

- [2] Рандошкин В.В., Рыбак В.И., Сига-
чев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я. //
Микроэлектроника. 1985. Т. 15. В. 1. С. 16-24.
- [3] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. //
Радиоэлектроника (состояние и тенденции развития). НИИЭИР_
1985. тетр. П., С. 70-78.
- [4] Заболотная Н.В., Осико В.В., Рандош-
кин В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. //
Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 13. С. 788-792.
- [5] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // Письма в
ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 1. С.34-37.
- [6] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ЖТФ. 1988.
Т. 58. № 12. С. 2350-2354.
- [7] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Чани В.И.,
Червоненкис А.Я. // Тезисы докладов X Всесоюз-
ной школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлект-
роники. Рига, 1986. С. 21-22.
- [8] Васильева Н.В., Клиш В.П., Кузне-
цов И.А., Нам Б.П., Рандошкин В.В., Си-
гачев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я.
Тезисы докладов XI Всесоюзной школы-семинара „Новые маг-
нитные материалы микроэлектроники“. Ташкент, 1988. С. 300-
301.
- [9] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Никитин Д.К.,
Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // Письма
в ЖТФ. 1977. Т. 3. В. 9. С. 424-426.
- [10] Бахтеузов В.Е., Ким Т.А., Рандошкин В.В.,
Сигачев В.Б., Чани В.И., Червонен-
кис А.Я. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 6. С. 1227-1230.
- [11] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ФТТ. 1986.
С. 28. В. 5. С. 1522-1525.

Поступило в Редакцию
10 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

06.3; 07

ВНУТРЕННЯЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ
В $InGaAsP/InP$ ($\lambda = 1.55$ мкм) ЛАЗЕРАХ
С РАЗДЕЛЬНЫМ ОГРАНИЧЕНИЕМ

А.И. Гуриев, А.Г. Дерягин,
Ф.И. Димов, Д.В. Куксенков,
В.И. Кучинский, Е.Л. Портной,
В.Б. Смирницкий

К настоящему времени опубликован ряд работ, посвященных ис-
следованию внутренней генерации второй гармоники (ВГВГ) в по-
лупроводниковых лазерах на основе $GaAs$, InP , двойных гетеро-

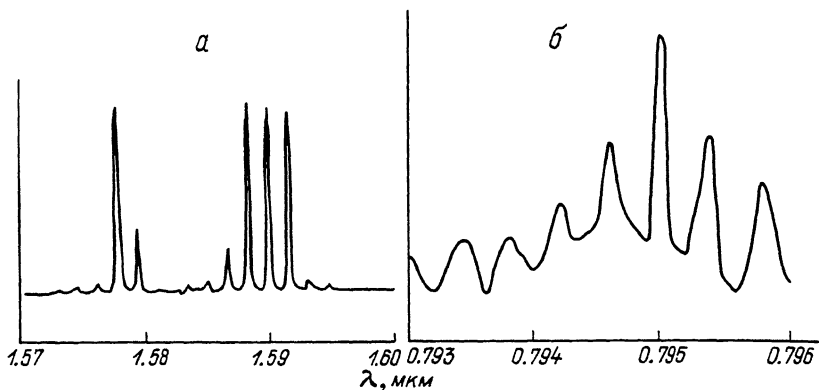


Рис. 1. Спектры излучения основной (а) и второй (б) гармоники для лазера с резонатором Фабри-Перо.

