ЛАЗЕРНАЯ

И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ

ТЕХНИКА

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ

Выпуск 10

МИНСК
АКАДЕМИЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРИ ПРЕЗИДЕНТЕ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
2006

УДК 621.373.82
ББК 32.86
Л17

Р е ц е н з е н т ы:

доктор физико-математических наук, профессор *А. И. Комяк*
кандидат физико-математических наук, доцент *А. А. Афоненков*

Редакционная коллегия

И. С. Манак (отв. ред.), *Е. Д. Карих, М. М. Кугейко, С. А. Лысенко*

Лазерная и оптико-электронная техника**:** Сб. науч. статей
Л17 Вып. 10 / Отв. ред. И. С. Манак. – Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2006. – 286 с.

ISBN 985-457-654-X.

Сборник содержит научные и научно-методические работы по теоретическим проблемам квантовой электроники, физике лазеров, системам и методам квантовой электроники, лазерной и оптико-электронной технике, прикладным исследованиям и методическим аспектам преподавания соответствующих дисциплин. В него вошли работы, представленные на VI Международной конференции по квантовой электронике (Минск, ноябрь 2006 г.).

Для научных работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов.

УДК 621.373.82
ББК 32.86

ISBN 985-457-654-X.

© БГУ, 2006

П.А. Зезюля, В.Л. Малевич, И.С. Манак

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ (ОБЗОР)

В 1990 году Жангом (*Zhang*) и др. была показана возможность генерации терагерцовых (ТГц) импульсов пикосекундной длительности вблизи поверхности полупроводника [1]. Для этого поверхность облучалась сверхкороткими лазерными импульсами с длительностью 70 фс, генерируемыми лазером на красителе. В результате было получено ТГц-излучение как в области, прилежащей к облучаемой поверхности полупроводника, так и с его противоположной стороны. Ширина спектра составила более 1 ТГц. В работе исследовались полупроводниковые кристаллы групп III-V, II-VI и IV. Наиболее интенсивный сигнал был получен от фосфата индия. Указывается, что ТГц-излучение формируется в результате импульса тока фотовозбужденных носителей, обусловленного встроенным приповерхностным полем. Отмечается, что время возрастания фототока порядка длительности импульса накачки, а время убывания приблизительно равно времени пролета фотовозбужденными носителями области приповерхностного поля. Кроме того, регистрируемое излучение являлось линейно поляризованным, что может быть показано на основе простейшей дипольной модели. В работе также была измерена зависимость интенсивности ТГц-излучения от степени легирования GaAs. Показано, что для концентраций примеси от 10^{14} $см^{-3}$ до 10^{16} $см^{-3}$ интенсивность ТГц излучения возрастает, что может быть объяснено увеличением фототока. Однако при дальнейшем увеличении концентрации легирующей примеси интенсивность излучения падает из-за возрастающего его поглощения полупроводником.

Авторы [2] более подробно проанализировали причины возникновения ТГц-импульсов при фемтосекундном облучении. Построен график зависимости амплитуды поля ТГц-излучения от энергии кванта накачки. Показано, что в случае превышения энергией кванта лазерного излучения ширины запрещенной зоны может быть получено значительно (~ в 2 раза) более мощное излучение, обусловленное импульсом тока фотовозбужденных носителей, чем излучение, генерируемое за счет эффекта оптического выпрямления, который является главным механизмом генерации ТГц-импульсов, когда энергия кванта накачки меньше ширины запрещенной зоны. Далее было показано, что импульсы излучения для p- и n- GaAs и GaSb имеют различную полярность, что обусловлено противо-

положными направлениями приповерхностного поля при p- и n- легировании [3]. Была исследована генерация излучения с использованием барьера Шоттки Au/GaAs. В результате анализа температурных зависимостей интенсивности ТГц-излучения установлено, что с уменьшением температуры интенсивность ТГц-излучения существенно возрастает. Причем это возрастание значительно больше в узкозонных полупроводниках, чем в широкозонных. Например при уменьшении температуры с 280 К до 80 К энергия ТГц-импульса из InSb (ширина запрещенной зоны 0.17 эВ) возрастает в 21 раз, в то время как энергия излучения из GaAs (ширина запрещенной зоны 1.42 эВ) возрастает лишь в 3.4 раза. Данный эффект объясняется более сильным увеличением ширины обедненного слоя с уменьшением температуры в узкозонных полупроводниках по сравнению с широкозонными. В работе указано на периодическое изменение энергии терагерцового излучения из кристаллов типа цинковой обманки при поворотах их относительно оси <111>.

Впервые об увеличении интенсивности ТГц-излучения при помещении образца в магнитное поле сообщается в работе [4]. В экспериментах использовался GaAs и достаточно слабые поля (до 0.32 Тл). Было показано, что при приложении магнитного поля параллельно поверхности полупроводника он излучает в направлении перпендикулярном к поверхности, чего не происходит в отсутствие магнитного поля. Зависимость пикового значения ТГц-импульса от индукции магнитного поля была линейной. Кроме того, на примерах GaAs и CdTe было показано, что в случае, когда энергия кванта накачки меньше ширины запрещенной зоны, магнитное поле не оказывает влияния на терагерцовую генерацию, которая в данном случае осуществляется за счет оптического выпрямления. Таким образом, было сделано заключение, что влияние магнитного поля на ТГц-генерацию заключается в появлении холловской компоненты тока фотовозбужденных носителей, разгоняемых встроенным приповерхностным полем, которая обуславливает поворот излучающего диполя и изменение частоты колебаний.

Теоретически рассмотрена одномерная аналитическая квантовомеханическая модель излучения в GaAs и InP при наличии постоянного электрического поля [5]. Анализируется генерация ТГц-импульсов как за счет оптического выпрямления, так и вследствие сверхбыстрого импульса тока фотовозбужденных носителей. Модель была построена для динамики ТГц-излучения лишь в течение очень коротких (до 300 фс) промежутков времени после фотовозбуждения. Временной профиль импульса накачки принимался гауссовым. Показано, что при приложении внешнего электрического поля с напряженностью менее 1

кВ/см после окончания импульса накачки происходит смена направления фототока, чего не наблюдается при более сильных внешних полях. Построены временные зависимости ТГц-импульса.

Экспериментальный анализ генерации суммарной и разностной гармоник при фемтосекундном облучении в GaAs, InP, CdTe и в InGaAs/GaAs сверхрешетке был проведен в работе [6]. При поворотах кристаллов GaAs и CdTe относительно осей <111> была получена гармоническая зависимость интенсивности принимаемого излучения от угла поворота. Причем интенсивность ТГц-импульса обладала симметрией 3-го порядка, а интенсивность второй гармоники – 6-го.

Исследовались зависимость ТГц-излучения от индукции приложенного к образцу магнитного поля, спектры ТГц-излучения и зависимость его интенсивности от поверхностной плотности излучения накачки [7]. Образцы InAs и GaAs помещались в магнитное поле, составляющее угол в 45º с поверхностью, детектирование производилось в плоскости параллельной вектору индукции. Длина волны лазерного излучения составляла 800 нм. Была получена квадратичная зависимость интенсивности ТГц-излучения от энергии накачки для InAs и близкая к квадратичной зависимость для GaAs. При включении магнитного поля мощность ТГц-излучения из InAs существенно увеличивалась: с 10мкВт в отсутствие поля до 650 мкВт при B=1.7 Тл. При изменении магнитной индукции от 0.6 Тл до 1.7 Тл наблюдалась квадратичная зависимость мощности ТГц-импульса от магнитного поля. На рис. 1 представлены полученные в данной работе спектры излучения от InAs при индукции магнитного поля B=1.7 Тл. Видно, что ТГц-излучение занимает интервал от ~0.5 ТГц до ~2 ТГц, причем спектр компоненты поля, параллельной плоскости возбуждения и регистрации, является более широким, чем спектр компоненты перпендикулярной данной плоскости. Наличие узких минимумов в спектрах, как отмечают авторы, объясняется поглощением ТГц-излучения водяными парами.

Исследованы зависимости спектра ТГц-излучения, генерируемого InAs, от линейной частотной модуляции (chirp) и длительности фемтосекундных импульсов накачки [8]. В эксперименте использовался образец нелегированного InAs, вырезанный в плоскости (100). Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости возбуждения и регистрации. Отмечается, что детектируемое излучение линейно поляризовано. Указывается, что увеличение длительности импульса накачки приводит к уменьшению центральной частоты ТГц-излучения и его мощности. Кро-

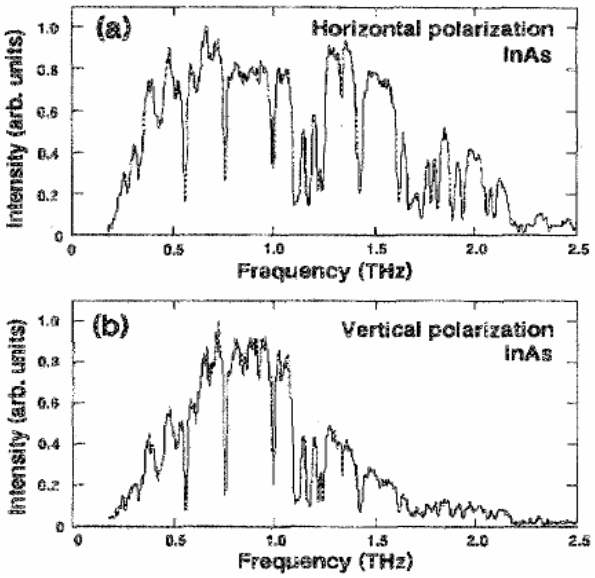


Рис. 1. Спектры излучения из InAs при B=1.7 Тл [7]: (a) – поляризация в плоскости возбуждения и детектирования, (b) – перпендикулярно этой плоскости

ме того, использование положительной линейной частотной модуляции (positive chirp) импульса накачки (часто–та импульса увеличивается) приводило к более высоким частоте и мощности ТГц-излучения, чем использование отрицательной линейной модуляции (negative chirp), когда частота импульса накачки уменьшается. Как и в [7], в данной работе отмечается существенное увеличение энергии ТГц-излучения (в десятки раз) при увеличении индукции магнитного поля (рис. 2).

Результаты исследования генерации ТГц-излучения из InAs, помещенного в магнитное поле, индукция которого достигает значений в 8 Тл, приведены в [9]. Образец n-InAs помещался в магнитное поле, лежащее в плоскости регистрации и детектирования и направленное под углом в 45º к поверхности. Отмечается, что детектируемое ТГц-излучение имеет эллиптическую поляризацию. При этом после выключения магнитного поля оно становится линейно поляризованным. Измерения мощности ТГц-импульса в зависимости от магнитного поля показали отсутствие какого-либо насыщения как для компоненты излучения, поляризованной в плоскости регистрации и детектирования (*TM*-поляризация), так и для составляющей, поляризованной перпендикулярно данной плоскости (*TE*-поляризация). Указывается также, что *TM*-поляризованная составляющая не изменяет своего знака и формы при изменении направления магнитного поля на противоположное, в то время как *TE*-поляризованная составляющая изменяет свой знак.

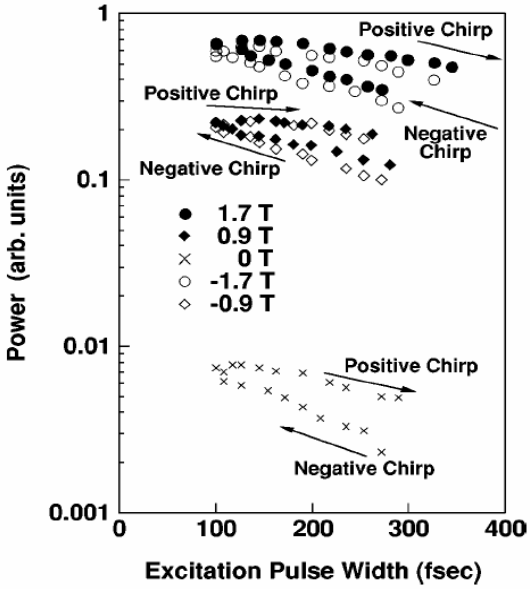


Рис. 2. Зависимость мощности ТГц-излучения от длительности импульса накачки для различных значений магнитного поля [2]

При проведении измерений зависимости энергии ТГц-импульса от внешнего магнитного поля для GaAs, GaSb, InAs, InSb, InP вектор индукции направлялся перпендикулярно плоскости возбуждения и регистрации и изменялся от 0 до 1.4 Тл [10]. Все зависимости оказались близкими к квадратичной. Отмечается, что основной причиной существенного усиления ТГц-генерации в магнитном поле является поворот излучающего диполя, который при $B = 0$ перпендикулярен поверхности полупроводника, а не изменение частоты плазменных колебаний, обусловленное наличием магнитного поля [11]. При этом важным является то, что полупроводники GaSb, InP, GaAs, InAs, InSb, наиболее часто используемые в рассматриваемых экспериментах, имеют большой показатель преломления в ТГц-области (n>3.5) в результате чего даже появление не очень значительной холловской компоненты тока в достаточно слабых магнитных полях (≤ 1 Тл) может в несколько раз увеличить энергию ТГц-излучения, выходящего из полупроводника. Теоретическая работа [12] отражает результаты Монте-Карло моделирования субпикосекундной динамики носителей в InAs и GaAs в присутствии магнитного поля, вектор индукции которого лежит в плоскости наблюдения и регистрации и направлен под углом в 45º к поверхности полупроводника. Профиль лазерного пучка накачки принимался гауссовым. Анизотропия начального распределения носителей по квазиимпульсам не учитывалась. Отмечается, что GaAs в равновесном состоянии обладает достаточно большим слоем со встроенным электрическим полем (~0.55 мкм), который обед-

нен электронами. В то же время у InAs такой слой является обогащенным и имеет значительно меньшие размеры (~0.1 мкм). В связи с этим авторами указывается, что основную роль в формировании сверхбыстрого импульса фототока в GaAs играет встроенное приповерхностное электрическое поле, в то время как в InAs основным механизмом данного явления является эффект Дембера.

Измерения зависимости мощности ТГц-излучения в InAs от внешнего магнитного поля вплоть до значений B=14 Тл были проведены в [13] с вектором индукции перпендикулярным плоскости детектирования и возбуждения. Результаты этих измерений приведены на рис.3. Видно, что интенсивность ТГц-излучения зависит от индукции магнитного поля немонотонно: при увеличении магнитного поля от 0 Тл до ~3Тл интенсивность ТГц-излучения увеличивается квадратично от B. Далее эта зависимость переходит в насыщение, которое затем сменяется убыванием, а по достижении некоторого минимального значения, которое различается для двух противоположных направлений магнитного поля, снова начинается рост. Авторы предлагают два возможных объяснения данного эффекта: необходимость последовательного учета движения всех носителей заряда (электронов, легких, тяжелых и отщепленных дырок), а также учет изменения диэлектрической проницаемости InAs в магнитном поле. Далее той же научной группой были опубликованы результаты аналогичных измерений с InSb [14]. Получены похожие немонотонные зависимости. Авторами были продолжены исследования зависимости энергии ТГц-излучения из InAs от индукции магнитного поля при различной поверхностной плотности энергии излучения накачки [15]. На рис. 4 приведены зависимости степени увеличения интенсивности ТГц-излучения в магнитном поле от величины индукции, когда поверхностная плотность энергии накачки изменяется от 0.06 мкДж/см^2 до 8.5 мкДж/ см^2. Видно, что с ее ростом магнитное поле вызывает все более слабое усиление ТГц-излучения. Таким образом, только при малых плотностях энергии накачки (менее 0.1 мкДж/см^2), когда, как указывают авторы, существенное влияние на динамику процессов в InAs оказывает встроенное приповерхностное поле, использование магнитного поля дает увеличение ТГц-излучения более чем в десять раз, как это можно видеть из рис. 4. В работе отмечается, что при увеличении плотности энергии накачки рост мощности ТГц-излучения сменяется насыщением.

Построена аналитическая модель субпикосекундной динамики процессов транспорта носителей при фемтосекундном лазерном возбуждении GaAs в геометрии, когда магнитное поле параллельно поверхности и

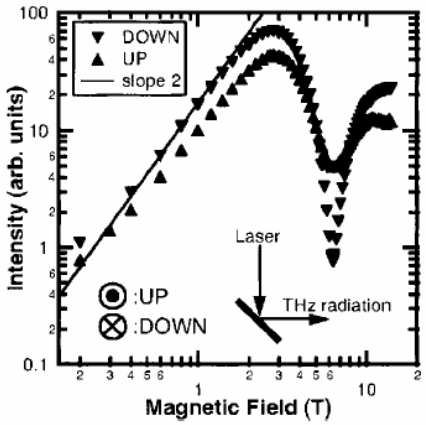


Рис. 3. Зависимость интенсивности ТГц-излучения от индукции магнитного поля [13]

лежит в плоскости возбуждения и детектирования [16]. В основе модели содержится представление групп равновесных и фотовозбужденных электронов в виде единого ансамбля с одинаковыми эффективными массами и временами импульсной релаксации. Данное приближение является применимым к GaAs, т.к. вследствие широкозонности этого полупроводника энергия фотовозбужденных электронов невелика. В то же время для узкозонных полупроводников, как InAs, подобная модель не будет применимой и необходимо рассматривать отдельно ансамбли фотовозбужденных и равновесных электронов, взаимодействующих через самосогласованное поле [16]. Кроме аналитической модели, основанной на уравнениях гидродинамики, приведены результаты моделирования методом Монте-Карло. Показано, что центральная частота излучения является частотой верхнего гибридного резонанса для электронов. Объяснен квадратичный рост по магнитному полю энергии ТГц-импульса и достижение насыщения.

Подобный подход использовался также в работе [17], где изложены результаты моделирования методом Монте-Карло и построена аналитическая модель эффекта Дембера и генерации ТГц-излучения в InAs на основе кинетического уравнения. Указывается, что существенную роль в формировании фотоэдс в течении нескольких сотен фемтосекунд после накачки играет т.н. реактивный механизм ее формирования [18], обусловленный отражением носителей от границы полупроводника. При плотности энергии накачки свыше 10 мкДж/см^2 получено насыщение для мощности ТГц-импульса. Приведены также временные зависимости поля ТГц-импульса и его спектр.

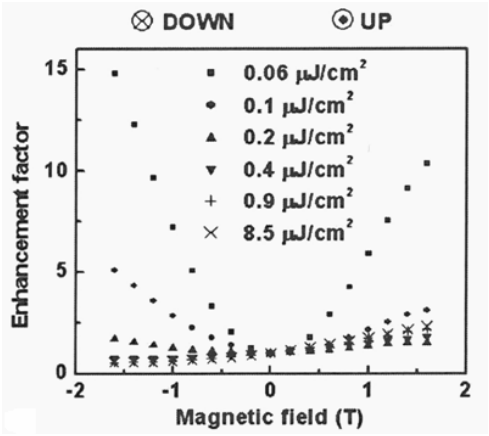


Рис. 4. Зависимость степени увеличения интенсивности ТГц-излучения в магнитном поле от его величины [15]

Таким образом, основными механизмами генерации сверхкоротких импульсов ТГц-диапазона при облучении полупроводников фемтосекундным лазерным излучением являются осцилляции фототока и эффект оптического выпрямления. В свою очередь импульс фототока может быть обусловлен как действием встроенного приповерхностного поля на фотовозбужденные носители, так и отражением носителей от границы полупроводника и дальнейшим разделением электронов и дырок вследствие сильного различия в их эффективных массах [17]. Помещение образца в магнитное поле существенно усиливает ТГц-генерацию главным образом за счет поворота излучающего диполя.

Литература

1. *Zhang X.-C., Hu B.B., Darrow J.T., Auston D.H.* Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56, №11. P.1011-1013.
2. *Hu B.B., Zhang X.-C., Auston D.H. Terahertz* Radiation Induced by Subband-Gap Femtosecond Optical Excitation of GaAs // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, №19. P.2709-2712.
3. *Zhang X.-C., Auston D.H.* Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces // Journal of Appl. Phys. 1992. Vol. 71, №1. P. 326-338.
4. Zhang X.-C., Jin Y., Hewitt T.D. et. al. Magnetic switching of THz beams. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62, №17. P.2003-2005.
5. Kuznetsov A.V., Stanton C. J. Ultrafast optical generation of carriers in a dc electric field: Transient localization and photocurrent // Phys. Rev. B 2002. Vol. 48, №15. P. 10828-10845.
6. Zhang X.-C., Jin Y., Ware K. et. al. Difference-frequency generation and sum-frequency generation near the band gap of zincblende crystals. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64, №5. P.622-624.

7. Sarukura N., Ohtake H., Izumida Sh., Zhenlin L. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. of Appl. Phys. 1998. Vol. 84, №1. P. 654-656.
8. Izumida Sh., Ono Sh., Liu Zh. et. al. Spectrum control of THz radiation from InAs in a magnetic field by duration and frequency chirp of the excitation pulses // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75, №4. P. 451-453.
9. McLaughlin R., Corchia A., Johnston M.B. Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, №15. P. 2038-2040.
10. Weiss C., Wallenstein R., Beigang R. Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77, №25. P.4160-4162.
11. Shan J., Weiss C., Wallenstein R. et. al. Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces // Optics Lett. Vol. 26, №11. P.849-851.
12. Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A. et. al. Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165301-1-165301-8.
13. Ohtake H., Murakami H., Yano T. et. al. Anomalous power and spectrum dependence of terahertz radiation from femtosecond-laser-irradiated indium arsenide in high magnetic fields up to 14 T // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №8. P. 1164-1166.
14. H. Takahashi, Y. Suzuki, M. Sakai et. al. Significant enhancement of terahertz radiation from InSb by use of a compact fiber laser and an external magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №13. P. 2005-2007.
15. Takahashi H., Quema A., Yoshioka R. et. al. Excitation fluence dependence of terahertz radiation mechanism from femtosecond-laser-irradiated InAs under magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, №6. P. 1068-1070.
16. Малевич В.Л. Генерация дальнего инфракрасного излучения при фемтосекундном возбуждении поверхности полупроводника в магнитном поле // ПЖТФ. 2003. Т. 29, Вып. 6. С. 48-55.
17. Малевич В.Л. Монте-Карло моделирование эффекта Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // ФТП. 2006. Т. 40, Вып. 2. С. 160-165.
18. Белиничер В.И., Рывкин С.М. Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, Вып. 1. С. 353-360.

П. А. Зезюля, В. Л. Малевич, И. С. Манак

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В InAs ПРИ СУБПИКОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В ряде экспериментальных работ была показана возможность генерации излучения терагерцового (ТГц) диапазона при облучении поверхности полупроводников лазерными импульсами с длительностью порядка нескольких десятков или сотен фемтосекунд [1–6]. Данный эффект обусловлен импульсом фототока, возникающим при сверхбыстром перераспределении фотовозбужденных носителей в приповерхностной области образца. В зависимости от типа полупроводника фототок может индуцироваться как встроенным поверхностным электрическим полем [1, 2, 7, 8], так и возникать при пространственном разделении фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разной скоростью от освещаемой поверхности вглубь образца [4, 7–9]. В условиях квазистационарного возбуждения разделение фотоносителей происходит диффузионным образом и соответствующий механизм формирования фотоэдс известен как эффект Дембера.

В рассматриваемом нами случае узкозонного полупроводника InAs, возбуждаемого фемтосекундным лазерным излучением, сверхбыстрый импульс фототока формируется в квазибаллистическом режиме, а возникающая при этом фотоэдс называется реактивной [9, 10]. В отличие от диффузионной, реактивная фотоэдс возникает при пространственном разделении фотовозбужденных носителей, отраженных от поверхности и двигающихся бесстолкновительно вглубь полупроводника.

Импульс фототока, индуцируемый фемтосекундным лазерным излучением, обычно направлен перпендикулярно поверхности полупроводника. Вследствие большого показателя преломления образца основная доля испускаемого дипольного излучения испытывает полное внутреннее отражение. Прикладывая параллельно поверхности образца магнитное поле можно повернуть излучающий диполь в холловском направлении и значительно увеличить эффективность терагерцовой генерации [7]. Влияние магнитного поля на ТГц-генерацию исследовалось в работах [3, 5–8]. В [5, 6] было экспериментально установлено, что с ростом магнитного поля энергия ТГц-сигнала увеличивается немонотонно.

В настоящей работе для описания терагерцовой генерации в InAs в магнитном поле используется кинетический подход, причем равновесные и фотовозбужденные электроны описываются как две группы носителей с разными, но постоянными в пределах каждой группы эффективными массами и временами импульсной релаксации [9]. Движение дырок

не учитывается, т.к. они имеют большую эффективную массу $m_h = 0.4m_0$ [7], где m_0 – масса свободного электрона.

Будем рассматривать отдельно ансамбли темновых и фотовозбужденных электронов, считая, что взаимодействие между двумя этими группами носителей осуществляется лишь через создаваемое ими самосогласованное электрическое поле. Для описания движения темновых электронов воспользуемся кинетическим уравнением (ось *ox* направлена вглубь полупроводника, магнитное поле $\vec{B}$ направлено вдоль оси *oy*):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \overrightarrow{v_{\vec{p}}} \nabla f + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = I[f], \qquad (1)$$

где $f(\vec{p},\vec{r},t)$ – функция распределения электронов, I[f] – интеграл столкновений, $\overrightarrow{v_{\vec{p}}}$ – скорость электрона с квазиимпульсом $\vec{p}$, $\vec{F} = -e\vec{E} - \frac{e}{c}\left[\overrightarrow{v_{\vec{p}}} \times \vec{B}\right]$ – сила, действующая на электрон, где *c* – скорость света, $\vec{E}(x,t)$ – напряженность самосогласованного электрического поля.

Самосогласованное электрическое поле, возникающее при пространственном разделении фотоносителей, предполагается направленным перпендикулярно освещаемой поверхности. Данное условие выполняется, поскольку при однородном в плоскости *yz* фотовозбуждении (широкоапертурный лазерный пучок) можно пренебречь поперечной его компонентой.

Представляя функцию распределения в виде суммы равновесной и неравновесной частей $f(\vec{p},\vec{r},t) = f_0(p) + f_1(\vec{p},\vec{r},t)$, где $f_0(p)$ – функция распределения Ферми-Дирака, и ограничиваясь линейным приближением по электрическому полю, получаем уравнение:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - eE_x \frac{\partial f_0}{\partial p_x} + \frac{ev_{p_z}B}{c}\frac{\partial f_1}{\partial p_x} - \frac{ev_{p_x}B}{c}\frac{\partial f_1}{\partial p_z} + \frac{f_1}{\tau_e} = 0 \qquad (2)$$

Рассеяние темновых электронов предполагалось квазиупругим и для интеграла столкновений использовалось приближение времени релаксации (τ_e – время релаксации темновых электронов по импульсу).

Решением (2) является:

$$f_1(\vec{p},x,t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}} \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{e}{m_e} \int_0^t e^{\frac{t'}{\tau_e}} E_x(x,t')(p_x \cos\omega_{ce}(t'-t) + p_z \sin\omega_{ce}(t'-t))dt' \qquad (3)$$

где m_e – эффективная масса темновых электронов, которые находятся на дне зоны проводимости; $\omega_{ce} = eB/m_e c$ – их циклотронная частота; $\frac{\partial f_0}{\partial E}$ – производная от равновесной части функции распределения по энергии.

Тогда, используя соотношение:

$$\int_0^\infty f_0(E)\sqrt{E}\,dE = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_e}{8\pi\sqrt{2}\, m_e\sqrt{m_e}} \tag{4}$$

где n_e – концентрация темновых электронов, для x- и z-компонент плотности тока находим следующие выражения:

$$\begin{pmatrix} j_{ex} \\ j_{ez} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon\omega_{pe}^2}{4\pi}\int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} E_x(x,t') \begin{pmatrix} \cos(\omega_{ce}(t-t')) \\ -\sin(\omega_{ce}(t-t')) \end{pmatrix} dt', \tag{5}$$

здесь $\omega_{pe} = (4\pi N_d e^2/m_e\varepsilon)^{1/2}$ – плазменная частота темновых электронов, ε – диэлектрическая проницаемость кристалла, N_d – концентрация донорной примеси. При выводе (5) предполагалось, что электрическое поле слабо изменяется на длине свободного пробега темновых электронов.

Представим функцию распределения фотоэлектронов в виде ряда по сферическим функциям, ограничиваясь первыми двумя членами разложения, которые представляют собой симметричную $f_0(p,\vec{r},t)$ и антисимметричную $f_1(\vec{p},\vec{r},t)$ по квазиимпульсу функции:

$$f(\vec{p},\vec{r},t) = f_0(p,\vec{r},t) + f_1(\vec{p},\vec{r},t). \tag{6}$$

При возбуждении узкозонного InAs фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 нм электроны забрасываются высоко в зону проводимости и, соответственно, обладают кинетической энергией (~ 1 эВ), которая в десятки раз превышает среднюю энергию равновесных электронов. Данное обстоятельство позволяет не учитывать влияние электрического поля на движение фотоэлектронов, а также пренебречь их энергетической релаксацией. Группируя симметричные и антисимметричные по квазиимпульсу члены в кинетическом уравнении и приравнивая их к нулю по отдельности, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f_0}{\partial t} + v_{\vec{p}_x}\dfrac{\partial f_1}{\partial x} = 0, \\ \dfrac{\partial f_1}{\partial t} + v_{\vec{p}_x}\dfrac{\partial f_0}{\partial x} - \dfrac{e}{c}\left[\overrightarrow{v_{\vec{p}}} \times \vec{B}\right]\dfrac{\partial f_1}{\partial \vec{p}} = -\dfrac{f_1}{\tau_p}, \end{cases} \tag{7}$$

где τ_p – время релаксации по импульсу для фотоэлектронов. Здесь учте-

но, что интеграл столкновений для $f_0(p,\vec{r},t)$ обращается в нуль [11]. Представим антисимметричную по квазиимпульсу часть функции распределения в виде $f_1 = f_{1x}p_x + f_{1z}p_z$. Умножая второе уравнение из (7) на p_x и p_z поочередно и интегрируя по углам в сферической системе координат в пространстве квазиимпульсов с осью, направленной вдоль *ox*, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f_0}{\partial t} + v_{\bar{p}x}\dfrac{\partial}{\partial x}\left(f_{1x}p_x + f_{1z}p_z\right) = 0, \\ \dfrac{\partial f_{1x}}{\partial t} - \omega_{cp}f_{1z} + \dfrac{f_{1x}}{\tau_p} = -\dfrac{1}{m_p}\dfrac{\partial f_0}{\partial x}, \\ \dfrac{\partial f_{1z}}{\partial t} + \omega_{cp}f_{1x} + \dfrac{f_{1z}}{\tau_p} = 0. \end{cases} \qquad (8)$$

Здесь $\omega_{cp} = eB/m_p c$ – циклотронная частота для фотоэлектронов, m_p – их эффективная масса, которая определяется из соотношения $\dfrac{1}{m_p} = \dfrac{\vec{p}}{p^2}\dfrac{\partial E_{\bar{p}}}{\partial \vec{p}} = \dfrac{\vec{v}_{\bar{p}}\vec{p}}{p^2}$, где $E_{\bar{p}}$ – энергия фотоэлектрона в зависимости от его квазиимпульса.

Поскольку длительность лазерного импульса накачки, которая составляет несколько десятков фемтосекунд, обычно существенно меньше времени, в течение которого продолжаются плазменные осцилляции с терагерцовыми частотами (~ 1.5 пс), то импульс накачки принимался мгновенным и происходящим в момент времени t=0, тогда граничные и начальные условия для (8) могут быть записаны в виде:

$$f_0(p,x,t=0) = \frac{\alpha W \exp(-\alpha x)\delta(E_0 - E_{\bar{p}})}{\hbar\omega g\left(E_0\right)}, \qquad (9)$$

$$f_1(\vec{p},x,t=0) = 0, \qquad f_1(\vec{p},x=0,t) = 0.$$

Здесь $g(E_0)$ – плотность квантовых состояний для энергии E_0, которую имеют фотоэлектроны сразу же после возбуждения, W – плотность энергии возбуждающего импульса, $\hbar\omega$ – энергия кванта накачки лазерного импульса, α – коэффициент поглощения лазерного излучения.

Система уравнений (9) не может быть решена аналитически в общем виде. В данной модели она решалась в первом приближении по магнитному полю. Тогда в первых двух уравнениях (9) можно пренебречь f_{1z}. Получающаяся система решалась нами ранее [9], для интеграла от *x* ком-

поненты плотности тока фотоэлектронов по глубине $G(t)=\frac{4\pi}{\varepsilon}\int_0^{\infty} j_{px}(x,t)\,dx$ было получено следующее выражение:

$$G(t)=-\frac{4\pi e\alpha W\exp(-\frac{t}{2\tau_p})}{\varepsilon\hbar\omega v_0}\int_0^{v_0} dv_x\frac{v_x^2}{\sqrt{\alpha^2v_x^2+\frac{1}{4\tau_p^2}}}\times \tag{10}$$

$$\left(\operatorname{sh}\left(t\sqrt{\alpha^2v_x^2+\frac{1}{4\tau_p^2}}\right)-\alpha v_x\int_0^t I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p}\right)\times\operatorname{sh}\left((t-t')\sqrt{\alpha^2v_x^2+\frac{1}{4\tau_p^2}}\right)dt'\right),$$

где $I_0\left(\frac{t'}{2\tau_{\text{p}}}\right)$ – функция Бесселя комплексного аргумента, v_0 – значение начальной скорости фотоэлектронов.

Интегрируя по x уравнение для самосогласованного электрического поля:

$$\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial E_x}{\partial t}+j_{ex}(x,t)+j_{px}(x,t)=0 \tag{11}$$

и подставляя выражение для x-компоненты плотности тока темновых электронов (5), получим уравнение для фотоэдс $\varphi_s=\int_0^{\infty}E_x dx$:

$$\frac{d\varphi_s}{dt}+\omega_{pe}^2\int_0^t e^{\frac{t'-t}{\tau_e}}\varphi_s(t')\cos\omega_{ce}(t'-t)dt'+\frac{4\pi}{\varepsilon}\int_0^{\infty}j_{px}(x,t)\,dx=0. \tag{12}$$

Решая его методом Лапласа, получим выражение для фотоэдс в виде свертки:

$$\varphi_s(t)=-\int_0^t G(t-t')f(t')dt'. \tag{13}$$

Здесь

$$f(t)=e^{-\frac{t}{\tau_e}}\left\{\frac{s_1{}^2+\omega_{ce}^2}{(s_1-s_2)(s_1-s_3)}e^{s_1t}+\frac{s_2{}^2+\omega_{ce}^2}{(s_2-s_1)(s_2-s_3)}e^{s_2t}+\right. \tag{14}$$

$$\left.+\frac{s_3{}^2+\omega_{ce}^2}{(s_3-s_1)(s_3-s_2)}e^{s_3t}\right\},$$

где s_1, s_2, s_3 – корни уравнения

$$s^3 - \frac{s^2}{\tau_e} + s\omega_{he}^2 - \frac{\omega_{ce}^2}{\tau_e} = 0. \qquad (15)$$

$\omega_{he} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$ – частота верхнего гибридного резонанса темновых электронов. Для получения временной зависимости $\varphi_s(t)$ интеграл (13) рассчитывался численно с использованием полиномиальной аппроксимации для выражения (10). Были использованы следующие значения параметров: $\hbar\omega$=1.55 эВ, ω_{pe}=1.3*10^{13} с$^{-1}$, v_0=1.63*10^8 см/с, W=0.2 мкДж/см^2, α=7.8*10^4 см$^{-1}$; m_e =0.022, ε=15.5 [7]; τ_p=100 фс, τ_e=300 фс [9]. Для расчета эффективной масса фотоэлектронов в InAs, возбуждаемых излучением с энергией кванта $\hbar\omega$=1.55 эВ, использовалась кейновская модель закона дисперсии $E(p) = \frac{1}{2\alpha}\left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha p^2}{m_g}} - 1\right)$, где константа непараболичности для InAs $\alpha = 1.4$ эВ$^{-1}$, $m_g = 0.022m_0$ – эффективная масса на дне Г-долины зоны проводимости. При этом учитывалось то, что часть энергии кванта накачки превратится в кинетическую энергию дырки с эффективной массой $m_h = 0.4m_0$. Тогда m_p=0.087m_0.

На рис. 1 представлены временные зависимости фотоэдс для различных значений индукции магнитного поля. Можно видеть, что в первые несколько сот фемтосекунд после фотовозбуждения магнитное поле практически не влияет на её формирование. В области слабых магнитных полей (≤1 Тл) частота осцилляций совпадает с частотой верхнего гибридного резонанса темновых электронов. Из расчетов следует, что магнитное поле приводит к довольно значительному увеличению фотоэдс. Данный эффект связан с уменьшением вклада темновых электронов в экранирование электрического поля. Величина фотоэдс в максимуме может достигать довольно больших значений (~1 В), намного превышающих фотоэдс для квазистационарного эффекта Дембера. С увеличением магнитного поля осцилляции уменьшаются.

В дипольном приближении в волновой зоне электрическое поле, генерируемое фототоком, может быть представлено в виде:

$$\vec{E} = \frac{S}{c^2 R}\frac{d}{dt}\left[\int_0^\infty dx[[\vec{j}\times\vec{n}]\times\vec{n}]\right]. \qquad (16)$$

Здесь S -- площадь возбуждаемого лазерным излучением пятна, R – расстояние от точки наблюдения до излучающей области, $\vec{n}$ – единичный вектор, задающий направление на точку наблюдения, $\vec{j}$ – плотность тока. В данной модели мы считали размеры излучающей области малы-

ми по сравнению с длиной волны терагерцового излучения, что позволяет ограничится приближением волновой зоны и значительно упростить модель. Тем не менее, в большинстве экспериментов (напр. [3, 6]) площадь излучающей области составляет ~1 см^2. Однако, как будет показано в дальнейшем, данная модель может быть использована для объяснения некоторых явлений, наблюдающихся в экспериментах.

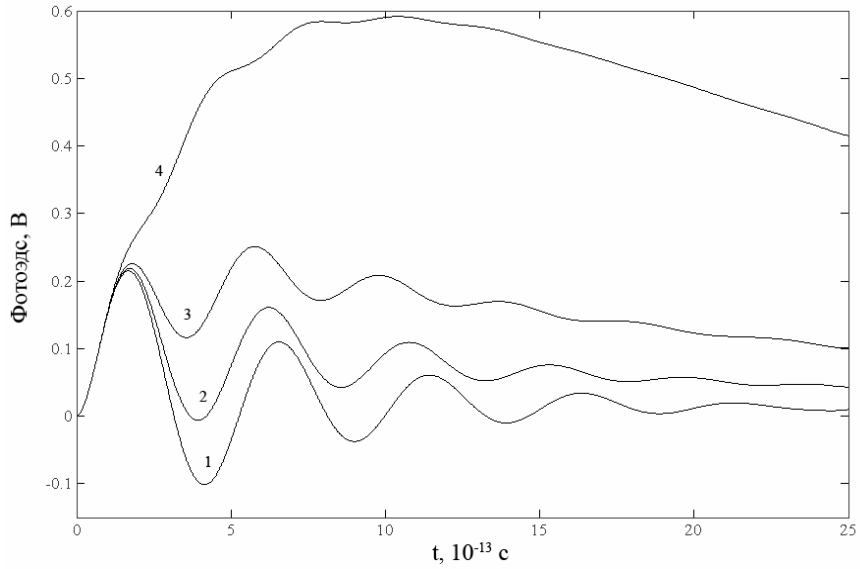


Рис. 1. Временные зависимости фотоэдс
Линия 1 соответствует *B*=0 Тл, 2 – *B*=0.6 Тл, 3 – *B*=1 Тл, 4 – *B*=2 Тл.

Электрическое поле в плоскости *xoz*, перпендикулярной магнитному полю, определяется выражением:

$$\vec{E} = \frac{S}{c^2 R}\left(\hat{i}\sin\theta - \hat{k}\cos\theta\right)\left\{\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{d^2\varphi_s}{dt^2}\sin\theta + \cos\theta\frac{d}{dt}\int_0^\infty dx\left(j_{pz} + j_{ez}\right)\right\}, \quad (17)$$

где $\hat{k}$, $\hat{i}$ – единичные векторы вдоль осей *oz* и *ox* соответственно, θ – угол между осью *ox* и направлением вектора $\vec{n}$. Таким образом, излучение в данной плоскости является линейно поляризованным. Из-за большого значения показателя преломления InAs в терагерцовой области ($n \approx 3.6$ [7]) при детектировании излучения под углом в 45º к нормали к поверхности полупроводника, что осуществлялось в работах [3, 5, 6], $|\cos\theta| \approx 0.98$, $|\sin\theta| \approx 0.2$. Т.е. наличие холловской компоненты плотности тока существенно увеличивает мощность терагерцового излучения.

Поле ТГц-импульса в плоскости *xoy* дается выражением:

$$\vec{E} = \frac{S}{c^2 R}\left\{\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{d^2\varphi_s}{dt^2}\left(\hat{i}\sin^2\theta - \hat{j}\frac{\sin 2\theta}{2}\right) - \hat{k}\frac{d}{dt}\int_0^\infty dx\left(j_{pz} + j_{ez}\right)\right\}, \qquad (18)$$

где $\hat{j}$ – единичный вектор вдоль оси *oy*. Как видно, излучение, регистрируемое в данной плоскости будет, эллиптически поляризованным.

Для нахождения вклада в излучение *x*-компоненты плотности тока темновых и фотоэлектронов использовалось численное дифференцирование $\varphi_s(t)$ по времени. Интеграл по координате от холловской компоненты тока темновых электронов $\int_0^\infty j_{ez}(x,t)dx$ может быть представлен в виде свертки:

$$\int_0^\infty j_{ez}(x,t)dx = \frac{\varepsilon}{4\pi}\omega_{pe}^2\omega_{ce}\int_0^t G(t-t')q(t')dt'. \qquad (19)$$

Здесь аналогично (14):

$$q(t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}}\left(\frac{e^{s_1 t}}{(s_1-s_2)(s_1-s_3)} + \frac{e^{s_2 t}}{(s_2-s_1)(s_2-s_3)} + \frac{e^{s_3 t}}{(s_3-s_1)(s_3-s_2)}\right). \qquad (20)$$

Входящий в (17) – (18) интеграл по глубине от плотности тока фотоэлектронов в холловском направлении рассчитывался с помощью 3-го уравнения (8):

$$\int_0^\infty j_{pz}(x,t)dx = \omega_{\text{ср}}\int_0^t e^{\frac{t'-t}{\tau_p}}P(t')dt'. \qquad (21)$$

Здесь введено обозначение:

$$P(t) = \frac{e\alpha W\exp(-\dfrac{t}{2\tau_{\text{p}}})}{2\hbar\omega v_0}\int_0^{v_0} dv_x \frac{v_0^2 - v_x^2}{\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \dfrac{1}{4\tau_{\text{p}}^2}}}\times$$

$$\times\left(\text{sh}\left(t\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}\right) - \alpha v_x\int_0^t dt' I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p}\right)\times\text{sh}\left((t-t')\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}\right)\right). \qquad (22)$$

На рис. 2 приведены рассчитанные для различных значений магнитного поля временные зависимости напряженности поля излучения в квадранте плоскости *xoz*, которому соответствуют отрицательные значения *x* и *z*, при регистрации излучения под углом в 45° к внешней нормали к поверхности полупроводника. Как и фотоэдс, при невысоких значениях

индукции магнитного поля, поле излучения осциллирует на частоте верхнего гибридного резонанса для темновых электронов. Временные зависимости начинаются не с нулевого значения, т.к. было использовано приближение мгновенности импульса накачки.

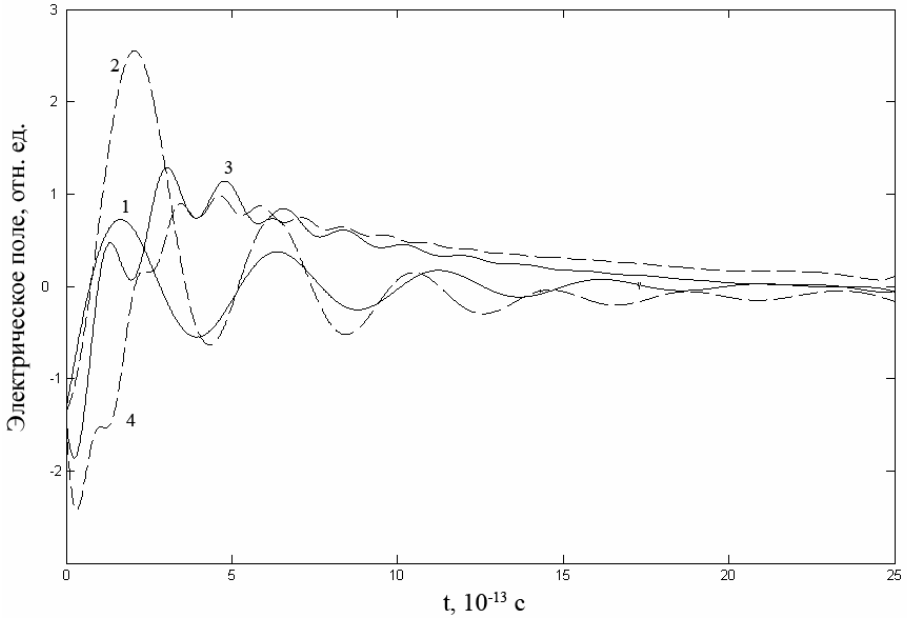


Рис. 2. Временные зависимости напряженности электрического поля терагерцового импульса
Линия 1 соответствует B=0 Тл, 2 – B=1 Тл, 3 – B=4 Тл, 4 – B=6 Тл.

На рис. 3 представлены зависимости энергии ТГц-импульса $\sim \int_0^\infty E^2 dt$ от индукции магнитного поля при детектировании излучения под углом в 45º к внешней нормали к поверхности образца в квадрантах плоскости *xoz* которым соответствуют положительные и отрицательные значения *z* (по терминологии [5], [6] магнитное поле направлено «вниз» и «вверх» соответственно). В области слабых магнитных полей наблюдается увеличение эффективности ТГц-генерации с ростом магнитного поля, обусловленное, в первую очередь, вкладом холловской составляющей тока темновых электронов. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля становится существенным вклад холловской компоненты тока фотоэлектронов. Поскольку холловские токи темновых и фотовозбужденных электронов противоположно направлены, то происходит их взаимная компенсация, что приводит к уменьшению эффективности ТГц-генерации. После достижения минимума наблюдается квадратичное увеличение энергии ТГц-излучения с ростом магнитного поля, обусловлен-

ное ростом *z*-компоненты тока фотоэлектронов Из расчетов следует, что максимальная энергия ТГц-импульса достигается, когда циклотронная и плазменная частоты темновых электронов близки по величине. В работе [5] экспериментально обнаружена немонотонная зависимость эффективности ТГц-генерации в InAs от магнитного поля. В отличие от результатов [5], где при включении магнитного поля энергия терагерцового излучения возрастает в несколько десятков раз, из данной модели следует, что энергия ТГц-импульса возрастает всего лишь в 5-6 раз. В то же время

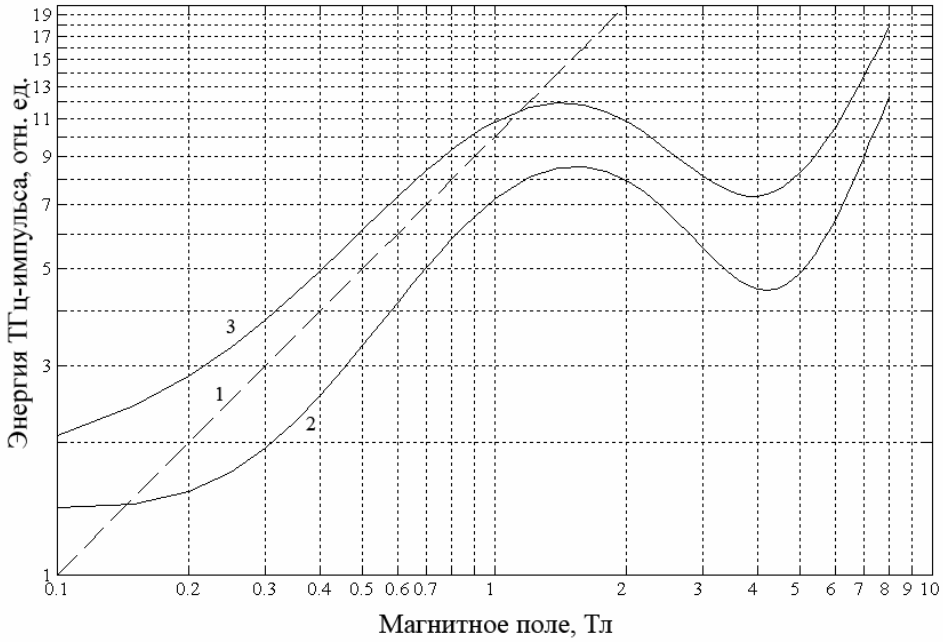


Рис. 3. Зависимости энергии терагерцового излучения от индукции магнитного поля

Линия 1– прямая пропорциональность, 2 и 3 – графики для случаев, когда магнитное поле направлено «вниз» и «вверх» соответственно.

в работе [6] указывается, что усиление энергии Тгц-импульса в десятки раз происходило лишь при малых плотностях энергии возбуждения (~0.05 мкДж/см^2), когда существенное влияние на Тгц-генерацию может оказывать встроенное приповерхностное электрическое поле; при энергиях возбуждения ~0.1мкДж/см^2 фактор усиления не превышал пяти. В области слабых полей настоящая модель приводит к более слабой, чем квадратичная [5], зависимости энергии терагерцового излучения от магнитного поля. Однако в [6] указывается на то, что при достаточно больших энергиях возбуждения (~0.2 мкДж/см^2) наблюдается отклонение данной зависимости от квадратичной.

На рис. 4 и рис. 5 представлены индикатрисы ТГц-излучения в плоскостях *xoz* и *xoy* соответственно. Угол на обеих диаграммах отсчитыва-

ется от нормали к поверхности полупроводника, причем на рис. 4 положительным значениям угла соответствует квадрант, в котором значения z положительны, а на рис. 5 – квадрант в котором значения y – отрицательны. В отсутствие магнитного поля распределения интенсивности на

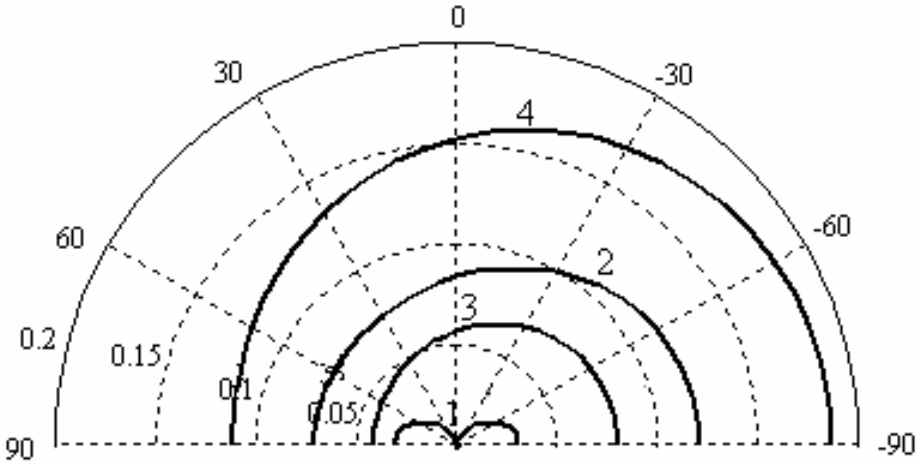


Рис. 4. Индикатриса излучения в плоскости *xoz*.
Линия 1 соответствует B=0 Тл, 2 – B=1 Тл, 3 – B=4 Тл, 4 – B=8 Тл.

