

©1995 г.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЕ InGaP/GaAs/InGaP

В.Я.Алешкин,[†] С.А.Ахлестина, Б.Н.Звонков, Н.Б.Звонков,
Е.Р.Линькова, И.Г.Малкина, Ю.Н.Сафьянов, Д.Г.Ревин[†]

Научно-исследовательский физико-технический институт
при Нижегородском государственном университете им. Н.И.Лобачевского,
603600, Нижний Новгород, Россия

[†]Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600, Нижний Новгород, Россия

(Получена 6 апреля 1994 г. Принята к печати 21 сентября 1994 г.)

Проведены структурные исследования и изучены сверхлюминесценция и стимулированное излучение в лазерных структурах InGaP/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaP, в которых InGaP играет роль широкозонного материала, а активной областью является квантовая яма InGaAs. Обнаружено, что потери в волноводе в спектральной области вблизи 1 мкм сильно зависят от направления распространения излучения. Анизотропия волновода зависит от знака рассогласования решеток твердого раствора и подложки. Показано, что наблюдаемая поляризация сверхлюминесценции обусловлена зависимостью рассеяния излучения от направления распространения волноводной моды.

Введение

В последние годы интенсивно изучается твердый раствор $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ ($x \approx 0.5$), выращенный на подложке GaAs. Интерес обусловлен тем, что это соединение все чаще используется в гетеролазерах [1–2], а также необычными свойствами материала, связанными с упорядоченным расположением атомов Ga и In [3]. Последнее означает, что в материале InGaP, выращенном методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлорганических соединений) на плоскости (001) арсенида галлия, имеются области, в которых атомы Ga и In располагаются не статистически, а в чередующихся плоскостях (111) или (11 $\bar{1}$). В результате в этих местах симметрия кристалла понижается от кубической $F\bar{4}3m$ до тригональной $R3m$ и вместо структуры с решеткой цинковой обманки образуется структура в решетке типа CuPt [4], т.е. материал становится оптически анизотропным. Благодаря этому люминесценция из материала имеет ярко выраженные поляризационные

зависимости, которые необходимо учитывать при создании лазеров с активной областью из InGaP (длина волны излучения $0.6 \div 0.7$ мкм) [5].

В настоящей работе проведены структурные исследования и изучены свертлюминесценция и стимулированное излучение в лазерных структурах InGaP/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaP, в которых InGaP играет роль широкозонного материала, а активной областью является квантовая яма InGaAs. Обнаружено, что потери в волноводе в спектральной области вблизи 1 мкм сильно зависят от направления распространения излучения. Показано, что анизотропия волновода определяется знаком рассогласования решеток твердого раствора и подложки.

Экспериментальные результаты

Исследованные структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках GaAs (001) и представляли собой слой *n*-InGaP толщиной ~ 1 мкм, легированный кремнием, нелегированные слои GaAs ~ 0.05 – 0.1 мкм, $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} \sim 100 \text{ \AA}$, GaAs $\sim 0.05 \div 0.1$ мкм и слой *p*-InGaP ~ 1 мкм, легированный цинком. Слои InGaP и GaAs образуют волноводную структуру для излучения из квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ с длиной волны ~ 1 мкм. В некоторых структурах, использованных для оптических измерений, все слои были нелегированными. Подробно технология изготовления структур приведена в [2].

На исследованных структурах с помощью методов травления [6,7] были определены кристаллографические направления [110] и $\bar{1}\bar{1}0$ (обозначения соответствуют общепринятым, т.е. за направление $[\bar{1}11]$ принята нормаль к плоскости (111)A).

