

01.04.05-77

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
КЫРГЫЗСКОЙ РЕСПУБЛИКИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

На правах рукописи

УДК 621.315

ДЖУМАМУХАМБЕТОВ ДЖАНГИРХАН

**ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ InP,
ПОДВЕРГНУТЫХ ВОЗДЕЙСТВИЮ ИМПУЛЬСОВ ОПТИЧЕСКОГО
КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА**

01.04.05-оптика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

21-25
16-22

Бишкек, 2007

Работа выполнена в Атырауском государственном университете имени Х.Досмухамедова и Астраханском инженерно-строительном институте

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Марвин В.Б.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Рамазанов Т.С.

доктор физико-математических наук,
профессор Денисов Г.С.

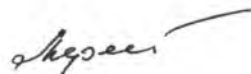
Ведущая организация: Актюбинский государственный педагогический институт.

Защита состоится «06» апреля 2007 года в 14⁰⁰ часов на заседании специализированного совета Д.01.07.432 в Институте физики НАН, Биссыккульском государственном университете им.Тыныстанова и Ошском государственном университете Кыргызской Республики по адресу: 720071, г. Бишкек, проспект Чуй, 265^а.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке НАН Кыргызской Республики

Автореферат разослан «05» марта 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук



Меренкова Л.К.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Экспериментальному и теоретическому исследованию оптических свойств полупроводников в последние годы посвящено большое число работ, позволивших получить надежные сведения о физических свойствах различных полупроводниковых материалов. Именно на основании изучения спектров оптического поглощения и фотолюминесценции впервые были определены энергетические зазоры в запрещенной зоне полупроводников кремния и A^3B^5 , обнаружена тонкая структура валентной зоны, получены сведения о фоновом спектре кристаллов.

Количество исследований оптических свойств полупроводников непрерывно растет, предлагаются новые методы, расширяется круг изучаемых материалов, применяются более совершенные оптические приборы. Однако, фосфид индия, относящийся к соединениям A^3B^5 , представляющий собой перспективный материал для различных технических применений изучен сравнительно недостаточно.

Одним из важнейших оптических свойств InP является его излучательные и поглощательные свойства, которые и определяют его широкое использование в современной полупроводниковой оптоэлектронике. Поэтому, исследование оптических свойств полупроводников InP , и прежде всего процессов генерации и рекомбинации электронов в полупроводниках позволяют:

- получать информацию об оптических переходах электронов и дырок в полупроводниках;
- установить природу каналов излучательной рекомбинации и генерации электронов и дырок в полупроводниках;
- выбирать полупроводниковые материалы, на основе которых можно создавать оптические приборы (оптические квантовые генераторы, эффективные источники света в нужном интервале длин волн и другие);
- контролировать качество полупроводниковых материалов и устройств на их основе;

Одним из методов получения полупроводниковых материалов с новыми свойствами является воздействие импульсами оптического квантового генератора.

Воздействие мощного импульсного оптического квантового генератора (ОКГ) на полупроводники сопровождается высокими скоростями нагрева и охлаждения. Это приводит к появлению ряда новых явлений и эффектов, а также созданию новых полупроводниковых материалов. Поэтому, исследование оптических свойств полупроводников InP , подвергнутых воздействию импульсов ОКГ, дает возможность получать материалы с

заданными физическими характеристиками и определяет актуальность данной работы.

Цель и задачи исследования. Целью настоящей работы является исследование влияния воздействия импульсов лазера на оптические свойства полупроводников InP.

Для достижения этой цели решались следующие задачи:

- исследовать зависимость оптических характеристик фосфида индия от структурных изменений под действием ОКГ;

- исследовать оптические процессы излучательной рекомбинации в легированных и легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием), оловом и цинком полупроводниках InP;

- исследовать оптические процессы генерации электронов и дырок в полупроводниках InP в области края фундаментального поглощения.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые:

1. Установлена взаимосвязь между оптическими и структурными параметрами в полупроводниках InP, подвергнутых воздействию импульсов ОКГ.
2. Исследована излучательная рекомбинация в полупроводниках InP, легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием), и установлена природа оптических переходов электронов в них.
3. По спектрам излучательной рекомбинации смоделирован путь оптического перехода электронов в полупроводниках InP, подвергнутых воздействию импульсов ОКГ, и проведено сравнение с теорией.
4. Изучены оптические процессы генерации электронов и дырок в полупроводниках InP в области края фундаментального поглощения.

Практическая значимость работы.

Полученные результаты позволяют понять природу оптических переходов электронов и дырок в полупроводниках, дают возможность целенаправленно изменять оптические свойства полупроводников и могут быть использованы при разработке и создании приборов полупроводниковой оптоэлектроники.

Положения, выносимые на защиту:

1. Результаты исследования зависимости оптических характеристик фосфида индия от структурных изменений в них под действием ОКГ.

2. Результаты исследования центров оптических излучательных переходов носителей по спектрам фотолуминесценции в полупроводниках InP, легированных редкоземельными элементами (Yb, Ho).

3. Модель формирования центров интенсивного излучения люминесценции в полупроводниках InP под действием импульсов ОКГ и природа оптических переходов носителей в них.

4. Результаты исследования влияния импульсов ОКГ на прозрачность кристаллов InP и природу центров оптического поглощения света.

Личный вклад диссертанта. Результаты исследований, изложенные в диссертации, получены лично автором. В совместных работах вклад автора является определяющим, и ему принадлежат все результаты, изложенные в защищаемых положениях и выводах диссертации.

Апробация работы. Результаты исследований, изложенные в диссертации, были доложены и обсуждены на следующих конференциях:

Международной научной конференции «Физики газа, плазмы и жидкости» (Алматы, 1999); 6-й Казахской научной конференции по физике твёрдого тела (Актобе, 2000); Международной научной конференции, посвященной 70-летию Астраханского технического университета (Астрахань, 2000); Международной научной конференции, посвященной 20-летию Атырауского института нефти и газа (Атырау, 2000); Международной научной конференции, посвященной 50-летию Атырауского государственного университета (Атырау, 2001); 3-й Международной научной конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» (Алматы, 2003), Международная научно-теоретическая конференция «Роль физико-математических наук в современном образовательном пространстве» (Атырау, 2005), 9-й Казахской научной конференции по физике конденсированного состояния (г. Караганда, 2006).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 16 работ, список которых приведён в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх разделов, вывода и списка цитированной литературы из 119 наименований. Работа изложена на 105 страницах печатного текста, содержит 37 рисунков и 2 таблицы.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Во введении обосновывается актуальность проводимых исследований, определяются цель и задачи работы, сформулированы результаты, отражающие научную новизну и практическую значимость работы, перечислены основные положения, которые автор выносит на защиту, излагается объём и структура диссертации.