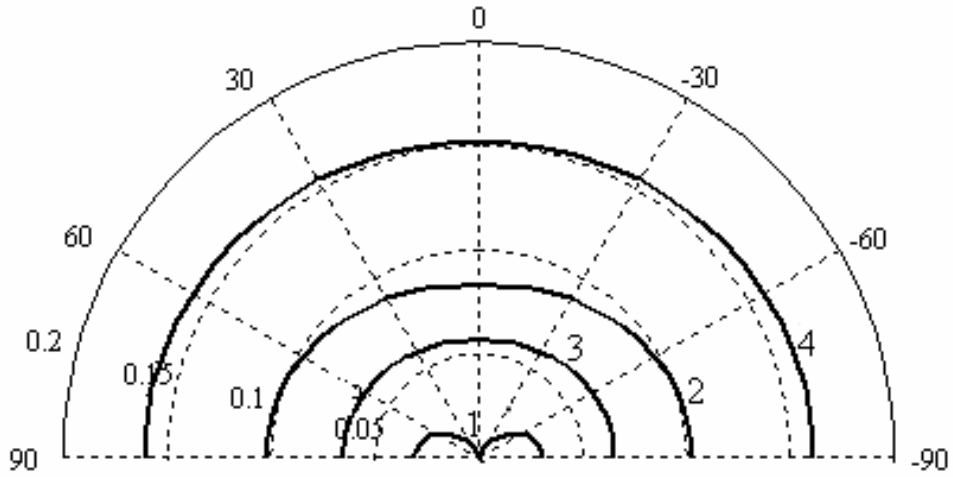


Рис. 5. Индикатриса излучения в плоскости *xoy*.
Линия 1 соответствует B=0 Тл, 2 – B=1 Тл, 3 – B=4 Тл, 4 – B=8 Тл.

рис. 4 и рис. 5 совпадают и являются симметричными относительно угла. Появление магнитного поля вносит несимметричность в угловое распределение энергии в плоскости *xoz*, что отмечалось в [5], [6], в то время как угловое распределение эллиптически поляризованного излучения в плоскости *xoy* остается симметричным. На обеих диаграммах величина интенсивности ТГц-излучения немонотонно изменяется с ростом магнитного поля, как обсуждалось выше.

Таким образом, в данной работе получена немонотонная зависимость энергии терагерцового излучения, генерируемого n-InAs, от приложенного магнитного поля, проведен расчет динамики формирования фотоэдс и генерации терагерцового излучения.

Работа частично поддержана МНТЦ (проекты В-1065 и В-1300).

Литература

1. *Zhang X.-C., Hu B.B., Darrow J.T., Auston D.H.* Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56, № 11. P. 1011-1013.
2. *Zhang X.-C., Auston D.H.* Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces // Journal of Appl. Phys. 1992. Vol. 71, № 1. P. 326-338.
3. *Izumida Sh., Ono Sh., Liu Zh. et. al*. Spectrum control of THz radiation from InAs in a magnetic field by duration and frequency chirp of the excitation pulses // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75, № 4. P. 451-453.
4. *Gu P., Tani M., Kono Sh. et. al*. Study of terahertz radiation from InAs and InSb // Journal of Appl. Phys. 2002. Vol. 91, № 9. P. 5533-5537.
5. *Ohtake H., Murakami H., Yano T. et. al*. Anomalous power and spectrum dependence of terahertz radiation from femtosecond-laser-irradiated indium arsenide in high magnetic fields up to 14 T // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, № 8. P. 1164-1166.
6. *Takahashi H., Quema A., Yoshioka R. et. al*. Excitation fluence dependence of terahertz radiation mechanism from femtosecond-laser-irradiated InAs under magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, №6. P. 1068-1070.
7. *Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A. et. al*. Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165301-1-165301-8.
8. *Малевич В.Л.* Генерация дальнего инфракрасного излучения при фемтосекундном возбуждении поверхности полупроводника в магнитном поле // ПЖТФ. 2003. Т. 9, вып. 6. С. 48-55.
9. *Малевич В.Л.* Монте-Карло моделирование эффекта Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // ФТП. 2006. Т. 40, вып. 2. С. 160-165.
10. *Белиничер В.И., Рывкин С.М.* Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, вып. 1. С. 353-360.
11. *Дыкман И.М., Томчук П.М.* Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. К.: Навукова думка. 1981. С. 80.

В.С. Белявский, И. С. Манак

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ (ОБЗОР)

Пространственно-временная структура (ПВС) излучения, являясь важной характеристикой полупроводниковых лазеров и некогерентных источников, приобретает особое значение в светодальнометрии. Ее неоднородность в ближнем поле излучения оказывает значительное влияние на точность измерения расстояний как при импульсном, так и при фазовом методах. В первом случае неоднородность пространственно-временной структуры излучения, проявляющаяся в вариациях задержек излучения в различных каналах генерации, затрудняет точное измерение временных интервалов, во втором - за счет неоднородности фазы модулированного сверхвысокими частотами (СВЧ) излучения вдоль p–n перехода становится невозможной ее точная фиксация.

Если не применять специальных мер, ошибка, обусловленная временной или фазовой неоднородностями, может стать доминирующей по сравнению с другими факторами [1]. Поэтому проблема поддержания однородности структуры излучения в ближнем поле носит актуальный характер и необходимость ее рассмотрения диктуется практическими нуждами светодальнометрии.

Физические причины, обуславливающие пространственно-временную структуру излучения полупроводниковых источников

Задержка излучения. Для светового излучения полупроводниковых источников при амплитудной модуляции и импульсном возбуждении характерно некоторое запаздывание относительно управляющего тока на p–n-переходе, связанное с накоплением заряда в активной области и достижением системой состояния инверсной пороговой населенности. Одновременно с такими процессами идет рекомбинация неравновесных носителей заряда (ННЗ), препятствующая увеличению их концентрации. При описании релаксации ННЗ пользуются характеристическими временами [2]: $\tau_и$ – время жизни ННЗ для спонтанных излучательных переходов; $\tau_б$ – безылучательное время жизни ННЗ; $\tau_с$ – спонтанное время жизни ННЗ, определяемое как

$$\frac{1}{\tau_с} = \frac{1}{\tau_и} + \frac{1}{\tau_б}, \qquad (1)$$

$\tau_{ст}$ – время жизни ННЗ для стимулированных излучательных переходов; τ_n – полное время жизни ННЗ, которое находится из соотношения:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_u} + \frac{1}{\tau_б} + \frac{1}{\tau_{ст}}. \qquad (2)$$

Связь между задержкой излучения t_0 и спонтанным временем жизни ННЗ τ_c описывается следующим выражением [3]:

$$t_0 = \tau_c \ln \frac{j}{j - j_{пор}}, \qquad (3)$$

где j – плотност тока через диод, $j_{пор}$ – пороговое значение плотности тока.

Из (3) следует, что вариации задержки излучения могут быть обусловлены неоднородным распределением тока инжекции и времени жизни ННЗ, которые в свою очередь определяются технологией изготовления p–n-перехода, концентрацией легирующих примесей и дефектов, термообработкой, геометрическими размерами и другими параметрами диодов. Любая неоднородность в оптических или электрических свойствах активной области приводит к соответствующему изменению задержки излучения.

В случае СВЧ – модуляции еще одним существенным фактором, влияющим на задержку излучения, становится скин-эффект. Как известно, вследствие скин-эффекта плотность тока представляет собой амплитудно-модулированную волну:

$$j = j_0 e^{-px} \cos(\omega t - px), \qquad p = \frac{1}{\delta} = 2\pi\sqrt{\mu\sigma f}\,, \qquad (4)$$

где σ – толщина слоя; μ – магнитная проницаемость; j_0 – плотность тока по поверхности проводника, x – расстояние до поверхности; f – частота модуляции.

Расчет величины толщины скин-слоя в предположении, что основное влияние на ток в активной области оказывает распределение тока в подложке n-типа, при концентрациях $n \sim 10^{17} \div 10^{19}$ см$^{-3}$ дает значение 50 мкм (f = 900МГц). Попадая в активную область (p-типа), электроны рекомбинируют, и их концентрация становится функцией плотности тока инжекции, времени жизни и ширины активной области. Учет этого обстоятельства увеличивает размеры скин-слоя при токе 0,2А до 130 мкм. Таким образом, величина скин-слоя в лазерных диодах сравнима с размерами кристалла и может вносить вклад в неоднородность характеристик излучения.

Задержка электролюминесценции *p–n* структур может объясняться не только накоплением ННЗ в области рекомбинации, но и зарядкой барьерной емкости *p–n*-перехода.

Исходя из зависимости барьерной емкости от напряжения[4]

$$C = C_0 U_0^{1/\gamma} (U_c - U)^{-1/\gamma},$$

где C_0 – барьерная емкость при нулевом напряжении, U_c – контактная разность потенциалов на слое объемного заряда, γ ~ коэффициент распределения примесных центров в слое объемного заряда (γ = 2 для резкого и γ=3 для плавного *p–n*-переходов), получено следующее выражение для задержки:

$$t_з = \frac{C_0}{I} \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} U_c^{1/\gamma} (U_c - U_B)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}. \qquad (5)$$

Здесь U_B – начальное напряжение смещения, I – стационарное значение тока через *p–n* переход. Таким образом, время задержки оказывается обратно пропорциональным току.

Фазовая неоднородность излучения. Рассмотрим одну из теоретических моделей, описывающую процессы в гетеролазере [5]. Распределение неравновесных дырок в n-области дается уравнением непрерывности:

$$D_p \frac{\partial^2 p_n(x,t)}{\partial x^2} - \frac{p_n(x,t)}{\tau} = \frac{\partial p_n(x,t)}{\partial t}. \qquad (6)$$

Граничные условия имеют вид:

$$\left.\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial x}\right|_{x=0} = \frac{S_{v1}}{D_p} p_n(0,t) - \frac{J_0}{qD_p}(U(t) - U(t - t_p)), \qquad (7)$$

$$\left.\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial x}\right|_{x=d} = \frac{S_{v2}}{D_p} p_n(d,t), \qquad (8)$$

где D_p - постоянная диффузии, τ - время жизни неравновесных инжектируемых дырок, S_{v1}, S_{v2} – площади поверхности рекомбинации.

Решение уравнения (6) с граничными условиями (7), (8) могут быть получены с помощью преобразований Лапласа, для чего их перепишем в виде:

$$\frac{\partial^2 p_n(x,S)}{\partial x^2} = \frac{S + 1/\tau}{D_p} p_n(x,S), \qquad (9)$$

$$\left.\frac{\partial p_n(x,S)}{\partial x}\right|_{x=0} = \frac{S_{v1}}{D_p} p_n(0,S) - \frac{J_0}{qD_p}\left(\frac{1 - \exp(-Stp)}{S}\right), \qquad (10)$$

$$\left.\frac{\partial p_n(x,S)}{\partial x}\right|_{x=d} = \frac{S_{v2}}{D_p} p_n(d,S). \qquad (11)$$

Ищем решение в виде:

$$p_n(x,S) = A\exp\left(\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}x\right) + B\exp\left(-\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}x\right). \qquad (12)$$

Имеем

$$p_n(x,S) = \frac{J_0}{qD_p}\left(\frac{1-\exp(-Stp)}{S}\right)\times$$

$$\times\left(\frac{\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}\,\mathrm{ch}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}(d-x) + \frac{S_{v2}}{D_p}\,\mathrm{sh}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}(d-x)}{\left(\frac{S_{v1}S_{v2}}{D_p^2} + \frac{S+1/\tau}{D_p}\right)\mathrm{sh}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}d + \sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}\,\frac{S_{v1}+S_{v2}}{D_p}\,\mathrm{ch}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}d}\right). \qquad (13)$$

Вводя инверсный передающий лапласиан $F(x,S')$, где $S'=S+1/\tau$, имеем:

$$p_n(x,S') = \frac{J_0}{qD_p}\left(F(x,S') - \exp(tp/\tau)\exp(-S'tp)F(x,S')\right). \qquad (14)$$

Из этого выражения видно, что переменная во времени инжекция неосновных носителей в n – область лазера на двухсторонней гетероструктуре приводит к изменению во времени светового излучения. Аналогичное явление существует и в лазерах на односторонней гетероструктуре. При этом оказывается, что фаза между электрическим сигналом оказывается величиной, зависящей от координаты в ближнем поле излучения диодов. Эта локальная зависимость фазы излучения называется фазовой неоднородностью.

Определим неоднородное состояние по фазе следующим образом[6]: инжекция неосновных носителей зарядов в *p-n*-переход лазерного диода, изменяющаяся по закону синуса с круговой частотой ω, приведет к тому, что интенсивность люминесценции в ближнем поле будет осциллировать в таком же ритме.

Оказывается, что фазовая неоднородность излучения возникает в результате перекрытия локальных функций интенсивности рекомбинации и поглощения вдоль области распространения света в объеме диода. Концентрация инжектированных носителей при удалении от *p–n*-перехода убывает по экспоненциальному закону. Такая же зависимость будет и для излучательной компоненты тока. Если в области рекомбинации создать поглощение с большой крутизной, интенсивность

излучения в ближнем поле определяется только малым объемом активной области, примыкающей в *p–n*-переходу.

Основываясь на этом, получено выражение:

$$I(x_s, x_p) = \int_{Z=Z_0}^{d} \int_{y=0}^{y(Z)} \exp(-r\alpha_{инт}) dy dz, \qquad (15)$$

где $\alpha_{инт}(x_s, x_p) = \dfrac{\int \alpha(x_p) dx_p}{\int dx_p}$,

$I(x_s, x_p)$ – интенсивность излучения в выделенной области ближнего поля.

Пространственно-временное распределение ННЗ, определяющее фазовую неоднородность излучения, находится из уравнений непрерывности и вне зоны объемного заряда в *p*- и *n*-областях имеет вид:

$$n_p(x_p, t) \sim \left(e^{\frac{qU_0}{kt}} - 1 \right) e^{\frac{x_p}{L_n}} + \frac{qU}{kT} e^{\frac{qU_0}{kt}} e^{\frac{x_p}{A_{n,p}(\omega)}}, \qquad (16)$$

где

$$A_{n,p}(\omega) = L_{n,p}(1 + \gamma\omega\tau_{n,p}),$$

$L_{n,p}$ – диффузионная длина, $\tau_{n,p}$ – время жизни неравновесных носителей, U_0 – напряжение на $p - n$ переходе.

В активной области уравнение непрерывности приводит к выводу о существовании "рекомбинационных волн", представляющих собой волны плотности заряда, которые могут быть ответственными за фазовую неоднородность [6].

Поглощение света в толщине полупроводника может идти с последующим переизлучением. Как правило, влияние вторичных процессов на пространственно-временную структуру излучения не велико. Однако в некоторых случаях они могут быть основным фактором, формирующим неоднородность фазы модулированного излучения - пространственную и спектральную [7]. Это связано с тем, что между первичными и вторичными процессами существует некоторый временной сдвиг.

Влияние переизлучения можно оценить на основе кинетических уравнений для плотностей неравновесных электронов и фотонов [8]. В предположении, что уровень возбуждения невысок и рекомбинация является линейной кинетические уравнения имеют вид:

$$\begin{cases} \dfrac{dn}{dt} = -\dfrac{n}{\tau} + G + g, \\ \dfrac{ds}{dt} = -\dfrac{s}{\tau_\phi} + \dfrac{n}{\tau_u}, \end{cases} \tag{17}$$

где τ, τ_ϕ – время жизни электронов и фотонов соответственно, g – скорость генерации электронов за счет поглощения собственного рекомбинационного излучения, s – объемная плотность фотонов, τ_u – излучательное время жизни.

Решение этих уравнений приводит к следующему виду переходного процесса:

$$s = C_1 e^{-\frac{t}{T_1}} + C_2 e^{-\frac{t}{T_2}}, \tag{18}$$

$$T_1 = \frac{2\tau\tau_\phi}{\tau + \tau_\phi - \sqrt{(\tau - \tau_\phi)^2 + 4\tau\tau_\phi \Theta\eta_i(1-\eta_\phi)}}, \tag{19}$$

$$T_1 = \frac{2\tau\tau_\phi}{\sqrt{(\tau - \tau_\phi)^2 + 4\tau\tau_\phi \Theta\eta_i(1-\eta_\phi)}}, \tag{20}$$

где η_ϕ – функция выхода спонтанного излучения, $\Theta=\alpha_P/\alpha$, α_P – коэффициент поглощения, приводящего к генерации неравновесных носителей, α – коэффициент поглощения, η_i – внутренний квантовый выход люминесценции.

Для упрощенного случая включения внешнего стационарного возбуждения в момент времени $t = 0$ имеем:

$$S = S_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right), \tag{21}$$

$$T = \frac{\tau}{1 - \theta\eta_i(1-\eta_\phi)}. \tag{22}$$

Из полученных равенств видно, что пространственно-временная структура излучения помимо τ зависит от θ, η_ϕ, η_i, изменения которых по объему излучателя приведут к соответствующим изменениям фазы и задержек излучения.

Также была обнаружена корреляция между внутренними квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля[9].

Как и задержка излучения распределение фазы φ по излучающей поверхности при СВЧ-модуляции есть функция времени жизни φ ННЗ и в простейшем случае дается выражением [10]:

$$\varphi = \operatorname{arctg}(2\pi f \tau_n), \qquad (23)$$

где f – частота модуляции.

Таким образом, при наличии областей с различными значениями времен жизни τ_n' и τ_n'' изменение фазовой задержки $\Delta\varphi$ при переходе от первой области ко второй [10]:

$$\Delta\varphi = \operatorname{arctg}(-2\pi f \tau_n'') - \operatorname{arctg}(-2\pi f \tau_n') \qquad (24)$$

На рис. 1 приведены результаты для ожидаемого сдвига фаз при переходе от точки с $\tau_n' = 10^{-9}$ с к точкам где τ_n'' принимает значения 0.2(1), 0.4(2), 0.6(3), 0.8(4), 2(5), 4(6), 6(7), 8(8) от τ_n'.

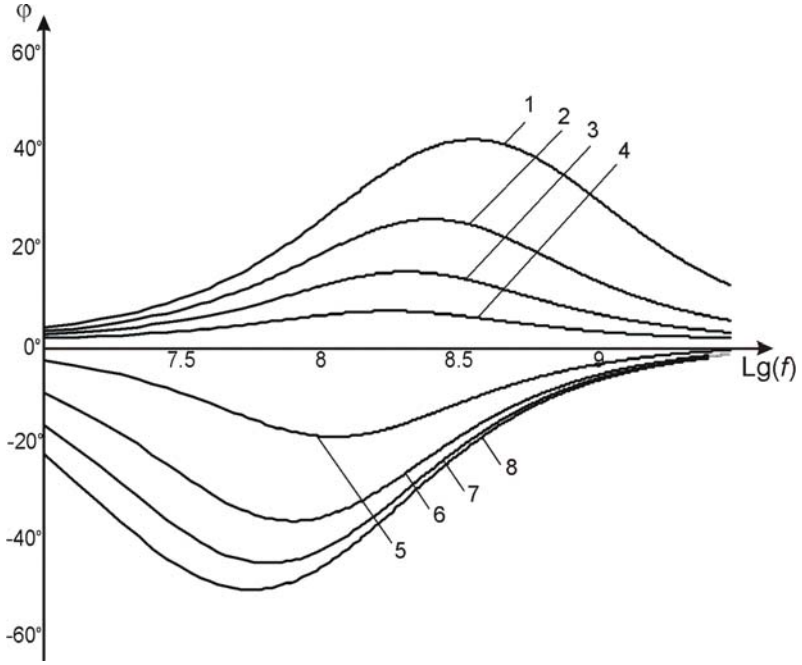


Рис 1. Зависимость изменения фазовой задержки от частоты

В некоторых случаях необходимо учитывать спектральную зависимость распределения фазы излучения по активной области, что можно сделать на основе выражения [11]

$$\varphi_{\varepsilon_i}^{p}(t,\omega,\varepsilon_i)\Delta\varepsilon_i = \frac{\beta S}{4N^2}\Delta\varepsilon_i \int_0^{l_p} g_p(x_p,t) f_p(\varepsilon_i) \exp(-\alpha_p(\varepsilon_i N l_p - x_p)) dx_p \,, \qquad (25)$$

где $g_p(x_p,t) = F_p(\omega)\exp(\alpha_n(\omega)x_p)\exp(j(\omega t - b_n(\omega)dx_p))$,

$$a_n(\omega) = \frac{\sqrt{1+\sqrt{1+\omega^2\tau_n^2}}}{L_n\sqrt{2}},$$

$$b_n(\omega) = \frac{\sqrt{-1+\sqrt{1+\omega^2\tau_n^2}}}{L_n\sqrt{2}},$$

F_p – функция, зависящая от величины возбуждающего тока и параметров диода, β – коэффициент, учитывающий влияние контактов, S – поперечное сечение диода, τ_n – полное время жизни носителей, L_n – диффузионная длина, N – показатель преломления, f_p – нормированный спектр излучения, α_n – коэффициент поглощения в p-области, l_p – толщина p-области, ε_i – энергия фотона.

Отсюда выражение для фазы излучения $\varphi(\omega, \varepsilon_i)$ будет иметь вид:

$$\varphi(\omega,\varepsilon_i) = \\ = \operatorname{arctg}\frac{b_n(\omega)\left(e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\cos\left(l_p b_n(\omega)-1\right)\right)-\psi(\varepsilon_i,\omega)e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\sin\left(l_p b_n(\omega)\right)}{b_n(\omega)\psi(\varepsilon_i,\omega)\left(e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\cos\left(l_p b_n(\omega)-1\right)\right)+b_n(\omega)e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\sin\left(l_p b_n(\omega)\right)}, \quad (26)$$

где $\psi(\varepsilon_i,\omega) = \alpha_p(\varepsilon_i) - a_n(\omega)$.

Явление хроматической задержки характерно для ВЧ-модуляции диодов и объясняется спектральной зависимостью коэффициента поглощения и скорости рекомбинации, которые могут варьировать по объему диода.

Методы исследования пространственно-временной структуры излучения

Исследования пространственно-временной структуры излучения часто связаны с определением характеристических времен жизни носителей, поскольку, как указывалось выше, они определяют пространственно-временную структуру.

Характеристические времена определяют, как правило, следующими способами[2]:

1. по граничной частоте при непрерывной прямой амплитудной модуляции излучения;
2. по времени задержки между возбуждающим импульсом и импульсом излучения;
3. по фазово-частотным характеристикам;
4. по переходным характеристикам;
5. по зависимости пороговой плотности тока от длительности импульса.

Первый метод позволяет измерять очень малые времена жизни носителей с помощью стандартного оборудования. Кроме того, в отличие от других методов он позволяет измерить время жизни непосредственно у p–n-перехода, так как в этом случае влияние поверхности меньше.

Из уравнения непрерывности для амплитудно-частотной характеристики спонтанного излучения получается выражение[12]:

$$\Phi_{\sim} = \frac{\Phi_{\sim 0}}{\sqrt{1+\omega^2\tau_c^2}}, \qquad (27)$$

где $\Phi_{\sim}$ – амплитуды переменной составляющей в потоке излучения при частоте модуляции ω, $\Phi_{\sim 0}$ – амплитуда переменной составляющей в световом потоке при $\omega \to 0$, τ_c – спонтанное время жизни.

На граничной частоте $\Phi_{\sim} = \Phi_{\sim 0} / \sqrt{2}$. Следовательно, $\tau_c = 1/\omega_{гр}$. Это справедливо в том случае, если источник получения представляет собой апериодическое звено первого рода.

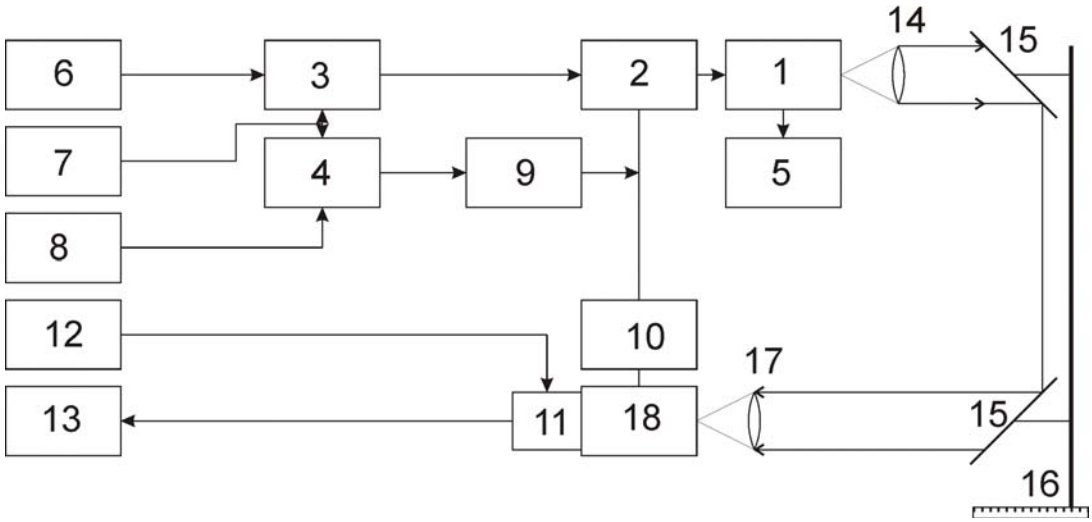


Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки для исследования быстродействия лазера.

1 – исследуемый диод; 2 – тройник; 3 – импульсный усилитель; 4 – СВЧ-генератор; 5 – импульсный вольтметр; 6 – выпрямитель; 7 – генератор импульсов; 8 – выпрямитель; 9 – ферритовый вентиль; 10 – ослабитель; 11 – ФЭУ; 12 – высоковольтный источник питания; 13 – осциллограф; 14, 17 – объективы; 15– система подвижных зеркал; 16 – индикатор перемещения; 18 – внешний модулятор

В том случае, когда источник работает в лазерном режиме его частотная, характеристика описывается аналогичным выражением:

$$\Phi_{\sim} = \frac{\Phi_{\sim 0}}{\sqrt{1+\omega^2\tau_n^2}}, \qquad (28)$$

где τ_n – полное время жизни ННЗ.

Для измерения характеристических времен жизни можно использовать установку, структурная схема которой представлена на рис. 2.

К диоду 1 с помощью специального тройника 2 подводились видеоимпульс от генератора импульсов 7 и задержанный радиоимпульс от

генератора 4, СВЧ-мощность от которого через ферритовый вентиль 9 одновременно подводилась к лазерному диоду и к внешнему модулирующему устройству 18 (резонатору) фотоэлектронного умножителя 11 через фиксированный ослабитель 10. Измерения проводились ФЭУ-28, работавшим в режиме фазового детектирования в прикатодной области. Модулированное излучение, проходя через оптическую систему (объективы 14, 17 и зеркала 15) попадало на фотокатод 11. Амплитуда сигнала на выходе 11, определяемая разностью фаз модулированного излучения лазерного диода и СВЧ-сигнала, подаваемого в 18, контролировалась осциллографом.

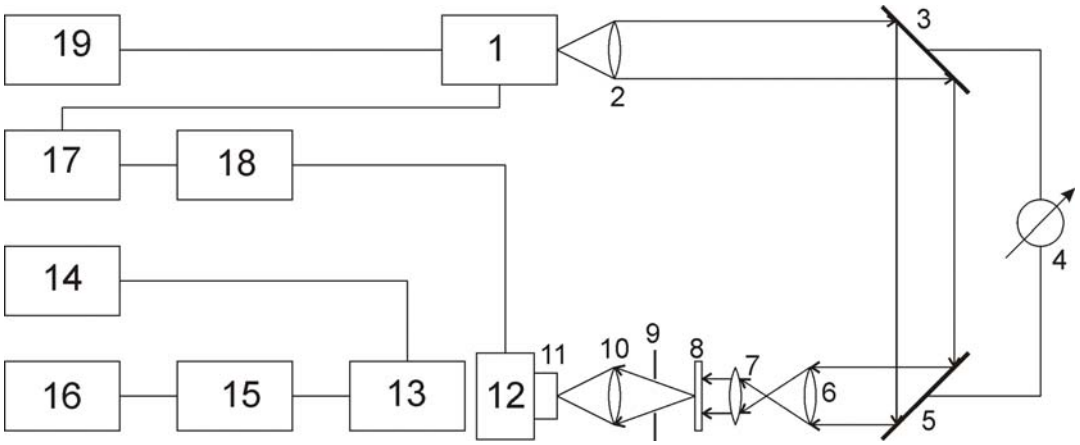


Рис. 3. Структурная схема экспериментальной установки для изучения пространственно-временной структуры ближнего поля излучения полупроводниковых источников с использованием экстремального метода фиксации разности фазы

1 – источник излучения; 2,6,7,10 – объективы; 3,5 – зеркала; 4 – механический индикатор положения зеркала; 8 – увеличенное тело свечения; 9 – щель; 11 – световод; 12 – внешний модулятор (резонатор); 13 – ФЭУ; 14 – высоковольтный источник питания; 15 – узкополосный усилитель; 16 – осциллограф; 17 – СВЧ-генератор; 18 – ферритовый вентиль; 10 – ВЧ генератор

Установка позволяет измерять изменение фазового сдвига между модулирующим напряжением и огибающей светового потока $\Delta\varphi$ от величины тока инжекции. $\Delta\varphi$ можно найти, зная перемещение Δl зеркал 15 и рабочую частоту f, по формуле:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi\Delta l}{\lambda} = \frac{4\pi\Delta l f}{c}. \qquad (29)$$

Если полный сдвиг фаз φ_1, то полное время жизни:

$$\tau_n = \frac{\mathrm{tg}(\varphi_1)}{\omega}, \qquad (30)$$

причем φ_1 вычисляется по измеренному τ_c из выражения (14).

Для изучения распределения фазы модуляции излучения вдоль *p–n*-перехода диода можно использовать экстремальный и парафазный методы [13].

При экстремальном способе [14] сигнал от источника излучения 1, проходя через объективы 2, 7, зеркала 3, 5 и линзы 6, 10 попадает через световод 11 на ФЭУ-28 13, помещенный в поле рассеяния коаксиального резонатора 12 (рис.3). ФЭУ работает в режиме фазового детектирования, определяя разность фаз излучения, поступающего из различных точек *p–n*-перехода.

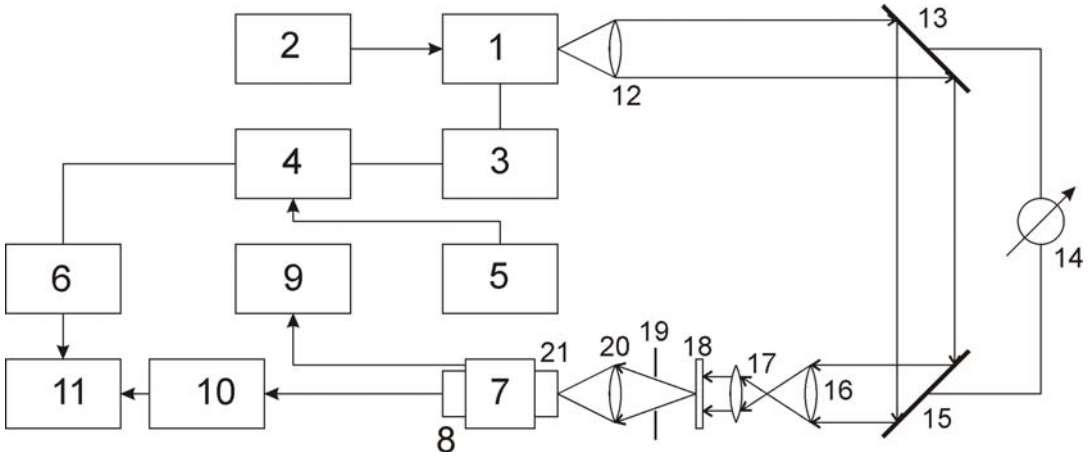


Рис. 4. Структурная схема установки с использованием парофазного способа фиксации разности фаз для исследования фазовой неоднородности излучения по излучающей поверхности

1 – полупроводниковый источник излучения; 2 – источник постоянного смещения; 3 – ферритовый вентиль; 4 – низкочастотный полупроводниковый коммутатор СВЧ-мощности; 5 – СВЧ-генератор; 6 – генератор низкой частоты; 7 – внешний модулятор; 8 – ФЭУ; 9 – источник питания делителя ФЭУ; 10 – усилитель низкой частоты; 11 – синхродетектор; 12, 16, 17, 20 – линзы; 13, 15 – зеркала; 14 – механический индикатор положения зеркал 18 – увеличенное тело свечения; 19 – щель; 21 - световод

Для уменьшения влияния фазовой неоднородности модулирующего поля в зазоре взаимодействия ФЭУ-28 специально отбираются [15], и в измерениях используется лишь часть их фотокатода. Сигнал с выхода ФЭУ 13 через узкополосный усилитель 15 подается на осциллограф 16. Для повышения разрешения сканирование проводится по увеличенному изображению источника.

Экстремальный метод дает возможность проводить измерения в гигагерцовом диапазоне с точностью до 1°, что соответствует временному разрешению ~3пс, а парофазный способ до $4'$.

В последнем случае в отличие от экстремального метода СВЧ-сигнал во внешний модулятор поступает непрерывно, а на диод с частотой, определяемой генератором низкой частоты (рис.4). В остальном принцип работы аналогичен экстремальному методы. В обоих методах

измерение разности фаз осуществлялось перемещением зеркал с помощью механического индикатора.

Применяя фотоэлектронные умножители, работающие в режиме гетеродинирования, можно реализовать схемы фазового детектирования, обеспечивающие точность фиксации разности фаз принимаемого сигнала и гетеродина порядка 4' на частотах модуляции 600 МГц [16].

Для исследования временных характеристик излучателей помимо фотоэлектронных умножителей, работающих в режиме фазового детектирования, применяются и другие методы: оптической строб-осциллографии, ФЭУ и фотодиоды в режиме счета фотонов в сочетании с системами многоканального временного анализа и т.д.

Одним из перспективных направлений сверхширокополосной регистрации повторяющихся оптических сигналов является метод стробирования тока вблизи фотокатода, что часто используется при изучении временных характеристик импульсных лазеров. Для этих целей используются оптические строб-осциллографы например (ОСО-1), в которых воздействие на фотоэлектроны осуществляется непосредственно в момент их вылета с фотокатода. При этом удается получить сверхкороткие (~ 10^{-10} – 10^{-11}с) стробоскопические вырезки из фототока и реализовать сверхширокополосные системы фотоосциллографии [17].

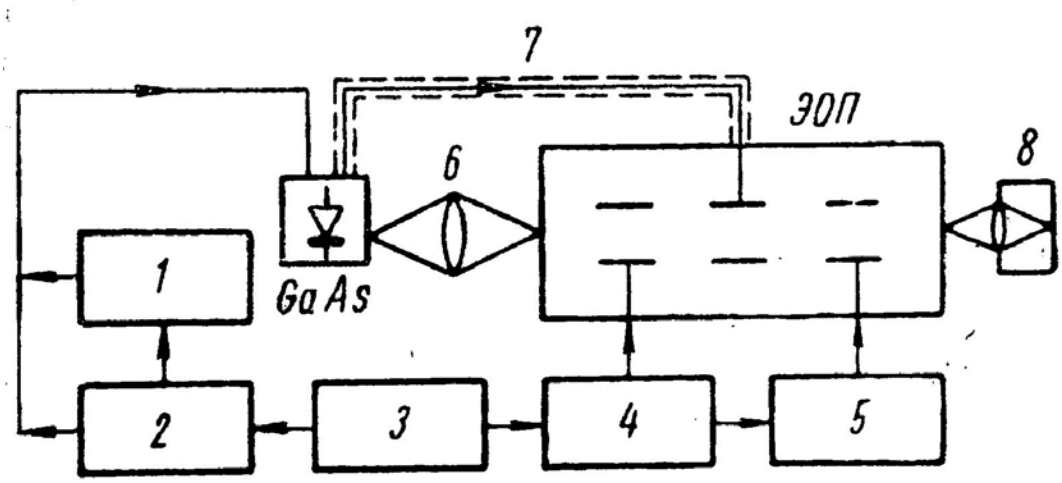


Рис. 5. Структурная схема установки для исследования временных характеристик по задержке излучения относительно импульса возбуждающего тока

1, 2 - генераторы импульсов тока; 3 - генератор запуска; 4 - блок формирования затворного импульса; 5 - блок развертки; 6 - оптическая схема; 7 - калиброванный кабель; 8 - фотоприставка

Для исследования маломощных источников излучения применяются одноквантовые фотоприемники и системы многоканального временного анализа [18]. Практически прибором, регистрирующим число фотоэлектронов в каждый момент времени, является многоканальный временной анализатор.

Для определения импульса излучения относительно возбуждающего импульса можно использовать установку, схема которой приведена на рис.5.

Излучение лазера, падающее на фотокатод ЭОП, превращается в поток электронов и ускоряется полем управляющих пластин. Исследуемый процесс может быть развернут и зафиксирован на экране. Время задержки определяется по запаздыванию светового излучения относительно переднего фронта возбуждающего импульса.

Применение в данной схеме фотоэлектронного резонатора света ФЭР-1[19] позволило поднять временное разрешение установки до 3×10^{-11}с.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В [6] на основе модели, объясняющей фазовую неоднородность совместным действием задержек рекомбинации и оптического поглощения, проведены расчеты ожидаемых характеристик излучения, которые сравниваются с экспериментально полученными результатами (рис.6).

Отмечено, что эффект фазовой неоднородности люминесцентных диодов можно уменьшить за счет снижения вклада сильно задержанных процессов рекомбинации путем создания в области рекомбинации сильно возрастающего в направлении диффузии носителей оптического поглощения.

Теоретические и экспериментальные результаты сравниваются также в работе [20]. Исследуемые диоды были подвергнуты сканированию от точки к точке по светоизлучающей поверхности в ближнем поле, причем детектор измерял только излучение, испускаемое вертикально к сканируемой поверхности. Результаты исследований представлены на рис.7 в виде графических зависимостей фазового сдвига и интенсивности в ближнем поле. На рис.8 представлены распределение плотности носителей для переходов, изготовленных методом изменения скорости роста, и соответствующие интенсивности, фазовая характеристика $\varphi(x)$ излучательной рекомбинации.

Практический интерес представляет исследование пространственно-временной структуры излучателей на основе GaAs, работающих в лазерном режиме. Здесь исследовалось распределение разности фаз модуляции и опорного сигнала $\Delta\varphi$ путем измерения этой величины при дискретном перемещении диафрагмы 0,07мм по изображению поверхности. Одновременно проводилось измерение интенсивности излучения. В отличие от спонтанного режима работы наблюдалась корреляция между изменением фазы модуляции и интенсивностью,

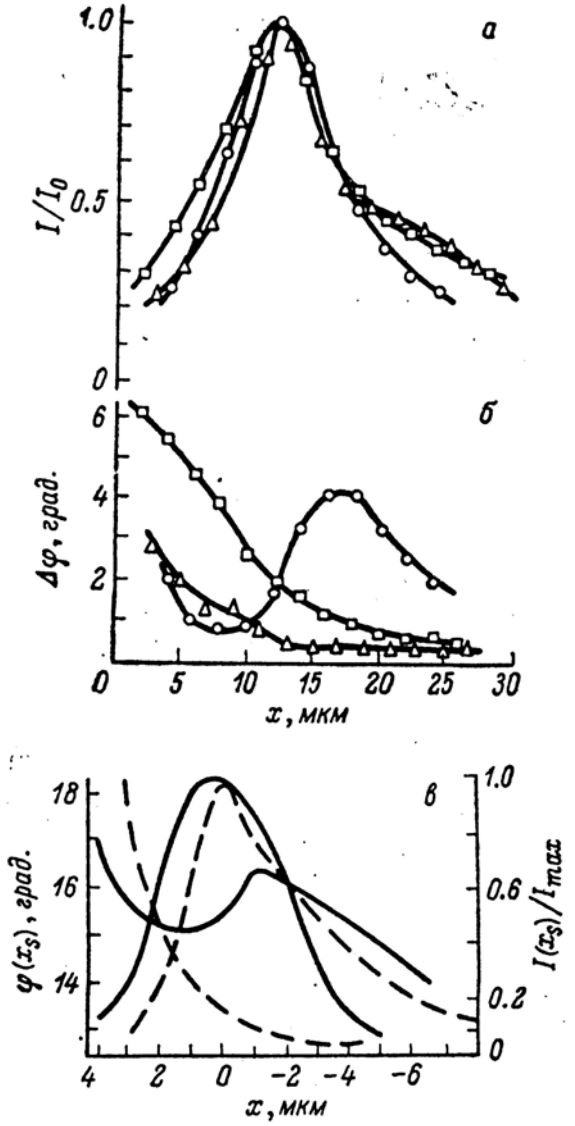


Рис. 6. Экспериментально наблюдаемая интенсивность излучения ближнего поля (а), фазовая неоднородность излучения диодов со структурой Фабри-Перо (б) и соответствующие характеристики (в), найденные теоретически с применением функций поглощения

причем фазовая неоднородность более существенна по сравнению с некогерентным режимом работы.

Исследование задержек начала генерации показало, что генерация начинается в некотором участке активной области и с течением времени распространяется по всей ее ширине [21]. В качестве причин этого явления предлагаются:

1. ограниченная скорость инжектированных носителей;
2. различная концентрация ловушек захвата, ответственных за задержку

момента начала генерации;

3. конечная длительность переднего фронта инжектирующего импульса.

При увеличении тока инжекции указанный выше участок смещается в сторону *n* области. Однако максимум интенсивности не смещается, а наблюдаются лишь некоторое расширение активной области перпендикулярно *p–n*-переходу.

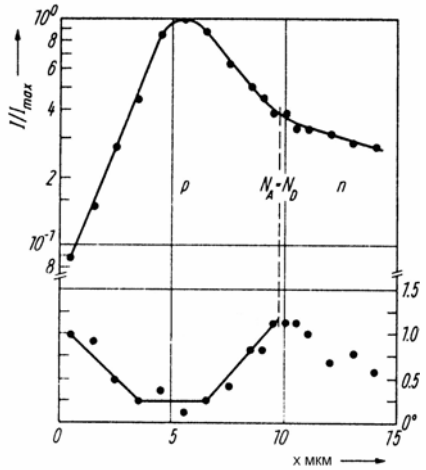


Рис.7. Распределение интенсивность и распределение фазы излучения (точки – экспериментальные значения, линии – теоретические).

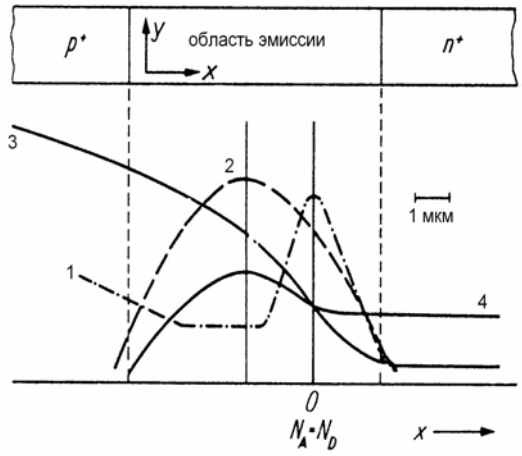


Рис. 8. Пространственная зависимость фазы модуляции(1), интенсивности(2) в ближнем поле, а также концентрации дырок(3) и электронов(4): j=200А/см^2, f=30МГц, T=ЗОО°К, $\Delta N_A/\Delta N_D \cong 5\times10^{22}$см$^{-4}$, $N_D=3\times10^{18}$см$^{-3}$

Распределение интенсивности и моментов начала генерации вдоль *p–n*-перехода носит нерегулярный характер и не повторяется для различных образцов, что, вероятно, связано с несовершенством полупроводникового материала.

Экспериментальные исследования временных задержек в лазерах с резонатором типа Фабри-Перо и в лазерах с распределенной обратной связью (РОС) показали [22]:

1. величина задержки зависит только от стационарной выходной мощности Р;
2. квадрат величины задержки имеет квазилинейную зависимость от $1/P_f$ в случае РОС-лазера и нелинейный характер для лазера с резонатором Фабри-Перо;
3. лазер с резонатором Фабри-Перо имеет временную задержку, как правило, меньшую, чем у РОС-лазера при одной и той же P_f.

Излучение краевых областей диода отстает по фазе от излучения центральной области [23]. Это характерное для полупроводниковых

излучателей явление, связанное со специфическим влиянием поверхности на процесс рекомбинации.

Гетеролазеры по сравнению с гомолазерами имеют более однородную структуру излучения [24], которая может быть обусловлена отсутствием двойных акцепторов [25], ответственных за задержки излучения в лазерах с диффузионными *p–n*-переходами.

Распределение фазы вдоль и поперек гетеропереходов при различных токах накачки имеет ряд закономерностей [26]. При движении в направлении, перпендикулярном переходу обнаруживается увеличение задержки в центре активной области. Оно связано с уменьшением излучательного и ростом безызлучательного времен жизни и большими оптическими потерями вблизи переходов. Кроме того, при высоком уровне инжекции возникает неоднородность в распределении основных носителей, которая может привести к уменьшению скорости рекомбинации в центре активной области.

Другой закономерностью полученных результатов по распределению фазы является общее увеличение задержки в направлении от *n*-эмиттера к *p*-эмиттеру. Естественно предположить, что это связано с конечной скоростью инжектируемых электронов.

Были проведены исследования и спектрального распределения фазы модулированного излучения [27]. Полученные результаты показывают, что при смещении в длинноволновую область происходит увеличение эффективного размера излучающей поверхности и фазовой задержки. Увеличение фазы в длинноволновой области обусловлено переизлучением поглощенного рекомбинационного получения. Вырезая определенные участки спектра, можно добиться существенного улучшения пространственной однородности фазы модулированного получения.

Исследование спектральных характеристик *GaP : Zn,O* светодиодов показали, что они могут быть описаны как апериодическое звено второго рода [28] с излучательным временем жизни τ_u и безызлучательным $\tau_б$, которые являются спектрально зависимыми величинами. Излучательное время жизни τ_u имеет минимум для длин волн, близких к центру красной полосы с λ_{max}=690нм, который смещается в более коротковолновую область с ростом тока накачки. Подобное же смещение характерно и для безызлучательного времени жизни.

Из рассмотренных экспериментальных результатов вытекают следующие меры уменьшения фазовой неоднородности:

1. совершенствование технологии получателей;
2. применение полосковых структур,

3. использование только тех областей, где фазовая неоднородность минимальна;
4. применение компенсационных схем.

Литература

1. *Попов Ю. В.* Влияние временных характеристик полупроводникового квантового генератора на точность измерения дистанции с помощью импульсно-фазового светодальномера на его основе // ОМП, 1977. №8. С. 49-51.
2. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199с.
3. *Ламанов А .А., Попов Ю. В., Неверов Л. А., Жильцов А. И.* Частотная зависимость задержки фазы излучения светодиодов в СВЧ-диапазоне // ОМП, 1975. №6. С. 23-24.
4. *Царенков Б. В., Именков А. Я., Попов Ю. В., Яковлев Ю. П.* Явление задержки эектролюминесценции р–п-структур и его связь с барьерной емкостью // ФТП. 1972. Т. 6, вып. 12. С. 2364-2369.
5. *Grain A., Clifton G.* An analysis of the effects of interface recommendation on the transient response of double heterojunction devices // Quantum electronics. 1973. Vol. 13, № 9. P. 783-791.
6. *Цее А.* Эффект фазовой неоднородности в ближнем поле излучения люминесцентных диодов // ФТП. 1979. Т. 13, вып.1. С. 3-7.
7. *Попов Ю. В., Трапезников М. В., Ярошенко Т. Ю.* О спектральной зависимости временных характеристик излучения GaAlAs-диодов // Письма в ЖТФ, 1982. Т.8, вып.4. С.197-200.
8. *Карих Е. Д., Шилов А. Ф.* Явление переизлучения в прямозонных полупроводниках // ЖПС, 1984. Т.41, №.3. С.357-373.
9. *Воронин В. Ф., Грибковский В. П., Самойлюкович В. А.* Корреляция между внутренними дифференциальными квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля инжекционных лазеров // ЖПС, 1971. Т.XIL, вып.2. С.531-533.
10. *Манак И. С., Шилов А. Ф.* Частотная зависимость фазовой неоднородности GaAs источников ИК-излучения // Арсенид галлия. Томск.: 1974. Вып. 5. С. 154-157.
11. *Misek J., Kucera L., Snobar F., Kortan J.* Origin of chromatic delay in electro luminescent diodes // Solid State Electronics. 1977. Vol.20. P. 333-334.
12. *Попов Ю. В., Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А.* Исследование временных характеристик полупроводниковых источников рекомбинационного излучения с помощью обычных ФЭУ // Вестник БГУ. 1969. Сер.l, №3. С.67-71.
13. *Zehe A.* Influence of absorption on the field of spontaneously emitting GbAA p-n-junction // Phys. Stat. Sol.(a). 1973. Vol.15. P.41-44.
14. *Манак И. С.* Квантовые полупроводниковые приборы. Учебное пособие. Часть 2. Кинетика люминесценции и генерации излучения. Мн. БГУ, 1991. 98 с.
15. *Попов Ю. В., Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А.* О распределении фазы модулирующего напряжения по фотокатоду ФЭУ, работающему в режиме гетеродинирования // Вестник БГУ. 1970. Сер.l, №1. С.93-94.
16. *Кобак И. А., Манак И. С., Попов Ю. В., Шилов А. Ф.* Об особенностях применения ФЭУ в режиме гетеродинирования в схемах фазовых светодальномеров // Всесоюзная научная конференция "Совершенствование методов и приборов для

автоматизации и повышения точности угловых и линейных измерений в геодезии, аэрофотосъемка и фотометрии". Тез. докл. 9-11 декабря 1975г., М.: 1975 С.30.
17. *Ермалицкий Ф. А., Манак И. С., Прохоренко А. С., Шевцов В. А.* Лазеры на двойной гетероструктуре в системах оптической локации и све-тодальнометрии // Тезисы докладов III Всес. конф. "Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации. Таллинн.: 1987. С.45-46.
18. *Манак И. С., Михнюк С. Б.* Исследование кинетики электролюминесценции в GaP светодиодах красного свечения // XLIV Всес. научная сессия, посвященная дню Радио. Тез. докл. Ч.2 -М.:Радио и связь, 1989. С. 44.
19. *Дробжин Ю. А., Никитин В. В.* О методе измерения инерционности полупроводниковых квантовых генераторов // Измерительная техника. 1966. №11. С.92-93.
20. *Doss R.* GaAs p-n junction with varying local delay time of the recombination emission and its dependence on doping, // Phys.Stat. Sol.(a). 1972. Vol. 9. K. 61-63.
21. *Дерягин В.Н., Марасин Л.Е.* Распределение моментов начала генерации по получающей поверхности ПКГ // ФТП. 1971, Т. 5, в.10. С.1981-1983.
22. *Spano P., O'Ottavi A., Mecozzi A., Daino B.* Experimental observation of jitter in Semiconductor laser // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 52, № 26. P. 2203-2204.
23. *Wilson A., Depatie D., Querns J.* Near-foeld phase measurements of diode laser array // Adv. Laser See. II:Proc.2, int. Laser Sci.Conf., Seattle, wash., oct.20-24.,1986", New York. 1987. P. 139-141.
24. *Алферов Ж. И., Дерягин В. Н., Марасин Л. Е. и др.* Временные характеристики ближнего поля излучения инжекционных гетеролазеров // ЖТФ. 1974 Т. XLIV, вып. 4. С.863-864.
25. *Dyment J.C., Ripper J.E.* Temperature behavior of stimulated emission delay time delays in diodes and a proposed trapping model // Quantum Electron, Vol. 4. 1968. P.155-160.
26. *Ламанов А.Л., Попов Ю.В.* Временная неоднородность ближнего поля излучения инжекционных гетеролазеров при амплитудной модуляции сверхвысокими частотами // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 11. С. 2452-2454.
27. *Заргарьянц М. Н., Грудин О. М.* Спектральная зависимость пространственной неоднородности фазы модулированного спонтанного излучения диодов // ЖТФ. 1980. Т. 50, вып.6. С.1358-1362.
28. *Манак И. С., Лисенкова А. М., Бондаренко А. Н., Фалькова Н. В.* Инерционные свойства GaP светодиодов в отдельных спектральных полосах // В сб.: Исследования по прикладной квантовой электронике. Труды ТПИ. Радиотехника XV. №639. Таллинн.: ТПИ. 1987. С.43-50.