Для обнаружения упорядоченной фазы в InGaP были проведены рентгено-дифракционные измерения (двукристалльный спектрометр, (004)GaAs-монокроматор, излучение $\text{CuK}\alpha$). Исследованы узловые ряды [111], $\bar{1}\bar{1}1$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ в области углов дифракции для сверхструктурного отражения $1/2 \ 1/2 \ 1/2$, присутствие которого характерно для упорядоченной фазы. Слабое отражение было зарегистрировано в узловом ряду $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, т.е. наблюдался дифракционный пик $\bar{1}/1 \ 1/1 \ 1/2$. Зарегистрированы также слабые отражения $\bar{3}/2 \ 3/2 \ 3/2$ и $\bar{5}/2 \ 5/2 \ 5/2$. Указанные сверхструктурные отражения свидетельствуют о присутствии в эпитаксиальном слое упорядоченной фазы, причем упорядочение происходит по плоскостям $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Из ширины кривой качания на половине высоты, измеренной для отражений $\bar{1}/2 \ 1/2 \ 1/2$ и $\bar{3}/2 \ 3/2 \ 3/2$ (θ/ω - и $(\theta/2\theta)$ -сканированием по методике [8], определены средние размеры упорядоченной области. Для различных образцов они имеют величины $30 \div 60 \text{ \AA}$ в направлении роста и $600 \div 700 \text{ \AA}$ в плоскости образца. Отношение интегральной интенсивности отражения $\bar{1}/2 \ 1/2 \ 1/2$ от упорядоченной области к интегральной интенсивности отражения $\bar{3}\bar{3}\bar{3}$ от неупорядоченной фазы позволяет оценить количество упорядоченной фазы (примерно от 3 до 11%).

Несоответствие параметров решеток слоя InGaP (a_l) и подложки (a_s) $\Delta a/a = (a_l - a_s)/a_s$ в направлении, перпендикулярном подложке, определяли по разнице углов $\Delta(2\theta)$ между дифракционными пиками слоя и подложки.

Рентгеновские топограммы на отражение, полученные от исследуемых образцов, показали, что в интервале несоответствий параметров решеток слоя InGaP и подложки от $-5 \cdot 10^{-4}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ образуется упруго-напряженная структура без дислокаций несоответствия. В интервале от $2 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ образуется однонаправленная сетка дислокаций несоответствия с дислокационными линиями вдоль [110], в интервале от $-5 \cdot 10^{-4}$ до $-1.7 \cdot 10^{-3}$ дислокационные линии направлены вдоль $[\bar{1}10]$, а при несоответствии, большем чем $-1.7 \cdot 10^{-3}$, образуется сетка с дислокационными линиями вдоль обоих направлений, [110] и $[\bar{1}10]$.

Для наблюдения фотолюминесценции (ФЛ) использовались образцы размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$, которые располагались в стеклянном криостате при температуре 77 К. Возбуждение осуществлялось импульсным лазером с длиной волны 532 нм, длительностью импульса 100 нс и частотой повторения 10 Гц. Излучение возбуждающего лазера фокусировалось на центр образца либо сферической линзой в пятно диаметром 0.2 мм, либо цилиндрической линзой в полосу шириной 110 мкм и длиной 1 мм. Для уменьшения диаметра пятна в экспериментах по исследованию сверхлюминесценции возбуждение осуществлялось также через световолокно диаметром 35 мкм. Излучение фотолюминесценции, выходящее перпендикулярно плоскости образца, пропускалось через монохроматор МДР-23 и регистрировалось охлаждаемым фотоумножителем ФЭУ-62. Для увеличения соотношения сигнал-шум использовался строб-интегратор. При проведении поляризационных измерений перед фотоумножителем располагался поляризатор. Для учета влияния монохроматора и других оптических элементов на поляризацию вся установка перед измерениями калибровалась.

При плотностях мощности возбуждения, меньших 10^4 Вт/см^2 , спектр ФЛ имел обычный для ФЛ из квантовой ямы вид (рис. 1). С увеличением мощности возбуждения на длинноволновом крае спонтанного излучения появлялась узкая линия. В структурах без волноводных слоев InGaP эта линия не наблюдалась [9]. Травление верхней и нижней поверхностей образца не влияло на возникновение и положение этой линии. При одинаковой плотности мощности возбуждения

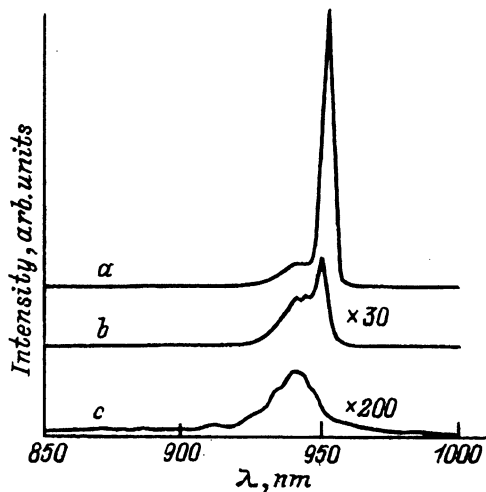


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции при разных плотностях мощности возбуждения, Вт/см^2 : а — $5 \cdot 10^5$, б — $5 \cdot 10^4$, в — $5 \cdot 10^3$.