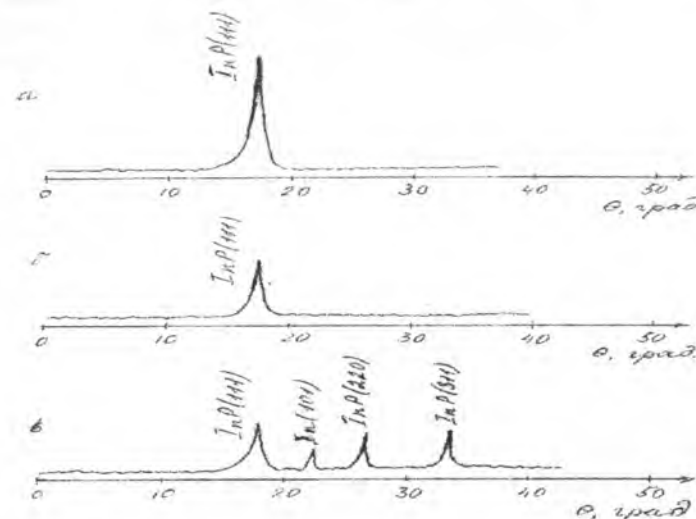
В первом разделе приведён обзор литературных данных. Рассмотрены люминесцентные свойства полупроводников InP и влияние на них импульсов ОКГ различной длительности. Приводятся данные люминесценции полупроводников InP, связанные с краевым и примесными каналами излучательной рекомбинации.

Во втором разделе приведены результаты исследования спектров рентгеновского отражения полупроводников InP, подвергнутых импульсному отжигу ОКГ. Изложено общее представление о кристаллической решетке полупроводников InP. Для исследования состава поверхностного слоя полупроводников использовался рентгеновский дифрактометр ДРОН-2 с регистрацией монохроматизированного FeK_α излучения с длиной волны $1,93597 \text{ \AA}$. Регистрация результатов измерений в дифрактометре ДРОН-2 осуществляется на самопишущем потенциометре.

Экспериментально установлено изменение морфологии поверхности полупроводников InP под действием импульсов излучения с $\lambda=1,06 \text{ мкм}$, а также рассчитаны пороговые плотности потока, при котором наблюдаются изменения морфологии поверхности. На образцах InP наблюдаются изменения, напоминающие оплавление поверхности с характерным металлическим блеском. Для исследованного полупроводника InP пороговая плотность потока P_0 составляла 19 Дж/см^2 . При воздействии на поверхность полупроводника InP серией импульсов лазера с суммарной плотностью энергий от 0 до 300 Дж/см^2 наблюдалось изменение морфологии поверхности. Так, после воздействия серией импульсов суммарной плотностью энергий $\sim 100 \text{ Дж/см}^2$ на дифрактограммах обнаруживается лишь одна линия монокристаллического состояния. Её интенсивность на 30% меньше исходной. На дифрактограммах модифицированных InP наблюдается уширение линии монокристаллического состояния и составляет $17,80 \cdot 10^{-4}$ рад.

На дифрактограммах полупроводников InP обработанных серией импульсов с суммарной плотностью энергии $(250 \div 300) \text{ Дж/см}^2$, наряду с отражением монокристаллического состояния наблюдаются слабые отражения поликристаллического состояния InP и выделение металлического индия (рис. 1 в). При этом интенсивность в два раза меньше исходного, а полуширина больше и равна $18,46 \cdot 10^{-4}$ рад. Таким образом, с увеличением суммарной плотности энергии лазерных пучков полуширина линии

монокристаллического состояния увеличивается, а параметр решетки, определенный по положению этой линии уменьшается (рис.2).



б-100 Дж/см²
в-(250÷300) Дж/см²

Рис.1. Спектры рентгеновского отражения полупроводников InP до (а) и после облучения различной плотностью энергии.

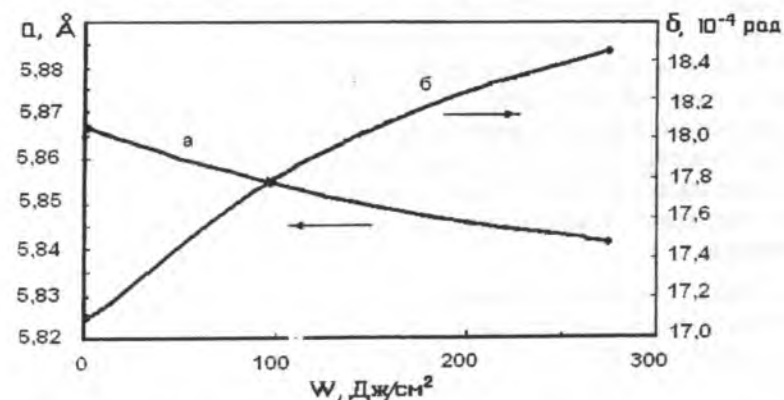


Рис.2. Зависимость параметра решетки (а) и полуширины линии монокристаллического состояния (б) от плотности энергии облучения.

Появление на дифрактограммах металлического индия свидетельствует, что обработка поверхности InP импульсами ОКГ приводит к испарению фосфора в облучаемой области и как следствие к образованию неравновесных вакансий в подрешетке фосфора. Как известно, уширение линии рентгеновского отражения обусловлено дислокациями в полупроводнике, плотность которых связана с полушириной линии соотношением:

$$\rho = \frac{k \cdot \Delta\delta \cdot \text{ctg}^2\theta}{a^2}$$

где $k=1,39$ – для 75% поглощения рентгеновского излучения; $\Delta\delta$ – относительное уширение линии; θ – угол дифракции; a – параметр решетки.

Воспользуясь приведенными выше численными значениями параметров, получаем, что плотность дислокаций в модифицированном слое InP при облучении суммарной плотностью энергии до 100 Дж/см^2 составляет $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, а при $(250 \div 300) \text{ Дж/см}^2$ она равна $8,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, как показали результаты спектров рентгеновского отражения при облучении суммарной плотностью энергии до 100 Дж/см^2 на дифрактограммах модифицированных InP не обнаруживаются отражения поликристаллического состояния и выделения металлического индия. Плотность дислокаций в них оказывается меньше. Всё это связано с тем, что InP даже в расплавленном состоянии склонен к диссоциации. Расплавление приповерхностного слоя InP при воздействии импульсов ОКГ не приводит к значительным отклонениям от стехиометрического из-за недиссоциированности расплава.

В третьем разделе описана методика измерения спектров фотолюминесценции и поглощения. Приводятся спектры фотолюминесценции полупроводников InP нелегированных и легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием), оловом и цинком в интервале температур $(77 \div 300) \text{ К}$. При температурах $(77 \div 300) \text{ К}$ спектр излучения нелегированного полупроводника InP имел лишь одну коротковолновую полосу. При этом крайняя полоса при 77К содержала одну линию с энергией максимума 1,40 эВ. Установлено, что энергия максимума $h\nu_m$ для нелегированного фосфида индия в интервале температур $(77 \div 300) \text{ К}$ меньше энергии запрещенной зоны на величину 13-20 мэВ. Таким образом, наблюдаемая полоса излучения нелегированных кристаллов фосфида индия, даёт нам право предполагать, что она обусловлена зона-акцепторным переходом.

