к уширению области генерации в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу: растекание тока в пассивных

слоях, прилегающих к полосковому контакту [1] и боковая диффузия неравновесных носителей заряда (ННЗ) в активном слое [2]. Учет фотонного переноса ННЗ в полосковых гетеролазерах за счет многократных переизлучений собственной люминесценции в литературе практически отсутствует. В [3] рассмотрен случай локального возбуждения узкозонного слоя двойной гетероструктуры, толщина которого $d > 1/\alpha$, где α — коэффициент поглощения собственной люминесценции. Показано, что основной вклад в увеличение концентрации ННЗ вне области возбуждения вносят фотоны, отраженные от внешних границ структуры [3]. В гетеролазерах обычно выполняется обратное условие $d < 1/\alpha$.

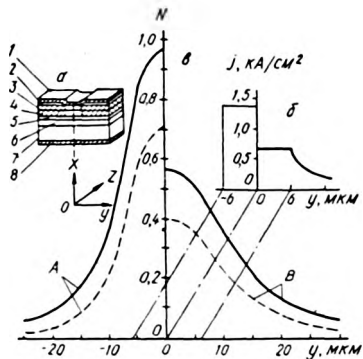
Кроме того, наличие поглощающих приконтактных слоев узкозонного материала снижает долю фотонов, возвращающихся в активный слой.

На рисунке (а) приведена схема обычного лазера на двойной гетероструктуре с полосковым контактом [4], где 1 и 8 — омические контакты; 2 — изоляционная пленка SiO_2 ; 3 — p^+ -GaAs; 4 — $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; 5 — $p\text{-GaAs}$ (активный слой); 6 — $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; 7 — $n\text{-GaAs}$ (подложка) и система координат, принятая при расчете. Так как $d \ll L_n$, где L_n — диффузионная длина электронов, а длина и ширина лазера много больше L_n , рассматривалась одномерная поперечная диффузия ННЗ в направлении оси y . Принимался во внимание перенос ННЗ за счет излучения, распространяющегося в активном слое под углами, большими критического угла полного внутреннего отражения на границах с широкозонными эмиттерами. Полагалось, что фотоны, вышедшие из активного слоя, в него не возвращаются. Формулировка задачи основывалась на совместном использовании уравнения непрерывности для электронов и методов теории переноса излучения [5]. Полученное интегро-дифференциальное уравнение для ННЗ решалось численно итерационным методом с использованием функции Грина.

На рисунке представлены результаты машинного расчета для двух типов полосковых лазеров — полученного бомбардировкой протонным пучком, не достигающим активного слоя (левые части рисунка, б и в) и без протонной изоляции (правые части б и в) с учетом растекания в пассивных слоях 3 и 4 в рамках модели Енезу с соавторами [1]. Вследствие симметрии показаны лишь половины соответствующих профилей величины $N = (ed/\hbar\tau)n$, где e , τ и n — заряд, время жизни и концентрация неравновесных электронов. Расчет соответствует лазеру с молярной долей AlAs в эмиттерах 0,43, уровнем легирования активной области 10^{18} см^{-3} ($L_n = 5 \text{ мкм}$; $\alpha = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$; $d = 0,3 \text{ мкм}$), полосковым контактом шириной 12 мкм и уровню возбуждения ниже порога генерации. Пунктирные кривые А и В представляют решение задачи без учета переизлучения, сплошные — с учетом фотонной генерации при 97 % -ном внутреннем квантовом выходе люминесценции. Таким образом, переизлучение приводит к возрастанию концентрации ННЗ как под полосковым контактом, так и вне его, и затягиванию спада при удалении от полоски. Отметим, что относительное увеличение концентрации в максимуме распределения в любом случае не превышает соответствующей величины для однородного возбуждения активной области [6].

ЛИТЕРАТУРА

I. Yonezu H., Sakuma I., Kobayashi K., Kamejima T., Ueno M., Nannichi Y. — Jap. J. Appl. Phys. 1973, v. 12, № 10, p. 1585.



а — структура лазерного диода; б — плотность тока инжекции; в — концентрация ННЗ в активном слое

2. Tsang W. T.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, № 3, p. 1031.

3. Халфин В. Б., Чалый В. П., Гарбузов Д. З.— ФТП, 1978, т. 12, № 11, с. 2114.

4. Ксйсн Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах.— М., 1981, т. 2.

5. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б. И. Степанова.— Минск, 1968, т. 2.

6. Карих Е. Д., Шилов А. Ф.— ЖПС, 1982, т. 36, № 4, с. 660.

Поступила в редакцию
16.05.83.

Кафедра квантовой радиифизики
и оптоэлектроники

УДК 681.2082/083+535.24

С. В. ХОЛОНДЫРЕВ, С. Г. ХОЛОНДЫРЕВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ИЗМЕРЕНИЯ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

При проведении спектрофотометрических измерений, основанных на счете отдельных фотонов, всегда возникает вопрос об оптимальном распределении времени между измерениями темнового тока ФЭУ, фона, исследуемого и опорного источников излучения и т. п. Предполагается, что по полученным значениям измеренных интенсивностей n_i (средних скоростей счета) вычисляется значение некоторой спектрофотометрической величины $Y=f(n_1, n_2, \dots, n_N)$, которая определяется решаемой задачей. Например, для простейшего случая измерения исследуемого источника излучения с учетом фона: $Y=f(n_1, n_2)=n_1-n_2$, где n_1 — интенсивность исследуемого источника плюс фон; n_2 — интенсивность фона.

В ряде работ [1—3] определены оптимальные соотношения между временами измерения фона, сигнала исследуемого источника и т. д., показано, что проведение измерений без учета оптимальных соотношений ведет к большим потерям рабочего времени, отрицательно влияя на эффективность использования спектрофотометрического оборудования.

Однако полученные в [1, 2] выводы применимы только для некоторых простейших решаемых задач или предполагают использование таблиц и графиков [3], что не всегда удобно.

В данной работе получены выражения, позволяющие определить оптимальное время, необходимое для измерения интенсивностей в случае произвольной функции $f(n_1, n_2, \dots, n_N)$. Решение представлено в явном виде.

Предполагается, что до начала измерений известны: априорные значения x_i измеряемых интенсивностей n_i , функция $f(n_1, n_2, \dots, n_N)$, определяющая Y , и общее время T , отведенное для измерения всех n_i . Определим, при каких значениях времени измерения t_i будет получена минимальная среднеквадратичная ошибка σ_Y величины Y .

Для погрешности при непрямых измерениях [4]:

$$\sigma_Y^2 \simeq \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f(x_1, x_2, \dots, x_N)}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2, \quad (1)$$

где σ_i — среднеквадратичная ошибка значения интенсивности n_i .

При условии пуассоновской статистики отсчетов

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{n_i}{t_i}} \simeq \sqrt{\frac{x_i}{t_i}}. \quad (2)$$

Представим (1) с учетом (2) в виде:

$$\sigma_Y^2 = \sum_{i=1}^N k_i t_i^{-1}, \quad (3)$$

где

$$k_i = x_i \left(\frac{\partial f(x_1, x_2, \dots, x_N)}{\partial x_i} \right)^2. \quad (4)$$