было измерено отношение амплитуды этой узкой линии к амплитуде ФЛ из квантовой ямы для разных диаметров пятна засветки — 200 и 35 мкм. Оказалось, что при уменьшении диаметра пятна это отношение уменьшается почти в 3 раза. Проведенные качественные исследования характера этой узкой линии позволили нам сделать вывод о появлении усиливающейся вдоль волновода волны, т.е. о возникновении сверхлюминесценции. Наблюдение последней в перпендикулярном волноводу направлении стало возможным из-за рассеяния волны на неоднородностях.

Как известно, постоянная решетки твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ больше, чем GaAs, поэтому квантовая яма упруго деформирована. Из-за упругой деформации уровни размерного квантования легких дырок в таких квантовых ямах сильно сдвинуты вниз по энергии. Поэтому наблюдаемая люминесценция из таких квантовых ям обусловлена излучательными переходами электронов из подзон размерного квантования зоны проводимости в подзоны размерного квантования тяжелых дырок. Согласно правилам отбора такие переходы имеют место только под воздействием компоненты электрического поля волны, лежащей в плоскости квантовой ямы [10]. Поэтому в волноводе возбуждается преимущественно TE -волна, в которой направление электрического поля и направление распространения волны взаимно перпендикулярны, а вектор электрического поля лежит в плоскости волновода.

Поляризационные измерения ФЛ, проведенные при максимальной плотности мощности возбуждения, показали сильную поляризацию сверхлюминесценции как при возбуждении пятном, так и при возбуждении полоской. При возбуждении через цилиндрическую линзу поляризация наблюдаемой линии сверхлюминесценции совпадала с поляризацией собственной моды волновода, распространяющейся вдоль

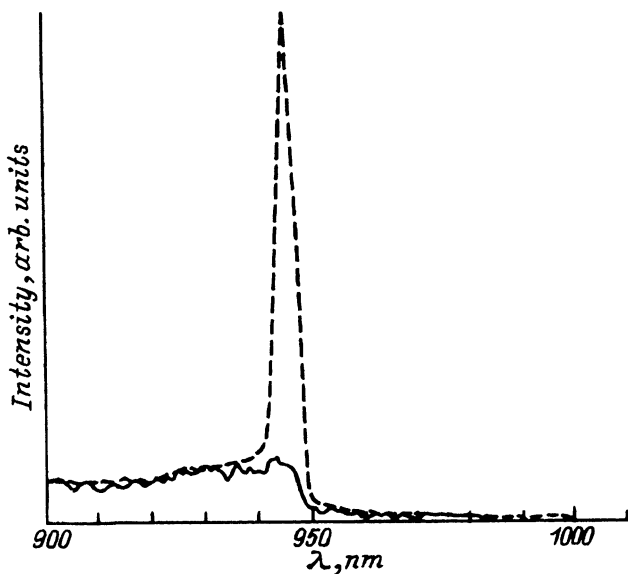


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции при возбуждении с помощью цилиндрической линзы (световая полоска). Плотность мощности возбуждения $5 \cdot 10^5$ Вт/см². Сплошная линия — вектор электрического поля параллелен полоске возбуждения, штриховая — перпендикулярен ей

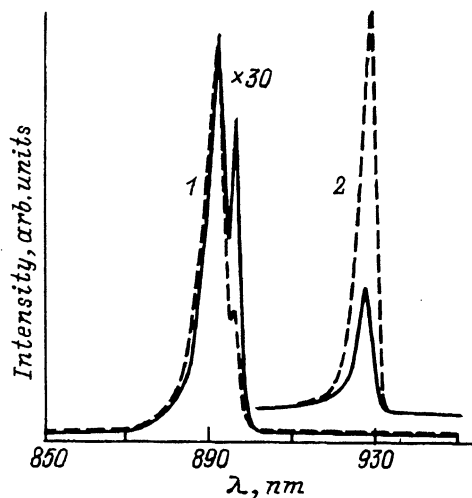


Рис. 3. Спектры сверхлюминесценции при плотности мощности возбуждения $5 \cdot 10^5$ Вт/см² (пятно) для образцов с отрицательным ($\Delta a/a = -2 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-3}$) (1) и положительным ($\Delta a/a = 6 \cdot 10^{-3}$) (2) несоответствием параметров решетки. Сплошные линии — электрическое поле волны направлено вдоль $[110]$, штриховые — вдоль $[\bar{1}10]$.