Спектр фотолюминесценции полупроводников фосфида индия, легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием), при температуре жидкого азота содержит две полосы: коротковолновую с энергией максимума 1,39-1,40 эВ и длинноволновую с энергией максимума 1,19-1,20 эВ для разных кристаллов (рис.3). Линия 1,39-1,40 эВ является краевой полосой излучения полупроводников InP. Линия 1,19-1,20 эВ наблюдаемая в спектрах фотолюминесценции полупроводников InP,

легированных редкоземельными элементами (Yb, Ho) обусловлена излучательными переходами зона-акцепторный уровень, которая связана с наличием неконтролируемой примеси меди. Интегральная интенсивность краевой полосы излучения полупроводников InP, легированных редкоземельными элементами (Yb, Ho) изменяется немонотонно. С увеличением температуры от 77К до 130К интенсивность излучения уменьшается, проходит через минимум, затем возрастает и при 220К имеет максимум интенсивности. При дальнейшем увеличении температуры интенсивность излучения снова уменьшается. Такое поведение краевой полосы излучения объясняется изменением каналов зона-акцептор на зона-зона.

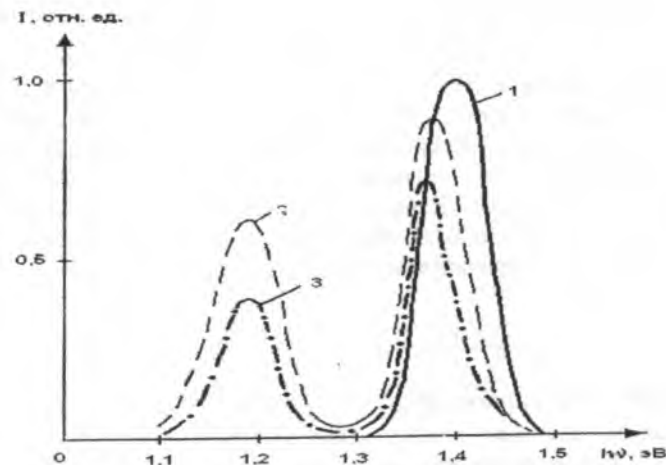


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции полупроводников InP при 77К.
1-InP; 2-InP<Yb>; 3-InP<Ho>

При легировании полупроводников InP оловом с концентрацией свободных электронов $n=6,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур $77 \div 300 \text{ К}$ наблюдались две полосы с энергией максимума $1,19 \div 1,20 \text{ эВ}$ и $1,39 \div 1,40 \text{ эВ}$. Линия $1,39 \div 1,40 \text{ эВ}$ является краевой полосой, а линия $1,19 \div 1,20 \text{ эВ}$ связана с наличием неконтролируемой примеси меди и обусловлено переходами зона-акцепторный уровень примеси меди. При концентрации свободных электронов $n=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ наблюдалась лишь одна асимметричная широкая линия с максимумом интенсивности излучения при энергии $1,415 \text{ эВ}$. Асимметричная форма этой полосы свидетельствует о наложении по крайней мере двух близлежащих полос излучения. В полупроводниках фосфида индия легированного цинком были обнаружены две линии при энергиях максимума $1,405 \text{ эВ}$ и $1,368 \text{ эВ}$. Линия $1,405 \text{ эВ}$ является краевой полосой, линия $1,368 \text{ эВ}$ связана с примесью цинка, а излучение обусловлено переходами зона-акцепторный уровень примеси цинка. Смещение энергии максимума краевой полосы в полупроводниках фосфида индия, легированного оловом с концентрацией электронов $n=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в коротковолновую область спектра объясняется концентрационной зависимостью ширины запрещенной зоны, то есть в кристаллах фосфида индия n-типа ширина запрещенной зоны с увеличением концентрации свободных электронов увеличивается. Энергия максимума краевой полосы излучения полупроводников InP независимо от примеси легирования уменьшается с ростом температуры в интервале $77 \div 300 \text{ К}$.

В четвертом разделе представлены результаты исследования процессов излучательной рекомбинации и генерации в полупроводниках InP, подвергнутых импульсному отжигу ОКГ. В первом параграфе даются общие сведения люминесценции сильно легированных компенсированных полупроводников (СЛКП). Характерный размер потенциальной ямы, возникающий за счёт случайного распределения примесей, равен радиусу экранирования r_0 , а её среднеквадратичная глубина

$$\gamma = \frac{2\sqrt{\pi} \cdot e^2}{\chi \cdot r_0} \cdot \sqrt{N \cdot r_0^3}$$

где χ - диэлектрическая проницаемость материала; $N=N_{\alpha}+N_{\beta}$.

С ростом степени компенсации N (увеличения концентрации акцепторов N_{β}) концентрация свободных электронов в СЛКП n-типа уменьшается. При этом радиус экранирования r_0 , а следовательно, и характерная энергия флуктуаций γ увеличиваются, а их значения начинают существенным образом зависеть от корреляции в расположении примесей.

В СЛКП неравновесные электроны и дырки заполняют состояния «хвостов», поэтому существенную роль играют излучательные переходы через «хвосты» плотности состояний (ТТ-переходы). При этом энергия спектрального максимума ω_m с ростом температуры изменяется немонотонно и определяется как:

$$\omega_m^{1/2} = \left\{ \begin{array}{l} E_g - T \cdot \ln \frac{N_i}{P + n\theta}, n\mu T < T_1 \\ E_g - \lambda \cdot I_a \cdot \left(\frac{2T_0}{3T} \right)^2, n\mu T_1 < T < T_2 \\ E_g - E_{th} + \beta T, n\mu T > T_2 \end{array} \right\}$$

где E_{th} - энергия локализованной дырки; λ - величина порядка единицы; $\beta = \frac{2}{5} \cdot \sqrt{\pi}$.

В области низких температур ω_m уменьшается прямо пропорционально температуре и гораздо быстрее, чем $E_g(T)$. Объяснение такой зависимости $\omega_m(T)$ состоит в том, что при увеличении температуры все более глубокие уровни в «хвосте» валентной зоны оказываются термически опустошёнными, за счёт чего энергия ионизации акцепторных уровней ($\epsilon_p^0 \approx I_a$) сдвигается в глубь зоны. Общий вид функции $\omega_m(T)$ существенно зависит от уровня возбуждения. Эта функция имеет минимум, причём температура соответствующая минимуму ω_m с ростом уровня возбуждения увеличивается.