А. В. Иванов, В. К. Кононенко, И. С. Манак, В. В. Паращук

СПЕКТРЫ УСИЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ В СИСТЕМЕ GaInAs–GaAs–AlGaAs

1. Введение

Частотой генерации квантоворазмерных лазеров можно управлять, варьируя толщину активного слоя, высоту и ширину потенциальных барьеров, состав эмиттеров, изменяя ориентацию квантоворазмерных слоев [1]. Это создает принципиально новые возможности создания различных устройств полупроводниковой квантовой электроники. В то же время, несмотря на большое количество работ по исследованию излучения квантоворазмерных лазеров на основе различных гетероструктур, свойства некоторых лазерных гетероструктур, излучающих в ближнем ИК-диапазоне, недостаточно подробно изучены.

Лазерные диоды спектрального диапазона 1,0–1,1 мкм широко используются в качестве источников накачки твердотельных лазеров, а также в открытых атмосферных линиях связи и волоконно-оптических системах. Для этих целей необходимо дальнейшее улучшение параметров и характеристик как инжекционных лазеров, так и суперлюминесцентных диодов, излучающих в данной области спектра [2, 3].

Как следует из работы [2], для гетероструктур GaInAs–GaAs–AlGaAs, излучающих в указанном спектральном диапазоне, существует проблема образования дефектов, в частности дислокаций несоответствия, что вызвано отличием периодов кристаллических решеток вещества активной области GaInAs и подложки GaAs. Это приводит к снижению квантового выхода люминесценции, возрастанию оптических потерь. Было установлено, что замена барьерного слоя GaAs на GaAsP улучшает люминесцентные характеристики гетероструктур с заданным активным слоем GaInAs. В результате такой замены, как выяснилось, длина волны излучения увеличивается, уменьшается пороговый ток, возрастает квантовый выход генерации (до 70 %), а также повышается надежность лазеров.

Для квантоворазмерных лазеров с гетероструктурой на основе GaInAs–GaAsP, работающих на длине волны 1,06 мкм, проведен расчет коэффициента усиления [4]. Вычисления проводились в приближении трехзонной модели (рассматривались основные подзоны электронов и тяжелых и легких дырок). Расчетные и экспери-

ментальные спектры люминесценции хорошо совпали по форме, расхождение результатов теории и данных эксперимента не превысило 30 %. С увеличением тока накачки наблюдалось смещение максимума спектров в сторону коротких длин волн.

До сих пор не достаточно подробно исследованы поляризационные характеристики излучения лазеров в этом спектральном диапазоне 1,0–1,1 мкм, требуется также детальное изучение внутренних лазерных параметров. В данной работе измерены спектры люминесценции квантово-размерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaAs–AlGaAs с одной квантовой ямой и исследованы поляризационные характеристики излучения до порога генерации при токах накачки 20–120 мА.

2. Структура лазеров и методика эксперимента

Гетероструктуры GaInAs–GaAs–AlGaAs выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе “СИГМОС-130” с вращающимся графитовым подложко-держателем при температуре роста 720 ^{0}C и давлении 60 тор. В качестве источников элементов III и V групп использовались $Al(CH_3)_3$, $Ga(C_2H_5)_3$, $In(CH_3)_3$, AsH_3 и PH_3, а газом-носителем служил водород. Эпитаксиальный рост проводился на подложках *n*-GaAs с ориентацией (100). Ширина квантовой ямы GaInAs составляла 6 нм [2]. Схематически гетероструктура изображена на рис. 1.

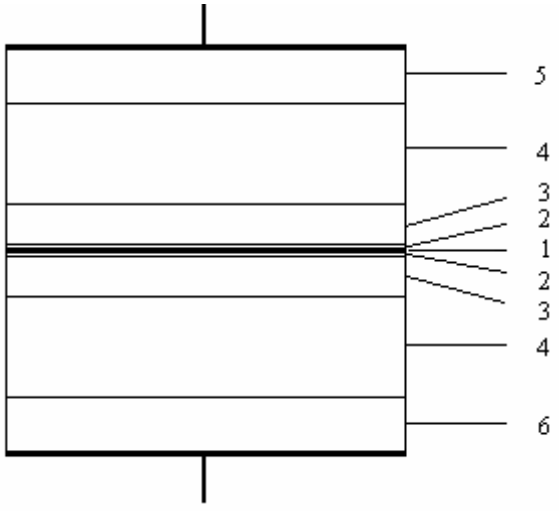


Рис. 1. Схематический состав гетероструктуры квантоворазмерного гетеролазера

(1) активный слой GaInAs толщиной 6 нм, (2) барьерные слои GaAs толщиной 7 нм, (3) волноводные слои $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ толщиной 0,15 мкм, (4) эмиттерные слои $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ толщиной 1,5 мкм, (5) контактный слой *n*-типа, (6) контактный слой *p*-GaAs толщиной 0,5 мкм

Измерения спектров излучения гетеролазеров проводились в лаборатории высокоэнергетичной ионной имплантации и функциональной диагностики кафедры физики полупроводников и наноэлектроники физического факультета БГУ. Блок-схема установки для исследования спектров люминесценции представлена на рис. 2.

Получение спектра излучения осуществлялось последовательной перестройкой монохроматора по длине волны (путем разворота дифракционной решетки относительно оси вращения) с заданным шагом (0,2 нм) и одновременной регистрацией электрического сигнала приемника излучения в каждой точке спектра.

Фотоэлектрический приемник регистрировал энергию излучения выбранной спектральной полосы. Исследование спектров лазерного диода проводилось при комнатной температуре. При этом температура не фиксировалась термостатом, что можно отнести к недостаткам эксперимента.

Рис. 2. Функциональная схема установки для исследования спектров люминесценции (1) лазерный диод, подключенный к источнику постоянного тока через ограничивающий резистор, (2) пленочный поляризатор ИК-диапазона, (3) монохроматор МДР-23, (4) фотоэлектрический германиевый приемник, охлаждаемый жидким азотом, (5) устройство обработки и вывода информации, включающее широкополосный усилитель, осциллограф и компьютер с программой для отображения спектра на экране

3. Спектры люминесценции и поляризация

Спектры излучения квантоворазмерного гетеролазера в системе GaInAs–GaAs–AlGaAs в допороговом режиме при токах накачки 20–140 мА представлены на рис. 3. Максимум в спектре люминесценции гетеролазеров при комнатной температуре достигается на длине волны $\lambda = 1{,}03$ мкм.

Из сравнения спектров люминесценции $S(\lambda)$ при различных токах накачки выявлено смещение максимума спектра излучения в сторону длинных волн, при изменении тока I от 20 до 140 мА максимум смещается на 7,5 нм. С увеличением тока накачки спектр становится заметно шире и полуширина полосы испускания достигает величины $\Delta\lambda = 23$ нм при токе 140 мА (при малом токе накачки $I = 20$ мА полуширина спектра составляет $\Delta\lambda = 15$ нм).

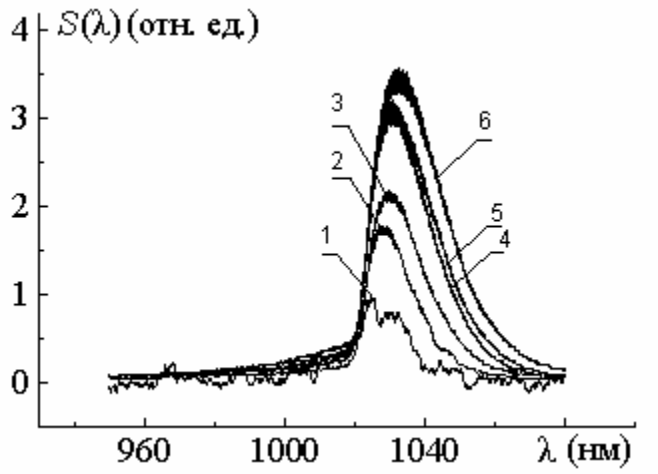


Рис. 3. Спектр люминесценции $S(\lambda)$ при различных токах накачки I = 20 (1), 60 (2), 80 (3), 100 (4), 120 (5) и 140 мА (6)

Три эффекта в основном приводят к смещению спектрального максимума. Смещение максимума в коротковолновую область связано с последовательным заполнением носителями тока нижних энергетических уровней при увеличении тока накачки. Противоположный по знаку эффект связан с нагревом лазерного диода при увеличении тока накачки. Третий эффект – это сужение ширины запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей тока, он приводит, как и второй эффект, к смещению максимума в сторону длинных волн. Как следует из эксперимента влияние второго и третьего эффектов сказывается существеннее первого.

При токе накачки 60 мА и выше в спектре люминесценции присутствуют резонансные пики, соответствующие различным модам резонатора Фабри–Перо. Таким образом, при этих токах необходимо учитывать эффекты усиленной люминесценции.

Спектры испускания были исследованы при различном положении лимба поляризатора. Зависимость спектральной интенсивности от угла поворота лимба поляризатора для трех длин волн, одна из которых соответствует максимуму интенсивности в спектре, при токе накачки 20 мА представлена на рис. 4. Графики сравнения спектров усиленной люминесценции для ТЕ- и ТМ-поляризаций при различных токов накачки приведены на рис. 5.

В диапазоне токов 20–120 мА наблюдаются близкие к единице значения степени поляризации излучения P. При этом интенсивность ТМ-мод не превысила уровня шумов. Из работ по исследованию поляризации излучения квантоворазмерных лазеров, в частности [5], можно было ожидать малое значение P при малых I и увеличение величины P до единицыпри достаточно больших накачках вблизи порога генерации. Практи-

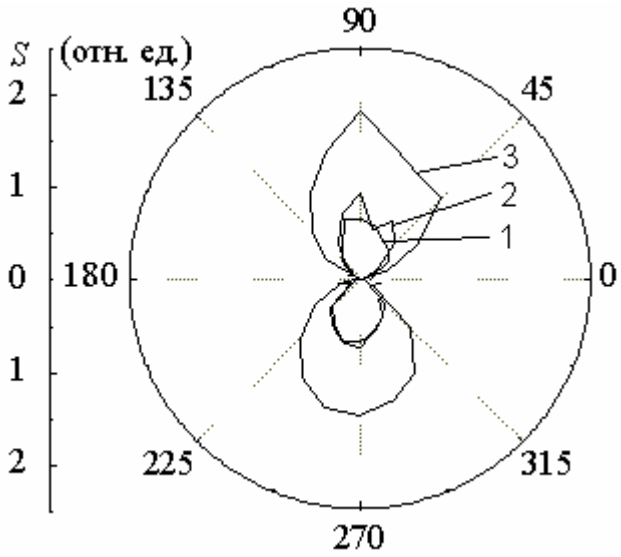
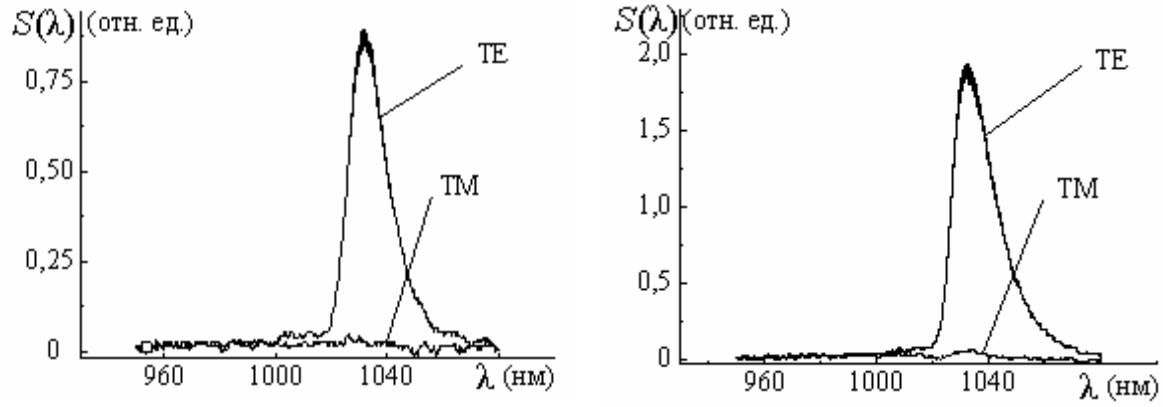


Рис. 4. Зависимость интенсивности излучения от угла поляризации при токе I = 20 мА
λ = 1018 (1), 1035 (2) и 1026 нм (3)

чески полная поляризация излучения исследованных гетеролазеров наблюдается уже при малых токах накачки и объясняется, по-видимому, характеристиками пропускания торцов лазерных диодов, подавлением резонатором излучения TM-поляризации, а также параметрами волноводных слоев и наличием механических напряжений в активной области.



а *б*

Рис. 5. Сравнение спектров излучения TE- и TM-мод:
ток накачки I = 60 (*а*) и 120 мА (*б*)

4. Анализ и обсуждение результатов

Энергия испускаемых фотонов определяется уровнями подзон электронов и дырок в квантовых ямах и зависит от состава материала и ширины квантовых ям, а также параметров барьерных слоев. В частности, при изменении мольной доли InAs в активном слое GaInAs в пределах

0,04–0,4 длина волны соответствующего оптического перехода изменяется в пределах 860–1100 нм [2].

Ниже расчет проводился для активного слоя $Ga_{0,7}In_{0,3}As$. Выполненные оценки энергии уровней размерного квантования показывают, что в квантовой яме шириной $d = 6$ нм реализуется следующий набор уровней: две подзоны электронов, две подзоны тяжелых дырок и одна подзона легких дырок (табл. 1). При этом высоты потенциальных барьеров в системе $Ga_{0,7}In_{0,3}As$–GaAs полагались $\Delta E_c = 370$ мэВ в зоне проводимости и $\Delta E_v = 51$ мэВ валентной зоне.

Таблица 1

Уровни энергий размерного квантования *E* в квантовой яме гетеролазера

E, мэВ	Номер подзоны	
	$n = 1$	$n = 2$
Электроны	83,8	305,9
Тяжелые дырки	13,1	45,1
Легкие дырки	23,1	–

Энергетическая диаграмма квантоворазмерной гетероструктуры с обозначением возможных оптических переходов показана на рис. 6. Согласно расчетам, энергии начальных оптических переходов между подзонами электронов и тяжелых и легких дырок равны, соответственно, $h\nu_{1h} = 1{,}099$ эВ, $h\nu_{11} = 1{,}1089$ эВ и $h\nu_{2h} = 1{,}353$ эВ. Как видно, основной вклад в испускание вносят переходы с участием основных подзон электронов и дырок ($n = 1$).

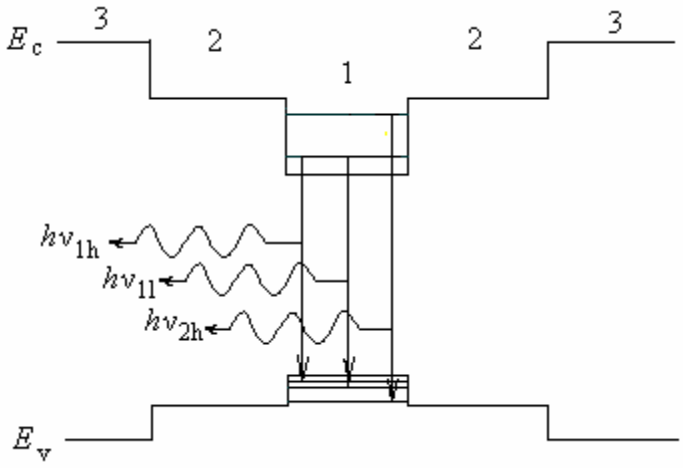


Рис. 6. Энергетическая диаграмма гетероструктуры и оптические переходы
(1) $Ga_{0,7}In_{0,3}As$, (2) GaAs, (3) $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$

Спектр испускания определяется скоростью спонтанной рекомбинации $r_{sp}(h\nu)$, которая зависит от механизма излучательной рекомбинации, вероятности оптических переходов, уровня возбуждения активной области и характера спектрального уширения. В общем виде это можно учесть через плотность состояний в подзонах и функцию спектрального уширения [6]:

$$r_{sp}(h\nu) = r_0 \sum_{n,i} \frac{m_{rit}}{m_e} \int f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) L(h\nu - E_{cv}) \alpha_{ni}(\alpha, \theta_{ni}) H_{ni}(E_{cv} - h\nu_{ni}) dE_{cv}, \quad (1)$$

где r_0 – нормировочный коэффициент, n – номер подзоны в квантовой яме, i = h, l – индекс, соответствующий тяжелым и легким дыркам, m_{rit} – приведенная масса, $E_{cv} = E_{cni} - E_{vni}$ – энергия оптических переходов, $f_e(E_{cni})$ и $f_h(E_{vni})$ – функции Ферми–Дирака для электронов и дырок, $L(h\nu - E_{cv})$ – функция спектрального уширения, $H_{ni}(E_{cv} - h\nu_{ni})$ – ступенчатая функция Хевисайда. Поляризационный фактор $\alpha_{ni}(\alpha, \theta_{ni})$ зависит от ориентации вектора поляризации (угол α) и волнового вектора дырки (угол θ_{ni}) относительно оси размерного квантования <100> [7]. Для ТЕ-моды задается $\alpha = \pi/2$, а для ТМ-моды – $\alpha = 0$.

Интегрирование в (1) проводится по энергии оптических переходов E_{cv}, начиная с энергии начальных переходов $h\nu_{1h} = E_g + E_{c1} + E_{vh1}$, где E_g – ширина запрещенной зоны $Ga_{0,7}In_{0,3}As$ при температуре T, и заканчивается при достижении высоты потенциального барьера. Функция спектрального уширения выбиралась в виде лоренцевской функции:

$$L(h\nu - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (2)$$

где параметр Γ_{cv} принимался равным 10 мэВ.

Спектры спонтанной рекомбинации в случае прямых оптических переходов и лоренцевского уширения приведены на рис. 7 и 8. При малых уровнях накачки наиболее интенсивны спонтанные переходы, соответствующие ТЕ-поляризации излучения, т. е. основной вклад в формирование спектров испускания вносят переходы с участием тяжелых дырок. С ростом накачки увеличивается роль оптических переходов электронов из первой подзоны в зоне проводимости на подзону легких дырок. При этом возрастает вклад в испускание ТМ-мод. Однако, чтобы объяснить наблюдаемое подавление излучения с ТМ-поляризацией, необходимо учесть решающее влия-

ние оптических и волноводных характеристик резонатора на выход излучения из активной области лазерного диода.

Отметим, что на рис. 7 *а* численный коэффициент составляет $r_0 \cdot 10^{-7}$, для рис. 7 *б* – $r_0 \cdot 10^{-3}$, а для рис. 7 *в* и 7 *г* – $r_0 \cdot 10^{-2}$, где $r_0 \approx 4{,}12 \times 10^{23}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}\cdot$эВ$^{-1}$. Это дает возможность оценить интенсивность люминесценции и сравнить результаты расчета с измеряемыми спектрами. Коротковолновый сдвиг расчетных спектров можно частично устранить путем подбора компонентного состава GaInAs в активной области.

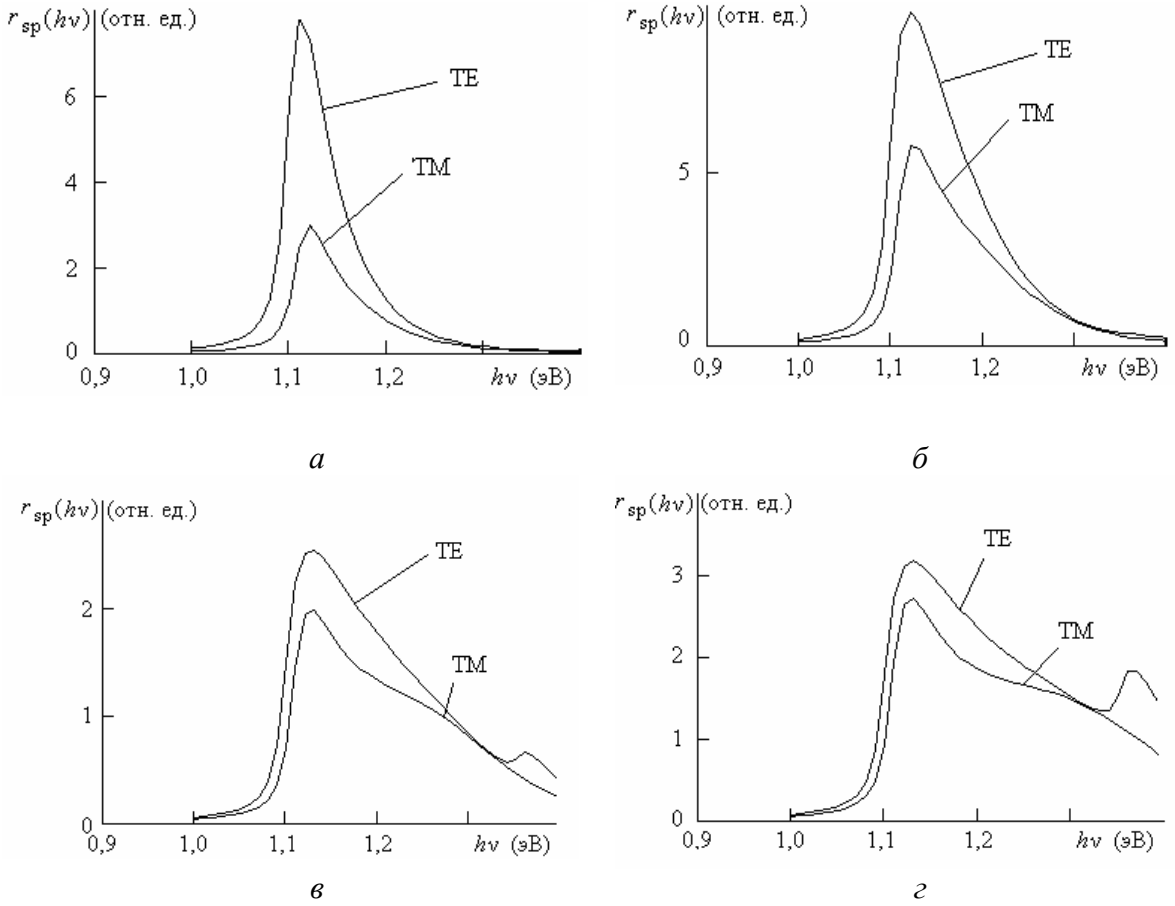


Рис. 7. Спектр спонтанного испускания $r_{sp}(h\nu)$ при разных уровнях накачки разность квазиуровней Ферми ΔF = 0,8 (*а*), 1,1 (*б*), 1,2 (*в*) и 1,25 эВ (*г*)

Таким образом, для адекватного описания формы полосы усиленной люминесценции и ее изменения с током накачки необходимо учитывать сложный характер спектрального уширения, нагрев лазерного диода и особенности локализации излучения в активной области [8]. Очевидно также влияние компонентного состава активной области и механических напряжений на структуру уровней, участвующих в процессе испускания.

5. Заключение

Для квантоворазмерного гетеролазера в системе GaInAs–GaAs–AlGaAs измерены спектральные характеристики излучения и его поляризации, а также проведены расчеты с целью теоретического обоснования экспериментальных зависимостей. Из анализа изменения интенсивности и формы полосы люминесценции с током накачки следует, что необходимо более детально определить характер спектрального уширения и учесть нагрев лазерного диода. Особенности локализации излучения в процессе усиленной люминесценции и влияние оптических и волноводных характеристик резонатора на выход излучения из активной области лазерного диода задают степень поляризации его излучения.

Авторы выражают благодарность за помощь в организации эксперимента Н.М. Казючицу.

Литература

1. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* // Теория полупроводниковых лазеров. Минск, 1995. 108 с.
2. *Дураев В. П., Мармалюк А. А., Падалица А. А. и др.* Влияние барьерных слоев GaAsP на параметры лазерных InGaAs/AlGaAs-диодов спектрального диапазона 1050–1100 нм // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 10, С. 909–911.
3. *Лапин П. И., Мамедов Д. С., Мармалюк А. А. и др.* Мощные и широкополосные суперлюминесцентные диоды спектрального диапазона 1000–1100 нм // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 4. С. 315–318.
4. *Батрак Д.В., Богатова С.А., Бородаенко А.В. и др.* Моделирование материального усиления квантоворазмерных слоев InGaAs, используемых в гетеролазерах, работающих в спектральной области 1.06 мкм // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 4, С. 316–322.
5. *Kononenko V. K., Tsvirko V. I., Glukhikh I. V. et al*. Output power and spectral characteristics of quantum-well laser diode bars // Proc. Int. Conf. on Laser Applications and Optical Metrology (ICLAOM-03). New Delhi, 2004. P. 259–262.
6. *Kononenko V. K., Nalivko S. V.* Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760–767.
7. *Карасев Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С., Харевич Д. Л.* Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3–4. С. 52–55.
8. *Кононенко В. К., Грибковский В. П.* Влияние радиационного шума на порог и мощность генерации инжекционного лазера // ФТП. 1971 Т. 5, № 10, С. 1875–1881.

М. Ю. Барабаненков, Ю. Н. Барабаненков, И. А. Щелоков

РЕЗОНАНСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ДВУМЕРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК И ФОТОННЫХ СТРУКТУР

Введение

Обнаружение удивительных оптических свойств фотонных структур (ФС) и появление самого этого термина связано с работами Яблоновича [1] и Джона [2], завершившими некоторый этап в развитии двух фундаментальных физических проблем. Это, классическая в квантовой электродинамике задача спонтанного излучения и проблема локализации Андерсоновского типа классических волновых полей.

В 1946 году Парселл [3] высказал соображение о том, что люминесценция атомов не является абсолютно неуправляемым внутренним свойством связи материи и окружающего пространства. В частности, Парселл показал увеличение скорости распада возбужденного состояния двухуровневой системы, находящейся в резонаторе, настроенном на частоту ее перехода. В общем случае, эффективность люминесценции может быть значительно изменена посредством модификации плотности электромагнитных (ЭМ) состояний пространства в спектральном диапазоне, содержащем частоту испускаемых фотонов (см. [4,5] и ссылки).

В работе [1] предложен способ формирования искусственного материала, способного воздействовать на ЭМ поле, т.е. на фотоны, тем же образом, каким кристаллическое поле воздействует на электроны. Периодичность диэлектрического контраста в таком материале приводит к нарушению полной трансляционной симметрии свободного пространства и ЭМ поле приобретает структуру мод. Дисперсионное соотношение для фотонов становится нелинейным $\omega_m \neq c\left|\vec{k}\right|$. Каждая $(m-\text{ая})$ дисперсионная ветвь является непрерывной функцией блоховского вектора $\vec{k}$ в зоне Бриллюэна. В зонной структуре возможно появление запрещенной зоны (зон), среди которых различают полную, прямую и стоп-зону [6,7]. Тип зоны определяют соотношением $\omega_{m+1}(\vec{k}) > \omega_m(\vec{k}')$. Если, независимо от поляризации ЭМ волны, это неравенство выполняется для любых $\vec{k}$, $\vec{k}'$, то говорят о полной зоне; случай $\vec{k} = \vec{k}'$ соответствует прямой зоне; если же указанное неравенство справедливо только для некоторого значения $\vec{k} = \vec{k}'$, то реализуется т.н. стоп-зона по направлению задаваемому волновым вектором $\vec{k}$.

Характерный масштаб Λ периодичности ФС сопоставим с длиной λ рассеивающейся на структуре ЭМ волны. Соотношение $\lambda \approx \Lambda$, являясь промежуточным между пределом геометрической оптики ($\lambda << \Lambda$) и приближением эффективно однородной среды ($\lambda >> \Lambda$), обуславливает существенную роль интерференционных явлений и дифракции брегговского типа в формировании оптических свойств ФС. Как оказалось, не менее существенную роль играют условия резонансного рассеяния на отдельном "атоме" ФС. Появление ФЗЗ наблюдается в той же промежуточной ситуации между приближением геометрической оптики для коротких по сравнению с диаметром "атома" ($2R$) волн ($\lambda << 2R$) и длинноволновым приближением Рэлея ($\lambda >> 2R$). Вклад микроскопического резонансного рассеяния обуславливает принципиальное отличие механизмов формирования запрещенной зоны в энергетических спектрах фотонных и обычных электронных кристаллов.

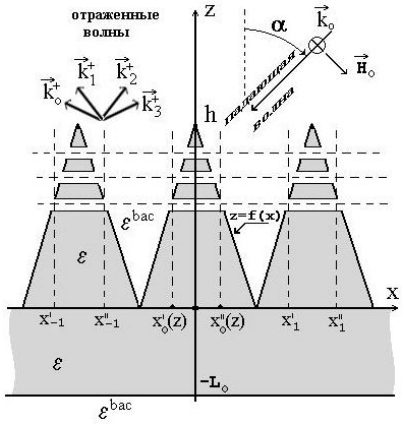


Рис. 1. Схематическое изображение периодической поверхности с треугольным профилем, периодом Λ на подложке, толщиной L_0;и способа ее рассечения на элементарные слои с зазорами. Вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E_0}$ плоской волны, падающей под углом α, параллелен оси y (TE поляризация). Волновой вектор $\mathbf{k_0}$ и магнитный вектор $\mathbf{H_0}$ волны лежат в плоскости падения xz

В данной работе 2DФС рассмотрены как стопки одномерных дифракционных решеток. Целью работы является теоретическое исследование механизмов формирования двумерной фотонной запрещенной зоны, начиная с одной решетки; исследование устойчивости и возможности частотной подстройки запрещенной зоны.

Дифракционные решетки с треугольным профилем

Рассматривается слой *2D* неоднородной изотропной среды с диэлектрической проницаемостью *ε(x,z),* являющийся переходной областью между диэлектрическими полупространствами с диэлектрической про-

ницаемостью ε^{bac}. Плоскость *xy* декартовой системы координат находится на поверхности слоя. Переходная область может иметь подложку в виде однородного слоя. Плоская монохроматическая линейно поляризованная ЭМ волна с длиной волны λ падает на слой из верхнего полупространства. Переходной слой может быть представлен, например, одной из двух нижеследующих моделей. "Однозначная" модель – гофрированная поверхность с профилем в виде периодической функции $z=f(x)$ с треугольной ячейкой в плоскости *xz*, вытянутой вдоль оси *y* (рис.1) и "двузначная" модель – система цилиндров, лежащих параллельно плоскости *xy*, ориентированных по оси *y* и эквидистантно расположенных вдоль оси *x* (рис. 2).

Условие периодичности переходного слоя позволяет записать матричное уравнение Риккати [8]

$$dR_{\mu\nu}/dz - i(\sigma R_{\mu\nu} + R_{\mu\nu}\sigma) = aF(z) + aF(z)R_{\mu\nu} + R_{\mu\nu}aF(z) + R_{\mu\nu}aF(z)R_{\mu\nu}, \quad 0 < z < h \qquad (1)$$

Здесь $R_{\mu\nu}(k_{0x})$ – матричный коэффициент отражения усеченным переходным слоем, т.е. отражения вспомогательной поверхностью $f(x,z)$, являющейся сечением переходного слоя плоскостью $z = const$; h – максимальная глубина профиля поверхности (рис.1); индексы $\mu,\nu = 0, \pm1, \pm2,$ нумеруют дифрагированные и падающие спектральные порядки. "Начальным" условием для (1) является коэффициент отражения подложки $R(k_{0x})$, т.е. условие $R_{\mu\nu}(k_{0x}) \rightarrow R(k_{0x}+2\pi\nu/\Lambda)\delta_{\mu-\nu,0}$ при $z \rightarrow 0$.

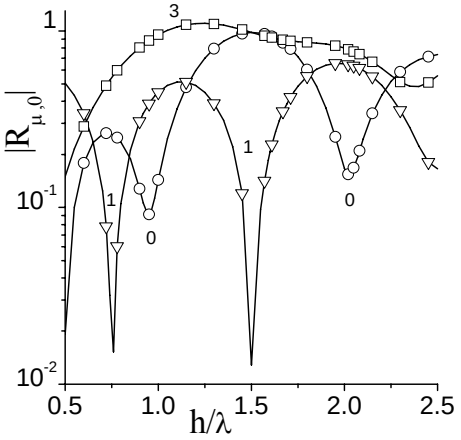


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения ТЕ поляризованной волны (λ = 0.6328 мкм), нормально падающей из воздуха на серебряную решетку с периодом $\lambda/\Lambda = 1/3 + 10^{-7}$ ($\Lambda \approx 1.9$ мкм), от глубины *h* треугольного профиля решетки
Цифрами обозначены номера спектраль-ных порядков: μ = 0 (○), 1 (▽), 3 (□).

Матричные коэффициенты σ и *a* являются диагональными матрицами с элементами вида $\sigma(\mu)=[k_0^2-(k_{0x}+2\pi\mu/\Lambda)^2]^{1/2}$ и $2\pi a(\mu)=-iV_0/\sigma(\mu)$, где Λ – период модуляции поверхности, $V_0=-k_0^2(\varepsilon-\varepsilon^{bac})/\varepsilon^{bac}$ диэлектрический потенциал, $k_0=(\omega/c)(\varepsilon^{bac})^{1/2}$ – волновое число оптического излучения, ω и c –

циклическая частота и скорость света в свободном пространстве.

Диагональ матрицы σ составлена из z-компонент волновых векторов $\boldsymbol{k}_{\mu}^{+}$ излучения, рассеянного в μ-ый дифракционный порядок. Вектор $\boldsymbol{k}_{\mu}^{+}$ имеет x-компоненту $k_{\mu x}^{+}=k_{0x}+2\pi\mu/\Lambda$, где $k_{0x}=-k_0\sin\alpha$ (см. рис. 1), α – угол падения волны.

Элементы матрицы $F_{\mu\nu}(z)\equiv F_{\mu-\nu}(z)$ трансформации однородных и неоднородных волн даются соотношениями

$$F_{\mu}(z)=(1/\mu)\sin[2\pi\mu X_0(z)/\Lambda], \qquad (2)$$

где $X_0 = (\Lambda/2)(1-z/h)$ в случае решетки треугольного профиля.

В случае действительной величины диэлектрической проницаемости материала решетки, прошедшая через нее мощность излучения рассчитывается по формуле

$$\Pi_z(z=-L_0)=k_{0z}+\sum\nolimits_{\mu} k_{\mu z}^{+}\,|\,R_{\mu 0}(k_{0x};h)\,|^2, \qquad (3)$$

где L_0 – толщина подложки. Причем, суммирование в (3) проводится только по однородным спектральным порядкам, $|\,k_{0x}+2_{\pi\mu}/\Lambda\,|\le k_0$.

В численных расчетах бесконечная система уравнений (1) усекалась до системы 15×15 уравнений, по которым методом Рунге-Кутта рассчитывались коэффициенты отражения $R_{\mu\nu}$ в спектральные порядки $\mu,\nu=0,\ \pm1,\ \pm2,\ ...\pm7$.

Рассмотрим резонансные эффекты в спектре отражения металлической (серебро) и диэлектрической (нитрид кремния) решеток с треугольным профилем, а также роль эванесцентных спектральных порядков в формировании спектров отражения. Диэлектрическая проницаемость Ag и Si_3N_4 на длине волны HeNe лазера ($\lambda=0.6328$ мкм) составляет $\varepsilon(Ag)=-17.42+i\times0.58$ и $\varepsilon(Si_3N_4)=4.41$. Переменными параметрами в расчетах являются период и глубина профиля решетки.

На рис.2 приведены зависимости спектрального коэффициента отражения ТЕ излучения от серебряной решетки с периодом $\lambda/\Lambda=1/3+10^{-7}$, лежащей на полубесконечной подложке. Малая добавка в величине отношения λ/Λ несколько уменьшает период от точного равенства Λ=3λ, обеспечивая тем самым смещение от рэлеевского резонанса и удержание спектральных порядков |μ<3 в качестве однородных.

Как видно из рис.2, при отражении от некоторых решеток, например, от решетки с глубиной профиля $h/\lambda\approx1.1$ ($h\approx0.7$ мкм) происходит частичное подавление зеркального отражения (локальные минимумы на спектре (○)). Это означает, что подавляющая доля энергии отраженного поля уносится первым дифракционным порядком или же приходится, напри-

мер, на третий порядок (спектр (□)).

Спектры отражения, приведенные на рис.3, свидетельствуют о нали-чии эффекта зеркального отражения и в случае диэлектрической решетки (Im (ε) = 0). Однако, в случае прозрачного материала значительно больший интерес представляет решетка на тонкой подложке.

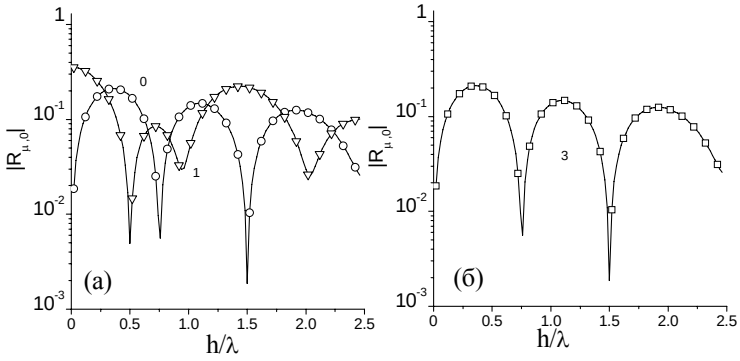


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения ТЕ поляризованной волны (λ = 0.6328 мкм) от глубины *h* решетки из нитрида кремния треугольного профиля с периодом λ /Λ = 1/3 + 10^{-7} (Λ ≈ 1.9 мкм). Излучение падает по нормали из воздуха. Решетка лежит на полубесконечной подложке (Si_3N_4)

Цифрами обозначены номера спектральных порядков: μ = 0 (○), 1 (∇) (а); 3 (□) (б).

Спектры рис. 4 и 5 соответствуют случаю отражения излучения HeNe лазера от треугольной решетки из Si_3N_4, интегрированной на волновой пластинке того же нитрида кремния. Спектры рис. 4 (а, б, в), помеченные открытыми значками (○, ∇, □), иллюстрируют коэффициент отражения ТЕ волны в нулевой (а), первый (б) и третий (в) спектральные порядки.

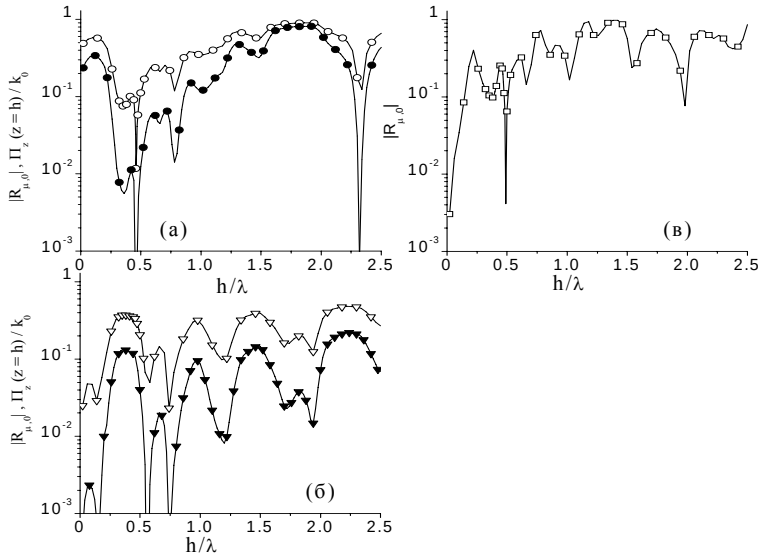


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения (○, ∇, □) и отраженной мощности (●, ▼) ТЕ волны (λ = 0.6328 мкм) от глубины *h* Si_3N_4 решетки треугольного профиля, лежащей на слое Si_3N_4 толщиной λ

Период решетки λ /Λ = 1/3 + 10^{-7} (Λ ≈ 1.9 мкм). Излучение падает по нормали из воздуха. Спектр зеркального отражения приведен на рис. (а); отражения в μ = 1 порядок (б);отражения в эванесцентный μ = 3 порядок (в).

Спектры графиков (а, б), помеченные закрашенными значками (●, ▼), показывают долю падающей мощности излучения, приходящуюся на нулевой и первый спектральные порядки. Отметим, что третий порядок соответствует неоднородной отраженной моде и не уносит энергии поля в дальнюю зону решетки. Сопоставление спектров рис.3 (а) и 4 (а,б) показывает, что коэффициент отражения решетки на волновой подложке превышает коэффициент отражения от решетки на полубесконечном непоглощающем слое; в обоих случаях наблюдается эффект частичного подавления зеркального отражения.

Спектры рис.5 иллюстрируют роль неоднородных мод в форми-ровании отражающих свойств диэлектрических решеток. Сопоставление кривых с открытыми (○, ∇) и закрашенными (●, ▼) значками показывает, что эванесцентные спектральные порядки, возбуждаемые в процессе рассеяния излучения, обуславливают увеличение коэффициента отражения ТЕ излучения. Роль неоднородных волн мала только для мелких решеток $h/\lambda<1$ и некоторых значений глубин решеток. Например, при $h\sim 2.25\lambda$ для нулевой моды (рис.5(а)) или $h\sim1.2\lambda$ для первой моды (рис.5(б)).

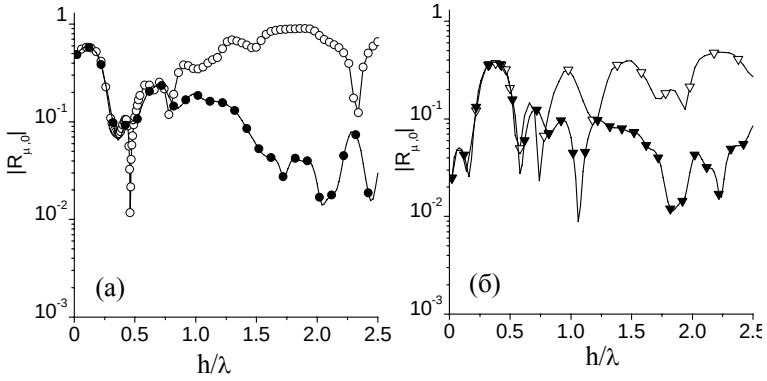


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения в нулевой (а) и первый (б) спектральные порядки от глубины h профиля решетки (Si_3N_4) на волновой (по толщине) подложке(Si_3N_4), рассчитанная с учетом (○, ∇) и без учета (●, ▼) неоднородных спектральных порядков. Параметры расчетов приведены в подписи к рис.4.

Отметим, что неоднородные порядки ответственны за эффект частичного подавления зеркального отражения (см. кривые (○, ●) на рис. 5(а) при $h/\lambda\sim0.4$). Эффект частичного подавления зеркального отражения является частным случаем т.н. “параллельных” аномалий Вуда. Согласно предположению [9,10] причиной “параллельных” аномалий коэффициента отражения ЭМ волны от решетки является многократное отражение волн между склонами соседних гребней решетки. В то же время, формирование отраженного поля происходит в условиях существенного энергетического обмена между однородными и неоднородными спектральными модами [8]. Следовательно, причиной “параллельных” аномалий является многократное отражение энергетически взаимодействующих однородных и неоднородных волн. Подавление неоднородных волн из-

меняет режим многократного отражения между склонами гребней, что, в свою очередь, предотвращает формирование эффекта частичного подавления зеркального отражения.

Решетки из сплошных стержней кругового сечения

На рис. 6 приведено *xz* сечение дифракционной решетки, состоящей из сплошных стержней кругового сечения радиуса *R*. В случае двумерных круговых стержней безразмерный коэффициент $\hat{\sigma}$ уравнения (1) и безразмерная функция $\hat{F}$ (2) трансформации энергии между спектральными порядками имеют вид

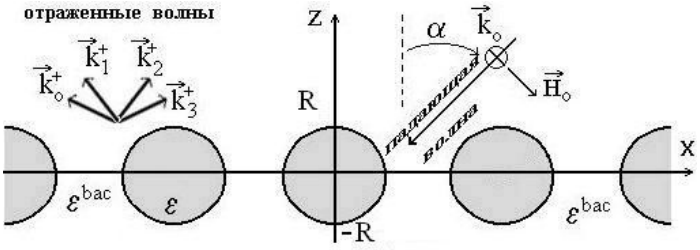


Рис. 6 .Схематическое изображение дифракционной решетки из диэлектрических стержней, вытянутых вдоль оси у и отстоящих друг от друга на период Λ.

$$\hat{\sigma}_{\mu} = \sqrt{1 - \left(\sin\alpha + \kappa\mu / \sqrt{\varepsilon^{bac}}\right)^2} \tag{4}$$

$$\hat{F}_{\mu}(\hat{z}) = \frac{1}{\mu}\sin\left[\pi\mu\kappa\beta\sqrt{1 - \left(\frac{\hat{z}}{\pi\beta\sqrt{\varepsilon^{bac}}}\right)^2}\right], \tag{5}$$

где $\left|\hat{z}\right| \le \pi\beta\sqrt{\varepsilon^{bac}}$, $\beta = 2R/\lambda$, $\kappa = \lambda/\Lambda$. Однородные спектральные порядки задаются неравенством $\left|\mu_{prop}\right| \le \frac{\sqrt{\varepsilon^{bac}}}{\kappa} = \frac{\Lambda}{\lambda}$ при нормальном падении волны.

Спектры рис. 7, 8 соответствуют длине волны среднего ИК диапазона ($\lambda = 4.9$ мкм) и диэлектрической проницаемости рутила $\varepsilon = 8.41$. В верхней части рисунков приведены коэффициенты отражения в зеркальный ($\mu = 0$) и два первых спектральных порядка. В нижней части рисунков даны спектры отражения по мощности. Спектры рис.7(а,в) соответствуют стержням радиуса *R*=0.1225 мкм (β=0.05), а спектры рис.7(б,г) – стержням *R*=0.245 мкм (β=0.1). Период решетки удовлетворяет неравенству Λ>3.3 мкм (λ/Λ<1.5).

Как видно из спектров рис.7 (а, в) один ряд стержней практически прозрачен при *R*=0.1225 мкм. Однако, при удвоении радиуса цилиндров (*R*=0.245 мкм) в спектрах отражения появляются пики (см. стрелки А и В на рис.7(г)). Стрелка А показывает, что приблизительно 95% падающей

мощности отражается от решетки с периодом κ=1.11 (Λ=4.4 мкм). Фактор заполнения $f = \pi R / 2\Lambda$ составляет 8.7%. Отметим, что при κ=1.11 в спектре отражения существует единственный однородный порядок μ=0.

Стрелка В рис.7 (г) указывает на другой максимум в спектре отражения, соответствующий более разреженной решетке (κ=0.5, Λ=9.8 мкм) и равный по величине 26 %. Заметим, что при κ=0.5 уже пять порядков μ=0,±1,±2 являются однородными.

Рис. 8 иллюстрирует эффективность отражения от решеток с периодом κ=0.5 (Λ=9.8 мкм) и κ=2 (Λ=2.45 мкм) при варьировании радиуса стержней.

Начиная с радиуса *R*=0.6 мкм (β=0.25), один ряд стержней с периодом Λ=9.8 мкм отражает ~30% мощности падающей волны (рис.8(в)). Однако, уменьшение периода

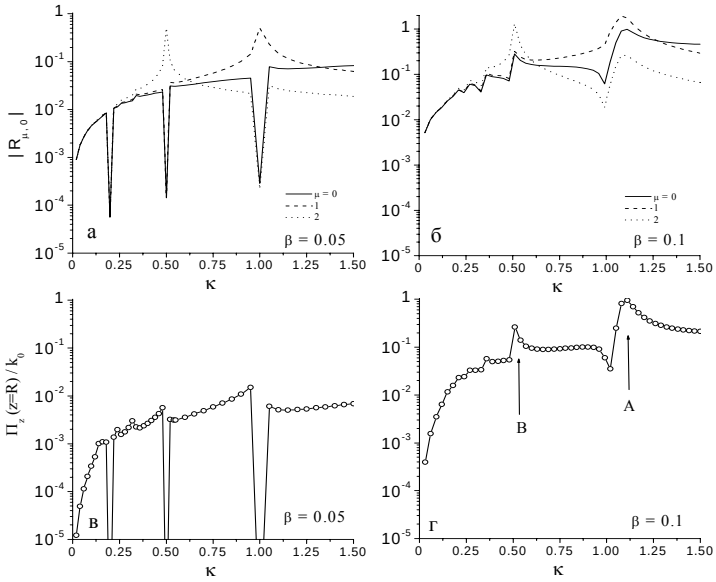


Рис. 7. Зависимость спектральных коэффициентов отражения (μ= 0,1,2) (графики а,б) и отраженной мощности (в,г) ТЕ волны (λ = 4.9 мкм) от периода $\kappa = \lambda / \Lambda$ решетки из TiO_2 стержней(ε = 8.41). Спектры (а,в) соответствуют радиусу стержней $\beta = 2R / \lambda$ = 0.05 (R = 0.1225 мкм); спектры (б,г) – радиусу β = 0.1 (R = 0.245 мкм).

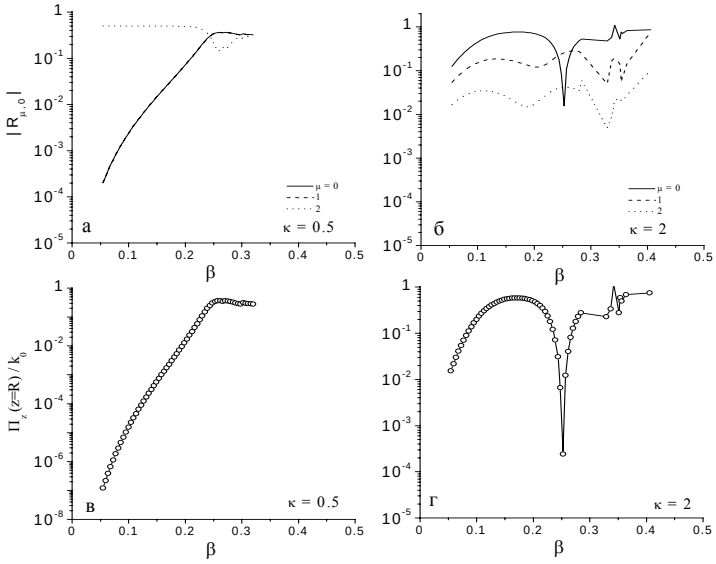


Рис. 8. Зависимость спектральных коэффициентов отражения (μ= 0,1,2) (графики а,б) и отраженной мощности (в,г) ТЕ волны (λ = 4.9 мкм) от радиуса $\beta = 2R / \lambda$ TiO_2 стержней. Спектры (а,в) соответствуют периоду решетки $\kappa = \lambda / \Lambda$ = 0.5 (Λ = 9.8 мкм); спектры (б, г) – периоду κ = 2 (Λ = 2.45 мкм).