освещенной полосы, т.е. вектор электрического поля всегда был направлен перпендикулярно освещаемой полосе, независимо от расположения последней относительно кристаллографических осей (рис. 2). Этот факт означает, что в наших опытах рассеяние не изменяло поляризацию сверхлюминесценции. Отметим, что спонтанная ФЛ была практически не поляризована.

На рис. 3 изображены спектры сверхлюминесценции для двух структур с разными ширинами квантовых ям и с разными знаками рассогласования параметров решеток InGaP и GaAs при возбуждении пятном. Для кривых 2 сверхлюминесценции соответствуют длинноволновые пики (они пропадают при уменьшении мощности возбуждения), а коротковолновые — спонтанному излучению. Как видно из рис. 3, если параметр решетки InGaP больше, чем GaAs (величина $\Delta a/a$ положительна), то интенсивность наблюдаемой сверхлюминесценции максимальна, когда вектор электрического поля волны направлен вдоль $[110]$, в противном случае (величина $\Delta a/a$ отрицательна) — когда вдоль $[\bar{1}10]$. Таким образом, при возбуждении пятном поляризация сверхлюминесценции зависит от знака рассогласования постоянных решеток. Отметим, что мы не обнаружили зависимости поляризации сверхлюминесценции от поляризации возбуждающего излучения.

Для определения оптических потерь волновода из структур были изготовлены инжекционные гетеролазеры с шириной активной области 100 мкм, ограниченной с помощью протонной имплантации. Длина резонатора составляла от 500 до 1250 мкм.

Оптические потери волновода определялись двумя методами. Первый из них широко известен и состоит в определении зависимости квантовой эффективности от длины резонатора [11]. Однако этим методом можно получить лишь усредненные данные по большому количеству образцов, а для структур, неоднородных по площади, он вообще мало пригоден. Наш метод просветления заднего зеркала позволяет определить коэффициент оптических потерь для отдельного лазера. Для квантовой эффективности лазера справедливо следующее выражение [12]:

$$\eta_l = \eta_{in} \frac{\ln(R_1)}{\ln(R_1 R_2) - 2L\alpha}, \quad (1)$$

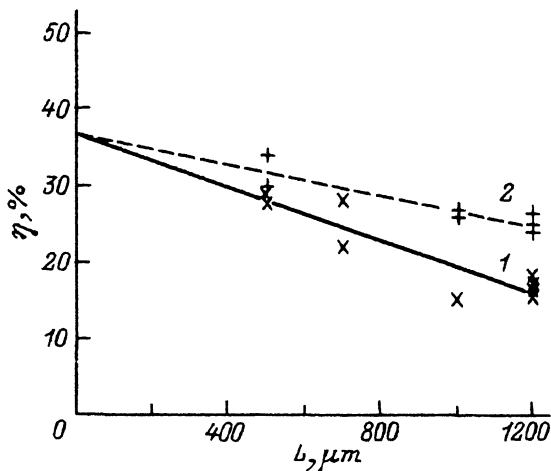


Рис. 4. Зависимости квантовой эффективности от длины резонатора для образца 8. 1 — направление распространения излучения $[110]$, $\alpha = 9.9 \text{ см}^{-1}$; 2 — направление $[110]$, $\alpha = 4.0 \text{ см}^{-1}$.

где η_1 — квантовая эффективность излучения с передней грани, η_{in} — внутренняя квантовая эффективность, α — коэффициент оптических потерь, L — длина резонатора, R_1, R_2 — коэффициенты отражения переднего и заднего зеркал резонатора. Квантовая эффективность определялась дважды. В первом случае заднее зеркало находилось в воздухе, а во втором — просветлялось путем помещения в среду с показателем преломления $n = 1.5$ (оптический клей). Коэффициент оптических потерь и внутренняя квантовая эффективность определялись по формулам

$$\alpha = \frac{\eta_1^{(2)} \ln(R_1 R_2^{(2)}) - \eta_1^{(1)} \ln(R_1 R_2^{(1)})}{2L(\eta_1^{(1)} - \eta_1^{(2)})}, \quad (2)$$

$$\eta_{\text{in}} = \eta_1 \frac{\ln(R_1 R_2) - 2L\alpha}{\ln(R_1)}, \quad (3)$$

где $\eta_1^{(1)}, \eta_1^{(2)}$ и $R_2^{(1)}, R_2^{(2)}$ — квантовые эффективности и коэффициенты отражения заднего зеркала до и после просветления соответственно.