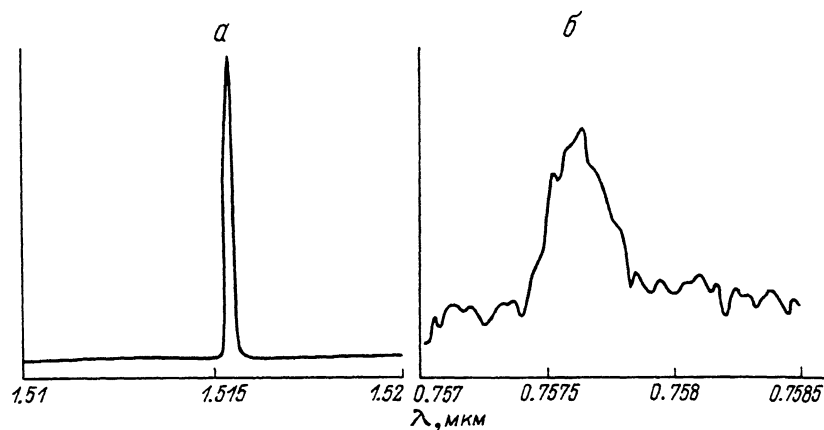


Рис. 2. Спектры излучения основной (а) и второй (б) гармоники для лазера с РОС.

структур $AlGaAs / GaAs$ ($\lambda = 0,87$ мкм) и $InGaAsP / InP$ ($\lambda = 1,3$ мкм) как со сплошным, так и с полосковым контактом [1 - 4]. В работе [5] предложена методика измерения длительности сверхкоротких световых импульсов, генерируемых полупроводниковыми лазерами, по интенсивности излучения второй гармоники (ВГ). Настоящая работа посвящена исследованию ВГВГ в $InGaAsP / InP$ лазерах с раздельным ограничением, работающих в спектральном диапазоне 1,5-1,6 мкм. Целью работы являлось не только измерение параметров оптической нелинейности, но и определение возможности применения методики [5], что особенно важно для данного класса лазеров.

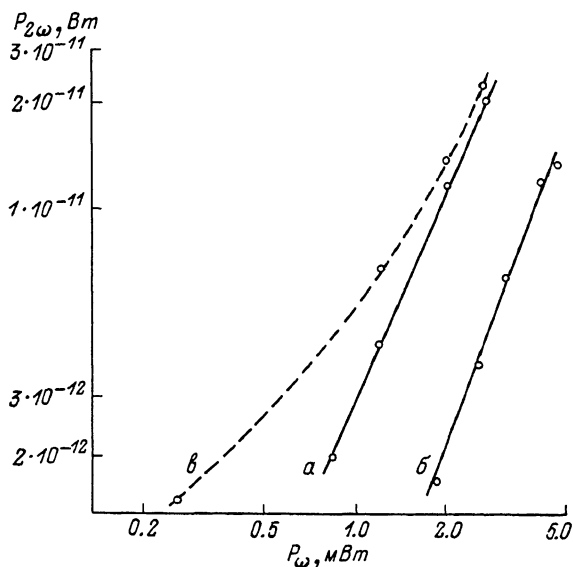


Рис. 3. Зависимость мощности излучения второй гармоники от мощности излучения основной гармоники.

а – непрерывный режим генерации, б – импульсный режим, в – зависимость, аналогичная „а“, снятая без применения интерференционного фильтра.

В исследованиях использовались лазеры, изготовленные по методике [6]. Из исходных $InGaAsP / InP$ структур создавались зарощенные мезаполосковые лазеры как с резонатором Фабри-Перо, так и с распределенной обратной связью (РОС) (ширина мезы в области активного слоя составляла 3–6 мкм). Лазеры с РОС содержали дифракционную решетку с периодом 0,46–0,48 мкм на поверхности верхнего волноводного слоя. В экспериментах измерялись средняя мощность и спектральное распределение интенсивности излучения основной и второй гармоник в импульсном и непрерывном режимах работы при комнатной температуре. Сигнал основной гармоники регистрировался германиевым фотодиодом ФД-7Г, а сигнал ВГ-фотоумножителем ФЭУ-157 с арсенид-галлиевым фотокатодом.