приблизительно в 4 раза и, следовательно, увеличение фактора заполнения объема стержнями во столько же раз, приводит к почти полной прозрачности одного ряда цилиндров (см. провал на спектре рис.8(г), κ=2, Λ=2.45 мкм; β≈0.25, R≈0.6 мкм; отражение по мощности составляет ~2.4×10^{-4}). В спектре отражения при κ=2 только одна нулевая мода является распространяющейся. Следовательно, провал на спектре рис.8(г) означает почти полное подавление зеркального отражения. Решетка становится резонансно прозрачной.

Двумерная фотонная структура

Рассмотрим N_r одинаковых рядов круглых стержней, расположенных над рядом, изображенным на рис.6, и отстоящих друг от друга на расстояние Λ. Толщина n_r=1,2,…N_r рядов составляет $\Delta L = (n_r - 1)\Lambda + 2R$. Непосредственно ряды стержней занимают области $-R + n_r\Lambda < z < R + n_r\Lambda$, с зазорами $R + n_r\Lambda < z < (n_r + 1)\Lambda - R$. Плоскость z=0 рассекает пополам последний ряд стержней. Излучение падает на первый ряд. В случае непоглощающего материала (*Im* ε = 0), по уравнениям (1) и (3) рассчитывается суммарная мощность излучения в однородных порядках в полупространстве $z<-R$.

Данные рис.9, три кривые рис.10(а) и спектры (○) рис.10(б, в) являются результатом расчета спектральной прозрачности по мощности системы рутиловых круговых стержней радиуса R=0.6 мкм, упакованных в воздухе в квадратную решетку с периодом Λ=4 мкм. Фактор заполнения пространства стержнями составляет $f = \pi(R/\Lambda)^2$=7%.

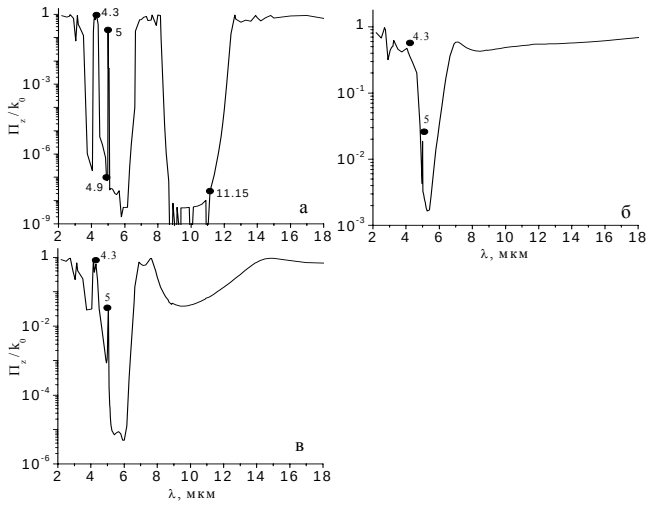


Рис. 9. Рассчитанные по уравнениям (1) и (3) частотные спектры прохождения по мощности нормально α = 0 падающей ТЕ поляризованной волны через 18 (сплошная кривая (а)); 2 (б) и 4 (в) ряда стержней (R = 0.6 мкм, ε = 8.41, Λ = 4 мкм)
Некоторые точки спектров выделены (●) для облегчения визуального сопоставления.

Рис. 9 (б, в) показывают, что в спектре прохождения двух рядов (б) стержней уже формируется спектрально узкая зона блеска (менее 1%) прохождения от падающей мощности; четыре ряда (в) имеют более широкую и глубокую (10^{-3} %)

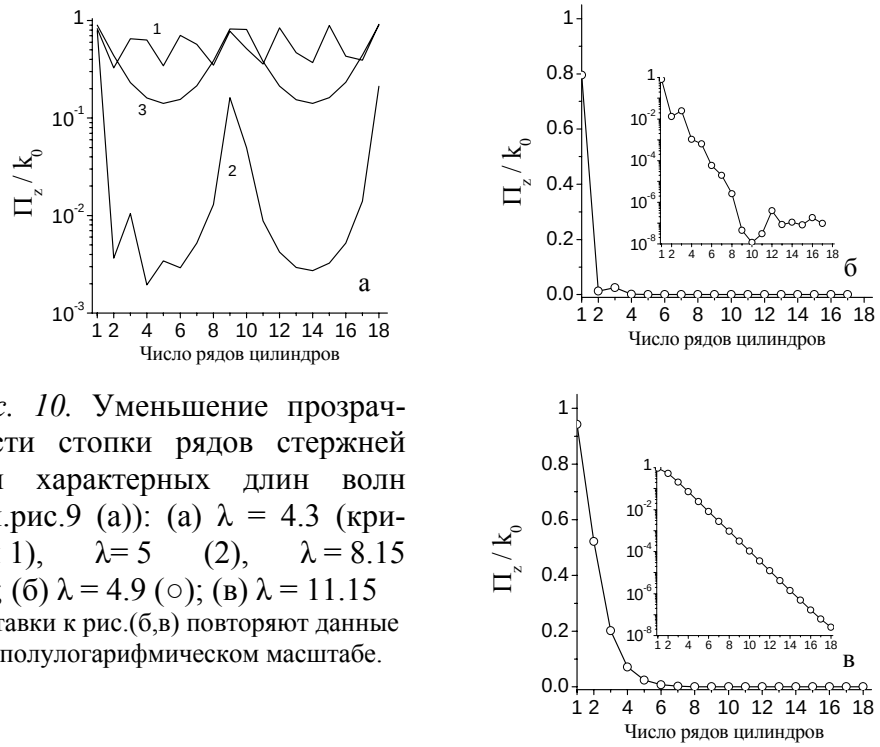


Рис. 10. Уменьшение прозрачности стопки рядов стержней для характерных длин волн (см.рис.9 (а)): (а) λ = 4.3 (кривая 1), λ= 5 (2), λ = 8.15 (3); (б) λ = 4.9 (○); (в) λ = 11.15
Вставки к рис.(б,в) повторяют данные в полулогарифмическом масштабе.

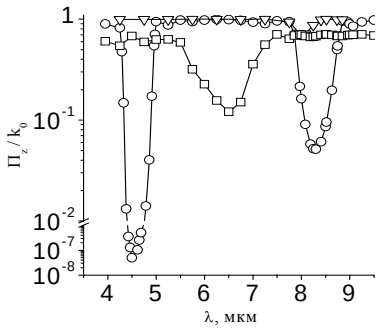


Рис. 11. Спектры прозрачности 18 рядов Ge (ε = 16) стержней радиусом R = 0.15 мкм для ТЕ (α = 0 (○), α = 45º (□)) и ТН (α = 0 (∇)) поляризованного излучения.

запрещенную зону в диапазоне длин волн $4 \le \lambda \le 6$ мкм (дополнительная фотонная запрещенная зона), и мелкую (по уровню ~ 5%), но более широкую зону (основная зона блеска) в диапазоне $8 \le \lambda \le 12$ мкм. В дополнительной зоне блеска (рис.10 (а)) имеются два спектрально узких пика прозрачности с максимумами на длинах волн λ=4.3 и 5 мкм. Рис.10(а) демонстрирует различную динамику изменения прозрачности на этих длинах волн при увеличении числа рядов стержней. Именно, прозрачность изменяется слабо на длине волны λ=4.3 мкм (кривая 1) и более чем на порядок величины и со значительно большей периодичностью по числу рядов на длине λ = 5 мкм (кривая 2). Для сравнения на том же рисунке приведен некоторый промежуточный режим (кривая 3).

Можно показать, что в случае ТН поляризации падающей электромагнитной волны уравнение Риккати (1) сохраняет свою форму, но имеет более сложные коэффициенты σ и a. На основе уравнения (1) и его модифицированного варианта, были рассчитаны спектры прохождения ТЕ

и ТН поляризованного излучения через ФС с квадратной решеткой из однородных стержней с высоким диэлектрическим контрастом и малым (0.4%) фактором заполнения.

На рис. 11 показаны частотные спектры прозрачности 18 рядов германиевых стержней для ТЕ (нормальное падение α=0 (○) и α=45º (□)) и ТН (α = 0 (∇)) поляризованного излучения. При радиусе стержней *R*=0.15 мкм и квадратной их упаковке, фактор заполнения составляет 0.4 %. На спектрах видны основная и дополнительная зоны. Как видно квадратная упаковка практически прозрачна для ТН поляризованной волны.

Смещение зон при наклонном падении излучения и изменение их глубины по уровню прохождения 10% показано на рис.12. Для сравнения на рис.13 приведены спектры прозрачности 18 рядов *Si* стержней радиусом 0.15 и 0.07 мкм (на вставке).

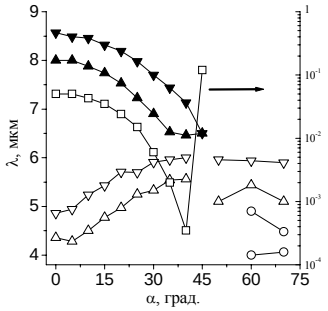


Рис. 12. Спектральная ширина основной(▼) и дополнительной (∇,○) запрещенных зон и глубина (□) основной зоны в зависимости от угла падения ТЕ волны на структуру (18 рядов Si стержней, R = 0.15, ε = 11.56)

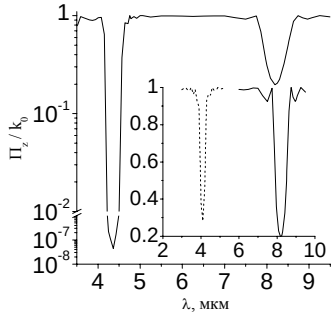


Рис. 13. Спектры прозрачности 18 рядов Si (ε = 11.56) стержней радиусом R = 0.15 и 0.07 мкм (вставка) для ТЕ (α = 0) излучения.

То же самое уравнение Риккати, но с измененными коэффициентами и модифицированной функцией трансформации энергии поля между спектральными порядками позволяет произвести расчет спектров прохождения инверсных 2D ФС. К примеру, на рис.14 приведено *xz* сечение ФС, образованной гексагональной системой пор в кремнии. В общем случае поры имеют эллиптическое сечение. Элементарный “рассеиватель” фотонной структуры изображен в правой части рис.14.

Расчеты проведены для гексагональной структуры, характеризуемой следующими параметрами: ε = 3.4, Λ=1.5 мкм, 22 ряда пор, для которых известны экспериментальные спектры [11] (см. рис.15).

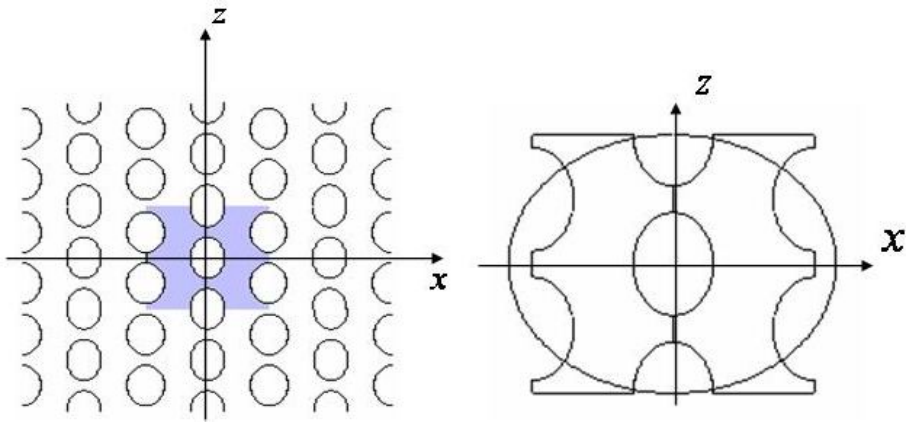


Рис. 14. Схематическое изображение zx сечения гексагональной упаковки эллиптических пор в кремнии и элементарного рассеивателя структуры.

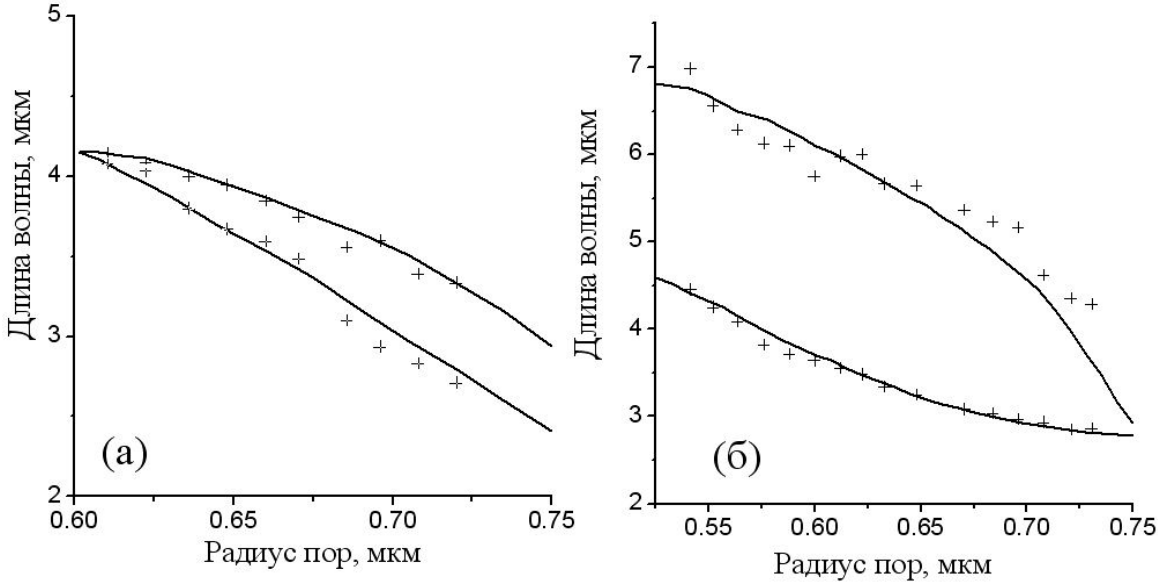


Рис. 15. Длинно- и коротковолновый края фотонной запрещенной зоны в спектре отражения ТЕ (а) и ТН (б) волн, нормально падающих на гексагональную систему пор в кремнии, в зависимости от радиуса пор

Параметры расчетов (сплошная линия) см. в тексте. Крестиками приведены экспериментальные данные [11].

Работа поддержана грантом научных программ РАН "Создание и исследование свойств новых типов фотонных кристаллов на базе полупроводниковых и магнитных материалов для развития оптоэлектронных элементов инфокоммуникационных сетей" и грантом РФФИ № 06-07-89040-а.

Литература

1. *Yablonovitch E.* Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Phys. Rev. Lett., 1987. Vol.58, № 20. P. 2059.
2. *John S.* Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Phys. Rev. Lett., 1987. Vol.58, № 23. P. 2486.
3. *Bouckaert L.P., Smoluchowski R., Wigner E.* Theory of Brillouin zones and symmetry properties of wave functions in crystals. Phys. Rev. 1936. Vol.50, P. 58.
4. *Yablonovitch E., Gmitter T.J.* Photonic band structure: the face-centered-cubic case Phys. Rev. Lett., 1989. Vol.63, № 18. P. 1950.
5. *John S., Rangarajan R.* Optimal structure for classical wave localization: an alternative to the Ioffe-Regel criterion. Phys. Rev. B. 1988. Vol.38, № 38. P.10101.
6. *Economou E.N., Zdetsis A.* Classical wave propagation in periodic structures. Phys. Rev. B. 1989. Vol.40, № 2. P.1334.
7. *Zhang Z., Satpathy S.* Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell's equations. Phys. Rev. Lett., 1990. Vol.65, № 21. P.2650.
8. *Барабаненков Ю. Н., Барабаненков М. Ю.* Метод соотношений переноса в теории резонансного многократного рассеяния волн с применением к дифракционным решеткам и фотонным кристаллам // ЖЭТФ. 2003. Т. 123, вып. 4. С. 763-774.
9. *Palmer C. H.* Parallel Diffraction Gratings Anomalies // J. Opt. Soc. Am. 1952. Vol. 42. № 4. P.269.
10. *Hessel A., Oliver A. A.* A new theory of Wood's anomalies on optical gratings // Appl. Opt. 1965. Vol. 4, P.1275.
11. *Birner A., Li A. P., Iller F. M., et al.* Mater. Sci. Semicond. Proc. 2000. Vol.3. P.487.

С. Е. Козик, И. С. Манак, А. Г. Смирнов

ЭФФЕКТ ВЫСОКОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

1. Введение

Использование фотонных кристаллов в качестве лазерных резонаторов позволяет добиться миниатюризации и низкой пороговой накачки [1 – 5]. Интегрированные в фотонный кристалл лазеры служат источниками излучения в оптических интегральных схемах. В настоящее время также активно исследуются лазеры с поверхностным излучением на основе фотонного кристалла. Малые поперечные размеры таких источников, порядка одной-нескольких длин волн излучения, способствуют эффективному вводу излучения в оптические волокна и волноводы на основе фотонного кристалла, а также позволяют использовать такие лазеры как биохимические сенсоры, и достигать высокой интеграции таких устройств в пределах оптической интегральной схемы. Основной проблемой лазеров, излучающих с поверхности фотонного кристалла, является большая угловая расходимость излучения. В работе рассматриваются условия, обеспечивающие высокую направленность лазерного излучения при выходе его из фотонного кристалла в воздух. В последнее время задача оптимизации вывода излучения из фотонного кристалла решалась в связи с необходимостью эффективной передачи энергии из фотонного кристалла в оптоволокно. Существующие методы достижения высокой направленности излучения разрабатывались, как правило, для малых излучающих поверхностей, какими являются, к примеру, участки выхода волновода или вертикально излучающие дефекты [6-8]. Предлагаемый в работе метод позволяет оптимизировать выходящий с поверхности пучок произвольно больших размеров. Рассматриваемая концепция построения лазеров на основе фотонного кристалла может способствовать совершенствованию известных типов планарных полупроводниковых лазеров.

2. Теоретический анализ

Эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонном кристалле заключается в том, что угловой диапазон распространения света для частот вблизи краёв разрешённых зон фотонного кристалла может быть достаточно мал.

Рассмотрим двухмерный фотонный кристалл, который представляет собой прямоугольную решётку бесконечных диэлектрических цилиндров в воздухе (рис. 1 а).

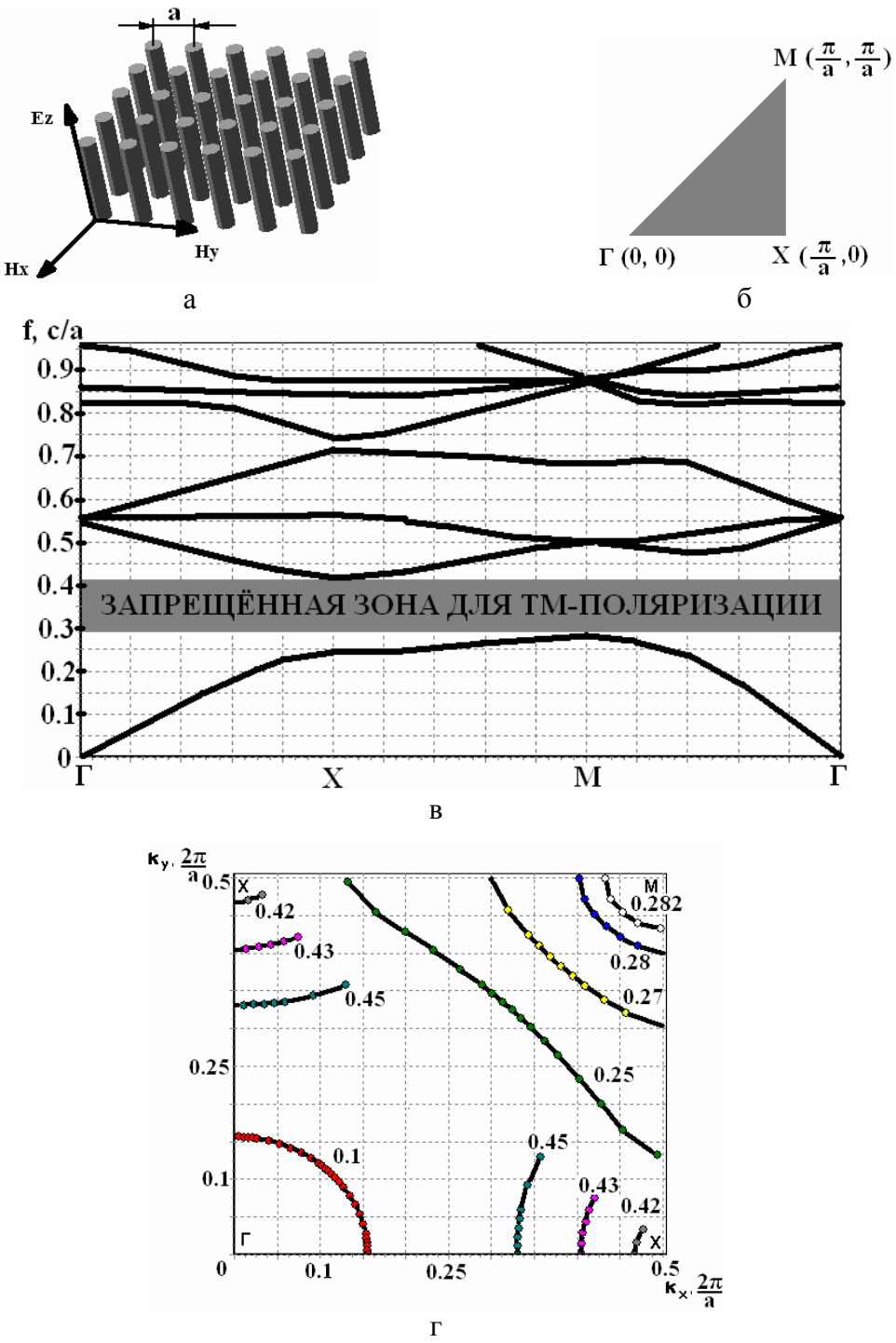
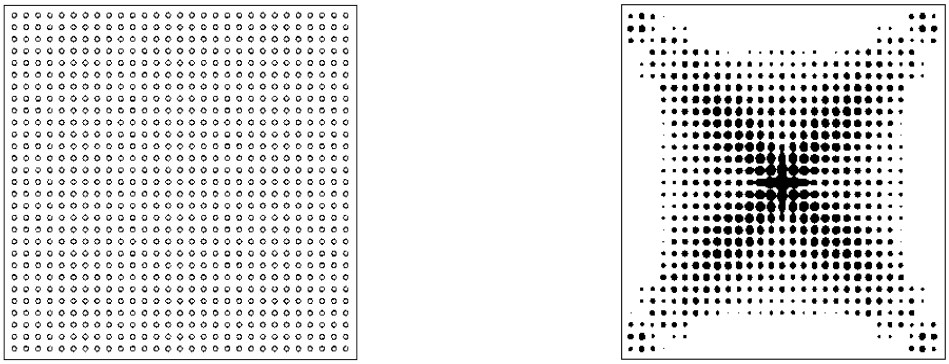


Рис. 1. Двухмерный массив диэлектрических цилиндров в воздухе
а – общий вид структуры; б – приведённая зона Бриллюэна квадратной решётки; в – зонная диаграмма структуры; г – контуры равных частот в обратном пространстве

Материал цилиндров имеет относительную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = 12$, радиус каждого цилиндра равен $r = 0.2\,a$, где a - период решётки. Зонная диаграмма структуры, показанная на рис. 1 в, рассчитывалась с помощью алгоритма разложения по плоским волнам [9]. Структу-

ра обладает запрещённой зоной для ТМ-поляризации в интервале частот от 0.28 до 0.42 c/a, где c – скорость света в вакууме, a – период прямой решётки. Как видно из зонной диаграммы, положение и ширина запрещённой зоны в различных направлениях отличается, что является основной причиной возникновения рассматриваемого эффекта. Контуры равных частот в обратном пространстве (рис. 1 г), отражают тот факт, что при приближении к границам разрешённых зон диапазон углов, в котором возможно распространение излучения, сужается.

С помощью алгоритма конечных разностей [10] было промоделировано распространение электромагнитного поля в структуре, изображённой на рис. 1, и получено распределение амплитуды напряжённости электрического поля, возбуждаемого точечным изотропным источником с частотой колебаний 0.27 c/a (рис. 2). Здесь и далее подразумевается, что излучение имеет ТМ поляризацию. Распределение амплитуды электрической компоненты электромагнитного поля показывает преимущественное направление распространения вдоль вектора (π/a, π/a, 0) приведённой зоны Бриллюэна (направление векторов прямого и обратного пространства для прямоугольной решётки совпадают (рис. 1 б)), что согласуется с графиком на рис. 1 г.



а б

Рис. 2. Распределение амплитуды напряжённости электрического поля
а –распределение диэлектрической проницаемости; б – распределение амплитуды напряжённости электрического поля в структуре (ТМ поляризация)

Для применения вышеописанного эффекта к лазерам на основе фотонного кристалла необходимо учесть наличие дефектов, которые формируют в фотонном кристалле лазерный резонатор. Если дефекты образуют сверхрешётку, то в запрещённой зоне фотонного кристалла может возникнуть непрерывный диапазон разрешённых частот – дефектная зона. У границ дефектной зоны также может наблюдаться эффект высокой селективности направления распространения излучения.

На рис. 3 представлен пример прямоугольной сверхрешётки дефектов отсутствия в фотонном кристалле, приведённом на рис. 1.

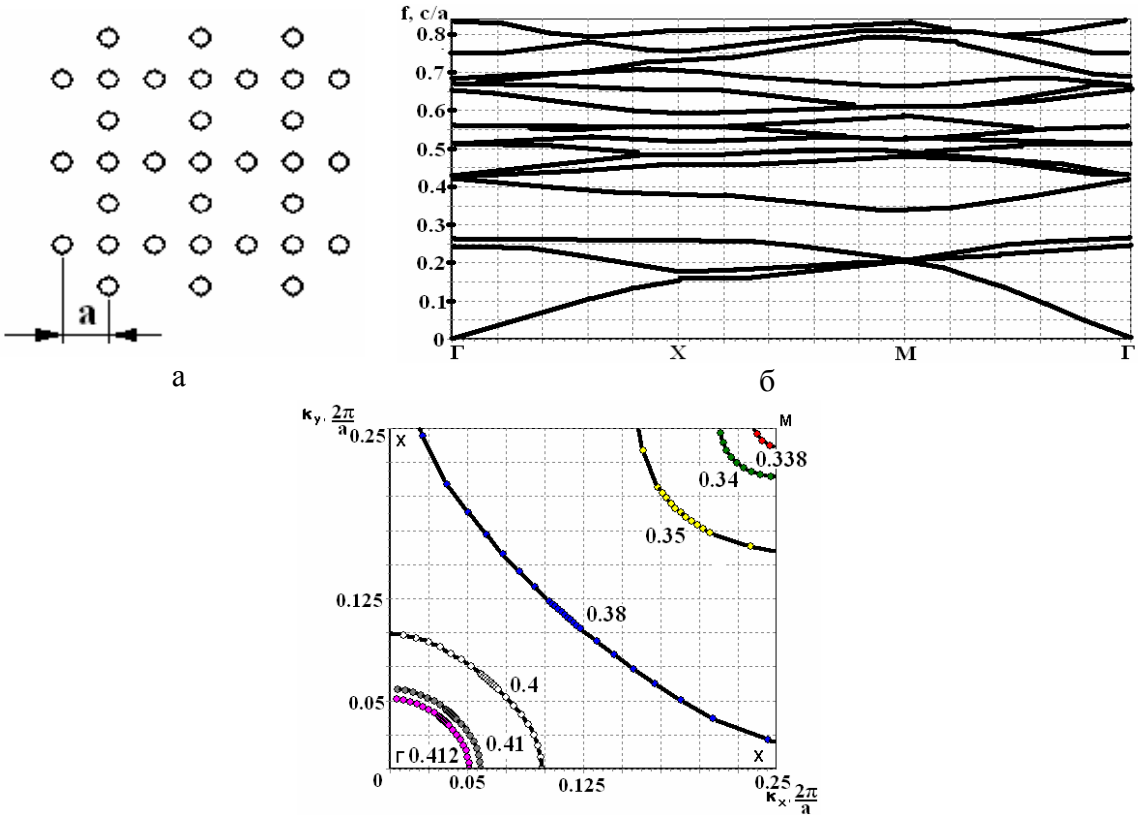


Рис. 3. Сверхрешётка дефектов отсутствия в фотонном кристалле:
а – распределение диэлектрической проницаемости; б – зонная диаграмма структуры; в – контуры равных частот в обратном пространстве

Сравнивая зонные диаграммы рис. 1 в и рис. 3 б, можно отметить появление дефектной зоны, расположенной в диапазоне частот приблизительно от 0.34 до 0.41 с/а. На рис. 3 в изображены эквичастотные контуры для частот света в пределах дефектной зоны, которые иллюстрируют аналогичный случай сужения углового диапазона распространения излучения при приближении к краю зоны, как и для бездефектного фотонного кристалла, правда, этим качеством обладает только верхняя граница дефектной зоны.

3. Применение эффекта высокой селективности направления распространения излучения в фотонном кристалле для лазеров с поверхностным излучением

Анализируя выход излучения из фотонного кристалла, необходимо учитывать закон сохранения тангенциальной проекции волнового вектора на границе фотонного кристалла с воздухом. Для обеспечения малой расходимости выходного пучка необходимо расположить срез поверхности в таком направлении, чтобы обеспечить наименьшую тангенциальную составляющую волнового вектора. Таким образом, определив в фо-

тонном кристалле преимущественные направления распространения света, целесообразно ориентировать границу фотонного кристалла перпендикулярно этому направлению.

В качестве примера на рис. 4 представлена структура, содержащая рассмотренную выше сверхрешётку дефектов отсутствия. Параметры фотонного кристалла на рис. 4 такие же, как и в предыдущих примерах.

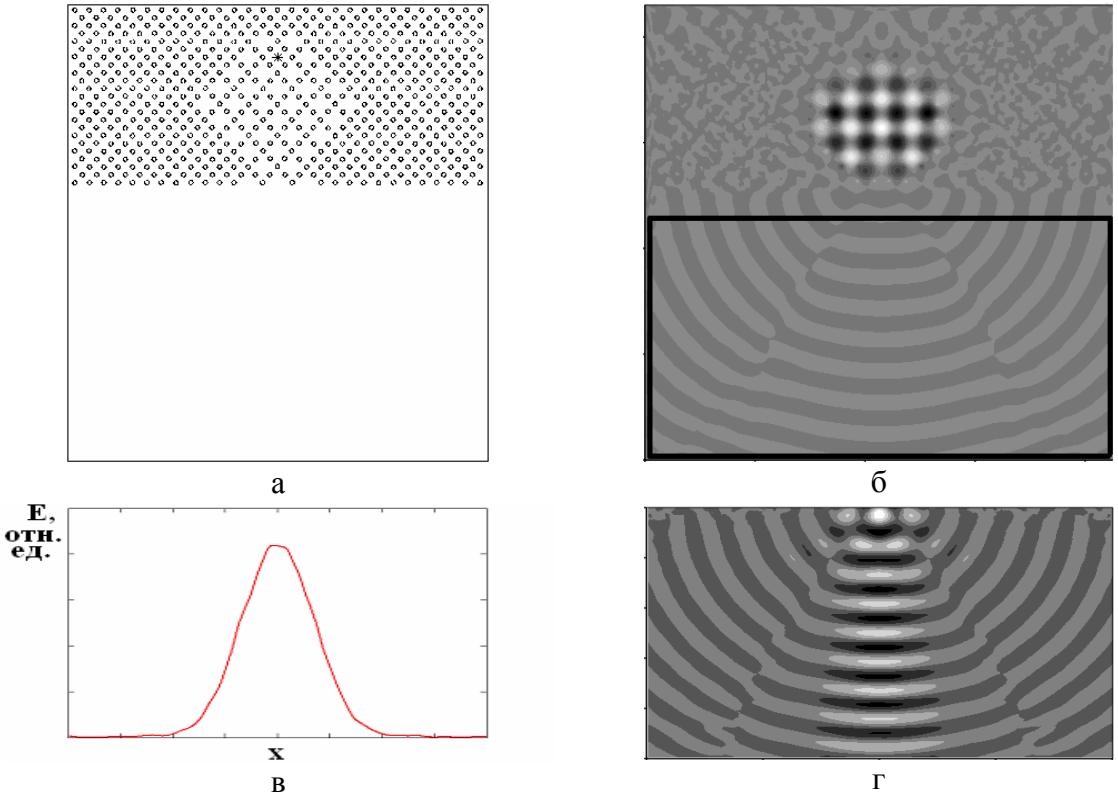


Рис. 4. Формирование узконаправленного пучка излучения с помощью сверхрешётки дефектов

а – картина диэлектрической проницаемости моделируемой структуры, где положение точечного изотропного источника отмечено звёздочкой; б – картина электромагнитного поля, рамкой отмечена область, изображённая на рис. 4 г; в – распределение электромагнитной энергии поля на нижней границе моделируемой области; г - картина электромагнитного поля в воздухе у границы с фотонным кристаллом. Серый цвет соответствует нулевым значениям.

Наименьшая расходимость излучения будет наблюдаться в направлении (π/a, π/a, 0) приведённой зоны Бриллюэна. Электромагнитное поле возбуждается изотропным точечным источником, расположенным в одном из дефектов, частота колебаний равна 0.338 c/a, что соответствует верхней границе дефектной зоны. Результаты моделирования с помощь алгоритма конечных разностей представлены на рис. 4 б. В месте выхода сверхрешётки дефектов к границе фотонного кристалла в воздух излучается слабо расходящийся световой пучок. Распределение амплитуды световых колебаний в поперечнике пучка имеет колоколообразную форму.

Рис. 4 иллюстрирует возможный приём совершенствования характеристик планарных полупроводниковых лазеров, который пока не получил детального теоретического и экспериментального освещения в литературе. Отличительная особенность формирования поверхностно излучающего лазера на основе фотонного кристалла в данном методе – это вывод излучения в плоскости периодичности двухмерной решётки фотонного кристалла.

Двухмерный фотонный кристалл можно сформировать, например, добавляя цилиндрические поры, перпендикулярные активной области планарного лазера, как показано на рис. 5.

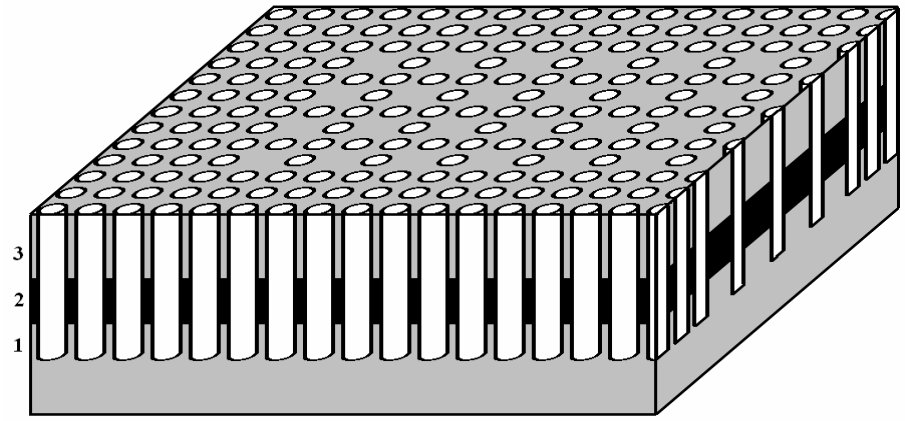


Рис. 5. Предлагаемая модификация планарного полупроводникового лазера
Цифры на рисунке обозначают слои: 1 – эмиттер, 2 – активный слой, 3 – коллектор

Наличие фотонного кристалла может существенно увеличить добротность лазерного резонатора благодаря локализации света вблизи дефектов в фотонном кристалле. Если частота лазерного излучения лежит в пределах дефектной зоны фотонного кристалла, то излучение и распространение света будет происходить только в области сверхрешётки дефектов. Площадь излучающей поверхности кристалла также будет ограничиваться областью выхода сверхрешётки дефектов к поверхности. Как это было показано выше, для обеспечения малой расходимости лазерного излучения необходимо выбрать рабочую частоту лазера близкой к границе дефектной зоны фотонного кристалла. Этого можно добиться, сужая спектр коэффициента усиления активной области лазера, применив размерное квантование. Предсказать поведение конкретного лазера можно, проведя анализ скоростных уравнений. Однако, в пользу генерации лазерных мод вблизи границы дефектной зоны говорит тот факт, что у границ разрешённых зон в фотонном кристалле наблюдаются низкая групповая скорость и высокая плотность оптических состояний [11, 12], благодаря чему существует целый класс лазеров на основе фотонного кристалла – краезонные лазеры (band-edge lasers) [13]. Высокое оптиче-

ское ограничение и добротность системы может существенно снизить пороговый ток лазера.

4. Заключение

В работе проанализирован эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонных кристаллах. Показано, что этот эффект проявляется в фотонных кристаллах, где положение запрещённой зоны изменяется в различных направлениях, и может быть использован для достижения малой расходимости светового пучка, выходящего из фотонного кристалла. На основе этого эффекта предложен новый способ построения планарных полупроводниковых лазеров с использованием двухмерного фотонного кристалла, что может обусловить низкий пороговый ток этих устройств.

Литература

1. *Lončar M., Yoshie T., Scherer A. et al.* Low-threshold photonic crystal laser // Applied Physics Letters. 2002. Vol. 81, No 15. P. 2680-2682.
2. *Altug H. and Vučković J.* Photonic crystal nanocavity array laser // Optics Express. 2005. Vol. 13, No 22. P. 8819-8828.
3. *Colombelli R., Srinivasan K., Troccoli M et al.* Quantum cascade surface-emitting photonic crystal laser // Science. 2003. Vol. 302 (5649). P. 1374-1377.
4. *Forberich K., Diem M., Crewett J. et al.* Lasing action in two-dimensional organic photonic crystal lasers // Applied Physics Ser. B. 2006. Vol. 82. P. 539-541.
5. *Acki K., Hirayama H., and Aoyagi Y.* A novel three-dimensional photonic laser and fabrication of three-dimensional photonic crystals // RIKEN Review. 2000. No 33. P. 24-27.
6. *Chen C., Pertsch T., Iliew R., Lederer F et al.* Directional emission from photonic crystal waveguides // Optics Express. 2006. Vol. 14, No. 6. P. 2423-2428.
7. *Bulu I., Caglayan H., and Ozbay E.* Beaming of light and enhanced transmission via surface modes of photonic crystals // Optics Letters. 2005. Vol. 30, No. 22. P. 3078-3080.
8. *Kramper P., Agio M., Soukoulis C.M et al.* Highly Directional Emission from Photonic Crystal Waveguides of Subwavelength Width // Physical Review Letters. 2004. Vol. 92, No. 11. P. 113903(1)-113903(4).
9. *Johnson S. G. and Joannopoulos J. D.* Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis // Optics Express. 2001. Vol. 8, No. 3. P. 173-190.
10. *Taflove A.* Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Norwood: Artech House, 1995. 599 p.
11. *Joannopoulos J. D, Villeneuve P. R., and Fan S.* Photonic Crystals // Solid State Communications. 1997. Vol. 102, No. 2-3. P. 165-173.
12. *Florescu L., Busch K., and Sajeev J.* Semiclassical theory of lasing in photonic crystals // Journal of Optical Society of America, Ser. B. 2002. Vol. 19, No. 9. P. 2215-2223.
13. *Meier M., Mekis A., Dodabalapur A. et al.* Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals // Applied Physics Letters. 1999. Vol. 74, N. 1. P. 7-9.

Г. Л. Мирончук, П. П. Трохимчук

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ГАРМОНИК В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

Введение

Процесс формирования гармоник в нелинейной оптике, как правило, связан из примесным поглощением. Происходит мультифотонное поглощение света одним и тем же центром, который релаксирует через излучение одного фотона, который имеет соответственно энергию кванта в два-три раза больше, чем энергия излучения возбуждения [1]. Энергия излучения не обязательно должна быть кратной целому числу квантов поглощения. Этот эффект имеет высокую степень пространственной и временной когерентности и не всегда высокий квантовый выход.

Предлагается генерацию гармоник производить в области собственного поглощения, т. е. возбуждение производить в примесной области или в области поглощения на свободных электронах. А после перекачки энергии соответствующей интенсивности за счет многофотонных процессов возбудить валентные электроны. При этом релаксация может быть, как излучательной, генерация лазерного излучения с длиной волны облучаемого материала; так и безизлучательная, образование оборванных связей [2]. Генерацию при этом можно проводить как в импульсном, так и непрерывном режиме. Следует также учесть, что так как эффект излучения происходит на грани разрушения полупроводника, то необходимо накладывать очень жесткие условия на интенсивность возбуждения. В отличие от формирования гармоник на примесном поглощении, в данном случае менее жесткие условия накладываются на ориентацию кристалла при поглощении. В целом же этот эффект имеет более высокий квантовый выход и может использоваться при преобразовании как более интенсивных световых потоков в коротковолновую область, так и при минитюаризации оптоэлектронных устройств (более эффективное и компактное преобразование энергии возбуждения в энергию излучения).

Особенности формирования гармоник при переизлучении на краю собственного поглощения

В классической нелинейной оптике генерацию гармоник можно рассматривать как из классической электродинамической точки зрения [3], так и с квантовомеханической [2, 4]. В электродинамике генерация гармоник получается как решения соответствующих нелинейных уравнений для гармонического осциллятора. При этом квадратичной нелинейности соответствует генерация второй гармоники, кубической – третьей и т.д.

[3]. В квантовомеханической задаче процессы многофотонного поглощения описываются соответствующими приближениями теории возмущений [2,4]. При этом следует постулировать какую систему мы имеем (сколько уровней), а также природу мультиполя (диполь, магнитный диполь, электрический или магнитный квадруполь и т.п.).

Специфика «накачки» соответствующего уровня до величины минимальной энергии химической связи в кристалле (в прямозонных кристаллах это ширина запрещенной зоны) состоит в том, что нельзя разрывать все связи даже одного типа в кристалле, потому что при этом могут образовываться состояния, которые получили наименования оборванные связи [5]. С термодинамической точки зрения есть известный критерий Линдемана [2], согласно которому, для того чтобы кристалл плавился необходимо провести смещение его атомов на расстояния $0{,}4 \div 0{,}5$ постоянной решетки, среднеквадратичное отклонение атома от положения равновесия $\left\langle u^2 \right\rangle$ составляет $0{,}20 \div 0{,}25$ от квадрата постоянной решетки a^2 [6]. С помощью критерия Линдемана температура плавления кристалла может быть представлена как

$$T_{melt} = \frac{x}{9\hbar^2} M k_B T_D^2 a^2, \qquad (1)$$

где M – масса атома кристалла, k_B – постоянная Больцмана, T_D – температура Дебая материала.

Если это смещение меньше, то мы можем получать также плавление, при импульсном характере взаимодействия. Для этого просто необходимо опустошить хотя бы одну из химических связей. Если энергии других химических связей близки по своему значению к энергии этой минимальной связи, то мы можем получить плавление. Для плавления мы должны получить «гидродинамизацию» материала, в противном случае плавления не будет. Если же, как в случае антимонида индия, энергии других связей намного больше энергии минимальной связи, то мы можем получить не расплав, а разогрев, вплоть до сублимации кристалла. Наведем простые оценки эффекта сублимации пластинок антимонида индия (ширина запрещенной зоны при комнатной температуре $E_g = 0{,}18$ эВ, толщина пластинок $d = 0{,}08$ см) после облучения лазером на CO_2 в непрерывном режиме (энергия кванта облучения $h\nu = 0{,}117$ эВ, плотность потока мощности $w = 40$ Вт/см^2). В данном случае первичное поглощение излучения происходит на свободных носителях, концентрация которых при комнатной температуре в антимониде индия составляет

$N_{fe} = 10^{16} \div 10^{17}$ см$^{-3}$, линейный коэффициент поглощения излучения на этой длине волны 10 см$^{-1}$. Это позволяет оценить сечение однофотонного поглощения [7], в данном случае это $10^{-16} \div 10^{-15}$ см^2.

Вероятность многофотонного поглощения и сечения рассеяния мы прямо оценивать не будем, так как решать квантовомеханическую задачу для данного случая нет смысла. Вместо этого проведем энергетически кинетические оценки, где многофотонные процессы будут учитываться косвенно. Вначале оценим плотность потока квантов по формуле

$$\rho_{quantum} = w/(h\nu d). \qquad (2)$$

Подставляя соответствующие данные имеем $\rho_{quantum} = 2{,}84 \cdot 10^{22}$ квант/см^{3}с. Если учесть, что в образце данной толщины поглощается около 30% падающего потока то $\rho_{quantum}^{effective} = 8{,}52 \cdot 10^{21}$ квант/см^{3}с После этого оценим время «жизни» (практически время релаксации одного фотонного возбуждения) по формуле

$$\tau_{ph} = N_{fe} \Big/ \rho_{quantum}^{effective}. \qquad 3)$$

Подставляя соответствующие значения, имеем $1{,}17 \cdot \left(10^{-6} \div 10^{-5}\right)$ с. С учетом того, что в результате облучения происходит на протяжении 5–6 с сублимация всего образца, оценим время, необходимое для сублимации, по следующей формуле:

$$\tau_s = \frac{N_A}{N_{fe}} \tau_{ph}, \qquad (4)$$

где $N_A = 4 \cdot 10^{21}$см$^{-3}$ – плотность атомов и соответственно химических связей в InSb. Оценка дает значение $\tau_s \cong 0{,}067 \div 6{,}7$ с. Как видим мы имеем вполне удовлетворительное совпадение с экспериментальными результатами. Однако, в процессе этого взаимодействия может происходить эффективное высвечивание энергии с $h\nu = E_g$, которое однако эффективно поглощается кристаллом, линейный коэффициент поглощения этого излучения составляет $(1 \div 5)10^4$см$^{-1}$. Поэтому оно в основном поглощается кристаллом, хотя часть его может и высвечиваться. Можно оценить мощность этого высвечивания. Пусть за время $\tau_{ir} = 10^{-3} c$ восстанавливается $N_{rb} = \left(10^{18} \div 10^{20}\right)$см$^{-3}$ чистых ковалентных связей, что соответствует излучению с $h\nu = E_g$ в случае антимонида индия. Тогда мощность этого излучения определяется за формулой

$$w_{ir} = N_{rb} \cdot h\nu / \tau_{ir} . \quad (5)$$

Подставляя соответствующие значения имеем $30,4 \div 3040$ Вт/см^3. Поверхностная плотность после умножения на толщину образца будет равна $2,432 \div 243,2$ Вт/см^3. В пересчете на энергию это составляет $(0,05 \div 5)\%$ от закачиваемой энергии. Наиболее реальный нижний предел этой оценки. При таком режиме облучения возникают и гармоники более высоких порядков, однако их относительный вклад в излучательные процессы еще меньше. Следует отметить, что визуальный разогрев полупроводника при цитируемом режиме облучения до визуально раскаленного яркокрасного цвета достигается на протяжении 2 – 3 с, после чего происходит сублимация. То есть эффект имеет свойство насыщения.

Можно оценить и энергетический предел разрушения кристаллической решетки, исходя из макроскопических соображений. Энергия сублимации одного атома в тетраэдрической решетке InSb порядка 10 эВ, суммарная объемная плотность энергии разрушения решетки в этом случае равна $7,6 \cdot 10^3$ Дж/см^3, поверхностная $6,1 \cdot 10^2$ Дж/см^3. Это превышает экспериментальное значение в 7,5 раз. Это обусловлено тем, что в реальных режиме облучения при разогреве образца энергия сублимации в 3 – 5 раз меньше чем при более низких температурах и, кроме того, при оценке режима облучения не был учтен факт поглощения отраженной от алюминиевой подложки, на которой размещался облучаемый образец, энергии излучения, это добавляет еще до 20% энергии к оценочному значению. Кроме того, коэффициент поглощения излучения в процессе облучения возрастает за счет увеличения концентрации фотоионизованных электронов и электронов, полученных в результате вторичных столкновений. Также с увеличением температуры уменьшается значение энергии сублимации соответствующего атома.

Аналогичные результаты были получены и при облучении InSb (E_g = 0,36 эВ) излучением того же лазера на CO_2. Там все энергетические характеристики были в 1,5 раза больше. И «затравкой» для необратимых процессов были трехфотонные процессы поглощения излучения.

Существенное различие рассматриваемого нами процесса от процесса разрушения оптических материалов под действием импульсного лазерного излучения [8] состоит в том, что облучение проводится в непрерывном режиме. И процесс накопления «многофотонных» нарушений накапливается более медленно.

Генерация гармоник, Мандельштам-Бриллюэновское и Рамановское рассеяния как эффекты нелинейной оптики, могут сопровождать процесс

разрушения, эти эффекты могут рассматриваться как излучательная релаксация в процессах релаксационной оптики [2]. Следует отметить, что процессы генерации гармоник второй для антимонида индия и третьей для арсенида индия при облучении лазером на CO_2 более эффективно будут происходить при незначительном подогреве полупроводника или при этом параллельно будет происходить комбинационное рассеяние излучения из энергией кванта $0{,}054$ эВ для антимонида индия. Для арсенида индия разница $0{,}009$ эВ незначительна, она соответствует подогреву образца на $90-100$ K, поэтому эффект комбинационного рассеяния излучения здесь должен быть менее значительным чем для InSb.

Для получения стабильных нелинейных эффектов мы должны проводить облучение со значительно меньшими плотностями энергии. К сожалению, экспериментально эти исследования для антимонида и арсенида индия не проводились.

Заключение

Таким образом, построена классическая физико-химическая кинетическая модель, которая позволяет качественно объяснить экспериментальные результаты сублимации антимонида и арсенида индия излучением непрерывного лазера на CO_2.

Высказывается предположение, что затравочным механизмом повышения концентрации электронов в антимониде индия есть двухфотонное поглощение, а в арсениде индия трехфотонное поглощение. Энергетический расчет удовлетворительно согласуется с представленными модельными допущениями.

Высказываются соображения по проведению более тщательных экспериментов по многофотонному поглощению и генерации гармоник в антимониде и арсениде индия.

Литература

1. *Пантелл Р., Путхоф Х.* Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. 384 с.
2. *Trokhimchuck P.P.* Foundation of Relaxed Optics. Lutsk: Vezha, 2006. 294 p.
3. Ахманов С.В., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. М.: Наука, 1964. 296 с.
4. *Boyd R.W.* Nonlinear optics. New York a.o.: Random book, 2003. 578 p.
5. *Wautelet M., Faily-Lavato M., Laude L.D.* Dangling bonds in Si and Ge during laser irradiation //Physics C: Solid State Physics, Vol.13, 1980. P. 5505–5514.
6. *Коротееев Н.И., Шумай И.Л.* Физика мощного лазерного излучения. М.: Наука, 1991. 312 с.
7. *Зельдович Я.Б.* Высшая математика для начинающих и ее приложения к физике. М.: Наука, 1970. 560 с.
8. *Маненков А.А., Прохоров А.М.* Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // Успехи физических наук, Т. 148, вып. 1. 1986. С. 179 – 211.