Расположение решеток и направления наименьших оптических потерь

№ образца	$(\Delta a/a) \cdot 10^3$ для нижнего InGaP	$(\Delta a/a) \cdot 10^3$ для верхнего InGaP	Направление наименьших оптических потерь
1	4.7	2.8	$[110]$
2	6.3	6.3	$[110]$
3	4.1	1.4	$[110]$
4	4.4	3.2	$[110]$
5	-2.3	-2.3	$[\bar{1}10]$
6	-3.4	-3.4	$[\bar{1}10]$
7	-3.3	-3.3	$[\bar{1}10]$
8	-3.4	0.9	$[110]$
9	7.2	-2.5	$[110]$

На рис. 4 приведены зависимости дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора для структуры 8 (см. таблицу). Значения оптических потерь, вычисленные по этим зависимостям, составляют 4 и 9.9 см^{-1} для направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ соответственно. Определение коэффициента оптических потерь методом просветления заднего зеркала дает значения $2.4 \div 4.4$ и $7.6 \div 9.5 \text{ см}^{-1}$ для тех же направлений. Таким образом, оптические потери в этих направлениях могут отличаться в 2 и более раз.

Значение внутренней квантовой эффективности, определенное из рис. 3 и методом просветления заднего зеркала, как и следовало ожидать, не зависит от направления в пределах погрешности измерения и составляет 75%. Такое низкое значение для данной структуры объясняется небольшим смещением p - n -перехода относительно активной области.

Обсуждение результатов

Оптические исследования структур с разным знаком рассогласования постоянных решеток твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ и подложки, которое возникает из-за небольших отличий x от значения 0.486, соответствующего согласованным решеткам, выявили следующие закономерности (см. таблицу и рис. 3).

1. Если постоянные кристаллической решетки обоих слоев InGaP больше, чем GaAs , то направление наименьших оптических потерь — $[110]$, если меньше — $[\bar{1}\bar{1}0]$.

2. Если рассогласование постоянных решетки нижнего и верхнего волноводных слоев InGaP с GaAs имеют разные знаки, то направление наименьших оптических потерь для наших структур — $[110]$ (см. таблицу — образцы 8 и 9). Отметим, что таких образцов было только два.

3. Преимущественное направление вектора электрического поля свертлюминесценции совпадает с направлением наименьших оптических потерь волновода. Это означает, что волна, распространяющаяся вдоль волновода в направлении наибольших оптических потерь, рассеивается сильнее, чем волна, распространяющаяся в направлении наименьших потерь.

Согласно литературным данным, гетероструктуры InGaP-GaAs-InGaAs для лазеров выращивают методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием химических источников $^{[13,14]}$, МОС-гидридной эпитаксией при пониженном давлении $^{[15]}$ и МОС-гидридной эпитаксией при атмосферном давлении $^{[16,17]}$. В первом и втором случаях используется температура роста $500\text{--}520^\circ\text{C}$. Это позволяет точно контролировать состав твердого раствора InGaP ($\Delta a/a < 5 \cdot 10^{-4}$). В то же время оптические свойства материала, выращенного при таких температурах, отличаются от свойств материала, выращенного при более высоких температурах. В частности, это сказывается и на характеристиках лазеров, которые в некоторых случаях улучшаются после кратковременного высокотемпературного отжига гетероструктур $^{[18]}$.

Выращивание методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении $^{[16,17]}$ осуществлялось на подложках, имеющих отклонение 5° от плоскости (100) к направлению $[111]$. Температура роста,

как и в нашем случае, была 650°C . При таких температурах роста в слоях InGaP наблюдается наибольший объем упорядоченных областей [19]. В [16,17] для изготовления зеркал лазеров использовались только те грани (110), которые были перпендикулярны плоскости подложки, поэтому анизотропии оптических потерь замечено не было.