При повышении температуры ω_m сдвигается в коротковолновую область и перестает зависеть от уровня возбуждения. Такое поведение ω_m обусловлено тем, что при повышении температуры распределение неравновесных дырок по локализованным состояниям «хвоста» становится всё более равномерным. Поскольку мелких локализованных состояний (с энергиями близкими к E_v) гораздо больше, чем глубоких, то именно они и начинают определять излучательную рекомбинацию в СЛКП. Независимость же ω_m от уровня возбуждения при высоких температурах обусловлена малой вероятностью заполнения мелких состояний. Спектральная интенсивность рекомбинационного излучения в СЛКП зависит от ω экспоненциальным образом. Показатель экспоненты в $\Phi(\omega)$ с точностью до множителя порядка единицы можно найти, применяя метод, аналогичный приближению равномерно заряженного шара. Значение этого множителя можно установить, используя более строгий метод оптимальных флуктуаций. При таком подходе:

$$\Phi(\omega) \sim \left\{ \frac{PW_p \cdot v(\cdot, \Delta) \cdot P(R, \Delta)}{PW_p + N_p \cdot W_p \exp[(E_g - \mu_n - \Delta)T] + v(R, \Delta)} \right\}$$

где W_p - коэффициент захвата свободной дырки; $v(R, \Delta)$ - вероятность рекомбинации; $P(R, \Delta)$ - вероятность появления избыточного числа примесей.

В коротковолновой области спектра ($\omega > \omega_m$)

$$\Phi(\omega) \sim \exp \left\{ \frac{E_g - \omega}{T} - \beta \left[\frac{E_g - \omega}{I_a (N \cdot a_0^3)^{1/2}} \right]^4 \right\}$$

т.е. спад $\Phi(\omega)$ определяется температурой.

Что же касается длинноволнового края спектра излучения ($\omega < \omega_m$), то его вид существенно зависит от уровня возбуждения:

$$\Phi(\omega) \sim \exp\left[-\frac{(E_g - \omega)^2}{2\gamma^2}\right]$$

В промежуточной области температур рекомбинационное излучение определяется носителями, локализованными в состояниях глубоких хвостов, связанных с точечными скоплениями акцепторов или доноров. При рассмотрении спектра такого излучения следует различать рекомбинацию локализованных носителей (ТТ-переходы) и свободного носителя с локализованным (ВТ и ТВ-переходы). Очевидно, что спектральный максимум, отвечающий ТТ-переходам, лежит в области меньших энергий фотона, чем отвечающий ВТ-переходам. В спектре излучения СЛКП в принципе может проявляться также максимум, с локализованными электронами (ТВ-переходы). Однако интенсивность этого максимума при $m_h \gg m_e$, поскольку мала вероятность туннелирования более тяжёлых дырок.

Во втором параграфе изучена температурная зависимость спектров фотолюминесценции модифицированных полупроводников InP, подвергшихся импульсному отжигу ОКГ. Показано, что после воздействия импульсов ОКГ наблюдалось изменение морфологии полированной поверхности полупроводников InP. При этом в спектрах фотолюминесценции при 77К появляется полоса с энергией максимума 1,35 эВ и полушириной $\sim 0,09$ эВ. Однако, интенсивность излучения в максимуме этой полосы много меньше по сравнению с краевой полосой исходных кристаллов. По мере роста суммарной плотности энергии облучения интенсивность этой полосы увеличивается и при $E=250+300$ Дж/см² достигает своего максимального значения. При 77К её интенсивность в $3 \div 10$ раз (для разных полупроводников) больше интенсивности краевой полосы исходного полупроводника (рис.4). Независимо от концентрации и типа проводимости исходных полупроводников модифицированный слой имеет р-тип проводимости. Для сравнения приведём спектр фотолюминесценции исходных полупроводников при 77К. Показано, что интенсивность полосы 1,35 эВ в три раза больше интенсивности краевой полосы исходного полупроводника. Температурные зависимости основных параметров полосы 1,35 эВ для всех полупроводников качественно совпадают, хотя количественно обнаруживаются некоторые различия. Так, интегральная интенсивность с ростом температуры уменьшается и её можно аппроксимировать экспонентой вида:

$$\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\frac{kT}{\varepsilon^*}\right)$$

где характеристическая энергия ε^* для разных полупроводников лежит в пределах $3,4 \div 4,3$ мэВ. Интегральная интенсивность полосы 1,35 эВ модифицированных полупроводников, полученных на основе исходного фосфида индия р-типа при 77К почти на порядок меньше интенсивности p-InP (рис.5).

С ростом температуры разница между интегральными интенсивностями полупроводников n- и р-типа уменьшается и при комнатной температуре они соизмеримы. В модифицированных полупроводниках InP фотолюминесценция наблюдается во всём интервале температур, даже при комнатной, хотя её интенсивность мала.

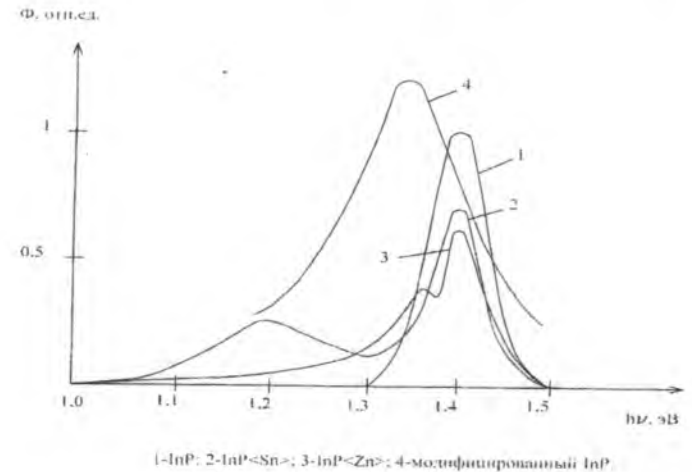


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции исходных и модифицированных полупроводников InP при 77К.

Сравнительный анализ модифицированных и исходных полупроводников показывает, что излучательная рекомбинация в модифицированных полупроводниках в области температур $T < 220$ К относительно исходных полупроводников расположена в длинноволновой области спектра. В области температур $T > 220$ К энергия максимума фотолюминесценции модифицированных полупроводников совпадает с энергией максимума краевой полосы исходных полупроводников. Есть также основание полагать, что люминесценция модифицированных полупроводников InP в области температур $T < 220$ К обусловлена переходами через хвосты плотности состояний, возникшие при лазерной обработке. В

области высоких температур $T > 220\text{K}$ основным каналом рекомбинации, как и у исходных полупроводников являются межзонные переходы.

В третьем параграфе показано, что модифицированный полупроводник представляет собой легированный компенсированный полупроводник. Проведено сравнение экспериментальных данных с теорией излучательной рекомбинации сильно легированных компенсированных полупроводников. Известно, что немонокотонное изменение энергии максимума и экспоненциальное уменьшение интенсивности спектров люминесценции с повышением температуры свойственны сильно легированным и компенсированным полупроводникам, в которых излучательная рекомбинация обусловлена переходами электронов из хвоста зоны проводимости в хвост валентной зоны.