П. П. Трохимчук

О РОЛИ НЕЛИНЕЙНООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

Введение

Релаксационная оптика это раздел физики, в котором изучаются процессы необратимого воздействия оптического излучения на материю, главным образом твердые тела. Возник он из проблемы лазерного отжига ионноимплантированных слоев твердых тел и лазерного легирования [1].

Квантовая электроника и нелинейная оптика, как правило, обходят молчанием такой эффект как старение лазерных и нелинейнооптических кристаллов. Эту сторону взаимодействия оптического излучения со средой изучает релаксационная оптика.

Так как процессы взаимодействия оптического излучения связаны из неадиабатическими (структурными) макроскопическими изменениями в среде, то и эффекты нелинейной оптики, которые могут сопутствовать этим явлениям, имеют свою специфику. Они могут иметь: как ярко выраженный импульсный характер, если они связаны из фазовыми переходами первого рода; так и иметь обычную природу в случае неравновесных процессов или квазиравновесных процессов.[2]. В данном случае под квазиравновесными процессами мы понимаем процессы в которых есть равновесие между поглощением излучения и его переизлучением, включая нелинейнооптические преобразования, во время взаимодействия.

Соотношение между релаксационнооптическими и нелинейнооптическими эффектами можно рассматривать как соотношения между вторичными эффектами взаимодействия оптического излучения, которые обусловлены излучательной и безизлучательной релаксацией.

Основные эффекты нелинейной оптики, сопутствующие процессам релаксационной оптики

Место нелинейной оптики в релаксационной оптике приведено в классификации основных оптических эффектов с энергетическо-хронологической точки зрения [1,2] (таблица 1).

Согласно этой таблице нелинейнооптические эффекты имеют в основном неравновесную природу. Однако нелинейнооптические явления могут сопровождать и необратимые процессы и играть в них значительную роль, при определенных условиях – доминирующую.

Таблица 1.

Основные результаты взаимодействия оптического излучения с веществом. Феноменологическая классификация

Линейная оптика	Нелинейная оптика	Необратимые явления
$h\nu<<E_g$; $h\nu\le E_g$; $h\nu>E_g$; $N_f<<N_s$; $\tau<<\tau_h, \tau_r$; 1. $d\sim\lambda$ – волновая оптика 2. $d>>\lambda$ – геометрическая оптика 3. $N_f<<N_s, \tau >> \tau_r$ – внешний фотоэффект (фотохимия) – необратимый процесс 4. $\tau, \tau'<<\tau_r$; $N_f<<N_s$ – внутренний фотоэффект – неравновесный процесс	5. $E_a\le h\nu\le E_g$; $N_f\sim N_s$; $\tau<<\tau_r, \tau_h$ – неравновесные процессы 5а. $h\nu<E_g, E_a$; $N_f<<N_s$; на кристалл накладываются внешние поля (электромагнитные, механические) такого ж порядка величины как и внутрикристаллические – параметрическая кристаллооптика	6. $h\nu>,>>E_g$; $N_f<,<<N_s$; $\tau>\tau_h, \tau_r$ – подпороговое дефектообразование 7. $h\nu$, E_g, E_a – любые, $N_f>>N_s$; $\tau_r>>\tau_h$; $\tau\sim\tau_r$; $\tau>>\tau_r$ – необратимая термодинамика 8. $h\nu>E_g$; $\tau\sim\tau_h$; $\tau\sim\tau_r$; $N_f\sim N_s$ – кинетические необратимые явления 9. $E_g> h\nu>E_a$; $N_f\sim N_s$; $\tau\sim\tau_r$ – фотохимия

τ_h – время хаотизации, соответствует локальной релаксации акта возбуждения (взаимдействия); τ_r– динамическое время релаксации системы; τ_i – время облучения кристалла; τ и τ' – времена жизни возбуждения в равновесном и нерравновесном состояниях соответственно; τ_0 – время образования необратимого изменения; $h\nu$ – энергия кванта падающего излучения; E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника; E_a– энергия активации соответствующего центра возбуждения; kT – тепловая энергия; N_f– плотность светового потока, квант.см$^{-2}$; N_s – плотность центров поглощения (рассеяния) излучения.

При этом следует более детально проанализировать основные результаты необратимого воздействия оптического излучения с твердыми телами, которые приведены в Таблице 2 [1, 2].

Таблица 2.

Основные результаты необратимого взаимодействия оптического излучения с твердыми телами

Кинетические явления	Динамические явления	Смешанные явления
1. $\tau_0>\tau_h$; $\tau, \tau'\ge, >>\tau_h, \tau_r$, при любых N_f и N_s имеем фотохимические процессы (за исключением $N_f\ge N_s$) 2. $\tau_0<\tau_h$; $\tau_h<\tau'<\tau_r$; $\tau<\tau_r$; $h\nu>E_g$ – фотостимулирован-ное подпороговое дефектообразование 3. $\tau>\tau_h$, τ_r; $N_f<<N_s$– классическая равновесная фотохимия	4. $\tau_0<\tau_h$; $\tau<\tau_i, \tau_r$ – неравновесные эффекты; нелинейная оптика; интерференционные явления; 5. $\tau_0>\tau_h$, τ_r; $N_f\le N_s$ – динамическое подпороговое дефектообразование, тепловые слагаемые лазерного отжига и лазерного легирования 6. $\tau_0>\tau_h, \tau_r$; $N_f\ge, >>N_s$– плавление, тепловое разрушение	7. Лазерный отжиг ионно-имплантированных слоев: а) при $\tau_0<\tau_h$; $\tau>\tau_r$, $E_g>h\nu>E_a$ – явления 1 и 3; а) при $\tau_0>\tau_h$ – явления 5 и 6; б) $h\nu>E_g$ – явления 2 и 5 8. Лазерное легирование и эффекты переключения тонких пленок – смесь явлений 1–6.

Следует отметить, что в современной литературе по нелинейной оптике [3] процессы необратимого воздействия оптического излучения на твердые тела получили наименование как оптическое повреждение (optical damage). При этом отмечается, что при продолжительностях облучения меньше 1 мкс мы имеем «дело» с оптическими механизмами повреждения, а при продолжительностях облучения больше 1 мкс – с тепловыми. Эта классификация перекликается из классификацией лазерного (импульсного) отжига ионно-имплантированных слоев, согласно которой есть так называемый миллисекундный и наносекундный отжиг [4]. Однако в этом случае речь идет о восстановлении структуры. Возникает естественный вопрос, что мы с помощью введения лазерных дефектов убираем дефекты ионной имплантации? Следует отметить, что эти дефекты далеко не всегда компенсируют друг друга. Наоборот, они при определенных условиях облучения увеличивают дефектность облучаемого материала (рис.1).

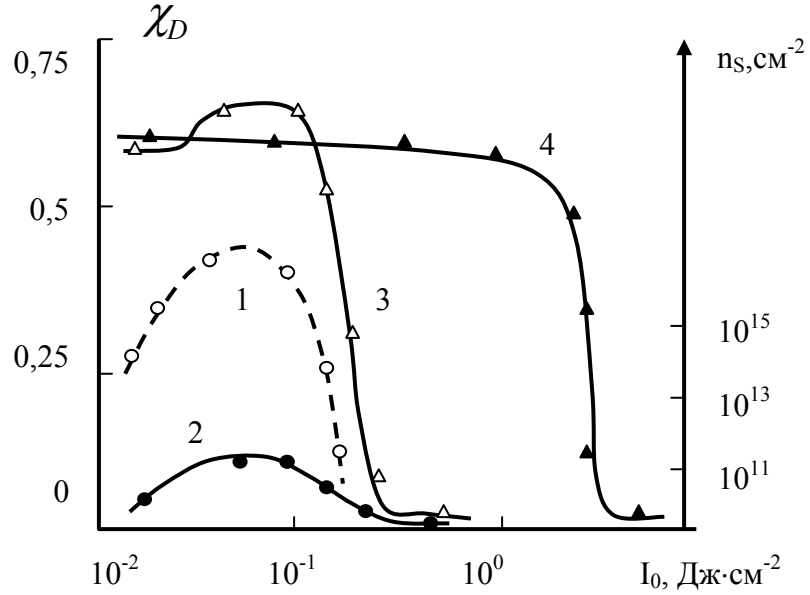


Рис.1. Лазерный эффект в InSb и Mg^+/InSb: 1 – энергетическая зависимость образования донорных центров в InSb (точки – экспериментальные данные); 2 – $\chi_D = f(I_0)$ вInSb; 3, 4 – $\chi_D = f(I_0)$ у Mg^+/InSb после облучения импульсами рубинового и лазера на CO_2

Ионная имплантация $n-$InSb проводилась ионами магния с энергией 100 кэВ. Измерение дефектности (смещение атомов из узлов кристаллической решетки) проводилось с помощью методики измерения обратно-

рассеянных протонов с энергий 500 кэВ (чувствительность метода 10^{18}см$^{-3}$), измерение эффекта Холла в сочетании с послойным стравливанием производилось при температуре 77 К (погрешность определения толщины стравливаемого слоя 5 нм) [1, 2]. Как видно из рис.1 при определенных режимах облучения импульсами рубинового лазера (0,04 – 0,10 Дж/см^2, длительность импульса 20 нс) происходит увеличение дефектности ионноимплантированного слоя. Видимое восстановление структуры не приводит к активации внедренной акцепторной примеси магния

На рис.2 приведена зависимость порога образования лазерных нарушений в плавленом кварце и флюорите кальция от длительности облучения в диапазоне времен 1 нс – 1 пс.

Как видно из рис. 2 порог разрушения увеличивается с увеличением продолжительности облучения. Это можно объяснить тем, что при более коротких продолжительностях облучения, энергия более эффективно идет на разрушение (безизлучательная релаксация), в то время как при более длительных временах облучения энергия облучения может перераспределяться и на переизлучение (различные линейные и нелинейные оптические эффекты). Для более конкретного изучения этого явления необходимы дополнительные исследования.

Наиболее специфическими процессами нелинейной оптики, которые сопутствуют процессам релаксационной оптики, могут быть такие процессы. Это процесс “деления” энергии кванта, он при определенных условиях (если идет восстановление структуры [1,2]) может сопровождаться когерентным излучением высокой интенсивности. Избыточная энергия при релаксации системы может выделяться у виде излучения.

Процесс собственного поглощения излучения рубинового лазера (энергия кванта излучения $h\nu = 1{,}8$ эВ), скажем антимонидом индия (ширина запрещенной зоны $E_g = 0{,}18$ эВ [5]), можно представить следующим образом. Первоначальное излучение идет на «опустошение» валентной зоны, что приводит к ее существенному изменению, вплоть до изменения изначальной структуры. С точки зрения квантовой электроники, перебрасывание электронов из валентной зоны в зону проводимости приводит к инверсии заселенности верхнего уровня, то есть в этом случае возможный лазерный или другой нелинейнооптический эффект. Это так и было б, если бы процессы фотоионизации в данном случае не приводили к неравновесным, в том числе и необратимым, изменениям в облучаемом материале [1, 2].

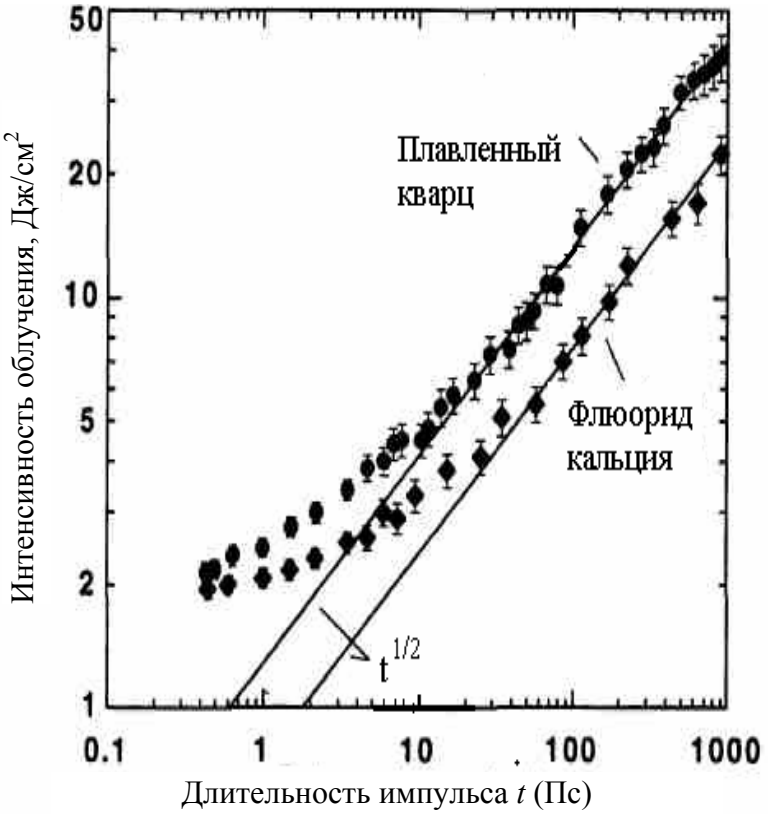


Рис. 2. Зависимость порога образования лазерных повреждений от длительности импульса излучения.

Однако при определенных условиях возможно «дробление» энергии кванта излучения, то есть индуцированное излучение с энергией кванта меньше в несколько раз, чем энергия кванта падающего излучения. Дробление кванта излучения возможно как раз в нашем случае. То есть когда энергия кванта возбуждающего излучения намного больше ширины запрещенной зоны полупроводника и меньше энергии других собственных химических связей полупроводника. В этом случае мы можем рассчитывать два варианта излучения: первый импульсный в допороговой области облучения, второй также импульсный в надпороговой области облучения. Разделение областей облучения по интенсивности довольно условное. Под порогом в данном случае мы понимаем образование максимального количества смещенных атомов в приповерхностном шаре антимонида индия при облучении моноимпульсами рубинового лазера (длительность импульса $\tau_i = 20$ нс) при плотности энергии облучения $0{,}1\ \text{Дж}/\text{см}^2$ [1, 2]. Это экспе-

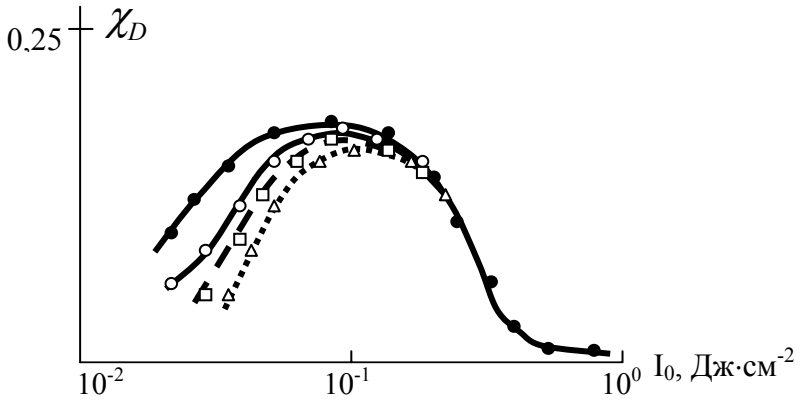


Рис.3. Динамика поведения дефектов в InSb после облучения импульсами рубинового лазера: • – 2-4 часа после облучения; ° – 48 часов после облучения; □ - неделя после облучения; ♦ – две недели после облучения

риментальный факт. Следует отметить, что длительность излучения с $h\nu = E_g$ будет зависеть от интенсивности излучения. На рис.3 приведена зависимость образования и времени жизни смещенных атомов в антимониде индия после облучения импульсами рубинового лазера. Как видно из рисунка в допороговой области облучения система релаксирует в состояние близкое к начальному довольно быстро. Длительность излучения можно определить косвенно. Известно, что фотовозбужденные носители при низких интенсивностях возбуждения имеют время жизни порядка ~ $10^{-7} \div 10^{-5}$ с [5]. С увеличением интенсивности облучения образуются экситонные капли, времена жизни которых порядка ~ 10^{-2} с [2]. Эти времена и определяют времена высвечивания возбужденных связей. При чем в первом случае мы будем иметь во времени практически смещенное размытое распределение излучения длительность в импульсе $10^{-7} \div 10^{-5}$ с. Максимум этого распределения будет определяться временем жизни в возбужденном состоянии максимального числа носителей. Во втором случае на это излучение может накладываться модуляция, связанная с распадом экситонных капель. При этом распаде могут возникать и другие типы излучения. Фактически профиль временного распределения излучения есть откликом системы на фотовозбуждение. Поэтому целесообразно поставить эксперименты для таких переходных режимов облучения. Они позволят более глубоко изучить и понять кинетику этих процессов.

В случае облучения для режимов облучения приведенных на Рис.3 структурные превращения носят уже более длительный характер и часть энергии, которая идет на переизлучение может быть меньше особенно для интенсивности облучения $0{,}1$ Дж$/$см^2. При интенсивности излучения $0{,}16$ Дж$/$см^2 происходит уменьшение количества смещенных атомов ниже уровня чувствительности методики обратного резерфордовского рассеяния за счет тепловых эффектов и диффузии смещенных атомов вглубь образца на глубину до $1{,}5$ мкм [2]. При этом слоевая концентрация смещенных атомов падает ниже порога чувствительности метода обратного рассеяния по всей глубине шара. Эти изменения удалось измерить с помощью измерения эффекта Холла в сочетание с послойным стравливанием облученных слоев [2]. Здесь чувствительность метода по концентрации 10^{13}см$^{-3}$. Дальнейшее увеличение интенсивности облучения приводит к видимому разрушению поверхности кристалла при интенсивности облучения $\sim 0{,}3$ Дж$/$см^2 Для значений плотности интенсивности облучения $0{,}20 \div 0{,}26$ Дж$/$см^2 на облученной поверхности были замечены пять фаз: тетрагональная (исходная), гексагональная, тригональная, поликристаллическая и аморфная, тогда как при $0{,}3$ Дж$/$см^2 только тетрагональная. Этот результат можно объяснить следующим образом. При интенсивностях облучения $0{,}20 \div 0{,}26$ Дж$/$см^2 происходит рекристаллизация полупроводника и очевидно за счет различных термодинамических условий может возникать режим типа «чертовой лестницы» образования соразмерных фаз [6]. Режим разброса энергетического спектра для образования «чертовой лестницы» может быть взят из образования волновой дифракционной структуры (сверхструктуры), которая застывает на поверхности образца [7] и обычно связывается из металлизацией полупроводника. При образовании нескольких соразмерных фаз должно излучаться и соответствующее излучение, которое соответствует своим запрещенным зонам. Изучение кинетики этого излучения при облучении материала приведет к болем глибокому пониманию процессов как нелинейной так и релаксационной оптики [2].

Следует отметить интересные экспериментальные результаты по получению наноструктур при лазерном облучении разупорядоченных полупроводников [8]. Там также образуется дифракционная структура. При увеличении числа импульсов наноструктуры исчезают, и образуется рекристал-

лизованный слой. В этом случае рекристаллизация также связана с переходом от разупорядоченного к упорядоченному слою. Объяснение этих результатов можно представить следующим образом. При облучении полупроводника из разупорядоченной поверхностью, эта поверхность представляет собой набор гетерогенных или гомогенных центров-зародышей кристаллизации. При облучении единичным импульсом образуются зародыши новых фаз (наноструктуры, микроскопическая кристаллизация), при увеличении количества импульсов излучения, так как кристаллизация происходит на монокристалле, идет превращение наноструктур в монокристалл исходной симметрии (макроскопическая кристаллизация) [9]. С точки зрения нелинейной оптики здесь возможны такие эффекты нелинейной оптики как up – конверсия и вынужденное рассеяние.

Обнаружение этих эффектов довольно трудная задача, так как эффекты нелинейной оптики, которые могут возникать при облучении, генерируются в тонком приповерхностном шаре и, кроме того, разнесены во времени. Дробление кванта излучения происходит за времена $10^{-7} \div 10^{-5}$ с. Эффекты, связанные с распадом экситонных капель и наноструктур могут иметь более высокие времена. Поэтому постановка эксперимента даже в первом приближении задача довольно трудная. Нужно также подбирать направление облучения (или кристаллографическую ориентацию облучаемого полупроводника), а также направление наблюдения максимально возможного нелинейного эффекта.

Эксперимент по наблюдению дробления энергии кванта падающего излучения можно провести следующим образом. Облучение полупроводника $InSb$ импульсами рубинового лазера производить по кристаллографическому направлению {111}, а измерение излучения с энергией кванта равной ширине запрещенной зоны следует производить по направлению, которое составляет угол $37{,}5^{\circ}$ с направлением {111} (Рис.4). Это обусловлено технологической необходимостью: технология подготовки однородной поверхности кристалла разработана для низкоиндексных кристаллографических направлений [2]. Прием индуцированного излучения следует измерять в отраженном направлении. В этом случае можно более детально изучить кинетику эффекта дробления энергии кванта. Целесообразно также измерить спектральный состав излучения. Это представляет интерес для случая образования нескольких соразмерных фаз.

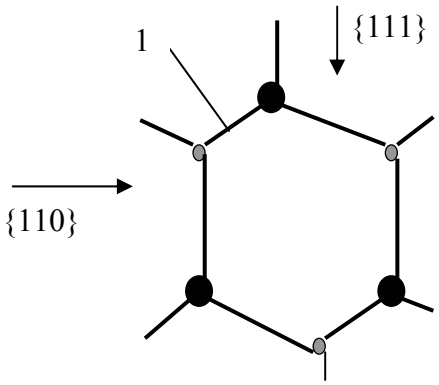


Рис. 4. Двумерное изображение кристаллической решетки кристалла A_3B_5 (сфалерит, включая антимонид индия) кубической модификации (сфалерит). Связь 1 соответствует чистой ковалентной связи.

Другая группа явлений связанная из многофотонным поглощением. Здесь такие процессы релаксационной оптики, как лазерное легирование, плавление, кристаллизация, сублимация могут сопровождаться и резонансным излучением как кратным к энергии падающего кванта излучения $h\nu$ так и дробным, например $1{,}64\,h\nu$. В этом случае нелинейные эффекты будут связаны из многофотонным поглощением. Для возникновения многофотонного поглощения необходимо чтобы $h\nu << E_g$, в противном случае мы будем иметь разрушение материала, и основными эффектами будут эффекты из безизлучательной релаксацией. В этом случае основное поглощение излучения происходит в объеме полупроводника.

Методы расчета таких процессов также отличаются от классических нелинейнооптических. Для вычисления коэффициентов нелинейности можно использовать не только квантовомеханические или электродинамические, но также и физико-химические и термодинамические методы [1].

Моделирование таких процессов можно проводить и с помощью кинетических цепочек дифференциальных уравнений Вольтерровского типа [2], а также с помощью тензорных произведений разложений в ряд тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости [2], что имеет глубокий физический смысл: практически это « спектральное офизиченное разложение» вектора Умова–Пойнтинга.

Заключение

Таким образом, проанализирована роль явлений нелинейной оптики в процессах релаксационной оптики, а также показана взаимозависимость явлений релаксационной и нелинейной оптики. Существенным различием этих процессов есть то, что эффекты релаксационной оптики – необратимы, а нелинейной оптики – неравновесные.

Проведен качественный физический анализ переходных процессов между необратимыми и неравновесными процессами.

Выявлены и объяснены противоречия в объяснении явлений необратимого воздействия оптического излучения на твердые тела.

Акцентируется внимание на необходимость разработки новых методов моделирования нелинейных процессов релаксационной оптики.

В заключение выражаю благодарность М. Барабаненкову и И. Щелокову за обсуждение результатов приведенных на рис. 2.

Литература

1. *Трохимчук П.П.* Радіаційна фізика твердого тіла. Курс лекцій. Луцьк: Вежа, 2003. 244 с.
2. *Trokhimchuck P.P.* Foundation of Relaxed Optics. Lutsk: Vezha, 2006. 294 p.
3. *Boyd R.W.* Nonlinear optics. New York: Random book, 2003. 578 p.
4. *Хайбуллин И.Б., Смирнов Л.С.* Импульсный отжиг полупроводников. Состояние проблемы и нерешенные вопросы. (Обзор) // ФТП. 1985. Т. 19, В. 4. С. 569–589.
5. *Фон Маделунг О.* Физика полупроводниковых соединений A_3B_5. М.: Мир, 1967. 478 с.
6. *Влох О.Г., Кітик А.В.* Кристалічні діелектрики із неспіврозмірними модульованими структурами. Львів: Вид-во нац. Університету «Львівська політехніка», 2002. 284 с.
7. *Сугаков В.Й.* Основи синергетики. Київ: Обереги, 2001. 288 с.
8. *Medvid A., Dmytruk I., Onufrijevs P., Pundyk I.* Photoluminescence from nanohills formed on a surface of Ge, Si and GaAs single crystal by laser radiation. /Proc. 3-d International Workshop RNAOPM'2006, Lutsk: Vezha, 2006. P. 59–62.
9. *Дутчак Я.Й.* Молекулярна фізика. Львів: Вид-во Львівського університету, 1973. 264 с.

А.П. ХАПАЛЮК

КРАЕВАЯ ЗАДАЧА ДИФРАКЦИОННОГО ТИПА НА УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Как известно [1,2] в настоящее время большинство типичных задач в теории электромагнитных волн формулируются как краевые задачи на уравнения Максвелла, которые представляют собой довольно сложную и все еще недостаточно изученную систему дифференциальных уравнений в частных производных. Готовых решений для исследования многих проблем теории электромагнитных волн нет. Поэтому начнем с получения достаточно общих точных аналитических решений краевых задач на уравнения Максвелла. В стационарном (временной множитель $\exp(i\omega t)$ опускается) случае в безразмерных декартовых координатах ($kx \to x, ky \to y, kz \to z$, $k-$ волновое число) они записываются

$$\mathrm{rot}E = -i\mu H, \quad \mathrm{rot}H = i\varepsilon E, \tag{1}$$

где ε и $\mu-$ диэлектрическая и магнитная проницаемость среды.

Математическую структуру уравнений (1) можно несколько упростить, если к ним применить операцию двукратного прямого преобразования Фурье, которое выполняется по формуле

$$\xi^m \eta^n \overset{\vee}{\Phi}(\xi,\eta,z) = i^{m+n} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int \left[\frac{\partial^{m+n}}{\partial x^m \partial y^n} \overset{\wedge}{\Phi}(x,y,z) \right] e^{ix\xi+iy\eta} dxdy, \tag{2}$$

где $\Phi(x,y,z)$ – любая компонента векторов поля волны (1). Операция (2) взаимно однозначно переводит функцию $\Phi(x,y,z)$ координат x,y в новую функцию $\Phi(\xi,\eta,z)$ переменных ξ,η. Функцию координат x,y обычно называют оригиналом, а функцию переменных ξ,η (их обычно называют переменными пространственного спектра) – трансформантой Фурье. В дальнейшем оригиналы и трансформанты будут обозначаться одними и теми же буквами, но аргументы оригиналов будут обозначаться малыми латинскими, а трансформант – малыми греческими буквами и это будет считаться их отличительным признаком. Дополнительно к этому или взамен иногда будут использоваться надстрочные значки $\wedge$ для оригиналов и $\vee$ для трансформант.

Применяя операцию преобразований (2) к уравнениям (1), после простых дополнительных преобразований получим уравнения

$$\frac{\partial \overset{\vee}{E}_x}{\partial z} = -\frac{i}{\varepsilon}\left[\xi\eta \overset{\vee}{H}_x + \left(\varepsilon\mu - \xi^2\right)\overset{\vee}{H}_y \right], \quad \frac{\partial \overset{\vee}{E}_y}{\partial z} = \frac{i}{\varepsilon}\left[\left(\varepsilon\mu - \eta^2\right)\overset{\vee}{H}_x + \xi\eta \overset{\vee}{H}_y \right],$$

$$\frac{\partial \overset{\vee}{H}_x}{\partial z} = \frac{i}{\mu}\left[\xi\eta \overset{\vee}{E}_x + \left(\varepsilon\mu - \xi^2\right)\overset{\vee}{E}_y\right], \quad \frac{\partial \overset{\vee}{H}_y}{\partial z} = -\frac{i}{\mu}\left[\left(\varepsilon\mu - \eta^2\right)\overset{\vee}{E}_x + \xi\eta \overset{\vee}{E}_y\right]. \quad (3)$$

Нормальные компоненты векторов волны E_z и H_z не играют существенной роли, и без особой надобности выписываться не будут.

Система уравнений (3) принципиально равносильна исходным уравнениям Максвелла (1), но уравнения записаны в различных переменных. В математическом отношении система уравнений (3) проще, чем система (1), и поэтому будем сначала ее решать. Известно [1,2], что любая компонента векторов волны должна удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 \hat{\Phi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{\Phi}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \hat{\Phi}}{\partial z^2} + \varepsilon\mu \hat{\Phi} = 0. \quad (4)$$

Применяя к этому уравнению операцию преобразования Фурье (2), перейдем от переменных x, y к переменным ξ, η. В результате уравнение (4) принимает вид $\left(\gamma^2 = \xi\mu - \xi^2 - \eta^2\right)$

$$\frac{\partial^2 \overset{\vee}{\Phi}}{\partial z^2} + \gamma^2 \overset{\vee}{\Phi} = 0. \quad (5)$$

Общее решение уравнения (5) находится довольно просто

$$\overset{\vee}{\Phi}(\xi, \eta, z) = \overset{\vee}{g}(\xi, \eta)\cos\gamma z + i\overset{\vee}{f}(\xi, \eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \quad (6)$$

где $\overset{\vee}{g}(\xi, \eta)$ и $\overset{\vee}{f}(\xi, \eta)$ – произвольные функции переменных ξ и η.

Отсюда ясно, что все компоненты векторов поля искомой волны должны быть функциями типа (6). Поэтому общее решение системы уравнений (3) следует искать в виде

$$\begin{aligned} &\overset{\vee}{E}_x = \overset{\vee}{g}_1 \cos\gamma z + i\overset{\vee}{f}_1 \frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \quad \overset{\vee}{E}_y = \overset{\vee}{g}_2 \cos\gamma z + i\overset{\vee}{f}_2 \frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \\ &\overset{\vee}{H}_x = \overset{\vee}{g}_3 \cos\gamma z + i\overset{\vee}{f}_3 \frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \quad \overset{\vee}{H}_y = \overset{\vee}{g}_4 \cos\gamma z + i\overset{\vee}{f}_4 \frac{\sin\gamma z}{\gamma}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выражения (7) по отдельности будут удовлетворять уравнению Гельмгольца (5) при любых g_j и f_j ($j = 1, 2, 3, 4$), но они еще дополнительно должны удовлетворять уравнениям Максвелла (3), что накладывает некоторые условия на функции g_j и f_j. Эти дополнительные усло-

вия можно найти, если выражения (7) подставить в уравнения (3) и потребовать их выполнения. В результате получим

$$\begin{aligned} &1)\ \varepsilon \overset{\vee}{f}_1 = -\xi\eta \overset{\vee}{g}_3 - \left(\varepsilon\mu - \xi^2\right)\overset{\vee}{g}_4, \quad 2)\ \varepsilon \overset{\vee}{f}_2 = -\xi\eta \overset{\vee}{g}_4 + \left(\varepsilon\mu - \eta^2\right)\overset{\vee}{g}_3, \\ &3)\ \mu \overset{\vee}{f}_3 = -\xi\eta \overset{\vee}{g}_1 + \left(\varepsilon\mu - \xi^2\right)\overset{\vee}{g}_2, \quad 4)\ \mu \overset{\vee}{f}_4 = -\xi\eta \overset{\vee}{g}_2 - \left(\varepsilon\mu - \eta^2\right)\overset{\vee}{g}_1. \end{aligned} \tag{8}$$

Окончательно получаем четыре алгебраических уравнения относительно восьми функций g_j и f_j. Если теперь подставить f_j из уравнений (8), получаем точное аналитическое решение системы уравнений (3), содержащее четыре произвольных функции переменных ξ, η, это равносильно определению четырех линейно независимых частных решений исходных уравнений Максвелла (1). Получилось довольно общее решение, и его можно использовать для исследования разнообразных конкретных проблем теории электромагнитных волн.

Исключив из уравнений (3) функции f_j, которые определяются уравнениями (8), получим решение уравнений Максвелла (3)

$$\begin{aligned} \overset{\vee}{E}_x(\xi,\eta,z) &= \overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\cos\gamma z - \frac{i}{\varepsilon}\left[\xi\eta \overset{\vee}{g}_3(\xi,\eta) + \left(\varepsilon\mu - \xi^2\right)\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\right]\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \\ \overset{\vee}{E}_y(\xi,\eta,z) &= \overset{\vee}{g}_2(\xi,\eta)\cos\gamma z + \frac{i}{\varepsilon}\left[\xi\eta \overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta) + \left(\varepsilon\mu - \eta^2\right)\overset{\vee}{g}_3(\xi,\eta)\right]\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \\ \overset{\vee}{E}_z(\xi,\eta,z) &= -\frac{1}{\varepsilon}\left[\xi \overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta) - \eta \overset{\vee}{g}_3(\xi,\eta)\right]\cos\gamma z + i\left[\xi \overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta) + \eta \overset{\vee}{g}_2(\xi,\eta)\right]\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \\ \overset{\vee}{H}_x(\xi,\eta,z) &= \overset{\vee}{g}_3(\xi,\eta)\cos\gamma z + \frac{i}{\mu}\left[\xi\eta \overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta) + \left(\varepsilon\mu - \xi^2\right)\overset{\vee}{g}_2(\xi,\eta)\right]\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \\ \overset{\vee}{H}_y(\xi,\eta,z) &= \overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\cos\gamma z - \frac{i}{\mu}\left[\xi\eta \overset{\vee}{g}_2(\xi,\eta) + \left(\varepsilon\mu - \eta^2\right)\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\right]\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \\ \overset{\vee}{H}_z(\xi,\eta,z) &= \frac{1}{\mu}\left[\xi \overset{\vee}{g}_2(\xi,\eta) - \eta \overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\right]\cos\gamma z + i\left[\xi \overset{\vee}{g}_3(\xi,\eta) + \eta \overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\right]\frac{\sin\gamma z}{\gamma}, \end{aligned} \tag{9}$$

Формулы (9) можно рассматривать как четыре линейно независимых алгебраических уравнения относительно восьми функций E_x, E_y, H_x, H_y, g_j. Четыре из них или соответствующие их четыре линейные комбинации нужно задать, после чего остальные четыре находятся из уравнений (9). Те функции, которые здесь могут быть произвольно заданными, и являются теми краевыми условиями, которые обеспечивают одно-

значность решения уравнений Максвелла. Они задаются при постановке задачи и в каждом конкретном случае могут быть различными.

Полагая в (9) $z = 0$, видим, что функции g_j определяют тангенциальные составляющие векторов поля волны на плоскости $z = 0$, и можно считать их заданными, что обеспечивает однозначность решения уравнений Максвелла. Решение (9) получено для однородной среды с произвольными значениями ε и μ. Часто приходится продлевать это решение через границу раздела из одной среды в другую среду с иными значениями ε и μ. Для этого используются известные из общей теории электромагнитных волн граничные условия [1], которые утверждают, что при переходе через границу из одной в другую среду тангенциальные составляющие векторов волны не изменяются. Это означает, что решения Максвелла для обеих сред нужно искать для одних и тех же краевых условий g_j. Поэтому решение для среды с другими ε и μ определяется тоже формулами (9), где нужно сделать замену $\varepsilon \to \varepsilon_1$, $\mu \to \mu_1$. В частности, $\gamma = \sqrt{\varepsilon\mu - \xi^2 - \eta^2} \to \gamma_1 = \sqrt{\varepsilon_1\mu_1 - \xi^2 - \eta^2}$. Отсюда получается равенство $\varepsilon\mu - \gamma^2 = \varepsilon_1\mu_1 - \gamma_1^2$, которое можно рассматривать как обобщение закона преломления на границе раздела различных сред (закон Снела [1]).

Специфическая особенность полученных выше общих решений (9) состоит в том, что у них нет связи между электрическим и магнитным векторами. Произвольное задание краевых функций g_j равносильно произвольным значениям при постоянном z электрического и магнитного векторов волны. Это признак решений, у которых присутствуют стоячие волны. Часто задачи теории электромагнитных волн формулируются и решаются на языке бегущих волн. Поэтому дополнительно целесообразно из общих решений (9) выделить частные решения, представляющие собой бегущие волны. Для бегущих волн характерна строго определенная связь между амплитудами электрического и магнитного векторов волны, что записывается в виде $\varepsilon|E|^2 = \mu|H|^2$.

Для упрощения выкладок дальнейшее исследование целесообразно провести для одной поляризации. Рассмотрим сначала поляризацию, которая определена дополнительным условием $g_1 \neq g_4 \neq 0, g_2 = g_3 = 0$. Решение для этой поляризации получается как частный случай общего решения (9) и может быть записано в виде

$$
\begin{aligned}
&\overset{\vee}{E}_{1x}(\xi,\eta,z)=\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\cos\gamma z-\frac{i}{\varepsilon}\left(\varepsilon\mu-\xi^2\right)\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma},\\
&\overset{\vee}{E}_{1y}(\xi,\eta,z)=\frac{i}{\varepsilon}\xi\eta\,\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma},\\
&\overset{\vee}{E}_{1z}(\xi,\eta,z)=-\frac{1}{\varepsilon}\xi\,\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\cos\gamma z+i\xi\,\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma},\\
&\overset{\vee}{H}_{1x}(\xi,\eta,z)=\frac{i}{\mu}\xi\eta\,\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma},\\
&\overset{\vee}{H}_{1y}(\xi,\eta,z)=\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\cos\gamma z-\frac{i}{\mu}\left(\varepsilon\mu-\eta^2\right)\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma},\\
&\overset{\vee}{H}_{1z}(\xi,\eta,z)=-\frac{1}{\mu}\eta\,\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta)\cos\gamma z+i\eta\,\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma}.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

Значение поля для волны этой поляризации на плоскости $z=0$ равно

$$
\begin{aligned}
&\overset{\vee}{E}_x(\xi,\eta,0)=\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta),\quad \overset{\vee}{E}_y(\xi,\eta,0)=0,\quad \overset{\vee}{E}_z(\xi,\eta,0)=-\frac{1}{\varepsilon}\xi\,\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta),\\
&\overset{\vee}{H}_x(\xi,\eta,0)=0,\quad \overset{\vee}{H}_y(\xi,\eta,0)=\overset{\vee}{g}_4(\xi,\eta),\quad \overset{\vee}{H}_z(\xi,\eta,0)=-\frac{1}{\mu}\eta\,\overset{\vee}{g}_1(\xi,\eta).
\end{aligned}
\tag{11}
$$

Для бегущих волн векторы (11) должны определяться

$$
\overset{\vee}{g}_1=\sqrt{\mu}\sqrt{\varepsilon\mu-\xi^2}\,\overset{\vee}{U}(\xi,\eta),\quad \overset{\vee}{g}_4=\pm\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon\mu-\eta^2}\,\overset{\vee}{U}(\xi,\eta),
\tag{12}
$$

где $U(\xi,\eta)$ – новая произвольная функция переменных ξ,η, она зависит от знака в (12). Подставляя значения (12) в (10), получим два частных решения типа бегущих волн с противоположными направлениями распространения вдоль оси z.

В результате получим два точных аналитических решения типа бегущих волн в средах с произвольными значениями функций $U(\xi,\eta)$, которые определяются тангенциальными составляющими векторов волны на координатной плоскости $z=0$. Эти решения уже можно использовать для исследования различных, конкретных задач. В качестве примера рассмотрим две такого типа задачи: 1) отражение и преломление на плоской границе раздела двух различных сред при произвольной пространственной структуре падающей волны, 2) дифракция волны с произвольной пространственной структурой поля на плоском экране с произвольными электродинамическими свойствами. Эти задачи имеют много общего и решаются по одной и той же схеме. В обоих случаях имеются три волны:

с одной стороны плоскости (в области $z<0$) имеются две волны с противоположными направлениями распространения (падающая или дифрагирующая и отраженная волны), с другой стороны – $(z>0)$ – преломленная волна. Обе задачи решаются с помощью формул (9), но с различным значением краевых условий.

Разобраться в складывающейся здесь ситуации, по-видимому, проще всего, если выписать значения тангенциальных компонент векторов соответствующих волн на плоскости $z=0$. Падающая (дифрагирующая) волна представляется в виде

$$E_x(\xi,\eta,0)=\sqrt{\mu}\sqrt{\varepsilon\mu-\xi^2}\,R(\xi,\eta),\quad H_y(\xi,\eta,0)=\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon\mu-\eta^2}\,A(\xi,\eta),$$
$$E_y=H_x=0. \tag{13}$$

Значение этих компонент для отраженной волны запишется

$$E_x(\xi,\eta,0)=\sqrt{\mu}\sqrt{\varepsilon\mu-\xi^2}\,R(\xi,\eta),\quad H_y(\xi,\eta,0)=-\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon\mu-\eta^2}\,R(\xi,\eta),$$
$$E_y=H_x=0. \tag{14}$$

Значение этих же компонент для прошедшей волны запишется аналогично

$$E_x(\xi,\eta,0)=\sqrt{\mu_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1-\xi^2}\,A_1(\xi,\eta),$$
$$H_y(\xi,\eta,0)=\sqrt{\varepsilon_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1-\eta^2}\,A_1(\xi,\eta),\quad E_y=H_x=0. \tag{15}$$

Теперь следует учесть, что в реальном решении тангенциальные составляющие поля по разным сторонам плоскости $z=0$ не изменяются (граничные условия). Это накладывает дополнительные условия

$$\sqrt{\mu}\sqrt{\varepsilon\mu-\xi^2}\,(A+R)=\sqrt{\mu_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1-\xi^2}\,A_1,$$
$$\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon\mu-\eta^2}\,(A-R)=\sqrt{\varepsilon_1}\sqrt{\varepsilon_1\mu_1-\eta^2}\,A_1. \tag{16}$$

Если задать функцию $A(\xi,\eta)$, которая определяет структуру падающей волны, то отсюда находятся функции $R(\xi,\eta)$, $A_1(\xi,\eta)$, которые определяют структуру отраженной и преломленной волн. Заметим, что в частном случае плосковолнового приближения из (16) получаются известные в оптике формулы Френеля [1].

В дифракционной задаче уравнения (16) интерпретируются несколько по-другому. В этом случае обычно $\varepsilon_1=\varepsilon$ и $\mu_1=\mu$. Дополнительно следует учесть, что функция $R(\xi,\eta)$ определяется с точностью до знака, и поэтому оба равенства (16) оказываются равносильными и, следовательно, нужно решить только одно из них. Получается одно уравнение отно-

сительно трех функций. Две из них нужно задавать, третья определяется однозначно. Обычно задают $A(\xi,\eta)$, которая в этом случае определяет дифрагирующую волну, и одну из функций $R(\xi,\eta)$ или $A_1(\xi,\eta)$, которые определяют свойства экрана и, следовательно, не могут быть найдены из уравнений Максвелла. Одна из них должна задаваться при постановке дифракционной задачи. При этом уравнение (16) представляет собой утверждение, которое определяет известный в оптике принцип Бабине [1].

Аналогичное решение для волн второй поляризации получается из решения (9) при дополнительном условии $q_1 = q_4 = 0$ и

$$\overset{\vee}{q}_2 = \sqrt{\mu}\sqrt{\varepsilon\eta^2}\,\overset{\vee}{U}(\xi,\eta), \quad \overset{\vee}{q}_3 = \mp\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon\mu-\xi^2}\,\overset{\vee}{U}(\xi,\eta). \tag{17}$$

Решение для волн этой поляризации выше поставленных задач проводится совершенно аналогичным образом, без каких либо дополнительных проблем.

Следует заметить, что решение в математическом отношении оказалось довольно простым. Однако видимая простота решения связана с выбором переменных, в которых оно записано. Обычно требуется получить решение не в переменных пространственного спектра ξ и η, а в переменных декартовых координатах x и y. Для того, чтобы перейти от переменных ξ и η к переменным x и y, следует использовать операцию обратного преобразования Фурье, которая выполняется по формуле

$$i^{m+n}\frac{\partial^{m+n}}{\partial x^m \partial y^n}\hat{\Phi}(x,y,z) = \frac{1}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int \xi^m \eta^n \overset{\vee}{\Phi}(\xi,\eta,z)e^{-i\xi x - i\eta y}\,d\xi d\eta. \tag{18}$$

Примененный здесь метод решения использует операции преобразования Фурье. Как известно [3], возможности применения методов обычного преобразования Фурье довольно ограничены. Широко используемые в теории электромагнитных волн плосковолновые и им подобные приближения часто этим условиям не удовлетворяют.

Вообще говоря, интегралы Фурье, которые приходится здесь вычислять, можно свести к двум следующим типам

$$\hat{J}_1(x,y,z) = \frac{1}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\overset{\vee}{q}(\xi,\eta)\cos\gamma z e^{-i\xi x - i\eta y}\,d\xi d\eta,$$

$$\hat{J}_2(x,y,z) = \frac{1}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\overset{\vee}{q}(\xi,\eta)\frac{\sin\gamma z}{\gamma}e^{-i\xi x - i\eta y}\,d\xi d\eta. \tag{19}$$

Это довольно сложные не табличные интегралы и они, на наш взгляд, заслуживают специального, самостоятельного исследования. Сложность их вычисления в первую очередь связана с наличием под знаком интеграла быстропеременных тригонометрических функций.

Область применения предложенного метода существенно расширяется, если интегралы (2) и (18) понимать в смысле обобщенного преобразования Фурье [4]. Заметим, что в теории электромагнитных волн с использованием более общих, чем обычно, решений уравнений Максвелла не следует ограничиваться рамками классического (обычного) математического анализа. Часто с самого начала целесообразно использовать современные методы теории обобщенных функций, где многие операции математического анализа (дифференцирование, интегрирование, суммируемость рядов и другие) решаются по иному.

В частности, обобщенное однократное преобразование Фурье выполняется по схеме

$$\hat{\Phi}(x,z)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\overset{\vee}{\Phi}(\xi,z)e^{-i\xi x}d\xi=$$
$$=\frac{1}{2\pi}\lim_{y\to+0}\left[\int_{-\infty}^{0}\overset{\vee}{\Phi}(\xi,z)e^{-i\xi(x+iy)}d\xi+\int_{0}^{\infty}\overset{\vee}{\Phi}(\xi,z)e^{-i\xi(x-iy)}d\xi\right] \qquad (20)$$

По этой схеме можно вычислить интегралы для тех функций $\overset{\vee}{\Phi}(\xi,z)$, для которых обычные интегралы Фурье расходятся.

Обычно считается, что теория дифракции волн является наиболее сложным разделом всей теории электромагнитных волн. В данном конкретном случае это проявляется в сложности вычисления и исследования интегралов типа (19).

Литература

1. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
2. *Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль М.* Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
3. *Титчмарш Э.* Введение в теорию интегралов Фурье. М.-Л.: ИЛ, 1948. 480 с.
4. *Хапалюк А.П.* Обобщенное преобразование Фурье // Весці АН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1995. № 3. С. 95-101.

Т. М. Кожан, В. В. Кузнецова, И. И. Сергеев, В. С. Хоменко,
П. П. Першукевич, В. А.Чернявский

АНТИСТОКСОВА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И РАЗМНОЖЕНИЕ ИК ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ОКСИХЛОРИДОВ ГАДОЛИНИЯ АКТИВИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ, ГОЛЬМИЕМ И ТУЛИЕМ

При возбуждении излучением, попадающим в область ИК полос спектра поглощения люминофоров на основе оксихлоридов и фторидов иттрия или гадолиния, активированных ионами эрбия, гольмия и тулия, обнаруживается видимое свечение в зеленой (0,54 мкм), красной (0,65 мкм) или синей (0,46 мкм) областях спектра, характерное для люминесценции ионов активаторов и соответствующее переходам из высоких возбужденных состояний. Спектры возбуждения полос люминесценции совпадают с ИК полосами спектров поглощения редкоземельных ионов. Зависимость интенсивности люминесценции от концентрации активатора нелинейная. Свечение такого типа относится к антистоксовой люминесценции, обусловленной в одноактиваторных системах процессами межцентровой релаксации (кроссрелаксации), приводящей к суммированию низкоэнергетических состояний по механизму последовательной сенсибилизации.

При возбуждении УФ и видимым светом, соответствующим спектрам поглощения РЗИ наблюдается ИК люминесценция с высоким квантовым выходом, также обусловленным процессами кроссрелаксации, приводящей к размножению электронных ИК возбуждений.

В работах [1–7] проведены измерения зависимостей квантового выхода полос люминесценции от концентрации активатора и определены оптимальные составы как антистоксовых люминофоров, так и люминофоров с высоким квантовым выходом ИК люминесценции. Развит количественный подход, позволяющий адекватно описывать процессы суммирования и размножения электронных возбуждений в кристаллических средах с редкоземельными активаторами.

Такие люминофоры используются для визуализации полей ИК излучения, соответствующего полосам спектра поглощения РЗИ. Сведения о люминофорах с высоким квантовым выходом люминесценции в ИК области могут быть использованы в лазерной технологии или для решения конкретных специальных задач.