Структуры, выращенные всеми указанными методами, имели коэффициент оптических потерь волновода $8 \div 9 \text{ см}^{-1}$. Снижения коэффициента оптических потерь до $1 \div 2 \text{ см}^{-1}$ удается добиться, выращивая в качестве волноводных слоев твердый раствор InGaAsP состава, соответствующего ширине запрещенной зоны 1.65 эВ [16]. Причем во всех структурах внутренний квантовый выход всегда оказывается близким к единице. Эти факты трудно объяснить предполагая, что материал оптически однороден. По-видимому, именно неоднородности, получающиеся при росте слоев InGaP , и обуславливают высокие оптические потери. Такими неоднородностями могут быть включения упорядоченных областей или неравномерно распределенные в плоскости подложки механические напряжения при их частичной релаксации путем образования дислокаций несоответствия.

Как механические напряжения, так и ориентация дислокаций зависят от знака рассогласования постоянных решеток, что показано нашими рентгенографическими исследованиями. Форма областей упорядоченной фазы в плоскости волновода также может зависеть от знака $\Delta a/a$, хотя мы не располагаем экспериментальными данными, подтверждающими это. Рассеяние волн на дислокациях, следовательно, и дифракционные потери в волноводе зависят от относительной ориентации дислокаций и вектора электрического поля. То же можно сказать и о рассеянии на упорядоченных областях. Поэтому полные потери в волноводе анизотропны и эта анизотропия зависит от знака рассогласования постоянных решеток.

С практической точки зрения важно, что учет анизотропии потерь позволяет значительно улучшить характеристики гетеролазеров.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-1.1721).

Список литературы

- [1] D.P. Bour, T.L. Paoli, R.L. Tornton, D.W. Treat, Y.S. Park, P.S. Zory. Appl. Phys. Lett., **62**, 3458 (1993).
- [2] B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, I.G. Malkina, G.A. Maximov, I.A. Avrutsky, A.V. Vasil'ev, E.M. Dianov, A.M. Prokhorov. Soviet Lightwave Commun., **3**, 71 (1993).
- [3] A. Gomio, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino, T. Suzuki, T. Yuasa. J. Cryst. Growth, **77**, 367 (1986).
- [4] O. Ueda, M. Takikawa, J. Komeno, I. Umebu. Japan. J. Appl. Phys., **26**, L1824 (1987).
- [5] Y. Ueno. Appl. Phys. Lett., **64**, 553 (1993).
- [6] Sh. Iida, K. Ito. J. Electrochem. Soc., **118**, 768 (1971).
- [7] E.A. Caridi, T.Y. Chang. J. Electrochem. Soc., **131**, 1440 (1984).
- [8] И.Ф. Михайлов, О.Г. Алавердова, М.Я. Фукс. Зав. лаб., **46**, 27 (1980).
- [9] В.Я. Алешкин, З.Ф. Красильник, Д.Г. Ревин. ФТП, **27**, 1190 (1993).
- [10] S. Jorda, U. Rossler. Superlatt. Microstruct., **8**, 481 (1990).
- [11] T.R. Chen, L.E. Eng, Y.H. Zhuang, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., **56**, 1002 (1990).
- [12] Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах (М., 1981) т. 1.
- [13] J.M. Kuo, J.K. Chen, M.C. Wu, M.A. Chin. Appl. Phys. Lett., **59**, 2781 (1991).
- [14] G. Zhang, J. Nappi, K. Vanthen, H. Asonen, M. Pessa. Appl. Phys. Lett., **61**, 96 (1992).

- [15] K. Mobarhan, M. Raseghi, G. Marquebille, E. Vassilaki. *J. Appl. Phys.*, **72**, 4447 (1992).
[16] S.H. Groves, J.N. Walpole, L.J. Missagia. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 255 (1992).
[17] S.H. Groves. *J. Cryst. Growth.*, **124**, 747 (1992).
[18] G. Zhang, J. Nappi, A. Ovthinnikov, H. Asonen, M. Pessa. *J. Appl. Phys.*, **72**, 3788 (1992).
[19] M.C. de Lond, P.S. Taylor, J.M. Olson. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **8**, 948 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Polarization of superluminescence and anisotropy of optical losses in a waveguide InGaP/GaAs/InGaP structure

V. Ya. Aleshkin[†], S.A. Akhlestina, B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, E.R. Lin'kova, I.G. Malkina, Yu.N. Safyanov, D.G. Revin[†]

[†]Institute for Microstructure Physics, Russian Academy of Sciences, 603600 Nizhny Novgorod, Russia
Scientific-Research Physicotechnical Institute attached to N.I. Lobachevsky State University, 603600 Nizhny Novgorod, Russia