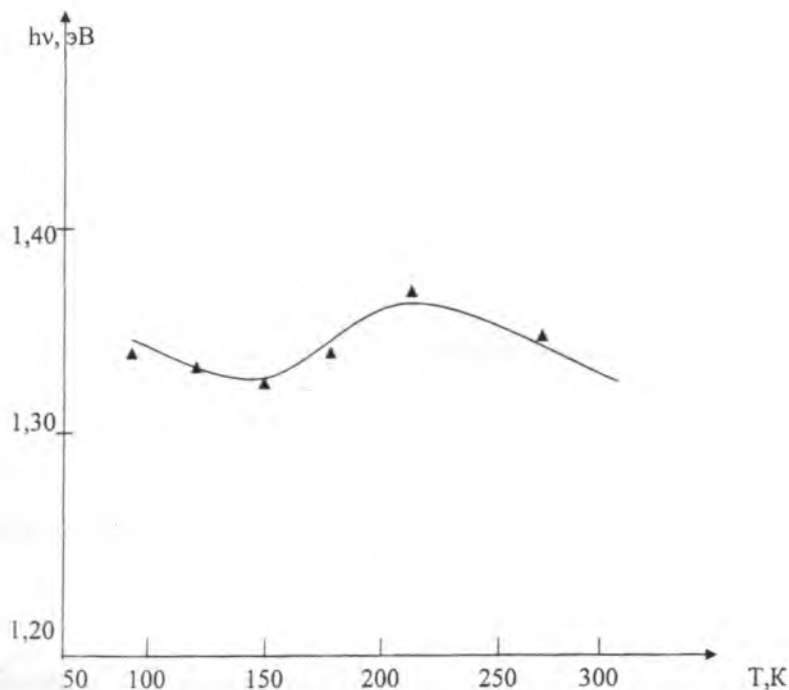


Рис. 5. Температурная зависимость энергии максимума полосы 1,35 эВ модифицированных полупроводников, полученных на основе исходного InP различных типов проводимости.

Образование хвостов плотности состояний возможно и при импульсном лазерном воздействии на InP. Действительно, рентгеноструктурный анализ этих полупроводников показал, что в приповерхностной области модифицированного полупроводника обнаруживается мелкодисперсный InP, а в глубине его фазы обнаруживаются состояния поликристаллического и монокристаллического InP. Образование избыточного InP свидетельствует о разложении соединения и возникновении фосфора. При этом основными дефектами следует ожидать V_P , In_P , In_i . Создание таких дефектов приводит к локальным искажениям решетки кристалла. Так, например, появление дефектов вида In_P , In_i может приводить к увеличению параметра решетки кристалла, а вакансии — к его уменьшению. Дефекты V_P в InP подвижны при $T \geq 200^\circ\text{C}$, а следовательно, могут сохраняться при комнатной температуре. Известно также, что эти дефекты выступают в роли акцепторов. Это согласуется с тем фактом, что в результате модификации кристалла происходит инверсия типа проводимости с n- на p-тип, которая обнаруживалась методом термозонда. Следовательно, следует полагать, что преобладающими дефектами являются вакансии фосфора, концентрация которых составляет $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что модифицированный полупроводник является сильно легированным. Таким образом, модифицированный полупроводник можно рассматривать как сильно легированный компенсированный полупроводник (СЛКП). Кроме того, кристаллизация модифицированного InP происходит с большой скоростью и в неравновесных условиях, возможно «замораживание» высокотемпературных дефектов и легируемой примеси, что способствует формированию хвостов плотности состояний. Всё это даёт основание сравнивать экспериментальные результаты с теорией люминесценции СЛКП. Согласно этой теории, основными каналами рекомбинации СЛКП могут быть переходы «хвост-хвост» (ТТ), «зона-хвост» (ВТ) и «хвост-зона» (ТВ). Максимум энергии n-типа обусловленный ТВ переходами в СЛКП p-типа может вообще не появиться на фоне излучения, связанного с ВТ переходами, так как при $m_e \ll m_h$ свободные электроны легче туннелируют и их много больше, чем свободных дырок. Напротив, в СЛКП p-типа ($p \gg n$) ТВ переходы могут определять спектр излучения. Однако интенсивность этого максимума мала, поскольку мала вероятность туннелирования более тяжёлых дырок. Наиболее вероятными переходами в СЛКП p-типа являются ТТ переходы, так как при этом вероятность туннелирования тяжёлых дырок выше, чем при ТВ переходах.

Проведём подробное сравнение температурных зависимостей параметров широкой полосы с теорией для случая ТТ излучательных переходов. Согласно теории, при ТТ-переходах энергия максимума с увеличением температуры изменяется немонотонно и достигает своего минимального значения при T^* , которая при повышении уровня возбуждения должна смещаться в сторону больших температур, что и наблюдается экспериментально. По оценкам для InP $T^* = (150-200)\text{K}$, а экспериментальное значение $T = (140-150)\text{K}$, что находится в хорошем

согласии с теорией. Температурная зависимость энергии максимума при $T < T^*$ обусловлена опустошением глубоких состояний «хвоста» зоны неосновных носителей и должна быть линейной, причём температурный коэффициент α должен быть больше температурного коэффициента E_g .

Экспериментальные результаты дают линейную зависимость $h\nu(T)$ с температурным коэффициентом $\alpha = (5-8) \cdot 10^{-4}$ эВ/К, которая больше температурного коэффициента E_g ($\alpha_{E_g} = (4 \div 4,2) \cdot 10^{-4}$ эВ/К, что также говорит о согласии теории с экспериментом. В области $T > T^*$ излучательная рекомбинация определяется состояниями в хвостах, близких к краям разрешённых зон, которых гораздо больше, чем глубоких состояний. Температурная зависимость энергии максимума при этом должна определяться соотношением:

$$h\nu = E_g - \lambda \cdot I_a \left(\frac{2}{3} \cdot T_0 \right)^2 \cdot \frac{1}{T^2}$$

где $T_0 = 900\text{K}$ - температура «запораживания» примесей в решётке InP; λ - величина порядка единицы.

Наблюдаемая экспериментально зависимость совпадает с теоретической. Сопоставляя коэффициент A в соотношении с его теоретическим выражением оценили энергию ионизации одиночного акцептора I_a . При $\lambda \approx 0,3$ мкм эта оценка дала значение, совпадающее с энергией ионизации акцептора в InP. Наблюдаемое экспериментально увеличение энергии максимума с ростом уровня возбуждения также согласуется с теоретическими представлениями, в соответствии с которыми оно связано с неравновесным характером распределения неравновесных носителей по состояниям хвостов. Согласно теории, интегральная интенсивность излучательной рекомбинации при ТТ- переходах с ростом T должна экспоненциально уменьшаться, что обусловлено термическим опустошением всё более глубоких состояний в хвостах зон. Однако проведение детального сравнения экспериментальной зависимости с теоретической оказалось затруднительным ввиду громоздкости аналитического выражения для $\Phi(T)$. Таким образом, температурные зависимости основных параметров широкой полосы, наблюдаемые экспериментально, функционально совпадают с теоретическими для ТТ излучательных переходов. Это даёт основание сравнивать форму спектра широкой полосы 1,35 эВ с ожидаемой теоретически. Так как интенсивность излучения 1,35 эВ максимальна при 77К, то сравним форму этой полосы с теорией при этой температуре. В коротковолновой области спектра ($h\nu > h\Delta_{v,m}$), согласно теории спад интенсивности $\Phi(h\nu)$ определяется температурой и должен иметь вид:

$$\Phi(h\nu) = \Phi_0 \exp\left(\frac{\Delta}{kT} - A \cdot \Delta^4\right)$$

$$\text{где } A = \frac{2\sqrt{5}}{5 \cdot I_a^2 \cdot (Na_0^3)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\Delta = E_g(T) - h\nu$$