На рис.1 приведены экспериментально измеренные (*а, б*) и рассчитанные теоретически (*в*) концентрационные зависимости интенсивности антистоксовой люминесценции ионов гольмия во фториде иттрия и

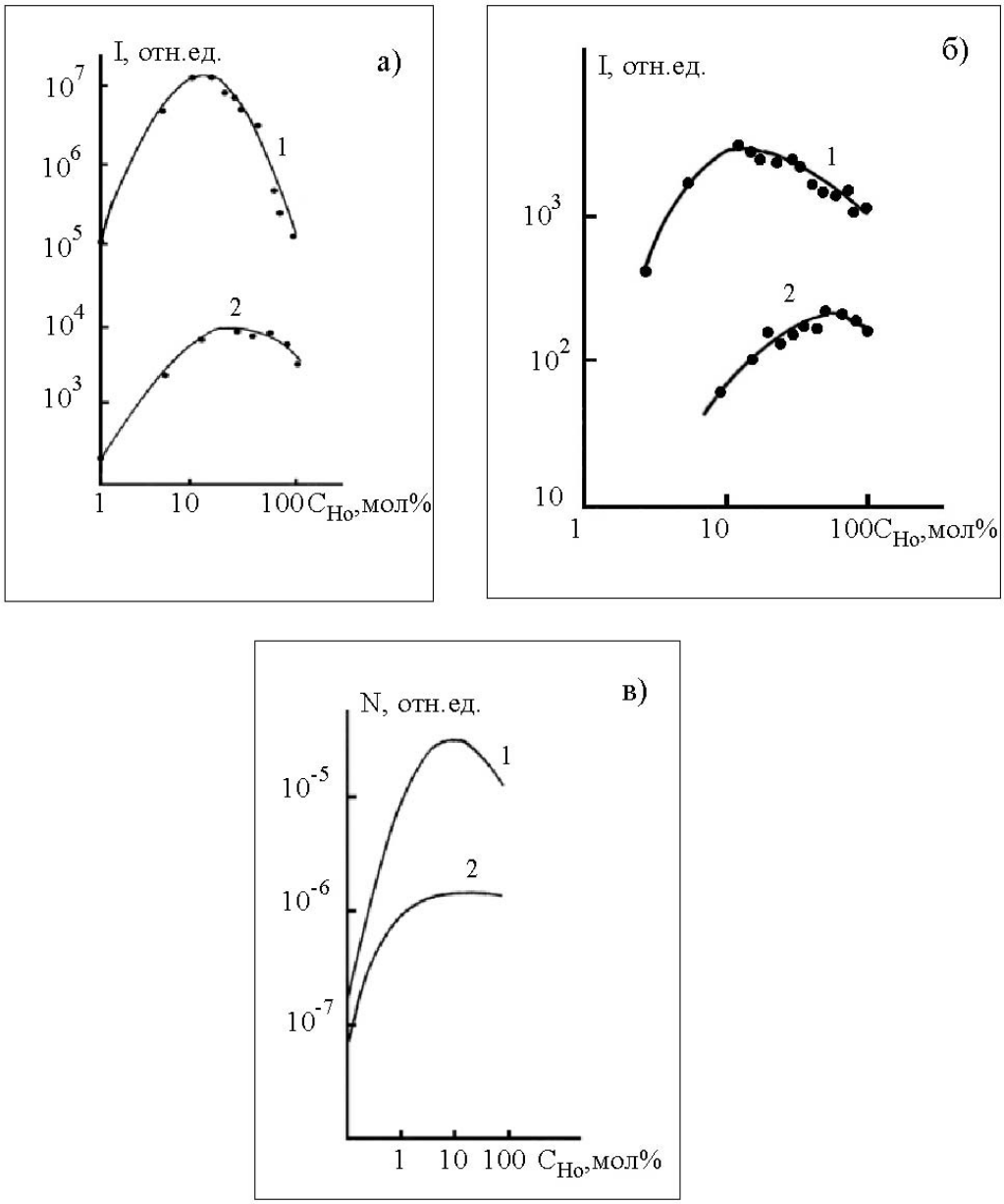


Рис.1. Экспериментально измеренные концентрационные зависимости интенсивности красной (1) и зеленой (2) полос антистоксовой люминесценции ионов Ho^{3+} во фториде иттрия при возбуждении в области 1,2 мкм (а) и в оксихлориде гадолиния при возбуждении в области 2,1 мкм (б); *в* – расчетные концентрационные зависимости заселенностей уровней $^5F_5$ (1) и $^5S_2$ (2) иона Ho^{3+} во фториде иттрия для возбуждения длиной волны 2,1 мкм

оксихлориде гадолиния при возбуждении в области 1,2 и 2,1 мкм. Расчетные зависимости для красной и зеленой полос антистоксовой люминесценции удовлетворительно согласуются с измеренными экспериментально. Следовательно, концентрационные эффекты в процессах ап-

конверсионного суммирования электронных возбуждений РЗИ вполне удовлетворительно описываются на основе учета парных кроссрелаксационных взаимодействий (кроссрелаксация «вверх»). Аналогичные зависимости были измерены экспериментально и рассчитаны теоретически также для ионов эрбия и тулия при возбуждении в ИК полосах их спектров поглощения.

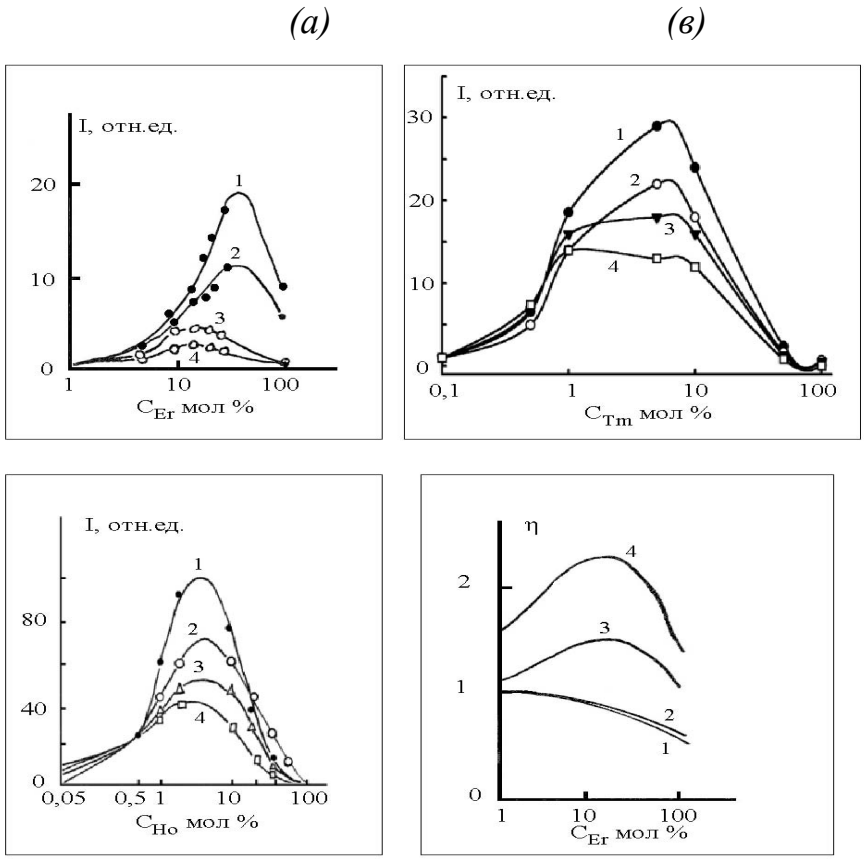


Рис.2. Концентрационные зависимости интенсивности ИК люминесценции ионов Er^{3+} (*а*) в GdOCl в области 1,5 мкм (1, 2) и 1,0 мкм (3, 4) при $\lambda_{возб}$ = 366 нм (1, 3), 381 нм (2, 4), люминесценции ионов Ho^{3+} (*б*) в GdOCl в области 2,0 мкм при $\lambda_{возб}$ = 363 нм (1), 389 нм (2), 546 нм (3), 651 нм (4), люминесценции ионов Tm^{3+} (*в*) в GdOCl в области 1,8 мкм при $\lambda_{возб}$ = 363 нм (1), 365 нм (2), 461 нм (3), 773 (4); (*г*) – расчетные концентрационные зависимости квантового выхода суммарной ИК люминесценции ионов Er^{3+} во фториде иттрия при $\lambda_{возб}$ = 1500 нм (1), 1000 нм (2), 800 нм (3), 520 нм (4)

Были проведены измерения полных спектров поглощения и люминесценции, а также спектров возбуждения люминесценции для различных полос излучения РЗИ в их зависимости от концентрации активатора и составлены схемы уровней и возможных электронных переходов (в том

числе кроссрелаксационных) между ними, используемые при составлении кинетических уравнений баланса для расчетов и интерпретации концентрационных зависимостей характеристик люминесценции в ИК и видимой областях спектра.

На рис.3 для примера приведена схема энергетических уровней иона Tm^{3+} и кроссрелаксационных переходов, которые приводят к размножению электронных возбуждений и заселению нижерасположенных уровней при возбуждении более высоких возбужденных состояний. Жирными стрелками обозначены наиболее вероятные каналы кроссрелаксации (т.е. каналы с наименьшим дефектом резонанса в переносе энергии между ионами). Штриховыми линиями обозначены дополнительные, менее резонансные, варианты кроссрелаксационных переходов, которые могут проявляться с возрастанием концентрации.

На рис.2 приведены экспериментально измеренные кривые, характеризующие изменение интенсивности ИК полосы люминесценции (1,8 мкм) с изменением концентрации активатора для различных длин волн возбуждения.

В сводной таблице 1 приведены измеренные экспериментально значения абсолютного квантового выхода люминесценции $GdOCl:Tm^{3+}$ при различных длинах волн возбуждения и регистрации.

При теоретических расчетах концентрационных зависимостей квантового выхода люминесценции или заселенностей уровней методом вероятностного моделирования в терминах кинетических уравнений баланса использовались значения энергий энергетических уровней РЗИ, полученные из спектров поглощения и люминесценции исследуемых конкретных соединений и соответствующие максимумам индивидуальных полос спектра. Расчеты проводились в рамках вероятностного моделирования в условиях парных взаимодействий и с учетом всех возможных каналов кроссрелаксации с размножением (кроссрелаксация «вниз») и суммированием ИК возбуждений (кроссрелаксация «вверх»). Используемая при расчетах схема уровней, как и в эксперименте, включает 7 нижних возбужденных состояний. Для иона Tm^{3+} ‘это состояния в диапазоне от $^3F_4$ до $^1D_2$ (см. рис.3). В этот диапазон не попадают возбужденные состояния матрицы GdOCl, которые расположены выше 30000 $см^{-1}$.

На рис.4 приведены результаты расчетов концентрационных зависимостей заселенностей уровней иона Tm при возбуждении в УФ полосе поглощения (363 нм) и значений квантового выхода в видимой и ИК полосах спектра. Расчетные кривые для суммарного квантового выхода и выхода ИК люминесценции как и измеренные экспериментально, имеют максимум. Расчетная кривая имеет максимум при $C_{Tm} = 15 – 20$ мол.%

Таблица 1.

Значения абсолютного квантового выхода люминесценции GdOCl:Tm^{3+} для индивидуальных полос спектра люминесценции и длин волн возбуждения при различных концентрациях активатора

C_{Tm}, мол.%		0.01	0.1	0.5	1	5	10	50	100
$\lambda_{рег}$, нм	$\lambda_{возб}$, нм								
1855	354	0.011	0.08	0.40	0.89	2.0	0.86	0.114	0.004
	463	0.0056	0.06	0.26	0.71	0.8	0.34	0.071	0.004
	678	0.01	0.07	0.31	0.69	0.85	0.40	0.08	0.004
	770	0.01	0.07	0.29	0.65	0.80	0.38	0,075	0.004
1185	463	0.0013	0.01	0.125	0.02	0.0125	0.003	-	-
810	354	0.007	0.07	0.505	0.625	0.042	0.004	-	-
	463	0.013	0.13	0.65	0.65	0.065	0.007	-	-
	678	0.050	0.26	0.56	0.39	0.025	0.0025	-	-
680	354	0.0025	0.0125	0.035	0.042	0.0067	0.001	-	-
	463	0.003	0.12	0.24	0,12	0.0024	-	-	-
467	354	0.04	0.22	0.31	0.40	0.016	0.008	-	-

для суммарного квантового выхода и около 20 мол.% для выхода ИК люминесценции 1,8 мкм. Максимальное значение суммарного квантового выхода составляет 2,8. Возможно несколько причин уменьшения квантового выхода после достижения максимального значения.

Проявляющиеся в рассматриваемых системах и учитываемые в расчетах процессы кросрелаксационного суммирования низкоэнергетичных возбуждений, эффективность которых повышается с увеличением концентрации. Более отчетливо выраженное уменьшение величины квантового выхода при высоких концентрациях Tm^{3+}, по сравнению с этим эффектом у Er^{3+} в GdOCl, по-видимому, следует связать тоже с более эффективным кроссрелаксационным суммированием ИК вожбуждений, обедняющим заселенность низких долгоживущих возбужденных состояний. Это подтверждается и уменьшением значений τ ИК люминесценции при высоких концентрациях активатора. Отметим также и не учитываемое в расчетах, но проявляющееся в эксперименте возможное влияние неконтролируемых примесей побочных РЗИ.

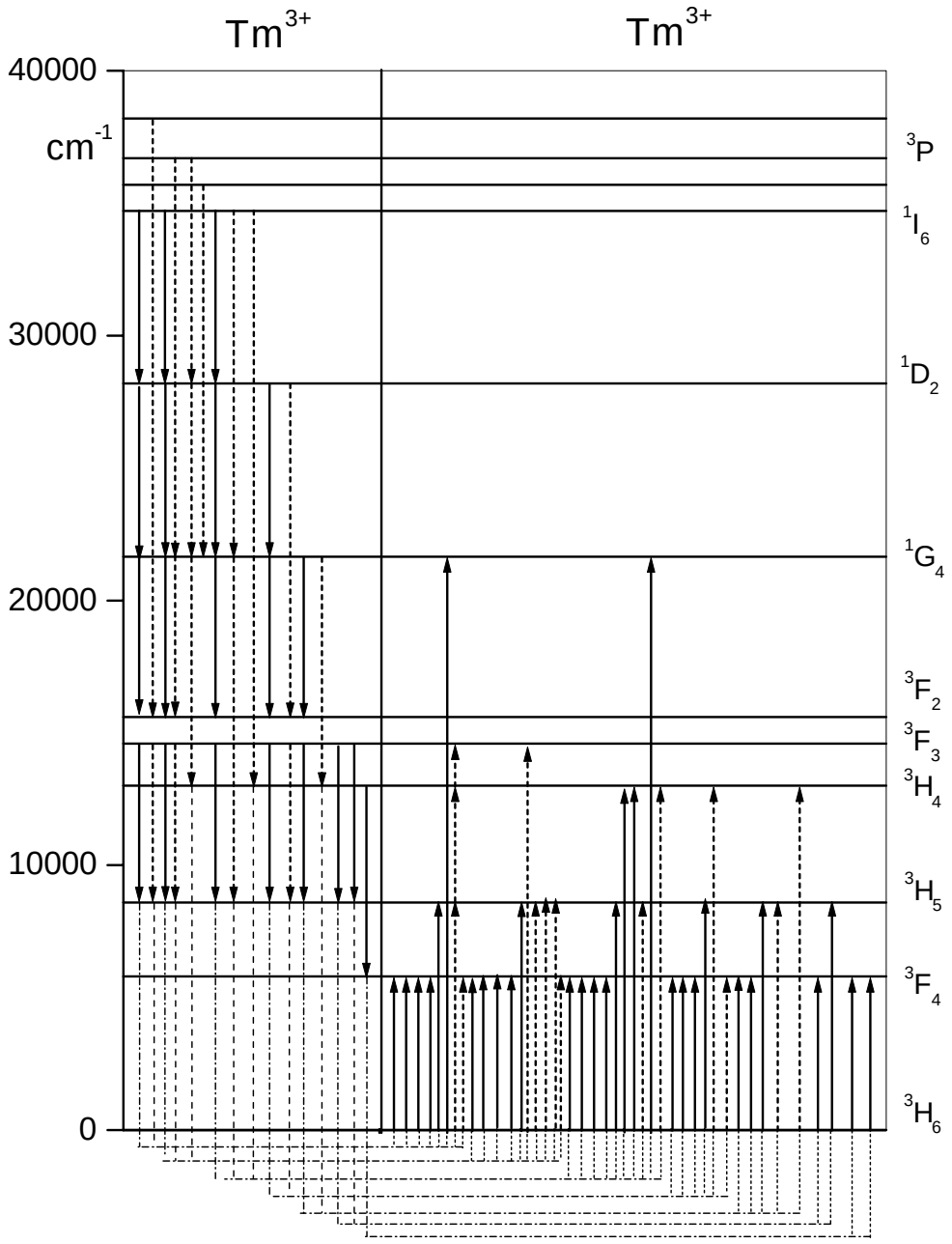


Рис.3. Схема уровней и основных кроссрелаксационных переходов Tm^{3+}

Таким образом, в исследованной системе: оксихлорид гадолиния, активированный ионами Tm (Er, Ho) при фотовозбуждении имеет место эффективное кроссрелаксационное размножение низкоэнергетичных электронных возбуждений, обеспечивающее возможность наблюдения ИК люминесценции с квантовым выходом, превосходящим в несколько раз единицу. Можно также констатировать, что количественный подход, развитый в терминах кинетических уравнений для заселенностей энергетических уровней РЗИ, позволяет адекватно описывать процессы размно-

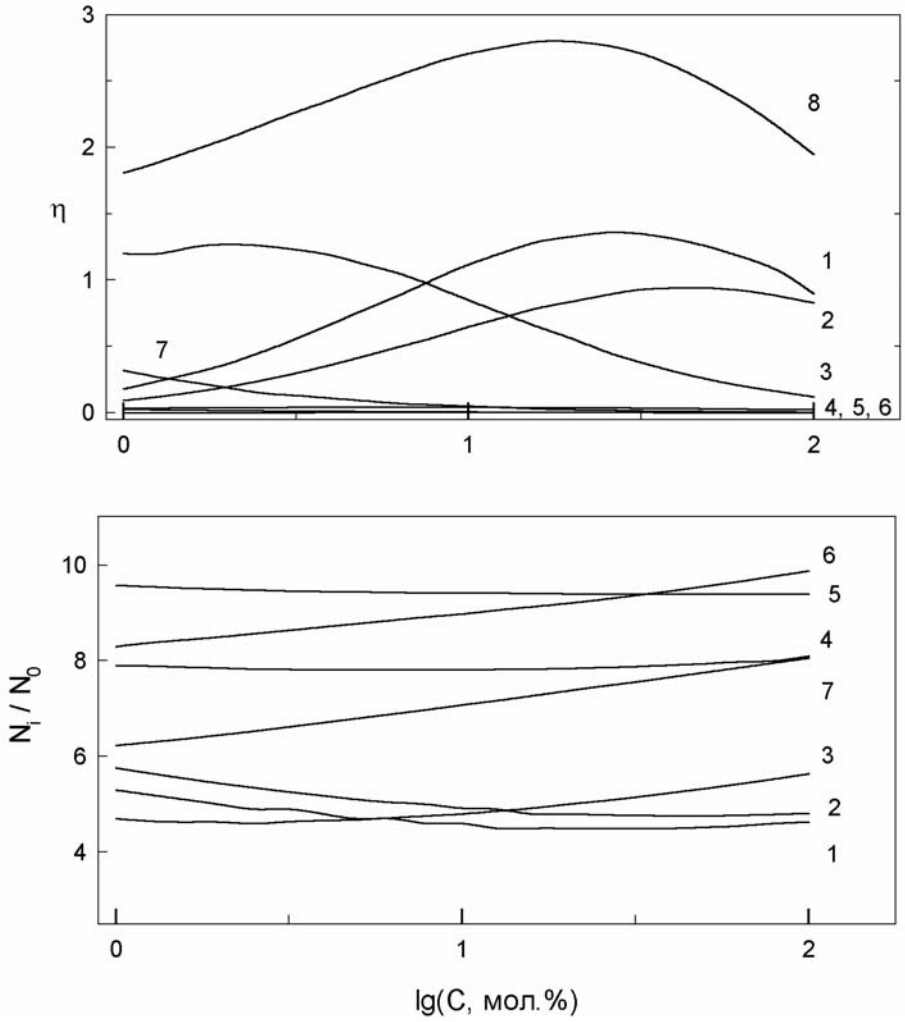


Рис.4. Расчетные зависимости от концентрации активатора суммарного квантового выхода люминесценции тулия (*а, 8*) и выхода в отдельных полосах спектра (*а*, *1-6*) и заселенностей различных уровней (*б*). (Номера возбужденных уровней соответствуют их положению в диапазоне от $^3F_4$ до $^1D_4$ рис.3).

жения электронных возбуждений, происходящие в кристаллических средах, которые удовлетворительно интерпретируются на основе учета нерезонансного энергообмена (в частности кроссрелаксации) в условиях парных взаимодействий. Поскольку и суммирование, и размножение электронных возбуждений в рассматриваемых одноактиваторных системах обусловлено кроссрелаксационными взаимодействиями, эти явления представляют собой неразрывно связанную совокупность фотофизических процессов, налагающих принципиальные ограничения на возможности повышения квантового выхода как антистоксовой, так и ИК люминесценции РЗ люминофоров путем увеличения концентрации ионов активатора. Тем не менее, для повышения эффективности этих двух фо-

тофизических процессов можно использовать (и используются) сенсибилизирующие соактиваторы. В частности, для апконверсионного суммирования возбуждений микронного диапазона ионов эрбия, гольмия и тулия в качестве сенсибилизатора используются ионы иттербия.

Проведены измерения зависимостей квантового выхода полос люминесценции от концентрации активатора и определены оптимальные составы как антистоксовых люминофоров, так и люминофоров с высоким выходом ИК люминесценции. Развит количественный подход, позволяющий адекватно описывать процессы суммирования и размножения электронных возбуждений в кристаллических средах с редкоземельными активаторами.

Литература

1. *Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Реут Т.А.* и др. Влияние температуры на антистоксову люминесценцию гольмия во фториде иттрия // ЖПС. 1987. Т. 46, С. 423-427.
2. *Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Сергеев И.И.* и др. О суммировании электронных возбуждений иттрия на ионах гольмия // ЖПС. 1988. Т. 49, С. 255-260.
3. *Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Сергеев И.И.* и др. Эффекты кросс-релаксации в ИК люминесценцииионов эрбия // ЖПС. 1994. Т. 61, С. 89-94.
4. *Кожан Т.М. Кузнецова В.В., Першукевич П.П.* и др. Концентрационное тушение и разгорание люминесценции ионов эрбия в оксихлориде гадолиния // ЖПС, 1996. Т. 63, С.992-997.
5. *Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Сергеев И.И.* и др. Люминесценция ионов Tm^{3+} в оксиде иттрия. // ЖПС. 2001. Т. 68, С. 355-358.
6. *Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Сергеев И.И.* и др. Концентрационные эффекты, проявляющиеся в люминесценции ионов Tm^{3+} в оксихлоридной матрице // ЖПС. 2002. Т. 69, С. 511-515.
7. *Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Сергеев И.И.* и др. Концентрационная звисимость квантового выхода люминесценции ионов Tm^{3+} в оксихлориде гадолиния // ЖПС. 2004. Т. 71, С. 759-765.

А. И. Конойко, С. Н. Жданович

ВНЕРЕЗОНАТОРНЫЙ МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ РАДИАЛЬНОЙ ИЛИ АЗИМУТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В развитии оптических технологий особую роль играют методы повышения эффективности взаимодействия лазерного излучения с различного рода материалами. Так при лазерной резке использование излучения с радиальной поляризацией повышает коэффициент поглощения материалов в два раза по сравнению со случаем использования излучения круговой поляризации. При использовании излучения с азимутальной поляризацией коэффициент поглощения имеет ничтожные значения. Преимущества использования лучей с радиальной поляризацией для лазерной резки металла с позиций Френелевского закона поглощения излучения поверхностью иллюстрируют графики приведенные на рисунке 1. На нем представлены зависимости коэффициента поглощения от углов падения для излучения с азимутальной (1), круговой (2) и радиальной (3) поляризациями.

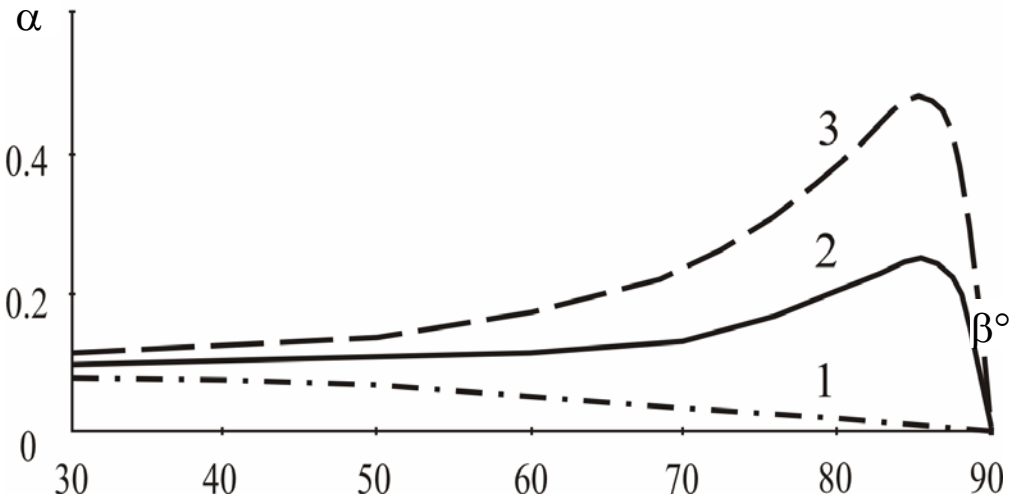


Рис.1. Зависимость коэффициента поглощения от углов падения для излучения с азимутальной (1), круговой (2) и радиальной (3) поляризациями

Существующие в настоящее время методы получения радиальной и азимутальной поляризации [1,2] не позволяют осуществлять оперативное переключение с одного вида поляризации на другой, что существенно ограничивает возможности оптических технологий.

Поэтому представляет интерес рассмотреть вопрос управления радиальной и азимутальной поляризацией лазерных световых пучков на базе электрооптики и конической рефракции за счет аналогового изменения угла ориентации плоскости поляризации излучения по кольцу конице-

ской рефракции в разных направлениях, на примере преобразователя поляризации светового излучения.

Оптическая схема такого преобразователя поляризации лазерного излучения представлена на рис.2 где: 1 – двуосный кристалл с конической рефракцией; 2 – комбинированный фазовый элемент, состоящий из расположенных рядом в одной плоскости первого 3 и второго 4 фазовых элементов λ/4; 5 – градиентный фазовый элемент, обеспечивающий непрерывное изменение разности фаз между ортогональными составляющими электрического вектора световой волны по апертуре светового пучка от 0 до π; 6 – электрооптический элемент; 7 – третий фазовый элемент λ/4; 8 – экран. Причем, одноименные оси анизотропии первого и второго фазовых элементов λ/4 комбинированного фазового элемента повернуты друг относительно друга на угол 90° и на угол 45°относительно осей анизотропии градиентного фазового и электрооптического элементов. Третий фазовый элемент λ/4 обладает осями анизотропии параллельными одноименным осям анизотропии одного из фазовых элементов λ/4 комбинированного фазового элемента. Плоскость градиента разности фаз между ортогональными составляющими световой волны градиентного фазового элемента параллельна плоскости, в которой лежат оптические оси двуосного кристалла с конической рефракцией, одной из осей анизотропии первого и второго фазового элемента λ/4 комбинированного фазового элемента и границе раздела между ними, которая совпадает с диаметром кольца конической рефракции.

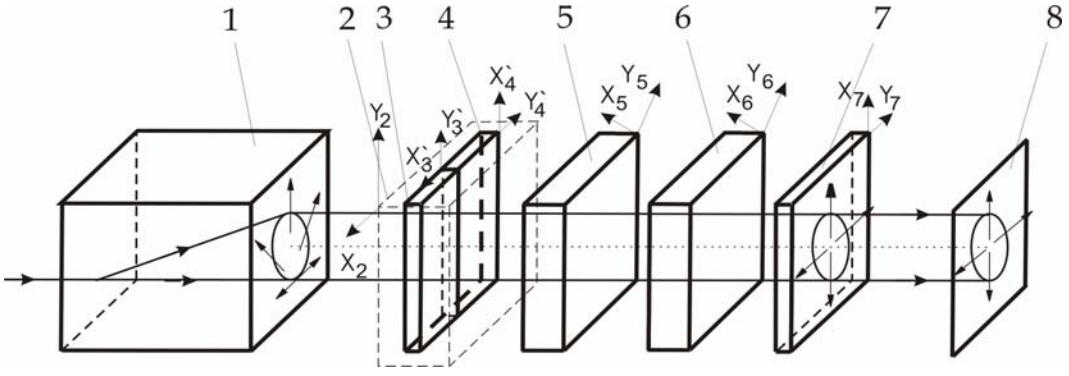


Рис. 2. Преобразователь поляризации светового излучения

Пусть на вход оптической системы, изображенной на рис. поступает неполяризованный световой пучок. В результате конической рефракции на выходе двуосного кристалла с конической рефракцией световой пучок приобретает кольцевое сечение с соответствующим распределением плоскости поляризации (на рис. стрелками показаны ориентации плоскости поляризации в четырех точках кольца конической рефракции). Таким

образом, на выходе двуосного кристалла с конической рефракцией мы имеем по кольцу конической рефракции изменение ориентации плоскости поляризации в диапазоне ±90° от вертикали. Поэтому дальнейшее рассмотрение работы радиального поляризатора светового излучения мы проведем на примере светового излучения соответствующего двум элементарным произвольным участкам кольца конической рефракции, обладающих ориентацией плоскостей поляризаций $\pm\delta_0$. После двуосного кристалла с конической рефракцией излучение с плоскостью поляризации ориентированной под углом $\pm\delta_0$ падает на первый и второй фазовые элементы $\lambda/4$. После двулучепреломления на входных гранях мы будем иметь две пары ортогональных составляющих распространяющихся в первом и втором фазовых элементах $\lambda/4$ комбинированного фазового элемента

$$\begin{cases} E_{x_{2(3)}} = E_0 \sin\delta_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]; \\ E_{y_{2(3)}} = E_0 \cos\delta_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]. \end{cases} \quad \begin{cases} E_{x_{2(4)}} = E_0 \sin(-\delta_0) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]; \\ E_{y_{2(4)}} = E_0 \cos(-\delta_0) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]. \end{cases} \quad (1)$$

где x_2, y_2 – главные оси координат комбинированного фазового элемента; E_0 – максимальная амплитуда электрического вектора световой волны; ω_0 – круговая частота падающей световой волны; k_0 – волновое число падающей световой волны; t – время существования волны; r – расстояние, пройденное световой волной; φ – постоянная фазовая задержка. При прохождении световой волны через комбинированный фазовый элемент между ортогонально поляризованными компонентами электрического вектора E_{x_2} и E_{y_2} в первом и втором фазовых элементах $\lambda/4$ наводится разность фаз равная, соответственно, $\pi/2$ и $-\pi/2$. Ортогонально поляризованные компоненты на выходе комбинированного фазового элемента будут иметь, соответственно, вид:

$$\begin{cases} E'_{x_{2(3)}} = E_0 \sin\delta_0 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]; \\ E'_{y_{2(3)}} = E_0 \cos\delta_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]. \end{cases} \quad \begin{cases} E'_{x_{2(4)}} = E_0 \sin(-\delta_0) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]; \\ E'_{y_{2(4)}} = E_0 \cos(-\delta_0) \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi\right)\right]. \end{cases} \quad (2)$$

При преломлении последних на входной грани градиентного фазового элемента, оси индикатрисы показателей преломления которого x_5 и y_5 развернуты относительно осей комбинированного фазового элемента на угол ψ_1, будем иметь, соответственно, в общем случае две ортогонально поляризованные пары компонент электрического вектора E_{x5} и E_{y5} вида

$$\begin{cases} E_{x_{5(3)}} = E_0 \left\{ \cos\delta_0 \cos\psi_1 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right] + \sin\delta_0 \sin\psi_1 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right] \right\}; \\ E_{y_{5(3)}} = E_0 \left\{ \cos\delta_0 \sin\psi_1 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right] - \sin\delta_0 \cos\psi_1 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right] \right\}. \end{cases} \quad (3)$$

Из выражения (3) видно, что при угле $\psi_1=\pi/4$ ортогональные компоненты электрического вектора световой волны, поляризованные вдоль осей x_5 и y_5 равны между собой по абсолютной величине, так как в этом случае выражение (3) имеет, соответственно, вид

$$\begin{cases} E_{x_{5(3)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \delta_0 \right]; \\ E_{y_{5(3)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \delta_0 \right]. \end{cases} \quad (3а)$$

$$\begin{cases} E_{x_{5(4)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + (-\delta_0) \right]; \\ E_{y_{5(4)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - (-\delta_0) \right]. \end{cases}$$

При прохождении световой волны через градиентный фазовый элемент между ортогонально поляризованными компонентами электрического вектора E_{x5} и E_{y5} наводится разность фаз равная 2δ, где δ – величина угла необходимого поворота плоскостей поляризаций. Ортогонально поляризованные компоненты на выходе градиентного фазового элемента 5 с учетом (3а) будут иметь вид

$$\begin{cases} E'_{x_{5(3)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \left(\delta_0 + \delta \right) \right]; \\ E'_{y_{5(3)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \left(\delta_0 + \delta \right) \right]. \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} E'_{x_{5(4)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \left(-\delta_0 - \delta \right) \right]; \\ E'_{y_{5(4)}} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \left(-\delta_0 - \delta \right) \right]. \end{cases}$$

При преломлении последних на входной грани третьего фазового элемента $\lambda/4$, оси индикатрисы показателей преломления которого x_7 и y_7 развернуты относительно осей градиентного фазового элемента 5 на угол

$\psi 2$, будем иметь в общем случае две ортогонально поляризованные пары компонент электрического вектора E_{x7} и E_{y7} вида

$$\begin{cases} E_{x_{7(3)}} = \dfrac{\sqrt{2}}{2} E_0 \left\{ \cos\psi_2 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \left(\delta_0 + \delta \right) \right] + \sin\psi_2 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \left(\delta_0 + \delta \right) \right] \right\}; \\ E_{y7(3)} = \dfrac{\sqrt{2}}{2} E_0 \left\{ \sin\psi_2 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \left(\delta_0 + \delta \right) \right] - \cos\psi_2 \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \left(\delta_0 + \delta \right) \right] \right\}. \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} E_{x_{7(4)}} = \dfrac{\sqrt{2}}{2} E_0 \left\{ \cos\psi_2 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \left(-\delta_0 - \delta \right) \right] + \sin\psi_2 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \left(-\delta_0 - \delta \right) \right] \right\}; \\ E_{y7(4)} = \dfrac{\sqrt{2}}{2} E_0 \left\{ \sin\psi_2 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) - \left(-\delta_0 - \delta \right) \right] - \cos\psi_2 \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) + \left(-\delta_0 - \delta \right) \right] \right\}. \end{cases}$$

Из выражения видно, что при угле $\psi 2 = \pi/4$ амплитуды ортогональных компонент описываются гармоническими функциями, имеющими одинаковый период, и сдвинутыми друг относительно друга на $\lambda/4$, так как в этом случае имеют вид

$$\begin{cases} E_{x_{7(3)}} = E_0 \cos\left(\delta_0 + \delta \right) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]; \\ E_{y_{7(3)}} = -E_0 \sin\left(\delta_0 + \delta \right) \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]. \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} E_{x_{7(4)}} = E_0 \cos\left(-\delta_0 - \delta \right) \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]; \\ E_{y_{7(4)}} = E_0 \sin\left(-\delta_0 - \delta \right) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]. \end{cases}$$

При прохождении световой волны через третий фазовый элемент $\lambda/4$ между ортогонально поляризованными компонентами электрического вектора E_{x7} и E_{y7} наводится разность фаз равная $\pi/2$. В результате на выходе третьего фазового элемента $\lambda/4$ происходит синфазное совмещение ортогонально поляризованных компонент, которые будут иметь в этом случае вид

$$\begin{cases} E'_{x_{7(3)}} = E_0 \cos\left(\delta_0 + \delta \right) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]; \\ E'_{y_{7(3)}} = E_0 \sin\left(\delta_0 + \delta \right) \cos\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]. \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} E'_{x_{7(4)}} = E_0 \cos\left(-\delta_0 - \delta \right) \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]; \\ E'_{y_{7(4)}} = E_0 \sin\left(-\delta_0 - \delta \right) \sin\left[\omega_0 t - \left(k_0 r + \varphi \right) \right]. \end{cases}$$

Суперпозиция ортогональных компонент (7) и дает результирующие плоско поляризованные световые волны, углы наклона плоскости поляризации которых к вертикали можно получить из отношения амплитуд ортогонально поляризованных компонент на выходе третьего фазового элемента λ/4:

$$E_{y7(3)} \Big/ E_{x7(3)} = \mathrm{tg}\left(\delta_0+\delta\right); \quad E_{y7(4)} \Big/ E_{x7(4)} = \mathrm{tg}\left(-\delta_0-\delta\right). \qquad (8)$$

Таким образом, на выходе третьего фазового элемента λ/4 излучение рассматриваемых участков кольца конической рефракции приобретет ориентацию плоскостей поляризации равную, соответственно, $\pm(\delta_0+\delta)$, что соответствует, например, радиальной поляризации.

При подаче на электрооптический элемент управляющего электрического напряжения $U_{\lambda/2}$ в нем наводится анизотропия показателей преломления достаточная для наведения в световом пучке перед третьим фазовым элементом λ/4 дополнительной разности фаз между ортогональными составляющими электрического вектора проходящего излучения равной π. Это обеспечивает поворот плоскостей поляризации всех участков кольца конической рефракции после третьего фазового элемента λ/4 на угол 90°, а следовательно мы получаем вместо радиальной поляризации азимутальную.

Таким образом, оптическая система рассмотренного преобразователя радиальной и азимутальной поляризации светового излучения позволяет за счет решения вопроса аналогового изменения угла ориентации плоскости поляризации излучения по кольцу конической рефракции в разных направлениях путем комбинированного аналогового вращения произвольно ориентированной плоскости поляризации электрооптическими фазовыми элементами получить радиальную поляризацию и осуществить управляемое переключение в азимутальную.

Расчеты показывают, что предлагаемый внерезонаторный метод формирования радиальной или азимутальной поляризации светового излучения может работать в световых пучках, обладающих угловой апертурой порядка 1°. При этом величина светового фона не превысит 2%, а светопропускания составит порядка 90%.

Литература

1. Пат. 4755027 США, Int. Cl.[4] G 02 B 5/30. Method and device for polarizing light radiation / Schafer F.P. (USA).
2. Пат. 4636611 США, Int. Cl.[4] B 23 K 9/12. Quiescent circle and arc generator / Penney C.M. (USA).

А. А. Комар, А. А. Луговский, Е. А. Мельникова,
М. П. Самцов, А. Л. Толстик

ОГРАНИЧИТЕЛИ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Значительный интерес к проблеме ограничения интенсивности лазерного излучения вызван широким применением лазерных систем в промышленности и медицине, а так же использованием лазеров в специальных изделиях (дальномеры, целеуказатели) [1–3]. Мощное импульсное лазерное излучение способно вызывать повреждение органов зрения человека и разрушение чувствительных элементов оптических датчиков. Для ограничения мощности наносекундных световых импульсов перспективно применение сложных органических соединений (красителей), характеризуемых высоким быстродействием. Эти соединения характеризуются широкими частично перекрывающимися полосами поглощения из основного и возбужденного электронных состояний, что позволяет реализовать динамический эффект оптического затемнения. Кроме того, использование жидких растворов красителей позволяет осуществлять восстановление функций ограничителя мощности и после лазерного пробоя.

Целью настоящей работы является разработка и оптимизация характеристик оптической системы, способной эффективно ограничивать импульсное лазерное излучение на длине волны второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате ($\lambda = 532$ нм), которое широко используется в разнообразных технических устройствах. Основным функциональным узлом ограничителя мощности является жидкий раствор полиметинового красителя, обладающий большой величиной наведенного поглощения [4]. В эксперименте использовался полиметиновый краситель (ПК1), синтезированный в лаборатории спектроскопии НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко. Химическая формула красителя представлена на рис. 1.

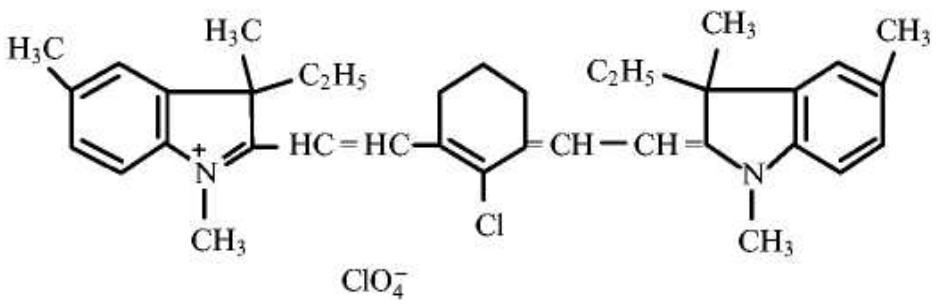


Рис. 1. Структурная формула красителя ПК1

Нелинейное поглощение этанольного раствора красителя ПК1 исследовалось при помещении его в кварцевую кювету толщиной $h = 1$ см в условиях возбуждения излучением второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате, работающего в режиме активной модуляции добротности ($\lambda = 532$ нм; длительность импульса $\tau = 15$ нс, диаметр пучка $d = 2{,}5$ мм). Зависимость пропускания кюветы с красителем от интенсивности падающего излучения представлена на рис. 2. Видно, что с увеличением мощности излучения до 80 МВт/см^2 пропускание кюветы уменьшается на порядок (с 40 % до 4 %.). Такое поведение связано с эффектом оптического затемнения, который проявляется вследствие того, что используемый краситель имеет минимальное поглощение из основного состояния на длине волны 532 нм. Поэтому даже небольшое поглощение из возбужденного состояния приводит к эффекту оптического затемнения.

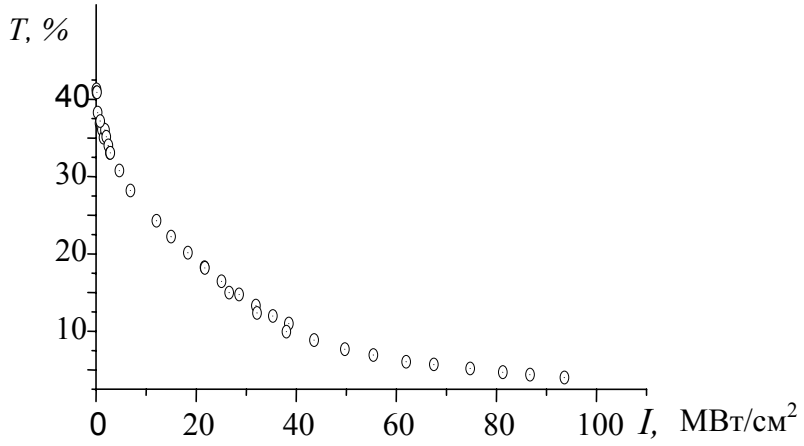


Рис. 2. Зависимость пропускания кюветы с красителем ПК1 от интенсивности падающего излучения

Для оптимизации характеристик оптического лимитера собрана экспериментальная установка, аналогичная [4], схема которой представлена на рис. 3. Лимитер состоял из двух софокусных линз Л1 и Л2 с фокусным расстоянием $F = 5{,}5$ см, диафрагмы и кварцевой кюветы с этанольным раствором красителя ПК1. Оптические светофильтры F1 на выходе лазера использовались для отсечения излучения на основной частоте генерации лазера и изменения интенсивности второй гармоники. Кювета с красителем могла перемещаться вдоль оптической оси лимитера, что позволяло измерять эффективность ограничения излучения в зависимости от положения фокуса относительно поглощающего слоя и изменять уровень срабатывания лимитера. Для определения эффективности лимитирования использовалась измерительная система на основе двух фотодиодов FD1 и FD2, сигналы с которых поступали на АЦП, обрабатывались, и результаты отображались на экране компьютера.

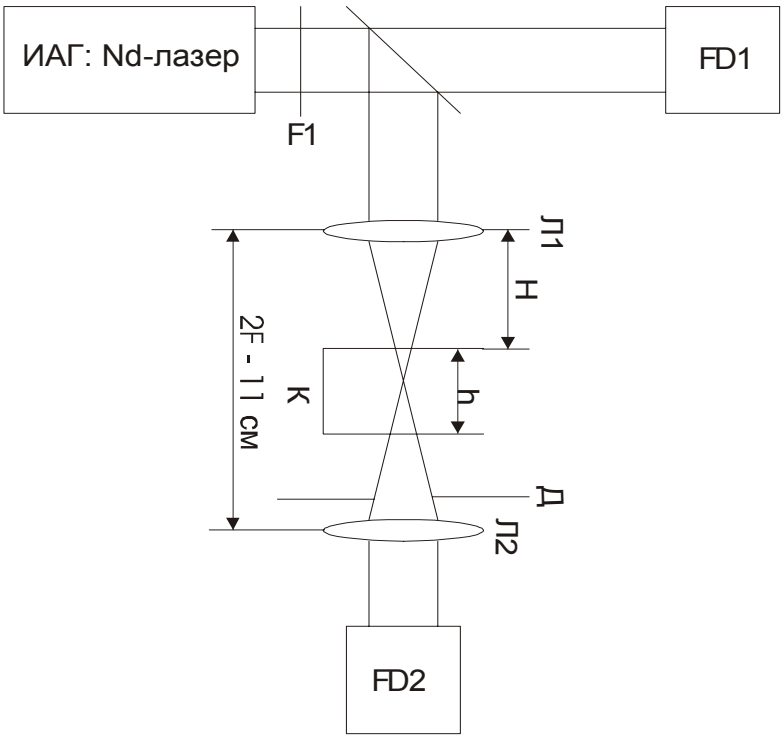


Рис. 3. Схема оптического лимитера: F1 – светофильтры; Л1 и Л2 – сферические линзы; Д – диафрагма; К – кювета с раствором красителя; FD1 и FD2 – фотодиоды

Иллюстрация эффективности работы оптического лимитера приведена на рис. 4, где представлены осциллограммы интенсивности лазерного излучения на входе (*1*) и выходе (*2*) лимитера при плавном изменении во времени входной интенсивности. Для большей наглядности выходная интенсивность (кривая *2*) приведена с масштабным множителем 10.

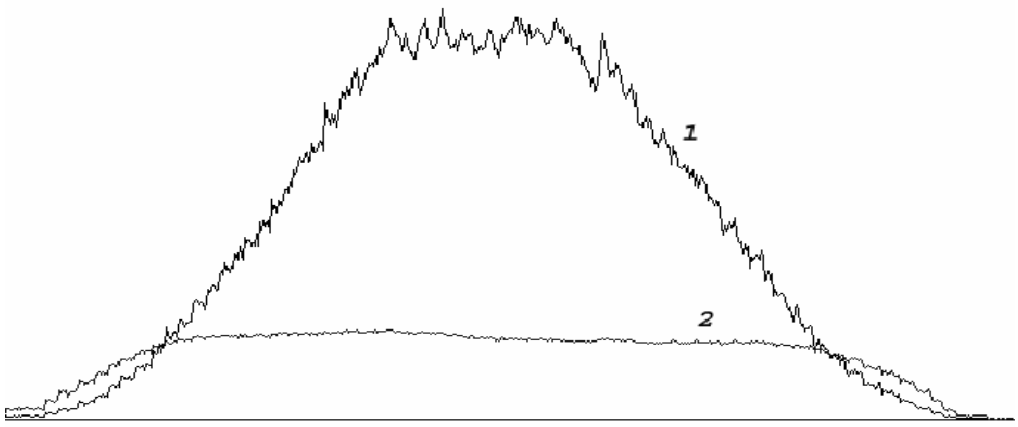


Рис. 4 Иллюстрация ограничения мощности лазерного излучения: *1* – интенсивность на входе лимитера, *2* – выходная интенсивность

Видно, что при увеличении входной интенсивности (*1*) выходная интенсивность (*2*) сначала растёт, а затем выходит на постоянное значение, которое практически не изменяется даже при большом (на порядок) увеличении входной интенсивности.

С целью оптимизации характеристик лимитера проанализировано влияние положения кюветы с раствором красителя относительно области фокусировки. На рис. 5 изображены зависимости пропускания лимитера при разном положении кюветы относительно первой линзы. Для сравнения кривой *5* изображена зависимость пропускания кюветы с красителем без использования линз. Видно, что при внесении в систему линз кривые становятся более крутыми, и эффект лимитирования имеет место уже при существенно меньших значениях интенсивности (порядка единиц МВт/см^2).

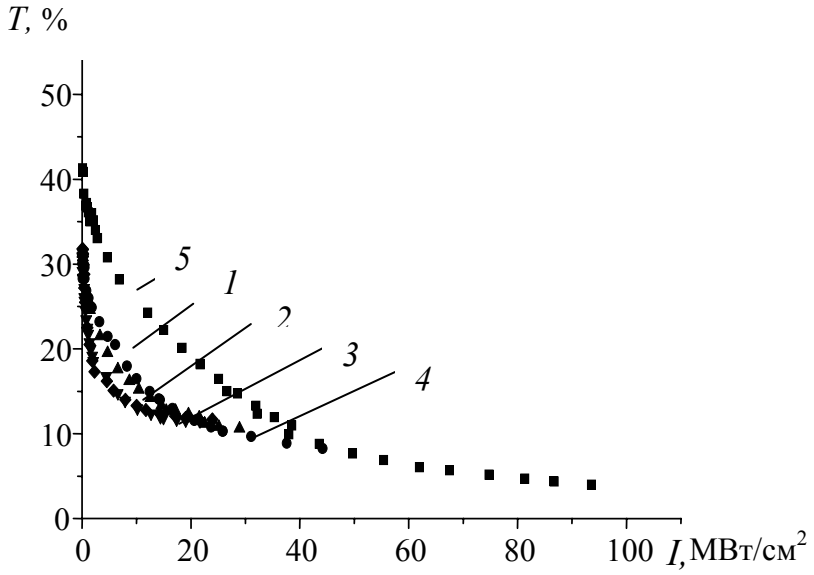


Рис. 5. Зависимость пропускания лимитера от входной интенсивности при различном положении кюветы относительно первой линзы H = 1 (*1*), 2 (*2*), 3 (*3*), 4 см (*4*), а также без линз (*5*)

В качестве примера оптимизации положения кюветы с красителем на рис. 6 представлена зависимость пропускания оптического лимитера от расстояния между кюветой и линзой (z-сканирование) при фиксированной интенсивности лазерного излучения на входе лимитера. Видно, что наименьшее пропускание достигается, когда перетяжка находится внутри кюветы. С учетом значений показателя преломления кварца и этанола такая ситуация имеет место при H = 3,9 – 5,3 см. Однако при этом, для избежания оптического пробоя в стенках кварцевой кюветы, нельзя допускать попадания фокуса линзы на стенки.

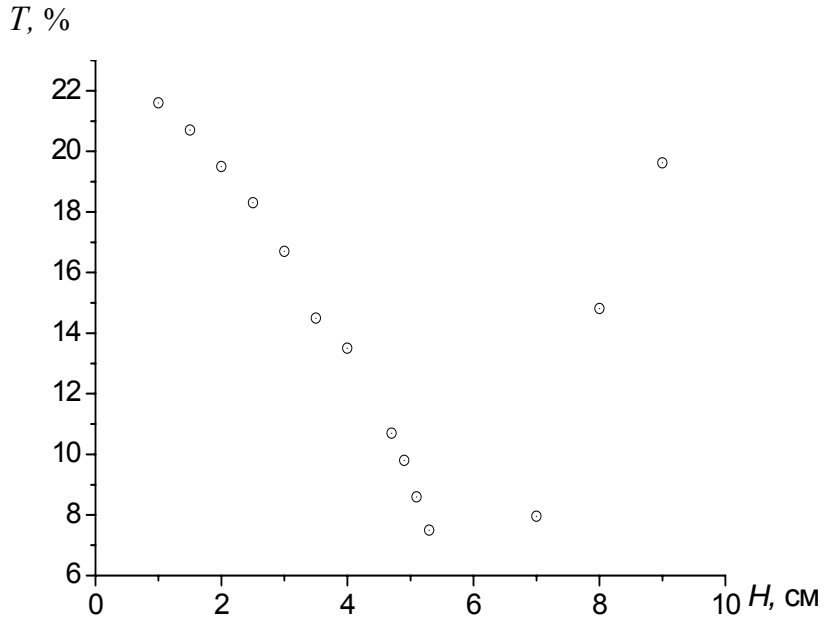


Рис. 6. Зависимость пропускания лимитера при различном положении кюветы относительно первой линзы; фокусное расстояние линз $F = 5{,}5$ см, входная интенсивность $I = 5$ МВт/см^2

Другим фактором, обеспечивающим повышение эффективности оптического ограничения мощности, является использование в схеме лимитера дополнительной диафрагмы перед второй линзой. При больших значениях интенсивности имеет место существенный нагрев сфокусированной области красителя в кювете, приводящий к тепловой дефокусировке и рассеянию излучения на выходе из кюветы. Быстрая и эффективная термализация поглощенной энергии обеспечивается низким квантовым выходом люминесценции (менее 10 %) и малым временем жизни молекул полиметинового красителя в возбужденном состоянии ($\sim 10^{-10}$ – 10^{-11} с).