Типичные спектры излучения основной и второй гармоники для лазеров с резонатором Фабри-Перо приведены на рис. 1, а и б, а для лазера с РОС – на рис. 2, а и б. Как видно из рис. 2, для РОС лазера оба спектра одночастотны, наблюдаемый нелинейный процесс является в чистом виде генерацией удвоенной частоты. Линии в спектре излучения ВГ Фабри-Перо лазера отстоят друг от друга по длине волны на 4 Å, что ровно в четыре раза меньше межмодового расстояния спектра основной гармоники. Таким образом, спектр излучения 2-й гармоники представляет собой чередова-

№ образца и его тип	$\lambda_{\text{ген. макс}}$ (мкм)	P_{ω} (Вт)	$P_{2\omega}$ (Вт)	χ (м/В)
10 РОС	1.5154	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-11}$	$2.9 \cdot 10^{-21}$
3 Фабри-Перо	1.5900	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$2.34 \cdot 10^{-11}$	$1.8 \cdot 10^{-21}$
25 Фабри-Перо	1.5977	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-11}$	$3.4 \cdot 10^{-21}$
40 Фабри-Перо	1.6028	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	$2.3 \cdot 10^{-21}$
18 Фабри-Перо	1.6003	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$8.4 \cdot 10^{-11}$	$2.1 \cdot 10^{-21}$

ние линий, соответствующих генерации суммарных и удвоенных частот. „Пьедестал“ в основании спектра представляет собой огибающую большого числа линий суммарных частот, не разрешенных спектрометром.

Важной особенностью спектров исследованных лазеров является присутствие достаточно интенсивного излучения, обусловленного рекомбинацией неосновных носителей в InP -эмиттере с максимумом на длине волны $\lambda = 0.92$ мкм. В отдельных образцах коротковолновый „хвост“ этого излучения создает значительные трудности для точного измерения интенсивности излучения ВГ. Для „отделения“ сигнала ВГ в таких экспериментах использовались интерференционные фильтры. Максимум пропускания и ширина полосы фильтров подбирались индивидуально для каждого образца лазера. Спектральная зависимость пропускания фильтра учитывалась при определении абсолютной величины сигнала второй гармоники.

На рис. 3 приведены типичные зависимости мощности излучения второй гармоники от мощности основной гармоники в непрерывном (3 а) и импульсном (3б) режимах генерации. Как видно из рис. 3, эти зависимости имеют практически линейный характер, что позволяет сделать вывод о применимости методики [5] для исследованного класса лазеров. Для сравнения на рис. 3, в приведена кривая, аналогичная 3, а, но снятая без применения интерференционного фильтра.

Как показали измерения, во всех исследованных образцах излучение ВГ было ТМ-поляризовано. Этот факт становится понятным из следующего рассмотрения. Твердый раствор $InGaAsP$ принадлежит к кристаллографическому классу $\bar{4}3m$ в котором тензор нелинейной восприимчивости характеризуется лишь тремя отличными от нуля и равными друг другу компонентами [7]. Вектор нелинейной поляризации в этом случае имеет вид

$$P_x = \frac{1}{2} \chi \varepsilon_y \varepsilon_z \quad \chi = \chi_{14} = \chi_{25} = \chi_{36},$$

$$P_y = \frac{1}{2} \chi \varepsilon_x \varepsilon_z$$

$$P_z = \frac{1}{2} \chi \varepsilon_x \varepsilon_y$$

(1)

где P_i - составляющие вектора нелинейной поляризации, \mathcal{E}_i - составляющие электрического поля основной гармоники, χ - компонента тензора нелинейной восприимчивости. Поскольку электрическое поле основной гармоники в исследуемых лазерах не имеет составляющей \mathcal{E}_z (вектор поля лежит в плоскости р-п-перехода), нелинейная поляризация имеет только P_z -составляющую, что соответствует ТМ-поляризации излучения второй гармоники.

Из (1) также видно, что ТМ-поляризованное основное излучение не преобразуется во вторую гармонику.

Результаты измерения мощностей основной и второй гармоник сведены в таблицу.