Из выражения следует, что в координатах $\left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{kT} - \ln \frac{\Phi_1}{\Phi_2}\right)$ и $\left(\Delta_1^4 - \Delta_2^4\right)$

зависимость $\Phi(h\nu)$ должна представлять собой прямую линию, где Φ_1, Φ_2 интенсивности при некоторых значениях $h\nu_1$ и $h\nu_2$, а Δ_1, Δ_2 - определяется из соотношения при соответствующих значениях $h\nu_1$ и $h\nu_2$. При 77К, когда интенсивность широкой полосы является преобладающей, спад интенсивности $\Phi(h\nu)$ в коротковолновой области спектра удовлетворительно аппроксимируется. Коэффициент A , определённый по её наклону, оказался равным 245 эВ^{-1} , что соответствует энергии ионизации одиночного донора $I_d = 3,8 \text{ мэВ}$ и близко энергии мелкого донора в InP. В длинноволновой области спектра ($h\nu < h\nu_m$) согласно теории, вид спектра излучения определяется спадом плотности состояний вглубь запрещённой зоны и может быть записан в виде:

$$\Phi(h\nu) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{\Delta}{2\gamma}\right)$$

в координатах $\ln\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \nu(\Delta_1^2 - \Delta_2^2)$ зависимость $\Phi(h\nu)$ должна представлять собой

прямую линию. Экспериментальная зависимость подтверждает ожидаемые теоретические результаты. Эффективная глубина хвостов плотности состояний (γ), определённая по её наклону при 77К, составляет 86 мэВ, что удовлетворительно согласуется с величиной среднеквадратичной флуктуации потенциала в InP. Согласно теории СЛКП величина среднеквадратичной флуктуации потенциала (γ) определяется в виде:

$$\gamma = \sqrt{2\pi} \cdot \frac{e^2(N \cdot r_0^3)^{\frac{1}{2}}}{\chi \cdot r_0}$$

где χ - диэлектрическая проницаемость материала; r_0 - радиус экранирования. Подставляя значение флуктуационного потенциала определим радиус экранирования, который оказался равным 14 \AA . Оценим корреляцию распределения примесей в модифицированном кристалле. Для этого подсчитаем радиус экранирования при коррелированном и случайном распределении примесей. Согласно теории СЛКП при коррелированном распределении примесей

$$r_0 = \sqrt{\frac{kT_0}{4 \cdot Ne^2}} \approx 17 \text{ \AA}$$

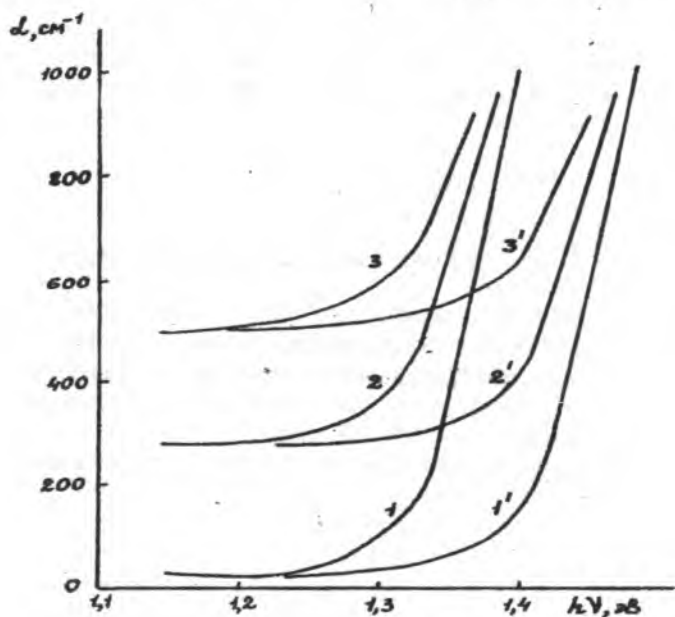
При случайном распределении примесей:

$$r_0 \sim Na^{\frac{1}{3}} \cdot n^{-\frac{2}{3}} \approx 70 \text{ \AA}$$

Сопоставляя экспериментальное значение γ с теоретическими расчётами видно, что распределение примесей в модифицированном кристалле является коррелированным.

Показано, что температурные зависимости основных параметров полосы, наблюдаемых экспериментально, функционально совпадают с теорией излучательных переходов через хвосты плотности состояний. Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных даёт основание считать, что широкая полоса в модифицированных лазерным излучением кристаллах InP обусловлена излучательной рекомбинацией через хвосты состояний и согласуется с теорией люминесценции СЛКП Леванюка-Осипова.

В четвёртом параграфе представлены результаты влияния импульсов ОКГ на край фундаментального поглощения полупроводников InP.



2,2' – 100 Дж/см²; 3,3' – (250–300) Дж/см²; 1',2',3' – 77К; 1,2,3 – 300К

Рис 6. Край поглощения исходного (1,1') и модифицированных полупроводников InP при облучении различной плотностью энергии.

Фотолюминесценция в модифицированных полупроводниках InP обусловлена излучательными переходами через хвосты плотности состояний. Образование хвостов плотности состояний вблизи разрешённых зон можно обнаружить при исследовании спектров поглощения фундаментального края.

Показано, что в длинноволновой области свет поглощается слабо, а в области фундаментального края коэффициент поглощения резко увеличивается до 1000 см⁻¹ (рис.6). После облучения полупроводников InP суммарной плотностью энергии 100 Дж/см² наблюдается визуальное изменение морфологии поверхности в виде «оплавления». При этом поглощение света в длинноволновой области увеличивается (250–300 см⁻¹), а фундаментальный край слабо смещается в сторону меньших энергий, причем наклон его зависимости от энергии меньше, чем у исходных полупроводников. В полупроводниках облучённых плотностью энергии (250–300) Дж/см² свет поглощается сильнее. Причём в длинноволновой области коэффициент поглощения составляет 500 см⁻¹, а в области фундаментального края коэффициент поглощения слабо увеличивается до 900 см⁻¹. При этом наклон его зависимости много меньше, чем у исходных полупроводников. По мере увеличения плотности энергии облучения, край фундаментального поглощения смещается в сторону меньших энергий, а его наклон уменьшается. В длинноволновой области с увеличением плотности энергии облучения коэффициент поглощения увеличивается.