На рис. 7 представлены зависимости пропускания оптического лимитера при внесении в оптическую систему диафрагм различного диаметра. Положение кюветы относительно первой линзы было выбрано в соответствии с вышеизложенными рекомендациями ($H = 4$ см). Для сравнения приведена зависимость, полученная без использования диафрагмы (кривая *3*). Видно, что наилучший эффект лимитирования достигается при внесении диафрагмы диаметром $d = 2$ мм (кривая *1*), которая чуть меньше диаметра входного пучка, практически не ограничивает излучение при низких интенсивностях, но в несколько раз снижает пропускание лимитера при больших интенсивностях лазерного излучения.

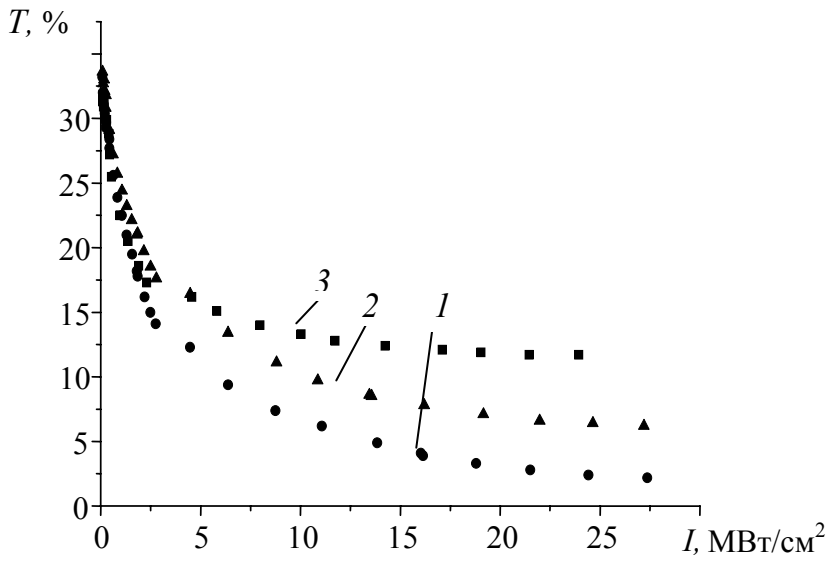


Рис. 7. Зависимость пропускания лимитера от входной интенсивности при внесении диафрагм различного диаметра $d = 2$ (*1*) и 3 мм (*2*), а также без диафрагмы (*3*)

Таким образом, в работе проведен анализ характеристик устройства оптического ограничения мощности лазерного излучения и показано, что оптимальные условия работы лимитера достигаются при фокусировке излучения в кювету с красителем и использовании диафрагмы диаметром чуть меньшим диаметра входного пучка. При этом наряду с эффектом оптического затемнения включается эффект тепловой дефокусировки. Для изменения порога срабатывания оптического лимитера целесообразно менять геометрическое положение кюветы относительно области фокусировки.

Литература

1. Пат. 2216837, МПК H 01 S 3/10. Оптический ограничитель / О. Б. Данилов, И. А. Сидоров, № 2001126690/28; Заявл.01.10.2001; Опуб. 20.11.2003 // Бюл. № 32.
2. Пат. 2237915, МПК G 02 B 5/22. Ограничитель инфракрасного излучения / О. Б. Данилов, И. А. Сидоров, В. А. Климов и др., № 2002108931/28; Заявл.08.04.2002; Опуб. 10.10.2004 // Бюл. № 28.
3. Пат. 2238577, МПК G 02 B 5/24. Нелинейно-оптический элемент для ограничения потоков электромагнитного излучения / В. П. Белоусов, И. М. Белоусова, О. Б. Данилов и др., № 2001117530/28; Заявл.18.06.2001; Опуб. 20.10.2004 // Бюл. № 29.
4. *Коылова Т. Н., Луговский А. П., Подгаецкий В. М. и др.* // Квантовая электроника. 2006. Т 36, № 3. С. 274-279.

В. В. Филиппов, Л. М. Серебрякова, Б. Г. Шулицкий

ГЕНЕРАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С УЧЕТОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ И АНИЗОТРОПИИ

В солнечных элементах (СЭ) на органических полупроводниках одним из существенных факторов, ограничивающих эффективность преобразования световой энергии в электрическую, является низкая подвижность и малая длина диффузии экситонов и носителей заряда, генерируемых в активных (полупроводниковых) слоях [1], поэтому важнейшим направлением совершенствования такого рода фотоэлектрических ячеек (ФЯ) остается улучшение оптических и электрофизических характеристик материалов активных слоев. Вместе с тем, так как ФЯ является многослойной системой, в которой имеет место интерференционное перераспределение светового поля, обусловленное многократными когерентными переотражениями на границах раздела слоев, еще один способ повышения эффективности ФЯ состоит в оптимизации толщин составляющих ее слоев, с тем чтобы доля световой энергии, поглощаемой в активных слоях вблизи гетероперехода, была максимальна [2-6].

Эффективность преобразования световой энергии в ФЯ в значительной степени определяется плотностью экситонов, генерируемых в активных слоях, причем для учета реальных условий работы СЭ необходимо рассматривать не только нормальное, но и наклонное падение света на ячейку, при котором для линейных *p* (лежащих в плоскости падения) и *s* (перпендикулярных плоскости падения) составляющих световых волн проявляются различия как в коэффициентах отражения/прохождения и скачках фаз на границах слоев, так и в пространственных распределениях поглощенной энергии и плотности экситонов. Эти различия, как правило, усиливаются анизотропией оптических свойств используемых материалов, которая может быть значительна и, следовательно, должна быть учтена в оценке эффективности генерации экситонов и ФЯ в целом. Так, для такого перспективного с точки зрения использования в качестве донорного материала, как фталоцианин меди (CuPc), главные показатели преломления и экстинкции на длине волны $\lambda = 638.2$ нм равны $n_o = 1.8$, $n_e = 2.28$ и $k_o = 1.03$, $k_e = 0.77$ [7], и, следовательно, относительные величины двулучепреломления $\Delta n/n$ и дихроизма $\Delta k/k$ составляют 27 % и 25 % соответственно. Учет наклонного падения света на СЭ был осуществлен в работе [8], однако анализ его влияния на эффективность преобразования световой энергии проведен не был.

Целью настоящей работы является оценка влияния наклонного паде-

ния света на ФЯ и анизотропии оптических свойств активного материала на распределения поглощенной энергии и плотности экситонов. Рассмотрим ФЯ, состоящую из стеклянной подложки (среды 0), на которую нанесены следующие слои:

- прозрачный электрод (сплав оксидов индия и олова ITO, среда 1);
- буферный зарядо-транспортный слой (PEDOT:PSS (poly(styrenesul fonate)/poly(2,3-dihydrothieno[3,4-b]-1,4-dioxin), среда 2);
- анизотропный донорный органический полупроводник с оптической осью, перпендикулярной границам раздела сред (фталоцианин меди CuPc, среда 3);
- изотропный акцепторный органический полупроводник (фуллерен C_{60}, среда 4);
- экситон-блокирующий зарядо-транспортный слой (BCP (2,3-dime thyl-4,7-diphenil-1,10-phenanthroline), среда 5);
- отрицательный электрод (алюминий Al).

Пусть свет наклонно падает на такую слоистую систему из воздуха со стороны стеклянной подложки. В каждом из слоев электрическое поле световой волны имеет *s*- и *p*-составляющие $\underline{E}_s$ и $\underline{E}_p$. В силу их ортогональности интенсивность поля световой волны $I(x)$ и плотность поглощенной энергии $W(x)$ как функции координаты x ($0 \leq x < d_i$, d_i – толщина i -го слоя, $i = 1 \div 5$) описываются выражениями

$$I(x) = |\underline{E}_s(x)|^2 + |\underline{E}_p(x)|^2, \quad W(x) = (c/4\lambda)\{\varepsilon_o'' I(x) + (\varepsilon_e'' - \varepsilon_o'')\,|(\underline{E}_p(x))_n|^2\},$$

где c – скорость света в вакууме, $(\underline{E}_p(x))_n$ - нормальная составляющая p-компоненты электрического поля, $\varepsilon_o'', \varepsilon_e''$ - мнимые части диэлектрической проницаемости материала слоя для обыкновенной и необыкновенной волн. В анизотропном случае $\varepsilon_e \neq \varepsilon_o$, а в изотропном имеет место $\varepsilon_e = \varepsilon_o = \varepsilon_p = \varepsilon_s$. Каждая из компонент $\underline{E}_s$, $\underline{E}_p$, в свою очередь, является векторной суммой полей прямой и обратной волн, распространяющихся в слое от его передней границы к задней и обратно. Тем самым, в слоях ФЯ формируется система интерферирующих *s*- и *p*- поляризованных волн, комплексные амплитуды которых выражаются через френелевские коэффициенты отражения/прохождения $r_{s,p}$ / $t_{s,p}$ на всех границах слоев с учетом набегов фаз и затухания. В случае изотропных сред коэффициенты $r_{s,p}$ и $t_{s,p}$ хорошо известны [9], а для границы раздела одноосных кристаллов, оптические оси которых компланарны и лежат в плоскости падения, выражения для них приведены в [9,10].

Пространственное распределение плотности экситонов $p(x)$ в каждом из двух формирующих донор-акцепторный гетеропереход активных сло-

ев (фталоцианина меди и фуллерена) находится решением стационарного дифференциального уравнения 2-го порядка с правой частью, пропорциональной пространственному распределению плотности энергии, поглощенной в этом слое:

$$L^2 p''(x) - p(x) = -(\tau / h\nu) W(x),$$

где h – постоянная Планка, ν - частота световой волны, а L, τ – соответственно длина свободного пробега и время жизни экситона в материале слоя. Функция $W(x)$ учитывает интерференционное перераспределение поля волны при наклонном падении и в наиболее общем – анизотропном случае может быть представлена следующим образом:

$$W(x) = \chi \sum_{k=1}^{4} s_k \exp(-c_k x),$$

где величины s_k, c_k и χ выражаются через такие параметры задачи, как длина волны, действительные и мнимые части нормальных составляющих волновых векторов прямой и обратной волн, комплексный показатель преломления материала слоя и эффективные коэффициенты отражения и пропускания групп слоев, лежащих с одной и с другой стороны от рассматриваемого слоя. Аналитическое решение уравнения генерации экситонов имеет вид

$$p(x) = p_0 \cdot \mathrm{ch}\left(x / L\right) + (p_1 L) \cdot \mathrm{sh}\left(x / L\right) - (\tau\chi / h\nu) \sum_{k=1}^{4} s_k \tilde{g}_k(x),$$

где

$$\tilde{g}_k(x) = [\mathrm{ch}\left(x / L\right) + (c_k L) \cdot \mathrm{sh}\left(x / L\right) - \exp(-c_k x)] / (1 - (c_k L)^2),$$

и постоянные $p_0 = p(0) = 0$, $p_1 = p'(0) \neq 0$ определяются из граничных условий (обращение функции плотности распределения экситонов в ноль на обеих границах слоя, в т. ч. на гетеропереходе). Отметим, что как частный случай, из данного решения следует решение для изотропного слоя.

Ниже представлены результаты численного моделирования многослойных тонкопленочных СЭ на стеклянной подложке толщиной 1 мм с учетом некогерентного переотражения волн в подложке (для длины волны λ = 600 нм). Так, на рис.1 в предположении изотропности фталоцианина меди ($n_{oCuPc} = n_{eCuPc}$ =1.8+1.03i) приведены пространственные распределения интенсивности поля и поглощенной энергии при различных

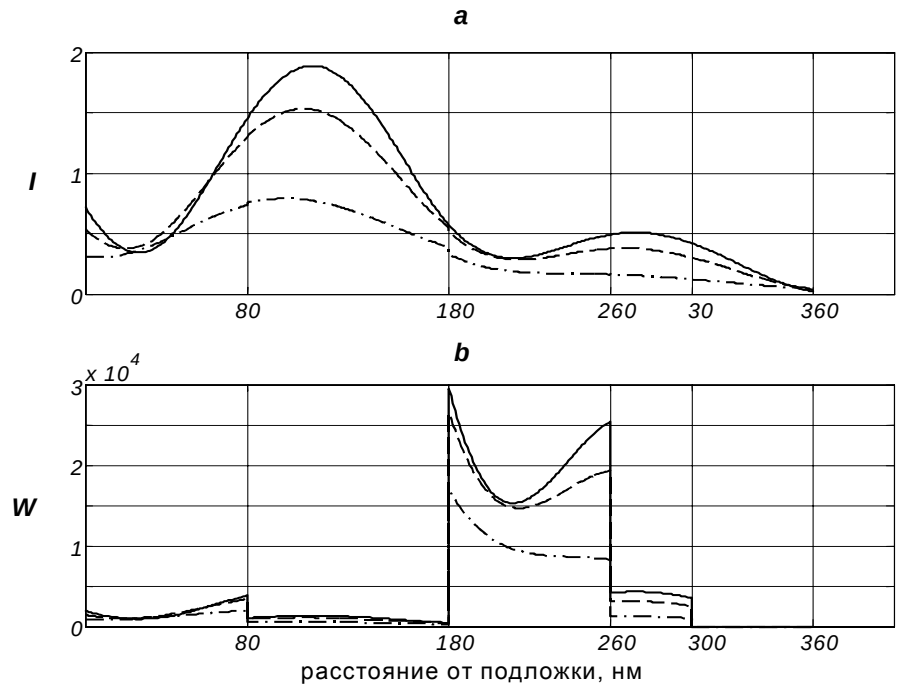


Рис. 1. Пространственные распределения по глубине ФЯ интенсивности поля *I* (a) и поглощенной энергии (b) для углов падения света на подложку 0° (сплошная линия), 30° (штриховая), 60° (штрих-пунктирная) в случае изотропного CuPc для структуры ITO(80нм)/PEDOT:PSS(100нм)/CuPc(80нм)/C_{60}(40нм) /BCP(60нм)/Al

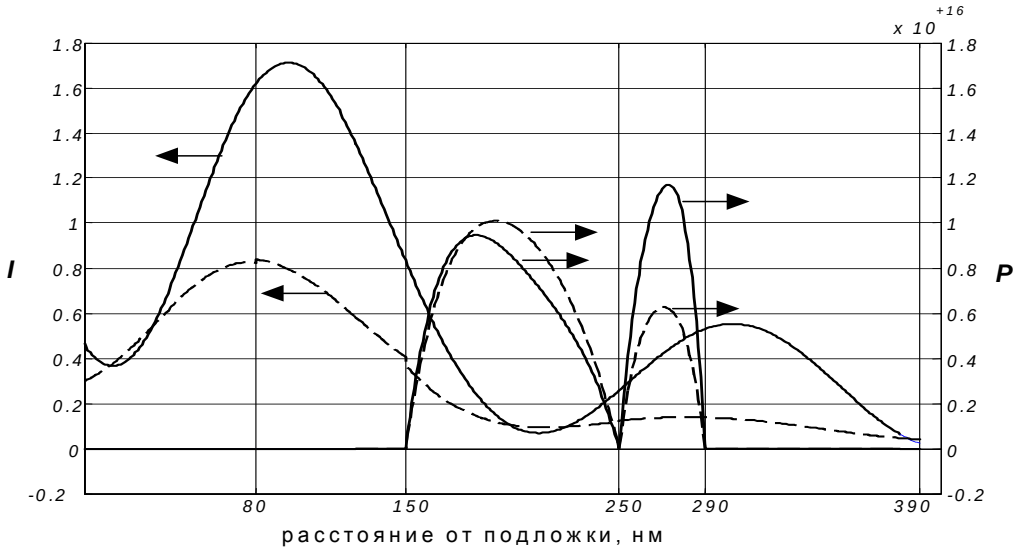


Рис. 2. Пространственные распределения по глубине ФЯ интенсивности поля *I* и плотности экситонов P с учетом анизотропии оптических свойств фталоцианина меди ($n_e = 2.28$, $n_o = 1.8$, $k_e = 0.77$, $k_o = 1.03$) для углов падения света на подложку 0° (сплошная линия) и 60° (пунктирная линия) для структуры ITO(80нм)/PEDOT:PSS(70нм)/CuPc(100нм)/C_{60}(40нм)/BCP(100нм)/Al

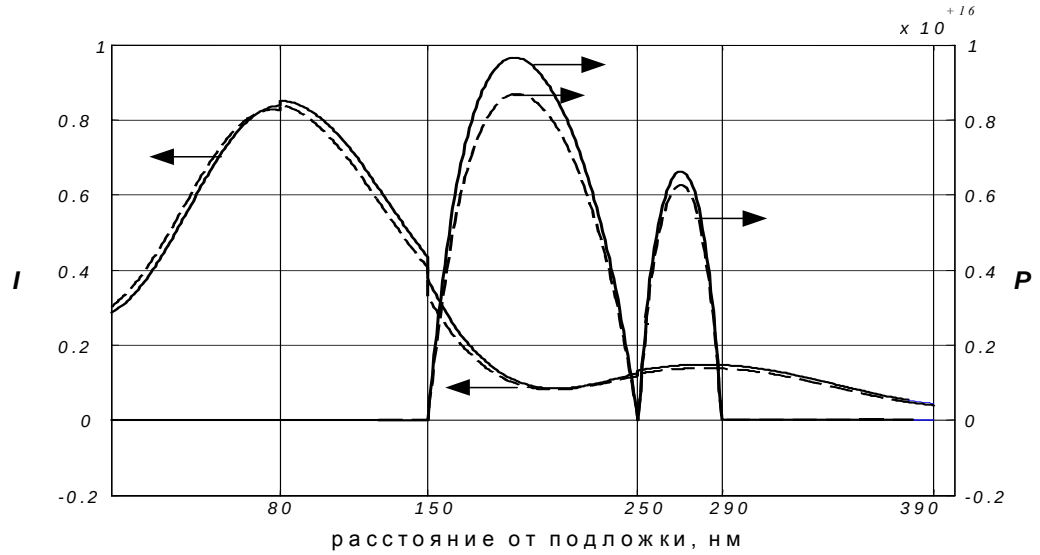


Рис. 3. Влияние анизотропии оптических свойств фталоцианина меди на пространственные распределение по глубине ФЯ интенсивности поля *I* и плотности экситонов *P* на примере угла падения света на подложку 60° (сплошная линия – изотропный случай, пунктирная линия – анизотропный случай) для структуры ITO(80нм)/PEDOT:PSS(70нм)/CuPc(100нм)/C_{60}(40нм)/BCP(100нм)/Al

углах падения света на подложку. При этом использованы следующие показатели преломления всех остальных (изотропных) материалов - $n_{air} = 1.0$, $n_{glass} = 1.46$, $n_{ITO} = 1.89+0.05i$, $n_{PEDOT:PSS} = 1.67+0.015i$, $n_{C60} = 1.5+0.2i$, $n_{BCP} = 1.5$, $n_{Al} = 1.15+7.2i$. Видно, что для данной конфигурации толщин слоев, которую можно считать близкой к оптимальной с точки зрения максимизации интенсивности поля непосредственно на гетеропереходе, с увеличением угла наклона имеет место уменьшение интенсивности интерференционного поля и поглощенной энергии. Следует отметить, что для ряда конфигураций (в частности, не реализующих максимума интенсивности поля на гетеропереходе) поглощенная энергия с увеличением угла наклона сначала, наоборот, возрастает, а затем падает.

На рис.2 приведены примеры распределений интенсивности поля и плотности экситонов для случаев нормального и наклонного падения света на подложку с учетом реальной анизотропии фталоцианина меди ($n_{oCuPc} = 1.8+1.03i$, $n_{eCuPc} = 2.28+0.77i$). Видно, что наклонное падение может приводить как к уменьшению (в слое C_{60}), так и к увеличению (в слое CuPc) плотности экситонов в активных слоях. (Помимо приведенных выше показателей преломления, при моделировании были использованы такие параметры активных материалов, как длины свободного пробега и времена жизни экситонов: $L_{CuPc} = 70$ нм, $L_{C60} = 10$ нм, $\tau_{CuPc} = \tau_{C60} = 10^{-6}$ сек.)

Рис. 3 демонстрирует учет анизотропии активного слоя CuPc в распределениях интенсивности поля и плотности экситонов. Следует отметить, что влияние анизотропии неоднозначно, так как в различных слоях может приводить как к уменьшению, так и к увеличению амплитуд соответствующих распределений. Безусловно, данный вопрос требует дальнейших исследований.

Литература

1. *Симон Ж., Андре Ж. Ж.* Молекулярные полупроводники. М.: Мир. 1986.
2. *Granlund T., Pettersson L. A. A., Anderson M. R., Inganas O.* Interference phenomenon determines the color in an organic light emitting diode // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81, № 12. P. 8097-8103.
3. *Pettersson L. A. A., Roman L. S., Inganas O.* Modeling photocurrent action spectra of photovoltaic devices based on organic thin films // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 86, № 1. P. 487-496.
4. *Persson N.-K., Schubert M., Inganas O.* Optical modelling of a layered photovoltaic device with a polyfluorene derivative/fullerene as the active layer // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2004. Vol. 83, P. 169-186.
5. *Stubinger T., Brutting W.* Exicton diffusion and optical interference in organic donor-acceptor photovoltaic cells // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90, № 7. P. 3632-3640.
6. *Филиппов В. В., Серебрякова Л. М., Шулицкий Б. Г.* Оптическое моделирование многослойных фотовольтаических ячеек на основе гетероперехода фталоцианин меди – фуллерен // Лазерная физика и оптические технологии: Матер. 6-й Междунар. конф. Гродно: ГГУ, 2006. С. 282–285.
7. *Debe M. K.* VASE studies of oriented Pc films. II // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. Vol. 10, № 4. P. 2816-2821.
8. *Pettersson L. A. A., Roman L. S., Inganas O.* Quantum efficiency of exciton-to-hcarge generation in organic photovoltaic devices. // J. Appl. Phys. 2001. V. 89, № 10. P. 5564-5569.
9. *Федоров Ф. И., Филиппов В. В.* Отражение и преломление света прозрачными кристаллами - Минск: Наука и техника. 1976
10. *Шулицкий Б. Г., Филиппов В. В., Федорук Г. Г.* Количественный анализ надмолекулярной структуры метастабильных поликристаллических пленок методом ИК-спектрополяриметрии. // Опт. и спектр. 2003. Т. 95, № 1. С. 103-109.

Г. Е. Давидюк, В. В. Божко, Г. Л. Мирончук, В. З. Панкевич

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ МОНОКРИСТАЛЛОВ CDS

В современной оптоэлектронной технике и нелинейной оптике в качестве излучателей и преобразователей оптического излучения широко используются бинарные халькогенидные соединения AIIBVI, легированные различными примесями. В связи с использованием этих материалов в полях повышенной радиации, значительный интерес вызывает исследование влияния структурных дефектов, образованных высокоэнергетическим излучением, на их свойства.

Удобным для изучения дефектных центров, ответственных за оптические свойства многих люминофоров и соединений $A^{II}B^{VI}$, которые могут быть использоваваны в нелинейной оптике является сульфид кадмия. Исследованию дефектов ответственных за центры излучения в монокристаллах CdS облученных высокоэнергетическими частицами различной природы посвящено много работ [1-5]. Однако особенностям дефектообразования в монокристаллах сульфида кадмия в зависимости от их исходного дефектного состояния уделено мало внимания. Этот факт может оказаться важным при определении условий повышения радиационной стойкости материалов, используемых в полях ядерной радиации.

В работе исследовалось влияние облучения быстрыми электронами на фотолюминесценцию монокристаллов CdS в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Исследованию подвергались специально нелегированные малодефектные монокристаллы сульфида кадмия, а также образцы со значительным количеством дефектов образованных облучением быстрыми реакторными нейтронами.

Исследуемые CdS монокристаллы были выращены из специально очищенного порошка методом зонной сублимации в научно-исследовательском институте монокристаллов (г. Харьков). Для улучшения стехиометрического состава образцы отжигались в атмосфере серы. Облучение электронами с энергией $E = 1{,}2$ Мэв производилось на линейном ускорителе, температура облучения не подымалась выше $t_{обл} \approx 20^0$C. Облучение нейтронами осуществлялось в вертикальном канале ядерного реактора ВВРМ Института ядерных исследований (г. Киев). Образцы облучались в специальных вакуумированых кварцевых ампулах с кадмиевым фильтром, который отсикал медленные нейтроны. Средняя энергия быстрых реакторных

нейтронов составила $E = 2$ МэВ. Температура образцов во время облучения не превышала $t_{обл} \approx 70^0$C. Спектры люминесценции измерялись при $T = 77$К на свежосколотых поверхностях при возбуждении светом ртутной лампы.

Исследуемые образцы в исходном состоянии имели малую удельную электропроводность $\sigma \approx 10^{-10}$ Ом$^{-1}$см$^{-1}$ (при $T = 293$ К), слабую интенсивность люминесцентного спектра и фоточувствительность. Структурные исследования проведенные при помощи рентгеновского дефрактометра HZG-4A свидетельствуют, что параметры их элементарной ячейки ($a = 4{,}1369$ Å, $c = 6{,}7157$ Å) близки к таковым монокристаллам, которые в литературе интерпретируются как малодефектные образцы CdS [6] (в подальшем их будем условно называть совершенными).

На рис.1 приведены дозовые зависимости интенсивностей (I) известных в монокристаллах сульфида кадмия красной и инфракрасной полос люминесценции. Электронное облучение совершенных образцов практически не изменяет интенсивности полос люминесценции с максимумами на длинах волн $\lambda_m = 0{,}72$мкм (кривая 1^0) и $\lambda_m = 1{,}03$ мкм (кривая 2^0), что свидетельствует о малой скорости введения свободных вакансий кадмия (V_{Cd}), ответственных за полосу $\lambda_m = 1{,}03$ мкм [10] и комплексов ($V_{Cd}^- - V_S^+$) связанных с полосой $\lambda_m = 0{,}72$ мкм.

По-видимому, образованные электронной радиацией первичные дефекты (пары Френкеля), вследствие высокой подвижности компонент пар и радиационно стимулированных эффектов интенсивно аннигилируют при $t_{обл} \approx 20^0$C, уменьшая скорость введения центров ответственных за люминесценцию. Этот вывод, в общем, согласуется с результатами исследования методом ЕПР точечных дефектов и их преобразований в соединениях $A^{II}B^{VI}$ [10].

Можно оценить концентрацию первичных точечных дефектов наведенных электронной радиацией в монокристаллах CdS.

При начальной энергии электронов E_0 (большей пороговой энергии смещения атомов из узлов решётки $E_Д$) полное число первично смещённых атомов определяется формулой [11]:

$$\bar{n}(E_0) = N_0 \int_0^{R_1} \sigma_Д \left[E(R) \right] dR \qquad (1)$$

где $\sigma_Д$ – сечение образования смещения. Оуэн и Холмс рассчитали $\bar{n}(E_0)$ для различных значений пороговой энергии смещения атомов $E_Д$

в зависимости от атомного номера и энергии бомбардирующих электронов. Используя их данные мы оценили концентрацию первичных радиационных дефектов в CdS облучённых электронами с $E = 1{,}2$ Мэв и дозой $\Phi = 2\cdot10^{17}$ см$^{-2}$, она оказалась ровной $\sim 6\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Учитывая частичный отжиг радиационных повреждений (близких пар Френкеля) о чём сообщалось выше, концентрация стабильных первичных точечных дефектов, ответственных за максимумы люминесценции очевидно будет меньшей. Следует отметить, что концентрация собственных точечных дефектов технологического происхождения ответственных за центры свечения в высокоомных и фоточувствительных образцах CdS примерно равна $10^{15} - 10^{16}$ см$^{-3}$ [12, 13]. Небольшая разность в концентрациях радиационно наведенных дефектов при дозах $\leq 2\cdot10^{17}$ см$^{-2}$ и дефектов технологического происхождения подтверждает экспериментальные результаты о незначительном изменении интенсивности люминесценции с $\lambda_m = 0{,}72$ мкм и $\lambda_m = 1{,}03$ мкм при электронном облучении монокристаллов CdS (рис.1, кривые 1^0 и 2^0).

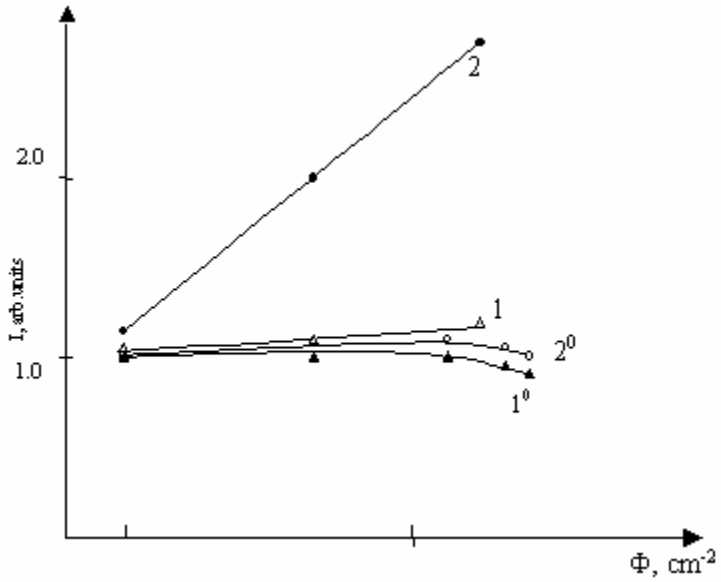


Рис.1. Зависимости относительных интенсивностей полос люминесценции CdS – монокристаллов в максимумах от дозы облучения электронами

λ_m, мкм: 1, 1^0 – 0.72; 2, 2^0 – 1,03. 1^0, 2^0 – не облучённых нейтронами; 1, 2 – предварительно облучённых нейтронами дозой $\Phi = 2\cdot10^{18}$ cm^{-2}. (интенсивности всех полос люминесценции нормированы к их интенсивности до облучения в совершенных образцах)

Совершенно иная дозовая зависимость интенсивности люминесценции наблюдается при облучении изначально дефектных образцов (рис.1 кривые 1 и 2).

Для увеличения дефектности монокристаллов CdS производилось их облучение быстрыми нейтронами реактора дозой $\Phi = 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-2}$. Как известно [14] при нейтронном облучении образуются крупные структурные дефекты – кластеры дефектов (КД) с средним радиусом, включающим область пространственного заряда вокруг сильно поврежденного ядра равным $r_c \approx 200$ Å. Предполагая, что каждый рассеянный быстрый нейтрон образует КД, можно определить их концентрацию N_c, используя при этом известную формулу:

$$N_c = \Phi N_A \sigma_{Cd} + \Phi N_S \sigma_S , \qquad (2)$$

где N_A и N_S - концентрации атомов *Cd* и *S* соответственно, в решётке *CdS* σ_{Cd} и σ_S - сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов на атомах *Cd* и *S*. Оценённая по формуле (2), для дозы нейтронного облучения $\Phi = 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-2}$, концентрация КД оказалась ровной $N_c = 10^{17}$см$^{-3}$.

На рис. 2 представлены спектры люминесценции не облучённых и облучённых монокристаллов CdS. Нейтронное облучение ведёт к уменьшению интенсивности полос люминесценции (по сравнению со спектрами исходных необлучённых образцов), размытию максимумов излучения и их незначительного смещения в длинноволновую область спектра (рис. 2, кривые 1 и 2), что является характерным для дефектных образцов [12]. Другие экспериментальные исследования, подтверждающие высокую дефектность нейтронно облучённых образцов представлены в работах [15, 16].

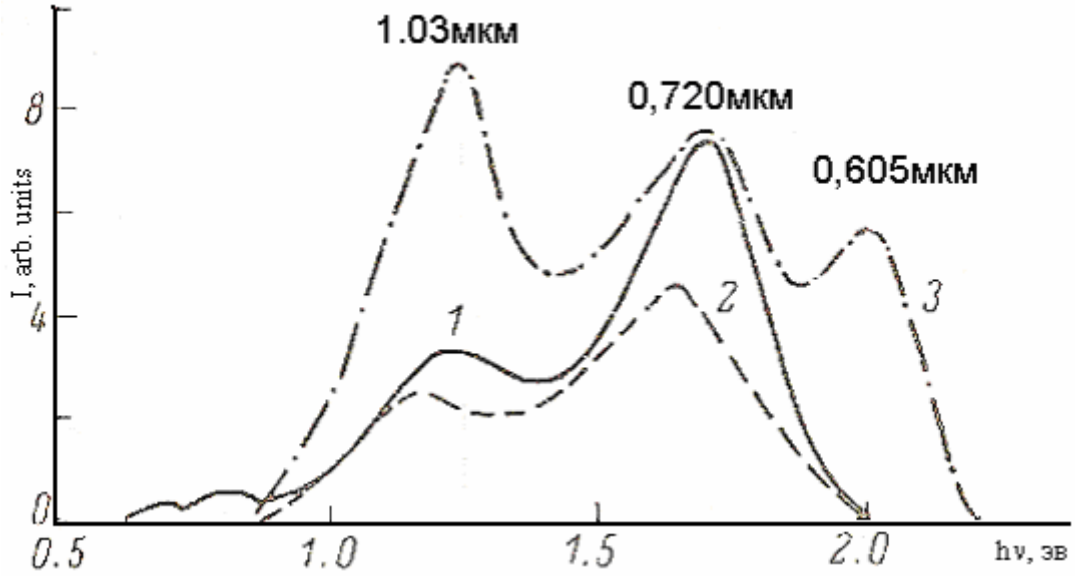


Рис.2 Спектры люминесценции CdS
1 – до облучения, 2 – после облучения нейтронами дозой $\Phi = 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-2}$, 3 – после последующего облучения электронами с $E = 1{,}2$ Мэв и $\Phi = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ образца, ранее облучённого нейтронами.

Электронное облучение дефектных образцов ведет к небольшому (по сравнению с малодефектными) увеличению интенсивности полосы с $\lambda_m = 0{,}72$ мкм и более значительному, практически в 3 раза, полосы с $\lambda_m = 1{,}03$ мкм, за которую ответственны свободные V_{Cd} (рис. 1, кривые 1 и 3). При этом в спектре облучённых образцов возникает оранжевая люминесценция с $\lambda_m = 0{,}605$ мкм (рис.2, кривая3), которая отсутствовала до электронного облучения. Следует отметить, что в некоторых необлученных, особенно полученных ионной технологией кристаллах оранжевая люминесценция наблюдалась до облучения, но всегда, практически полностью исчезала при нейтронном облучении [3] и вновь появлялась с большей интенсивностью при электронном воздействии на нейтронно повреждённые образцы.

В работах [3, 7, 9, 18] было показано, что существенную роль в образовании центров оранжевой люминесценции ($\lambda_m = 0{,}605$ мкм) в монокристаллах CdS играют межузельные атомы кадмия (Cd_i) или дефектные комплексы в состав которых они входят.

Следовательно, электронное облучение образцов с большой концентрацией крупных структурных дефектов ($N_c = 10^{17}$ см$^{-3}$) к которым относятся КД ведёт к значительному увеличению (по сравнению с аналогичной ситуацией в малодефектных образцах) интенсивностей полос с $\lambda_m = 1{,}03$ мкм и $\lambda_m = 0{,}605$ мкм за которые ответственны радиационно образованные V_{Cd} и Cd_i соответственно.

По-видимому, это можно объяснить доминирующим вкладом в образование первичных радиационных дефектов в структурно несовершенных кристаллах иных механизмов чем те, которые основаны на передаче энергии большей $E_Д$ при электронном облучении совершенных образцов (формула (1)).

До таковых, можно отнести многие процессы, связанные с дефектами решётки и возбуждением атомов, включая ионизацию, во время облучения образцов.

Следует отметить, что электронное возбуждение облучаемых кристаллов и передача энергии атомам решётки носили объемный характер, поскольку рассчитанная длинна свободного пробега электронов с $E = 1{,}2$ Мэв в CdS составляет $l = 1{,}5$ мм тогда, как толщина облучаемых образцов находилась в пределах 0,6 – 1 мм.

К механизмам повышающим концентрацию первичных радиационных дефектов в несовершенных кристаллах можно отнести: ослабление межатомных связей в деформированной решётке CdS, повышение потенциального барьера для анигиляции близких пар Френкеля и, соответственно, увеличение вероятности их разделения в упругих и

электрических полях крупных структурных дефектов (КД). Кроме того, в процессе облучения образцов с КД, вследствие высвобождения энергии, связанной с ионизационными потерями может происходить частичный динамический отжиг КД с освобождением вакансий с которых состоит ядро кластера и межузельных атомов, находящихся на периферии КД. Несомненно, во всех этих процессах определенную роль играет радиационно-стимулированная дифузия дефектов и фоновых примесей.

К подпороговому механизму образования дефектов предложенному Варли в работе [19] и более широко истолкованному в работе [20], принадлежит примесно-ионизационный механизм. Эффективность генерации дефектов в подпороговых процессах увеличивается, когда в области многократно ионизированного атома находится другой ион или дефект превращающий возбужденный центр в ассиметричный объект. Такая возможность усиливается при облучении несовершенных кристаллов, что, также, объясняет повышенную скорость введения дефектов при электронном воздействии на дефектные образцы.

На основании имеющихся экспериментальных результатов трудно выделить из перечисленных выше механизмов основные, действующие в CdS-монокристаллах с крупными структурными дефектами кластерного происхождения.

Таким образом, исследуя спектры люминесценции монокристаллов CdS, облучённых быстрыми электронами было установлено, что скорость введения радиационных дефектов зависит от исходного дефектного состояния облучаемых образцов. Наиболее радиационно стойкими, по отношению к электронной радиации, оказались малодефектные совершенные монокристаллы. Скорость дефектообразования значительно увеличивается при облучении образцов с крупными структурными дефектами (кластерами дефектов). Делается предположение, что за наблюдаемую особенность электронного воздействия на дефектные монокристаллы CdS ответственны механизмы подпорогового дефектообразования в полях упругого и электрического происхождения в искажённой крупными структурными повреждениями кристаллической решётке.

Литература

1. *А. П. Галушка, Г. Е. Давидюк* // ФТП. 1975. Т. 9, № 12. С. 2272.
2. *Г. Е. Давидюк, Н. С. Богданюк, А. П. Шаварова* // ФТП. 1994. Т. 28, № 11. С. 2056.
3. *Н. С. Богданюк, Г. Е. Давидюк, А. П. Шаварова* // ФТП. 1995. Т. 29, № 2, С. 357.
4. *Г. Е. Давидюк, В. С. Манжара, Н. С. Богданюк, А. П. Шаварова* // ФТП. 1997. Т. 31, № 4, С. 390.
5. *Г. Е. Давидюк, В. А. Оксюта, В. С. Манжара* // ФТТ Т. 44 № 2, 246 (2002).

6. Физика и химия соединений $A_{II}B_{VI}$ // Под. ред. С. А. Медведева. М.: Мир, 1970. С.103-105.
7. *B. A. Kulp* // Phys.Rev. 1962. Vol. 125, № 6. P. 1865.
8. *И. Б. Ермилович, Г. И. Матвиевская, Г. С. Пекарь, М. К. Шейнкман //* Укр. физ. журн. 1973. Т. 18, № 5. Р. 733.
9. *J. E. Ralph* // Phys. St. Sol. (a). 1979. Vol. 53 №2. P. 611.
10. Точечные дефекты в твердых телах // Под ред. Болтакса Б. И. М.: Мир, 1979. С. 228-238.
11. *Б. Келли.* Радиационные повреждения в твердых телах. М.: Атомиздат. 1970. С. 34-40.
12. *А. М. Гурвич.* Введение в физическую химию кристаллофосфоров. М.: Высшая школа. 1982. С. 248-252.
13. *В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман.* Неравновесные процесы в фотопроводниках. К.: Наукова думка. 1981. С. 95-99.
14. *Г. Е. Давидюк, Н. С.Богданюк* // Изв. вузов. Физика. 1984. № 2. С. 19-23.
15. *А. П. Галушка, Г. Е Давидюк, В. С. Мак.* "Самозалечивание" радиационных повреждений в CdS монокристаллах при больших дозах быстрых нейтронов реактора // ФТП. 1978. Т. 12.№ 11. С. 2278-2280.
16. *Г. Е. Давидюк, А. П. Галушка, В. С. Манжара, Н. С. Богданюк.* Особенности влияния электронной и нейтронной радиации на край полосы собственного поглощения и спектры отражения в чистых и легированных медью монокристаллах сульфида кадмия // Изв. Вузов. Физика. 1980. № 7. С. 37-41.
17. *Ю. Н. Эмиров, С. С. Остапенко, М. А. Ризаханов, М. К. Шейкман.* Структура центров "Оранжевого" свечения в сульфиде кадмия // ФТП. 1982. Т. 16, № 8. С. 1371-1376.
18. *И. Б. Ермолович, Г. И. Матвиевская, М. К. Шейкман.* О природе центров оранжевой люминесценции в сульфиде кадмия // ФТП. 1975. Т 9, № 8. С. 1620-1623.
19. *Varley J. H. O.* Discussion of Some Mechanismus of F-Centre Formation in Alkali Halides // J. Phys. Solids. 1963. Vol. 23, № 8. P. 985-1005.
20. *М. И. Клингер, Ч. Б. Луцик, Т. В. Машовец, Г. А. Холодарь.* Создание дефектов в твердых телах при распаде электронных возбуждений //УФН. 1985. Т. 147, № 3. С. 523-545.

Е. А. Мельникова, Ю. И. Миксюк, А. Л. Толстик, О. Г. Вишневская

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ $Bi_{12}SiO_{20}$ и $Bi_{12}TiO_{20}$

Проблема пространственной локализации световых полей в нелинейной среде (пространственных солитонов) привлекает постоянно растущий интерес исследователей, открывая новые возможности управления параметрами лазерного излучения и формирования оптических волноводных структур с заданными свойствами. Пространственные солитоны представляют собой устойчивые самоканалирующиеся световые пучки в среде с самофокусировочной нелинейностью показателя преломления, для которых дифракционное расширение пучка компенсируется его нелинейным сжатием [1, 2]. Использование фоторефрактивных материалов позволило получать солитоны при субмикроваттной мощности светового потока [3, 4], проводить эксперименты по взаимодействию солитонов в объемной среде [5, 6], осуществлять ввод / вывод света из многомодового в одномодовое волокно [7] и др. Созданные при распространении солитонов в фоторефрактивных кристаллах волноводы перспективны для применения в перестраиваемых направленных ответвителях, светоделителях [8], устройствах переключения волноводов, что расширяет возможности оптической обработки и передачи информации [9].

В представленной работе экспериментально установлены пороговые значения напряженности электрического поля и предельные значения мощности светового пучка, определяющие условия наблюдения стабильных пространственных солитонов, а так же исследована динамика пространственного распределения интенсивности на выходе кристалла в зависимости от мощности пучка и приложенного электрического напряжения.

Использовались фоторефрактивные кристаллы $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) и $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), относящиеся к группе симметрии 23 кубической сингонии, характеризующиеся линейным электрооптическим эффектом. Кристаллы этого класса в отсутствие внешнего электрического поля являются оптически изотропными и обладают высоким электрооптическим коэффициентом ($r_{41}=r_{52}=r_{63} \sim 5*10^{-10}$ см·В$^{-1}$). Кристаллы характеризуются хорошей светочувствительностью и высокой подвижностью носителей заряда, что позволяет достигать малых времен нелинейного отклика при низких интенсивностях лазерного излучения и делает их привлекательными для различных применений в качестве сред для голографической записи информации с возможностью перезаписи, а также сред для формирования пространственных солитонов и оптических волноводов.

Фоторефрактивные эффекты в кристаллах силленитов связаны с формированием в них поля пространственного заряда под воздействием неоднородного освещения и с модуляцией этим полем показателя преломления среды вследствие линейного электрооптического эффекта. Значительная светочувствительность в видимой области спектра позволила создать в данных средах низкоинтенсивные пространственные солитоны с использованием нановатного излучения гелий-неонового лазера. В то же время, кристаллы силленитов обладают заметной оптической активностью (22 град/мм – для силиката висмута и 6 град/мм – для титаната висмута), что усложняет процесс формирования пространственных солитонов.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер *1*, работающий в непрерывном режиме генерации на длине волны 632,8 нм. Интенсивность и поляризация лазерного излучения регулировались с помощью системы светофильтров *2* и двух вращающихся поляризаторов *3*. Для создания пространственных солитонов лазерный пучок фокусировался линзой *4* с фокусным расстоянием $f = 32$ мм вблизи входной грани кристалла *5*. С помощью объектива *6* с фокусным расстоянием $f_o = 35$ мм изображение пучка на задней грани кристалла переносилось на ПЗС матрицу *7* (разрешение 8 мкм/пиксель).

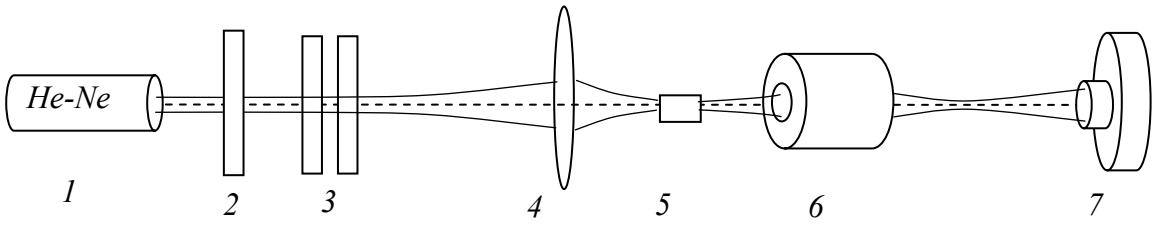


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – гелий-неоновый лазер; 2 – светофильтр, 3 – поляризаторы, 4 – линза, 5 – фоторефрактивный кристалл, 6 – объектив, 7 – камера

Для регистрации пространственных солитонов использовалась методика, на основе которой в приближении гауссовых световых пучков анализировалось положение перетяжки в объеме кристалла. При образовании солитона сфокусированный лазерный пучок распространяется внутри кристалла не дифрагируя, вследствие чего перетяжка, образованная внутри кристалла, переносится на заднюю грань кристалла.

В работе использовался фоторефрактивный кристалл BTO с размерами 1,8×4,75×8,83 мм. Световой пучок распространялся вдоль большой грани кристалла (кристаллографическая ось [1,1,0]). Перпендикулярно

кристаллографической оси [1,1,0] в направлении [1,$\bar{1}$,1] было приложено внешнее постоянное электрическое поле. При этом поляризация светового пучка совпадала с направлением электрического поля.

Типичная картина пространственного распределения интенсивности лазерного пучка на передней и задней гранях фоторефрактивного кристалла при различных условиях эксперимента представлена на рис.2. Лазерный пучок, сфокусированный в кристалл (*а*), по мере прохождения по нелинейной среде уширяется вследствие дифракции (*б*). При включении внешнего электрического поля лазерный пучок начинает заметно сжиматься в направлении поля, интенсивность его резко возрастает и формируется пространственный солитон (*в*). После достижения минимального размера ширина пучка некоторое время остается постоянной, затем пучок начинает расширяться и солитонная структура разрушается (*г*).

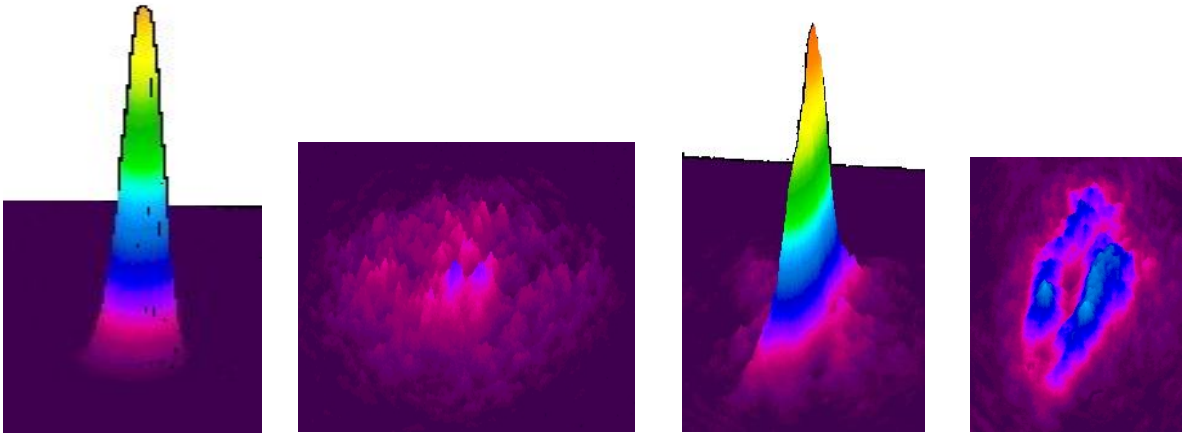


Рис. 2. Распределение интенсивности на передней (*а*) и задней (*б – г*) гранях фоторефрактивного кристалла при напряжении 0 кВ (*б*) и 4 кВ (*в, г*) в момент формирования пространственного солитона (*в*) и его распада (*г*)

Экспериментально установлено, что наблюдаемый эффект самофокусировки существенно зависит от величины приложенного к кристаллу внешнего электрического поля и интенсивности светового пучка. На рис. 3 представлены зависимости динамики изменения поперечного размера светового пучка на выходе кристалла при различных значениях приложенного к кристаллу напряжения и фиксированной мощности лазерного пучка $P = 30$ нВт. Видно, что при увеличении напряженности электрического поля эффект самофокусировки проявляется сильнее, причем увеличивается и время стабильности солитонной структуры. Так, например, если при напряжении 1 кВ структура оставалась стабильной

всего полторы минуты, то при напряжении 2 кВ – уже 5 минут, а при напряжении 2,5 кВ, соответствующему напряженности электрического поля в кристалле 14 кВ·см$^{-1}$, пространственный солитон сохранялся в течение десятка минут.

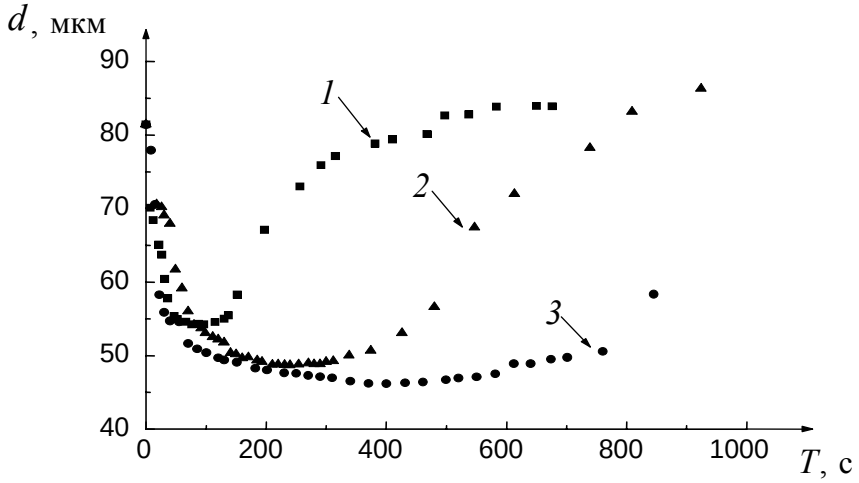


Рис. 3. Зависимости полуширины лазерного пучка на выходе из кристалла от времени при внешнем напряжении $U = 1$ (*1*), 2 (*2*), 2,5 кВ (*3*) и мощности пучка 30 нВт

Кроме того, как видно из рис. 3, увеличение электрического напряжения приводит к увеличению времени установления солитонной структуры. Такую закономерность можно объяснить с позиции формирования экранирующего солитона, для образования которого внешнее электрическое поле должно быть значительно уменьшено в области солитонного канала. Для экранировки более высокого поля необходимо большее количество свободных зарядов и, следовательно, большее время их перераспределения.