При расчете коэффициента нелинейной восприимчивости χ использовались соотношения [8]:

$$\mathcal{E} = \frac{\omega^2 \mu_0 \cdot P_z}{2\alpha}, \quad (2)$$

где \mathcal{E} - электрическое поле второй гармоники, α - коэффициент ослабления электрического поля в материале,

$$S = \frac{1}{2} \cdot c \cdot n \cdot \epsilon_0 \mathcal{E}^2, \quad (3)$$

где S - плотность мощности излучения волны с амплитудой электрического поля \mathcal{E} , c - скорость света, n - показатель преломления.

Для определения напряженности электрического поля в области торца лазерного резонатора производилось измерение распределения ближнего поля излучения в плоскостях параллельной и перпендикулярной плоскости р-п перехода. При расчете использовались также данные работы [9] о коэффициентах поглощения на длине волны излучения ВГ в материалах активного и волноводного слоев.

В результате расчета из (1)-(3) и данных таблицы была получена величина $|\chi| = 1,8-3,4 \cdot 10^{-21}$ в единицах рационализованной МКС системы. Разброс значений χ находится в пределах надежности проведенных измерений. Отличие полученной величины χ от ее значений, приведенных в литературе [4], по-видимому, обусловлено использованием различных данных о коэффициентах поглощения. Необходимо отметить, что оценка значения $|\chi|$ для лазера с РОС является более достоверной, чем для лазера с резонатором Фабри-Перо, поскольку не требуется учет относительной доли интенсивности излучения суммарных и удвоенных частот в спектре второй гармоники.

Таким образом, в настоящей работе впервые произведена оценка коэффициента нелинейной оптической восприимчивости χ для $InGaAsP/InP$ РО ДГС лазеров, работающих в спектральном диапазоне 1,5-1,6 мкм. Отмечена возможность использования методики измерения коротких импульсов излучения по интенсивности излучения второй гармоники.

- [1] Armstrong J.A., Nathan M.I., Smith A.W. // Appl. Phys. Lett. 1963. V. 3. N 4. P. 68-69.
- [2] Smith A.W., Nathan M.I., Armstrong J.A., Michel A.E., Weiser K. // J. of Appl. Phys. 1964. V. 35. N 3. P. 1. P. 733-734.
- [3] Ogasawara N., Ito R., Rokukawa H., Katsurashima W. // Japan J. of Appl. Phys. 1987. V. 26. N 8. P. 1386-1387.
- [4] Furuse T., Sakuma I. // Opt. Commun. 1980. V. 35. N 3. P. 413-416.
- [5] Chen Y.C., Lin J.M. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 7. P. 662-664.
- [6] Алферов Ж.И., Кижаяев К.Ю., Куксенков Д.В., Кучинский В.И., Никишин С.А., Портной Е.Л., Смирницкий В.Б. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 9. С. 513-517.
- [7] Franken P.A., Ward J.F. // Rev. of Mod. Phys. 1963. V. 35. N 1. P. 23-39.
- [8] Malmstrom L.D., Schlickman J.J., Kingston R.H. // J. of Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 248-249.
- [9] Burkhand H., Dinges H.W., Kuphal E. // J. of Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. 655-662.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
22 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

07

ЭФФЕКТ КЕРРА В РАСТВОРАХ ПОЛИ-БИС-ТРИФТОРЭТОКСИФОСФАЗЕНА

Е.И. Р ю м ц е в, И.Н. Ш т е н н и к о в а,
Д.Р. Т у р, В.Г. К у л и ч и х и н

Впервые в растворах гибкоцепного поли-бис-трифторэтоксифосфазена обнаружены электрооптические свойства, характерные для жесткоцепных полимеров. Показаны возможности использования эффекта Керра для исследований равновесных и динамических свойств молекул полиорганосфазенов в растворах.

Полифосфазены - сравнительно новый класс полимеров с неорганическим строением основной цепи. На основании имеющихся экспериментальных результатов [1, 2] и теоретических расчетов [3] полиорганосфазены относят к гибкоцепным полимерам.