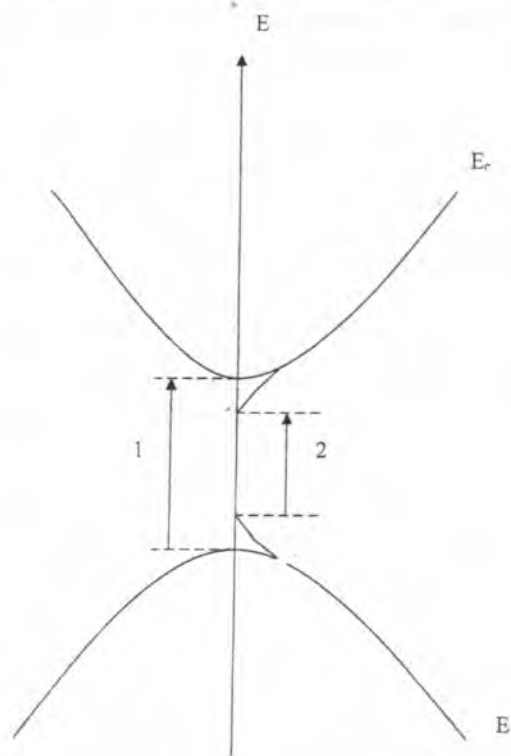
Как известно обработка полупроводников A³B⁵ импульсами лазера миллисекундной длительности приводит к разложению соединения при температуре ниже температуры плавления и инверсии проводимости с n- на p-тип. Так как формирование модифицированного слоя происходит при больших скоростях, то это приводит к хаотическому «замораживанию» дефектов и примесей. Следовательно, увеличение коэффициента поглощения модифицированных полупроводников в длинноволновой области можно объяснить поглощением света на структурных дефектах и примесях. Смещение края фундаментального поглощения полупроводников и уменьшение его наклона показывают, что модифицированный слой представляет собой сильно легированный компенсированный полупроводник, поглощение света осуществляется через «хвосты» плотности состояний (рис.7). Известно, что сдвиг края фундаментального поглощения и изменение его наклона зависят от степени компенсации. Причём, с увеличением сдвига края поглощения и уменьшением его наклона степень компенсации увеличивается.

Как видно в полупроводниках облучённых с большей плотностью энергии степень компенсации выше. С увеличением степени компенсации уровень Ферми смещается глубоко в запрещённую зону и у точно компенсированных кристаллов он расположен посередине запрещённой зоны. Эффективная глубина хвостов плотности состояний в модифицированных полупроводниках InP по наклону края фундаментального поглощения составляет 54 мэВ (77К) и 49 мэВ (300К) при облучении плотностью энергии W=100 Дж/см², а при W=(250–300) Дж/см² – 65 мэВ (77К) и 61 мэВ (300К). Полученные результаты согласуются с глубиной хвостов плотности состояний, определённого из спектров фотолюминесценции при 77К и расчётами работы, где $\gamma=32$ мэВ (300К) для сильно легированных полупроводников InP<Sn> с концентрацией примесей

10^{18} см^{-3} . Показано, что край поглощения модифицированного слоя по отношению к эталонному полупроводнику смещён в длинноволновую область. При этом величина коэффициента поглощения больше, а наклон его зависимости от $h\nu$ меньше, чем у эталонного полупроводника. Зависимость α ($h\nu$) вблизи края аппроксимируется экспонентой вида:

$$\alpha(\Delta) = \alpha(\theta) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta^2}{\gamma^2}\right)$$

где $\Delta = E_g - h\nu$, что совпадает с теоретической зависимостью для поглощения в СЛКП. Таким образом, следует полагать, что поглощение модифицированного слоя InP в области края обусловлено в основном переходами через состояния в хвостах разрешённых зон.



1-поглощение света в исходных полупроводниках;
2-поглощение света в модифицированных полупроводниках

Рис 7. Схема оптических межзонных переходов.

В выводах сформулированы следующие основные результаты, полученные в работе:

1. Определено влияние импульса ОКГ на оптические характеристики фосфида индия. Установлено, что изменение излучательных свойств в полупроводнике происходит за счет перестройки решетки фосфида индия, выделения металлического индия и испарения фосфора в облучаемом образце.
2. Установлено, что спектр излучательной рекомбинации в полупроводниках InP, легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием), состоит из краевой и примесной полос оптических переходов, в которых, связана с излучательными переходами зона-акцепторный уровень (краевая) и неконтролируемой примесью меди.
3. Впервые показано, что воздействие импульсов ОКГ на полупроводник InP приводит к изменению спектрального состава люминесценции: смещению спектра краевой полосы излучательной рекомбинации в длинноволновую область и увеличению интенсивности излучения. Это объясняется созданием новых каналов излучательной рекомбинации, где оптические переходы электронов обусловлены увеличением примесных уровней и их слиянием с разрешенными зонами.
4. Установлено, что с увеличением суммарной плотности энергии ОКГ коэффициент оптического поглощения света полупроводников InP увеличивается, а фундаментальный край смещается в сторону больших длин волн. Это связано с образованием хвостов плотности состояний вблизи разрешенных зон и объясняет природу оптического поглощения света структурными дефектами.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Джумамухамбетов Н.Г., Джумамухамбетов Д. «Влияние потоков лазерных импульсов на химический состав поверхности InP». Письма в ЖТФ, 1996, т.22, в.11. -С41-44.
2. Джумамухамбетов Д. «Фотолюминесценция кристаллов фосфида индия». Материалы VI-й Казахстанской конференции по физике твердого тела, г.Актюбинск, 2000, Вестник Актюбинского государственного университета им.Жубанова, 4-6 октября.- С116-118.
3. Джумамухамбетов Д. «Поглощение света в кристаллах InP при облучении лазерными импульсами». Материалы Международной практической конференции, г. Атырау, 2001. -С354-357.
4. Джумамухамбетов Д. «Определение температуры поверхности кристаллов InP при воздействии лазерными импульсами»//Вестник КазНУ, серия физическая, 2003, №1. -С130-132.
5. Джумамухамбетов Д. «Фотолюминесценция кристаллов InP, легированных редкоземельными элементами». // Тезисы докладов 3-й

- конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование», г. Алматы, 2003, 1-3 октября. -С12.
6. Dzhumamukhambetov D., Marvin V.B. «Radiating recombination of InP crystal's modified by impulse emission». // International journal of scientific articles association of universities of Pre-Caspian states. Science and technology. Atyrau, 2004, part 1.-P38-41.
 7. Джумамухамбетов Д., Марвин В.Б. «Инверсия типа проводимости и создание р-п- переходов в приповерхностной области полупроводников InP». // Вестник КазНУ, 2004, №1.-С88-91.
 8. Джумамухамбетов Д., Марвин В.Б. «Методика обработки полупроводников когерентным светом». // Материалы Международной научно-теоретической конференции «Роль физико-математических наук в современном образовательном пространстве», г. Атырау, 2005. -С 178-182.
 9. Джумамухамбетов Д. «Обогащение поверхности кристаллов InP индием при импульсной лазерной обработке». // Вестник КазНУ, 2005, №1. -С73-76.
 10. Джумамухамбетов Д. «Формирование омических контактов в полупроводниках InP с помощью лазерного облучения». // Вестник Атырауского государственного университета, 2005, №1. -С34-36.
 11. Джумамухамбетов Д. «Теплофизические постоянные твердых тел при облучении лазерами». // Вестник Атырауского государственного университета, 2005, №1. -С36-37.
 12. Джумамухамбетов Д. «Формирование дислокаций в приповерхностном слое модифицированного InP». // Известия НАН РК, 2006, №2. -С 46-48.
 13. Джумамухамбетов Д. «Люминесцентные свойства полупроводников InP легированных редкоземельными элементами». // Вестник Атырауского института нефти и газа, 2006, №8-9. -С37-41.
 14. Джумамухамбетов Д. «Структура полупроводниковых кристаллов InP, подвергнутых воздействию импульсов ОКГ». // Вестник КНУ, «Физика и техника: достижения и перспективы развития», серия 3, выпуск 3, г. Бишкек, 2006г. -С79-82.
 15. Джумамухамбетов Д., Марвин В.Б., «Фотолюминесценция кристаллов InP, легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием)». // Вестник КНУ, «Физика и техника: достижения и перспективы развития», серия 3, выпуск 3, г. Бишкек, 2006г. -С74-77.
 16. Джумамухамбетов Д., Марвин В.Б., «Поглощение света в полупроводниках InP после облучения лазером». // Вестник КНУ, «Физика и техника: достижения и перспективы развития», серия 3, выпуск 3, г. Бишкек, 2006г. -С77-79.

Джумамухамбетов Джангирхан

Жарым өткөргүчтөгү InP иреттелбеген чагылдыруучу, квант оптикалык генератордун импульсуна кайрадан аракет кылуусу.

физика-математика илиминин кандидаты деген наамга ээ болуу үчүн

01.04.05 – оптика кесиби боюнча

Ачык сөздөр: жарым өткөргүчтөр, рекомбинация, нурлануу, нуржуунуу, оптикалык кванттык генератор, оптикалык кайра өтүү, оптикалык жутулуунун коэффициенти, кошмо сызыктар, люминесценция, фотолюминесценция.

Бул көрсөтүлгөн иште импульс ОКГнын индия фосфинде болгон оптикалык характеристикасынын таасири изилденген.

Жарым өткөргүчтөгү чагылдыруунун касиеттеринин өзгөрүүсү индия фосфиндин торлорунун кайра курулуунун негизинде болору, чагылдыруу жүргүзүү аймагында индия металлы жана форфордун булануусун болуп алуусу такталган.

Жарым өткөргүчтөгү InP спектр чагылдыруунун иреттелбеген, жерде чанда кездешүүчү элементтердин кошулмасы (иттербием жана гольмием), четки жана кошулма жолчодон турган, жаратылыштагы оптикалык өтүүлөр, чагылдыруунун өтүү аймагы – акцептрондук денгээл (четтик) жана жездин иреттелбеген кошулмалардын изилдөөлөрдүн негизинде такталган.

Импульс ОКГнын жарым өткөргүч InPга болгон аракети спектрдин түзүлүшүнүн люминесценциянын өзгөрүүсүнө алып келет: узун толкун аймагын жана чагылдыруу ылдамдыгын жогорулатууга чагылдыруунун иреттелбеген чет жактарын спектр аралашуусу бул иште биринчи жолу көргөзүлгөн.

Бул чагылдыруунун иреттелбеген жаны жолун түзүүнү түшүндүрөт, кошулмалардын денгелин жогорулатууда оптикалык электрондордун өзгөрүүсүнүн туруктуулугу жана мүмкүн болгон аймактардагы алардын куймалары.

Энергиянын ОКГнын жогорулатуу менен жарым өткөргүчтөгү InPнын жарыкты жоголушунун оптикалык коэффициенти жогорулайт, ал эми фундаменталдык жагы чон узун толкун жагына өтөт.

Бул тыгыздыктын аяк абалы мүмкүн болгон аймакта байланышат жана жаратылыш оптикалык жарыкты структуралык дефекте жоготуушу менен түшүндүрүлөт.

Резюме

Джумамухамбетов Джангирхан

Излучательная рекомбинация в полупроводниках InP, подвергнутых воздействию импульсов оптического квантового генератора

на соискание ученой степени: кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.05- оптика

Ключевые слова: полупроводники, рекомбинация, излучение, поглощение, оптический квантовый генератор, оптические переходы, коэффициент оптического поглощения, примесные полосы, люминесценция, фотолюминесценция.

В представленной работе исследовано влияние импульса ОКГ на оптические характеристики фосфида индия. Установлено, что изменение излучательных свойств в полупроводнике происходит за счет перестройки решетки фосфида индия, выделения металлического индия и испарения фосфора в облучаемой области. В результате исследования установлено, что спектр излучательной рекомбинации в полупроводниках InP, легированных редкоземельными элементами (иттербием и гольмием), состоит из краевой и примесной полос, природа оптических переходов, в которых, связана с излучательными переходами зона - акцепторный уровень (краевая) и неконтролируемой примесью меди. В работе впервые показано, что воздействие импульсов ОКГ на полупроводник InP приводит к изменению спектрального состава люминесценции: смещению спектра краевой полосы излучательной рекомбинации в длинноволновую область и увеличению интенсивности излучения. Это объясняется созданием новых каналов излучательной рекомбинации, где оптические переходы электронов обусловлены увеличением примесных уровней и их слиянием с разрешенными зонами. Также в работе установлено, что с увеличением энергии ОКГ коэффициент оптического поглощения света полупроводников InP увеличивается, а фундаментальный край смещается в сторону больших длин волн. Это связано с образованием хвостов плотности состояний вблизи разрешенных зон и объясняет природу оптического поглощения света на структурных дефектах.

Jumamukhambetov Jangirkhan

The radiating recombination in semiconductors InP subjected to the influence of the optical quantum generator pulses.

on competition of a scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences on a speciality 01.04.05- optics.

Keywords: semiconductors, recombination, radiation, absorption, the optical quantum generator, optical transitions, factor of optical absorption, extrinsic strips, a luminescence, a photoluminescence.

In the presented work influence of impulse OKG on optical characteristics phosphide India is investigated. It is installed, that change of radiating properties in the semiconductor occurs due to reorganization of a lattice phosphide India, allocation metal India and evaporations of phosphorus in irradiated area. As a result of research it is installed, that the spectrum radiating recombination in semiconductors InP alloyed редкоземельными by elements (ytterbium and holmium), consists from regional and impurity strips, the nature of optical transitions in which, the zone - acceptor a level (regional) and a uncontrollable impurity of copper is connected with radiating transitions. In work for the first time it is shown, that influence of impulses OKG on semiconductor InP leads to change of spectral structure of a luminescence: to displacement of a spectrum of a regional strip radiating recombination in long-wave area and to increase in intensity of radiation. It speaks creation of new channels radiating recombination where optical transitions electrons are caused by increase extrinsic levels and their merge to the resolved zones. Also in work it is installed, that with increase in energy OKG the factor of optical absorption of light of semiconductors InP increases, and the fundamental edge is displaced aside big lengths of waves. It is connected with formation of tails of density of conditions near to the resolved zones and explains the nature of optical absorption of light on structural defects.