Зависимость минимального размера лазерного пучка па выходе из кристалла от приложенного к кристаллу напряжения представлена на рис. 4. Данные свидетельствуют о существовании критического минимального значения напряжения, необходимого для наблюдения солитонной структуры. Видно, что увеличение приложенного к кристаллу напряжения до 1 кВ приводит к резкому уменьшению размера пучка на выходе кристалла от 80 до 50 мкм, затем при увеличении напряжения до 3 кВ минимальный размер пучка уменьшается до 40 мкм, после чего остается практически неизменным. Таким образом, о формировании солитонной структуры можно говорить при внешних напряжениях, превы-

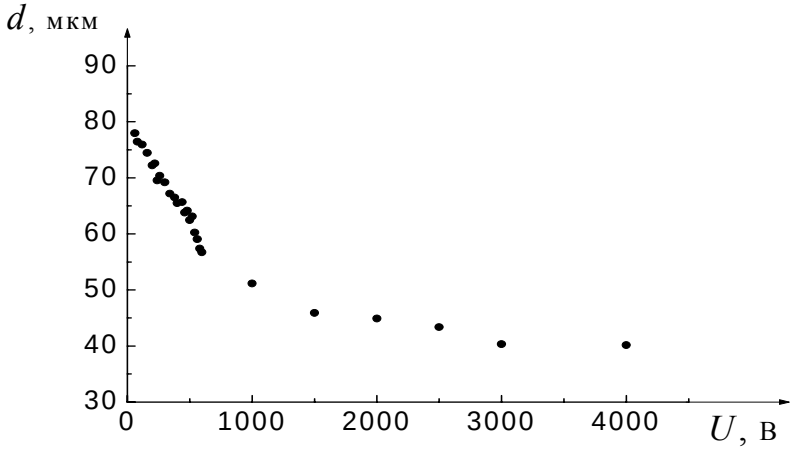


Рис. 4. Зависимости минимального размера лазерного пучка на задней грани кристалла от напряжения при мощности светового пучка P =30 нВт

шающих определенное пороговое значение, порядка 1 кВ, которое отвечает напряженности электрического поля ~ 5 кВ·см$^{-1}$.

Заметим также, что на формирование пространственных солитонов существенное влияние оказывает мощность светового пучка. При увеличении мощности лазерного излучения время образования солитона и время его стабильной фазы существенно уменьшаются. Как видно из рис. 3 и рис. 5, эффективное формирование солитонов наблюдается при весьма небольших мощностях лазерного излучения, порядка десятков и сотен нановатт. При более высокой мощности, порядка мкВт, время стабильности солитонной структуры составляет всего десяток секунд, а при мощности, превышающей 10 мкВт, эффект самофокусировки сменяется

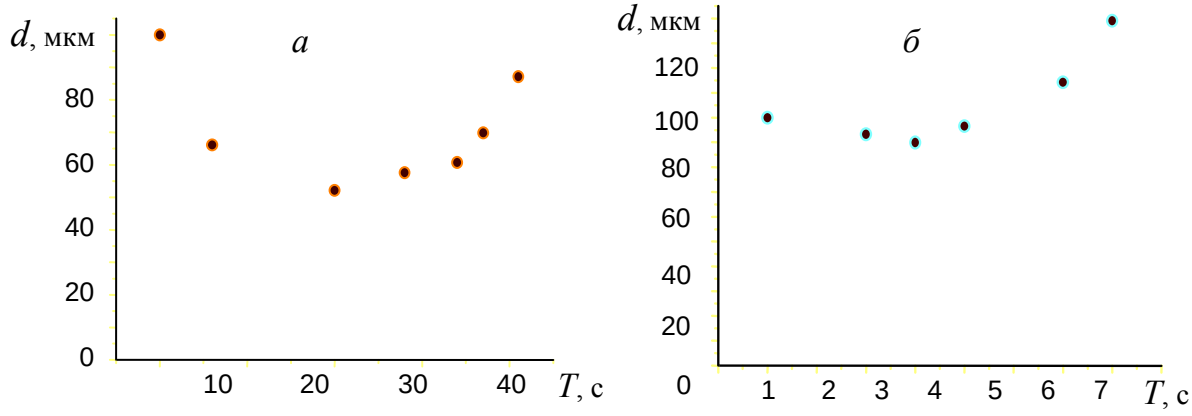


Рис. 5. Зависимости полуширины лазерного пучка на выходе кристалла от времени при напряжении U = 2,5 кВ и мощности P = 1 (*а*) и 10 мкВт (*б*)

дефокусировкой. Разрушение солитонной структуры пучка при увеличении мощности лазерного излучения можно объяснить включением тепловых эффектов, связанных с нагревом кристалла.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили определить условия существования низкоинтенсивных фоторефрактивных солитонов в кристаллах семейства силленитов. Показано, что формирование пространственных солитонов имеет место при значениях напряженности внешнего электрического поля, превышающих 5 кВ·см$^{-1}$, при этом солитонные структуры наблюдаются в диапазоне мощности лазерного излучения от 10 нВт до 1 мкВт. При более высоких значениях мощности эффект самофокусировки сменялся тепловой дефокусировкой. Установлены зависимости времени формирования пространственного солитона и его стабильной фазы от величины приложенного электрического поля и мощности светового пучка. Показано, что время стабильности солитонной структуры возрастает при увеличении приложенного к кристаллу напряжения и монотонно уменьшается при увеличении мощности лазерного излучения.

Литература

1. *Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.* Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН. 1967. Т. 93, № 1. С. 19–70.
2. *Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fischer B.* Spatial solitons in photorefractive media // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68, № 7. P. 923–926.
3. *Kip D.* Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties, and applications // Appl. Phys. B. 1998. Vol. 67. P. 131–150.
4. *Agishev I. N., Pismennaya K. A., Kiessling A., Tolstik A. L.* Multiwave mixing and soliton-like structures in photorefractive crystals // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2004. V. 7, № 3. P. 291–297.
5. *Krolikowski W., Saffman M., Luther-Davies B., Denz C.* Anomalous interaction of spatial solitons in photorefractive media // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80, № 15. P. 3240–3243.
6. *Шепелевич В. В., Голуб А. А., Коваршик Р. и др.* Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 3. С. 351–355.
7. *Chiou A. E. T., Yeh P., Yang C., Gu C.* Photorefractive spatial mode converter for multimode-to-single-mode fiber-optic coupling // Opt. Lett. 1995. Vol. 20. P. 1125–1127.
8. *Guo A., Henry M., Salamo G. J. et al.* Fixing multiple waveguides induced by photorefractive solitons: directional couplers and beam splitters // Opt. Lett. 2001. Vol. 26, № 7. P. 1274–1276.
9. *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.

Ю. А. Варакса, Г. В. Синицын, М. А. Ходасевич

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ «ЧЕРНОГО ЯЩИКА» ДЛЯ ЭРБИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Для передачи больших объемов информации в настоящее время используются волоконно-оптические линии связи, обязанные своим широким распространением в первую очередь эрбиевым волоконным усилителям (ЭВУ). Для представляющего собой достаточно сложную вычислительную задачу строгого моделирования спектров усиления и шумовых характеристик ЭВУ обычно применяется подход, базирующийся на балансных уравнениях с учетом усиленной люминесценции. Этот подход требует знания спектров сечений поглощения и испускания ионов эрбия, их концентрации и распределения в волокне, длины и коэффициента поглощения волокна, мощности накачки, спектра входного сигнала и параметров пассивных оптических элементов внутри усилителя.

Отличительной чертой другого подхода к моделированию ЭВУ, базирующегося на модели «черного ящика» [1, 2], является направленность на уже функционирующие системы. В этой модели используются только легко измеряемые передаточные характеристики усилителя без детальных знаний его структуры и особенностей. Модель «черного ящика» справедлива в предположении однородного уширения полосы усиления квази-двухуровневой системы, описывающей свойства материала сердцевины волокна, в которой можно пренебречь частью активных ионов, не находящихся ни в основном, ни в возбужденном состояниях. В этом случае усиление определяется усредненной по длине активного волокна инверсной населенностью.

В представленной работе нами модифицирована модель «черного ящика». Для моделирования используются два опорных спектра усиления $G_1^{dB}(\lambda)$ и $G_2^{dB}(\lambda)$ для разных значений инверсии в волокне и коэффициент усиления $G^{dB}(\lambda_{ref})$ на референсной длине волны λ_{ref} для третьей величины инверсии, для которой и определяется спектр усиления $G^{dB}(\lambda)$:

$$G^{dB}(\lambda) = (1-a)G_1^{dB}(\lambda) + aG_2^{dB}(\lambda),$$

Здесь $a = \left(G_1^{dB}(\lambda_{ref}) - G^{dB}(\lambda_{ref})\right) / \left(G_1^{dB}(\lambda_{ref}) - G_2^{dB}(\lambda_{ref})\right)$, индекс dB показывает, что величины измеряются в децибелах. Видно, что искомый спектр представляет собой линейную комбинацию двух опорных спектров, коэффициенты при которых дополняют друг друга до единицы, что

позволяет при $a = 0$ и $a = 1$ описывать и сами эти спектры. По сравнению с традиционно используемыми в модели «черного ящика» «функциями наклона» [1, 2], не имеющими явного физического смысла, применение предложенного представления позволяет сделать этот подход интуитивно понятнее.

Нами была проанализирована точность моделирования экспериментальных спектров при выборе различных опорных спектров и исследована зависимость точности моделирования от референсной длины волны.

В первой части работы были рассмотрены следующие случаи опорных спектров (указана относительная инверсия, соответствующая $G_1^{dB}(\lambda)$ и $G_2^{dB}(\lambda)$):

1) -100% и 100% (искомые спектры интерполируются по опорным);

2) 0% и 100% (в области положительных инверсий происходит интерполяция, а в области отрицательных инверсий – экстраполяция);

3) 0% и 20% (искомые спектры экстраполируются по опорным).

На рис.1 представлены расчетные результаты и экспериментальные данные [2] спектров усиления ЭВУ, соответствующих опорным случаям полной инверсии и отсутствия накачки.

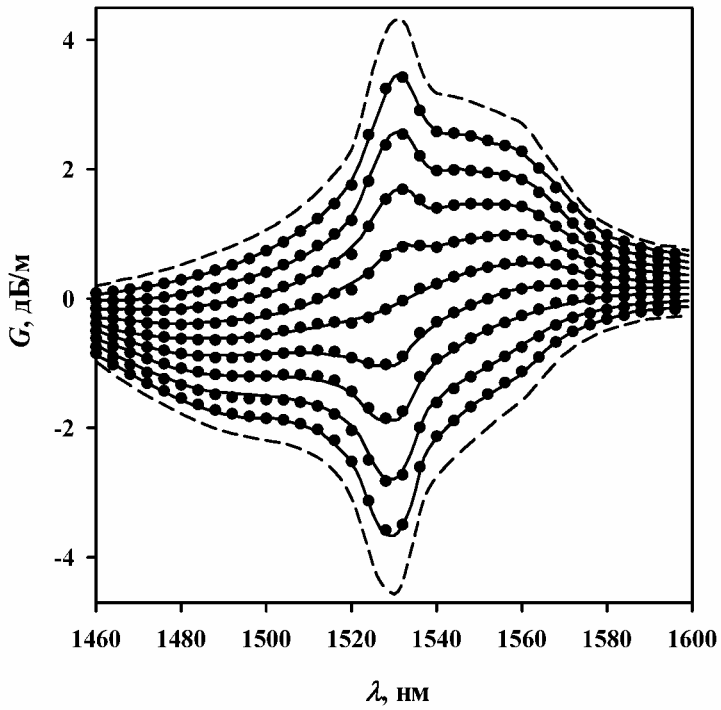


Рис. 1. Спектры усиления ЭВУ для относительной инверсии от –100% до 100% с шагом 20%. Результаты моделирования представлены точками, экспериментально измеренные спектры — линиями. Опорные спектры обозначены пунктирными линиями, референсная длина волны 1550 нм.

Анализ результатов, полученных при исследовании точности моделирования в зависимости от выбора опорных спектров, позволяет сделать следующие выводы.

1. Максимум погрешности моделируемых спектров приходится на спектральную область вблизи пика усиленной люминесценции (~1530 нм)

2. При небольшом отличии опорных спектров погрешность искомых спектров значительна.
3. При увеличении разницы между опорными спектрами максимальная погрешность моделирования уменьшается (при референсной длине волны 1520 нм до 0,25дБ/м для опорных спектров, соответствующих полной инверсии среды и отсутствию накачки).
4. При большой разнице между опорными спектрами погрешность моделируемых спектров для режимов с большим усилением значительно превышает погрешность для режимов с отрицательной инверсией.

При исследовании влияния выбора положения λ_{ref} на точность моделирования спектров усиления ЭВУ референсная длина волны искомого спектра могла располагаться с обеих сторон от пика усиленной люминесценции (1530 нм). На рис.2 представлены результаты, полученные для λ_{ref} = 1560 нм.

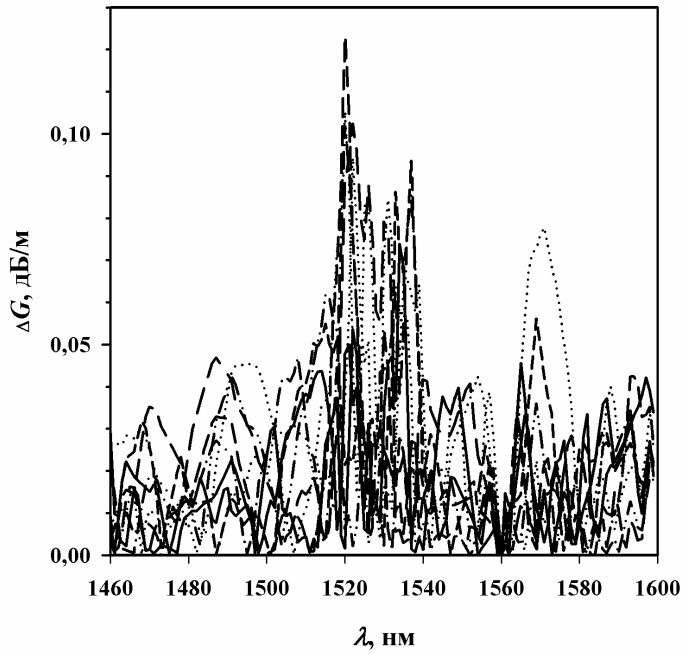


Рис. 2. Неравномерность спектров усиления ЭВУ для относительной инверсии от –100% до 100% с шагом 20%. Референсная длина волны 1560 нм.

При смещении референсной длины волны в длинноволновую сторону в диапазоне 1520–1560 нм погрешность моделируемых спектров вблизи пика усиленной люминесценции уменьшается от величины 0,25 дБ/м для 1520 нм до 0,12 дБ/м для 1560 нм. Однако, при λ_{ref} = 1560 нм стали возрастать погрешности моделируемых спектров за пределами окрестности пика усиленной люминесценции.

Итак, при моделировании ЭВУ показано, что на основе двух опорных спектров усиления для разных значений инверсии в волокне и значения коэффициента усиления на референсной длине волны для третьего значения инверсии можно моделировать спектр усиления для этого значения инверсии с погрешностью, не превышающей 0,13 дБ/м вблизи пика усиленной люминесценции и 0,07 дБ/м в остальной части S-, C- и L-полос. Наименьшая погрешность модели «черного ящика» наблюдается при использовании опорных спектров усиления, соответствующих полной инверсии среды и отсутствию накачки. Кроме того, референсная длина волны должна выбираться на плато усиления ЭВУ (1540–1560 нм).

Литература

1. *Burgmeier J., Cords A., Marz R., et al.* A Black Box Model of EDFA's Operating in WDM Systems // J. Lightwave Tech. 1998. Vol. 16, № 7. P. 1271–1275.
2. *Vanin E.V., Persson U., Jakobsen G.* Spectral Function Forms for Gain and Noise Characterization of Erbium-Doped Fiber Amplifiers // J. Lightwave Tech. 2002. Vol. 20, № 2. P. 243–249.

В. Е. Борисенко, С. П. Жвавый, Г. Л. Зыков

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ, ИНИЦИИРУЕМЫХ В GaAs ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Исследования модификации поверхностных слоев арсенида галлия при воздействии наносекундных лазерных импульсов проводились в ряде работ (см., например, [1-5]). Однако численное моделирование процессов плавления и кристаллизации проводилось без учета процессов испарения с поверхности и диффузии компонент в расплаве[4, 5]. Между тем в случае воздействия лазерного излучения на поверхность GaAs происходит обогащение приповерхностной области галлием в результате интенсивного испарения атомов мышьяка [6].

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования динамики фазовых переходов в арсениде галлия, инициируемых наносекундным излучением рубинового лазера, с учетом испарения с поверхности и диффузии компонентов в расплаве на основе модели [7].

Как следует из фазовой диаграммы арсенида галлия, избыток галлия в расплаве должен приводить к понижению температуры кристаллизации и уменьшению скрытой теплоты фазового перехода. Чтобы учесть эти изменения, нами была выполнена аппроксимация кривой ликвидуса Ga_XAs_{1-X} [8] ($X > 0{,}5$) для определения температуры кристаллизации $T_m = T_m(X)$ и скрытой теплоты фазового перехода $L_m = L_m(X)$

$$T_m(X) = T_{m0}\left(\begin{array}{l} 18{,}03 - 125{,}5 * X + 365{,}57 * X^2 - \\ - 525{,}3 * X^3 + 372{,}37 * X^4 - 104{,}52 * X^5 \end{array}\right), \qquad (1)$$

$$L_m(X) = L_{m0}\left(\begin{array}{l} 22{,}58 - 158{,}7 * X + 461{,}26 * X^2 - \\ - 661{,}54 * X^3 + 468{,}16 * X^4 - 131{,}2 * X^5 \end{array}\right), \qquad (2)$$

где T_{m_0} и L_{m_0} – равновесные значения температуры кристаллизации и скрытой теплоты плавления арсенида галлия соответственно.

Система уравнений решалась численно. Форма лазерного импульса задавалась функцией $\sin^2(\pi t/2\tau)$, где τ - длительностью импульса.

Временные зависимости температуры поверхности при воздействии на арсенид галлия излучения рубинового лазера с длительностью импульса $\tau = 70$ нс для трех значений плотности энергии приведены на рис. 1. Видно, что на заключительной стадии кристаллизации происходит уменьшение температуры поверхности ниже равновесного значения температуры плавления, что связано с изменением стехиометрии в при-

поверхностной области. Рассчитанные зависимости максимальной температуры поверхности и времени существования расплава от плотности энергии облучения (рис. 2) находятся в удовлетворительном согласии с результатами измерений [5].

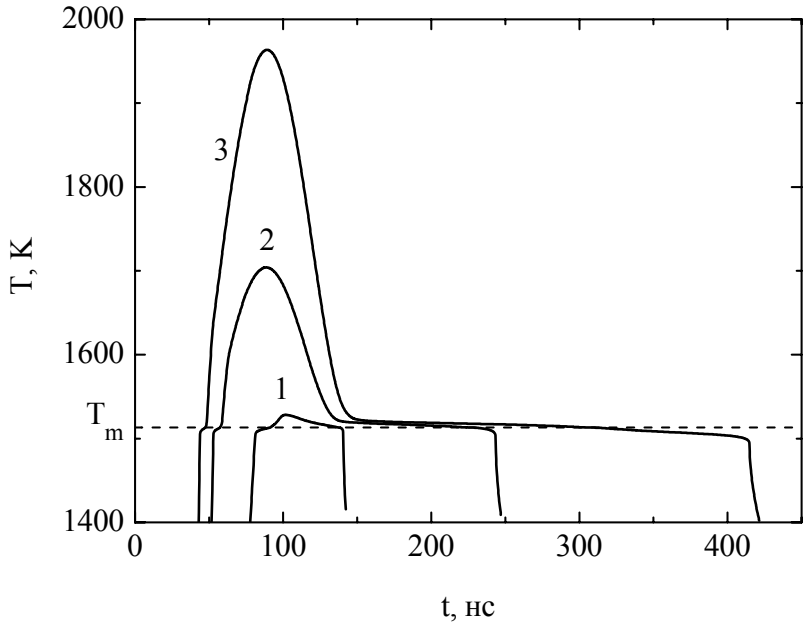


Рис. 1. Временная зависимость температуры поверхности GaAs при E = 0,3 (1), 0,6 (2) и 0,9 (3) Дж/см^2

Заметное испарение мышьяка происходит в момент образования расплава на поверхности (рис. 3). При высоких значениях температуры поверхности на данном этапе воздействия лазерного излучения поток испаряющихся атомов с поверхности не компенсируется диффузионным потоком в расплаве. Поэтому происходит обеднение атомами As приповерхностного слоя (рис. 4). Поток атомов Ga практически равен нулю, что связано с низким давлением насыщенных паров галлия в исследуемом температурном диапазоне.

Как следует из расчетов порог плавления арсенида галлия при воздействии на его поверхность излучения рубинового лазера составляет ~ 0,3 Дж/см^2, что согласуется с экспериментальными данными 0,25 – 0,3 Дж/см^2 [4]. При плотности энергии 0,3 Дж/см^2 расплав распространяется на глубину ~ 40 нм и существует ~ 47 нс (рис. 5, кривая 1). Повышение плотности энергии до 1,2 Дж/см^2 приводит к увеличению толщины расплавленного слоя до ~ 0,51 мкм. При плотности энергии E = 0,9 Дж/см^2 скорости движения фронта плавления и кристаллизации составили ~ 6 м/с и 1 м/с соответственно.

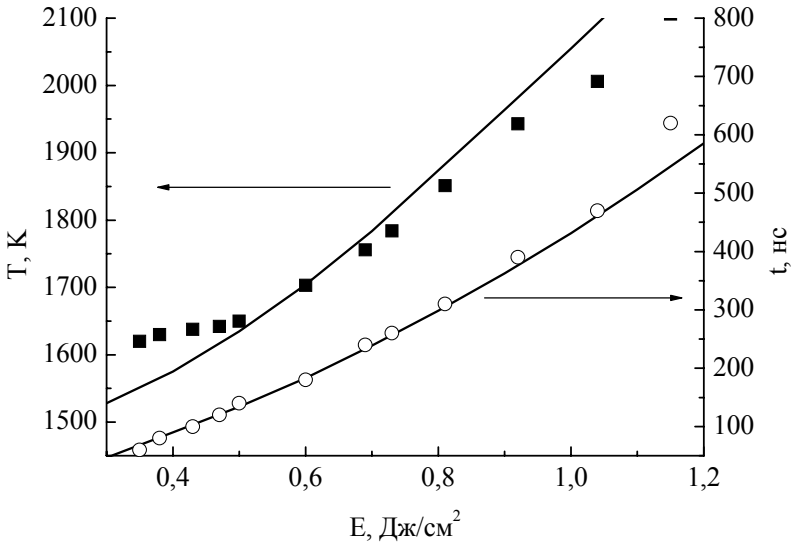


Рис. 2. Зависимость максимальной температуры и времени существования расплава GaAs от плотности энергии; ■ и ○ - эксперимент [5]

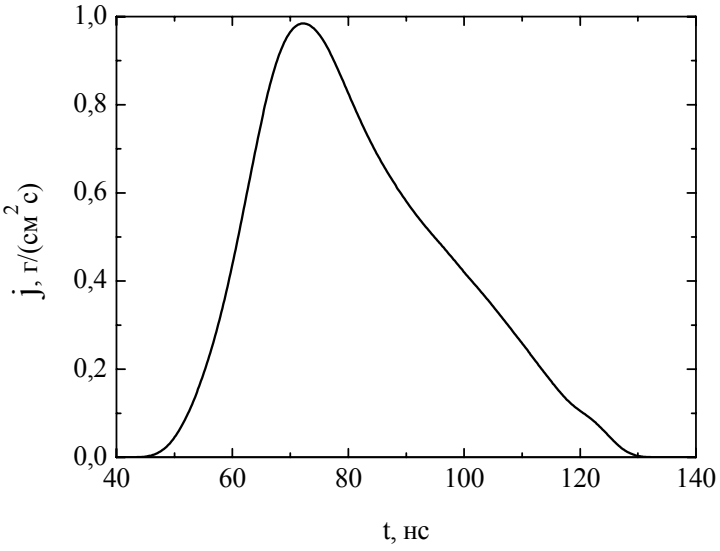


Рис. 3. Зависимость потока испаряющихся атомов мышьяка от времени при E = 0,9 Дж/см^2

По окончанию действия лазерного импульса в результате диффузии компонентов арсенида галлия в расплаве увеличивается поверхностная концентрация атомов (рис. 4). На начальной стадии кристаллизации обогащение поверхностного слоя галлием достаточно высокое > 0,9. Однако к моменту завершения процесса кристаллизации образца в результате диффузии атомов мышьяка в расплаве происходит уменьшение обогащения поверхности галлием до ~ 0,58.

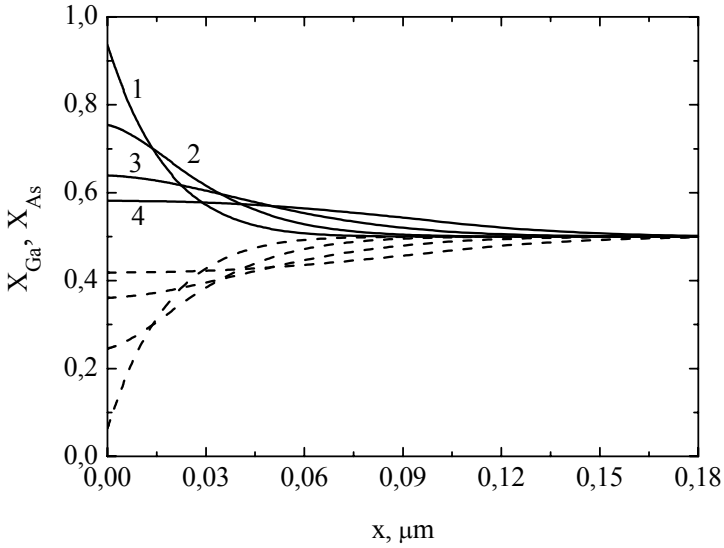


Рис. 4. Распределение атомной доли компонентов GaAs (сплошная линия – Ga, штриховая – As) при E = 0,9 Дж/см^2 в моменты времени t = 100 (1), 130 (2), 190 (3) и 400 (4) нс

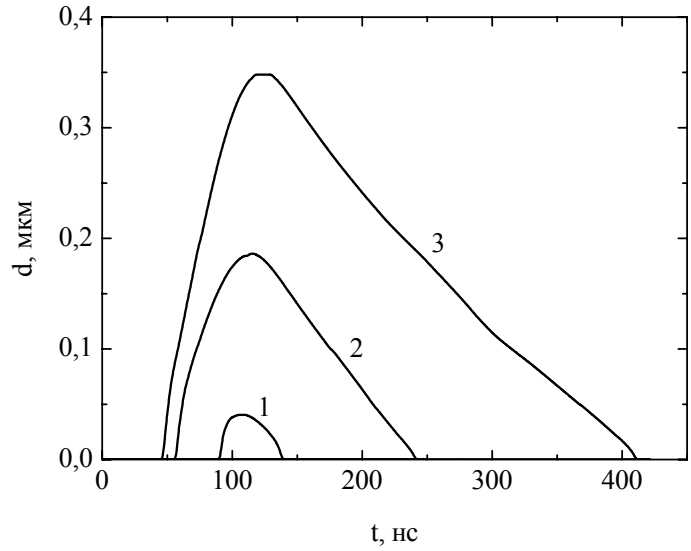


Рис. 5. Зависимость толщины расплавленного слоя GaAs от времени E = 0,3 (1), 0,6 (2), 0,9 (3) Дж/см^2

Таким образом, в результате численного моделирования лазерно-индуцированной (λ = 694 нм, τ = 70 нс) модификации поверхности арсенида галлия показано, что в результате испарения с поверхности и диффузии компонентов в расплаве происходит обогащение приповерхностной области галлием. Использование при моделировании зависимостей температуры кристаллизации и скрытой теплоты фазового перехода от

концентрации компонентов в расплаве позволило получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по зависимости максимальной температуры поверхности расплава и времени существования жидкой фазы от плотности энергии.

Литература

1. *Martinez G. J., Piqueras J.* Laser melting of GaAs coverd with thin metal layers // Appl. Phys. A. 1990. Vol. 51, P. 437-445.
2. *Craciun V. , Craciun D.* Thermal mechanisms in laser ablation of GaAs // Appl. Surf. Sci. 1997. Vol. 109/110, P. 312-316..
3. *Liu J. M., Malvezzi A. M., Bloembergen N.* Picosecond laser melting and evaporation of GaAs surfaces // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49, № 11. P. 622-624.
4. *Жвавый С. П., Ивлев Г. Д., Садовская О. Л.* Моделирование фазовых переходов, инициируемых в арсениде галлия комбинированным воздействием лазерного излучения // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 1. С. 62-65.
5. *Ивлев Г. Д., Малевич В. Л.* Тепловые процессы в арсениде галлия при наносекудном лазерном облучении // ЖТФ. 1990. Т. 60, № 2. С. 199-201.
6. *Градобоев А. В., Федоров А. И.* Деградация арсенида галлия при воздействии эксимерного лазера // ЖТФ. 2000. Т. 70, № 10. С. 40-44.
7. *Жвавый С. П., Зыков Г. Л.* Динамика процессов плавления и кристаллизации в CdTe при воздействии лазерного излучения // Неорганические материалы. 2006. Т. 42, № 7. С. 794-799.
8. *Blakemore J.S.* Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53, № 10. P. R123-R181.

Е. В. Глазунова, Д. М. Шилко, В. А. Юревич

ГИСТЕРЕЗИС ВАТТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА С ТОНКОПЛЕНОЧНЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ МОДУЛЯТОРОМ

Эффект оптического гистерезиса может регистрироваться при отражении или пропускании света оптическим устройством (например, резонатором, заполненным нелинейной средой) и заключается в существовании двух значений его прозрачности для одного и того же уровня мощности зондирующего извне излучения, но при условии различия в режиме изменения мощности [1]. В качестве общей причины эффекта выступает разница во временах релаксации линейной и нелинейных компонент поляризованности, индуцируемой световым полем в резонансных средах.

В статье анализируется бистабильность в зависимости средней мощности выходного излучения лазеров с пленочными модуляторами от уровня энергии накачки. Расчетные параметры (уровень накачки, достижимый при этом коэффициент усиления, величина сечения рабочего перехода, параметры резонатора) отвечают характеристикам реальных лазерных устройств на основе AlGaAs, релаксационные и нелинейные параметры вещества тонкопленочного элемента (уровень активного поглощения и величина сечения перехода) также соответствовали используемым в оптике полупроводникам, их значения выбраны согласно [2].

Рассмотрена схема инжекционного лазера, в систему обратной связи которого включен тонкий слой оптической среды, характеризуемой резонансной нелинейностью абсорбции и рефракции. Предположено следующее сочетание коэффициентов отражения на зеркалах резонатора**:** зеркало слева (в точке $x = 0$ на оси Ox, рис.1) на частоте генерации имеет коэффициент отражения, равный 1; зеркало справа ($x = L$) является выходным и отражает поле генерации частично (с коэффициентом $r = 0.32$) , L – длина активного слоя лазерного диода. Планарный элемент-модулятор предполагается особо тонкой плёнкой – по толщине, значительно меньшей длины волны генерации. Пленка с резонансной поляризуемостью примыкает к выходной грани диода (нанесена на неё). Подбор спектральных параметров среды пленки возможен таким, что её переменное пропускание T при просветлении зависит не только от амплитуды, но и оказывается особо критичным по отношению к фазе зондирующего извне резонансного светового поля [3].

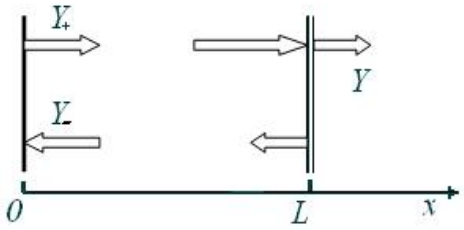


Рис.1. Схема расположения элементов в резонаторе лазера, использованная при формулировке граничных условий

Продольное изменение напряженности встречных полей, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть аналогично [4] описано системой нелинейных дифференциальных уравнений. Учтем диффузию свободных носителей в средах полупроводниковых лазеров. Тогда, для нормированных по уровню мощности насыщения интенсивностей встречных волн система запишется так:

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm K_0 Y_{\pm}\left(1-\frac{Y_{\mp}}{1+k^2D+Y_{+}+Y_{-}}\right)\left(1+Y_{+}+Y_{-}+\frac{Y_{+}Y_{-}}{1+k^2D+Y_{+}+Y_{-}}\right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $Y_{\pm}$ – установившиеся во времени интенсивности составляющих волновой моды (рис. 1), распределенных в положительном (слева направо) и отрицательном (справа налево) направлении вдоль оси резонатора (совпадающей с осью *Ox*), K_0 – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне мощности накачки, k – волновое число, D – коэффициент диффузии носителей. Уравнения (1) формулируются как стационарное приближение полуклассической расчетной модели. Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде:

$$Y_{+}(0) = Y_{-}(0), \quad Y_{-}(L) = R\,Y_{+}(L), \quad (12)$$

$$R = \left(\sqrt{r}-\frac{\boldsymbol{\kappa}}{1+\Delta^2+\sigma Y}T\right)^2+\boldsymbol{\kappa}^2\left(\frac{\Delta-\beta Y}{1+\Delta^2+\sigma Y}T\right)^2 \quad (13)$$

где величина модуля пропускания активной пленки определяется из соотношения:

$$T = \left(1-\sqrt{r}\right)\left[\left(1+\frac{\boldsymbol{\kappa}}{1+\Delta^2+\sigma Y}\right)^2+\boldsymbol{\kappa}^2\left(\frac{\Delta-\beta Y}{1+\Delta^2+\sigma Y}\right)^2\right]^{-1/2}.$$

Здесь $\varkappa$ – показатель ненасыщенного поглощения, Δ – нормированная по ширине линии отстройка частоты генерации от резонанса поглоще-

ния, σ – отношение сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде, β – параметр автомодуляционного смещения спектральной линии поглощения светового поля, действующего на активные атомы в пленочном элементе. Выражением для *R,* взятым из [5], определяется эффективный энергетический коэффициент отражения активной пленки-модулятора, которая просветляется полем излучения в процессе генерации. При формулировке выражения использовано приближение особо тонкого поверхностного слоя активных атомов, взаимодействующих с резонансным полем. Добавление в (3) фактора β, пропорционального параметру нелинейной рефракции, представляется в данной модели принципиальным моментом. Тонкопленочный просветляющийся элемент в этих условиях должен характеризоваться особой фазочувствительностью, что отмечено, например, также в [6]. Расчетная модель, представленная (1) – (3), описывает продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды лазерного диода. Ее решение дает возможность оценить свойства зависимости мощности излучения лазера на соответствующей частоте в стационарном режиме от уровня накачки, характеристик резонатора и релаксационных параметров среды тонкопленочного модулятора.

Интегрирование системы (1) с граничными условиями (2), (3) приводит к следующим аналитическим выражениям:

$$K_0 L = Y_+(L) - \frac{F}{2} - \frac{F^2 + 2\left(1 + k^2 D\right)F}{2\left[2Y_+(L) - F\right]} + \ln\left[\frac{2Y_+(L) - F}{\sqrt{F^2 + 2\left(1 + k^2 D\right)F}}\right]$$

$$Y_+(L) = \frac{Y}{1-\sqrt{r}}\left[\left(1 + \frac{\boldsymbol{\kappa}}{1 + \Delta^2 + \sigma\, Y}\right)^2 + \boldsymbol{\kappa}^2\left(\frac{\Delta - \beta\, Y}{1 + \Delta^2 + \sigma\, Y}\right)^2\right], \qquad (4)$$

$$F = \frac{2R' Y_+^2(L)}{1 + k^2 D + (1 + R')Y_+(L)}, \quad R' = \frac{\left[\boldsymbol{\kappa}\left(1-\sqrt{r}\right)(\Delta - \beta\, Y)\right]^2}{\left(1 + \boldsymbol{\kappa} + \Delta^2 + \sigma\, Y\right)^2 + \boldsymbol{\kappa}^2(\Delta - \beta\, Y)^2} +$$

$$\left[\sqrt{r} - \frac{\boldsymbol{\kappa}\left(1-\sqrt{r}\right)}{\sqrt{\left(1 + \boldsymbol{\kappa} + \Delta^2 + \sigma\, Y\right)^2 + \boldsymbol{\kappa}^2(\Delta - \beta\, Y)^2}}\right]^2.$$

Расчет нелинейной характеристики выходной интенсивности *Y* на основе (4) удобно проводить, изменяя *Y* как линейно нарастающий неотрицательный параметр и вычисляя $K_0 L$ как его функцию. В общем случае достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при

достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при небольшом превышении порога однозначную, хотя и существенно нелинейную, связь выходной интенсивности и мощности накачки (рис.2, *а, кривая 1*).

Для иллюстрации выбраны варианты сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимостей, свидетельствующему об их гистерезисном поведении. Изменение параметров в схеме при условии значительного различия сечений перехода (более чем на порядок) в среде модулятора и активном слое усиливающего элемента может привести к качественной деформации кривых (рис.2, *а*). Характеристика проявляет бистабильность – одному значению мощности накачки соответствует два значения выходной интенсивности. Переключение зависимости с одной ветви $Y(\alpha)$ на другую возможно при изменении уровня накачки от достигнутого в окрестности точек поворота на гистерезисных кривых. Расстояние между точками поворота характеристики (ширину петли гистерезиса) можно регулировать, изменяя уровень обратной связи или ненасыщенного поглощения в пленке модулятора**.**

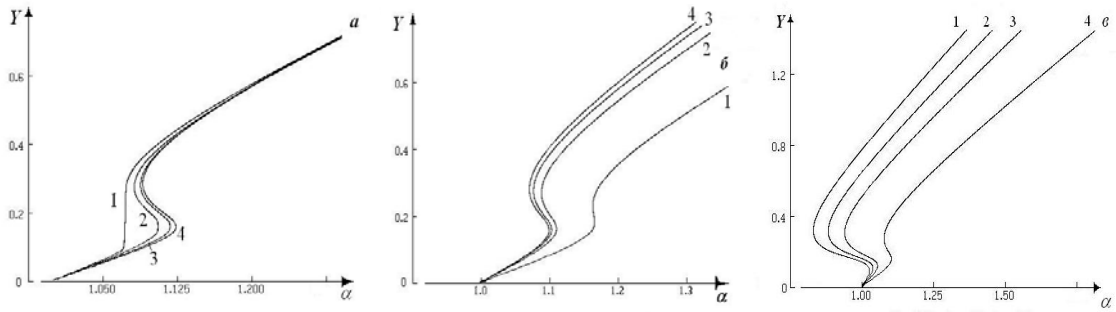


Рис.2. Зависимость выходной мощности от относительного параметра накачки $\alpha = K_0 L / \ln\left(1/\sqrt{R(Y=0)}\right)$

$\Delta = 1.0$, $\beta = 0(1), 2(2), 4(3), 5(4)$, $k^2D = 10.0$, (*а*); $\Delta = 1.0$, $\beta = 1.5$, $k^2D = 0(1), 5(2), 15(3), 100(4)$, (*б*); $\beta = 2.0$, $\Delta = 0.5(1), 0.6(2), 0.71(3), 1.0(4)$, $k^2D = 10{,}0$ (*в*); $\kappa = 4.0$; $\sigma = 100$.

Результаты многократных расчетов характеристик выходной мощности на основе (4) позволили также сделать вывод о том, что возникновение бистабильных особенностей у характеристик $Y(\alpha)$ существенно зависит от уровня ненасыщенного поглощения в фильтре, а также степени автомодуляционного смещения (рис.2, *а*). Проявление гистерезиса в значительной степени обусловлено уровнем фазовой модуляции излучения в веществе модулятора (автомодуляционным смещением частоты). Влияние диффузии носителей на появление бистабильности в ватт-амперной характеристике также существенно (рис.2, *б*). Известно, что диффузия сильно уменьшает продольную модуляцию инверсии интерференционным полем лазерных мод. Условия проявления бистабильно-

сти в этом случае более оптимальны. Положение и размер гистерезисной области на ватт-амперной характеристике зависят также от соотношения частоты генерации и центра резонанса поглощения в пленке (рис.2, *в*)

Основным результатом работы является доказательство возможности гистерезисного поведения мощности излучаемого поля в зависимости от накачки. Показано, что это возможно при условии значительного различия (более чем на порядок) сечения резонансного перехода в среде усиливающего элемента по отношению к сечению перехода в планарном модулирующем слое. Важным фактором проявления гистерезиса оказывается также зависимое от уровня нелинейной рефракции автомодуляционное смещение спектральной линии поля в среде тонкослойного модулятора.

Работа выполнена при поддержке Белорусского РФФИ (проект Ф06М-231) и ФФИ Министерства образования РБ (договор № 126-06).

Литература

1. *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света. Москва. 1988. 520 с.
2. *Хомченко А. В.* Волноводная спектроскопия тонких пленок. Мн.: Университетское, 2002. 222 с.
3. *Юревич В. А.* Бистабильность пропускания тонкого слоя вещества с квазирезонансными компонентами поляризуемости // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 661 – 665.
4. *Лебедев В. И., Юревич В. А., Ясень А. И.* Генерация импульсов твердотельным лазером с самонаведенной амплитудно-фазовой решёткой в активной среде // Доклады АН БССР. 1985. Т. 29, № 10. С. 913 – 916.
5. *Glasunova E. V., Yurevich V. A.* Nonlinear reflection of light by thin-film resonant system // Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины. 2006. № 9. С. 53 – 57.
6. *Бабушкин И.В., Павлов П.В., Лойко Н.А.* Влияние α–фактора на динамику двухслойной полупроводниковой структуры // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 4. С. 355 – 360.

О. Г. Жевняк, Д. В. Поздняков, А. В. Борздов, В. М. Борздов,
В. О. Галенчик

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В GaAs-КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С УЧЕТОМ УШИРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

В настоящее время GaAs-квантовые проволоки представляют большой научный интерес. Это связано, прежде всего, с тем, что в них удается наблюдать влияющие на перенос носителей заряда различные квантовые эффекты, обусловленные одномерностью электронного газа. К числу таких эффектов относятся осцилляции дрейфовой скорости электронов во времени, наблюдающиеся после включения ступенчатого электрического поля. Данные осцилляции обусловлены особенностями рассеяния электронов на полярных оптических фононах.

Эффект возникновения осцилляций дрейфовой скорости электронов в идеализированных GaAs-квантовых проволоках бесконечной длины и прямоугольного поперечного сечения с учетом рассеяния заряженных частиц на полярных оптических фононах в условиях электрического квантового предела впервые изучался в [1] многочастичным методом Монте-Карло. Однако, как было отмечено в работе [2], расчетные данные в идеализированном случае могут находиться в резком противоречии с экспериментом. При этом данное противоречие объясняется в [2] тем, что в идеализированной квантовой проволоке энергетический спектр электронов кусочно-непрерывный, а энергетические уровни квантовых состояний частиц бесконечно узкие. В то же время в реальных квантовых проволоках с уширенными энергетическими уровнями образуется непрерывный энергетический спектр резонансного характера. Чтобы избежать противоречий нами был разработан подход к учету влияния уширения энергетических уровней в квантовых проволоках на интенсивность фононного рассеяния (см., например, [3]). Целью же настоящей работы стало моделирование методом Монте-Карло влияния уширения энергетических уровней в GaAs-квантовой проволоке квадратного поперечного сечения на поведение осцилляций дрейфовой скорости. Чтобы снизить степень воздействия на характер осцилляций эффектов непараболичности и разогрева электронов ограничимся рассмотрением условий низких температур и невысоких напряженностей электрического поля. По этой причине выберем в качестве исследуемого случай $T = 77$ К и $\varepsilon = 5 \cdot 10^5$ В/м.

Согласно [3] интенсивность рассеяния электронов при поглощении “+” или испускании “–” полярного оптического фонона в квантовом пре-

деле для GaAs-квантовой проволоки с учетом уширения первого энергетического уровня может быть рассчитана по следующим формулам:

$$W^{\pm}(E_k) \approx \frac{\alpha^{\pm} E^{\pm} \Theta(E^{\pm} - E_0)\sqrt{\sqrt{1+\eta^2}-1}}{\sqrt{(E^{\pm}-E_0)^2+(\eta E^{\pm})^2}\sqrt{\sqrt{(E^{\pm}-E_0)^2+(\eta E^{\pm})^2}-(E^{\pm}-E_0)}} \times$$

$$\times\left[\left(\left(\sqrt{E_k}-\sqrt{E^{\pm}-E_0}\right)^2+E_0\right)^{-1}+\left(\left(\sqrt{E_k}+\sqrt{E^{\pm}-E_0}\right)^2+E_0\right)^{-1}\right],$$

$$\alpha^{\pm} = \left(\frac{8}{3\pi}\right)^4\left(\frac{1}{\chi_\infty}-\frac{1}{\chi_0}\right)\frac{e^2\hbar\omega}{L^2\sqrt{2m^*}}\left(N_{\text{ph}}+\frac{1}{2}\pm\left(-\frac{1}{2}\right)\right),$$

$$E^{\pm} = E_k + E_0 \pm \hbar\omega, \eta = \frac{2\sigma}{L}+\frac{1}{\pi}\left[\left(\frac{L}{2\delta}\right)^2+3\exp\left(-\frac{2}{5}\left(\frac{L}{2\delta}\right)^2\right)\right]^{-1},$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}}\frac{\sqrt{m_{\text{Ga}}}+\sqrt{m_{\text{As}}}}{\sqrt{m_{\text{Ga}}m_{\text{As}}}}\left(1+\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_{\text{B}}T}\right)\right)^{1/2}\left(1-\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_{\text{B}}T}\right)\right)^{-1/2},$$

где Θ – ступенчатая функция; E_k – кинетическая энергия электрона; E_0 – собственное значение энергии основного квантового состояния; $\chi_\infty(\chi_0)$ – оптическая (статическая) диэлектрическая проницаемость GaAs; e – электрический заряд электрона; $\hbar$ – постоянная Планка; ω – циклическая частота полярного оптического фонона; L – ширина или высота квантовой проволоки; m^* – эффективная масса электрона в GaAs; N_{ph} – число фононов; k_{B} – постоянная Больцмана; δ – среднеквадратическое отклонение шероховатой поверхности квантовой проволоки от плоскости, $m_{\text{Ga}}(m_{\text{As}})$ – масса атома Ga (As).

На рис. 1 представлена суммарная интенсивность рассеяния электронов на полярных оптических фононах в объемном полупроводнике (кривая 1), а также в исследуемой квантовой проволоке размером 4×4 нм^2 при минимальном коэффициенте уширения $\eta = \eta_{\min} = 2\sigma/L$ (кривая 2) и максимальном $\eta = \eta_{\max} = 2\sigma/L + 1/(3\pi)$ (кривая 3). Из приведенного рисунка видно, что уширение первого энергетического уровня очень сильно влияет на интенсивность рассеяния заряженных частиц. Этот факт, в свою очередь, будет обуславливать изменение во времени дрейфовой скорости электронов при изменении величины уширения энергетического уровня.

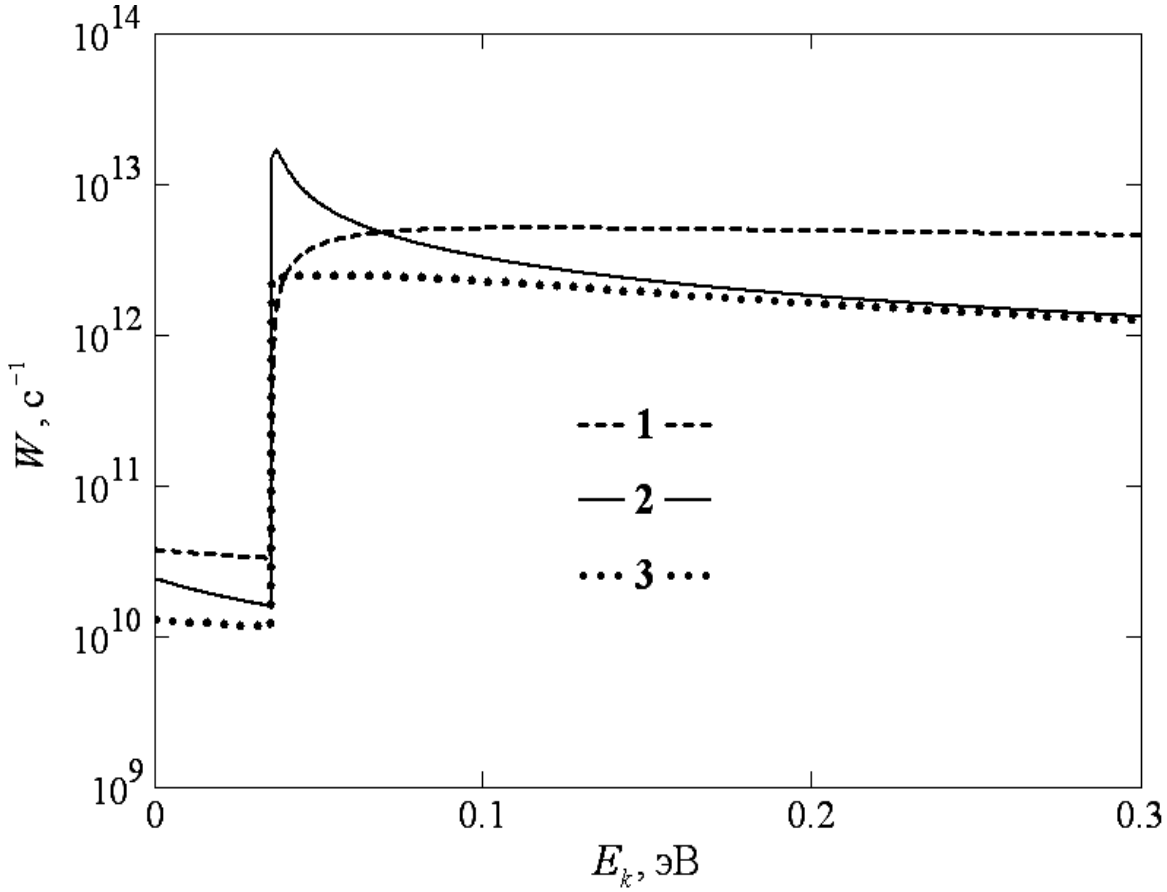


Рис. 1. Зависимость суммарной интенсивности рассеяния электронов на полярных оптических фононах в арсениде галлия W от кинетической энергии заряженных частиц E_k

Для выяснения характера и степени влияния уширения первого энергетического уровня на дрейфовую скорость электронов в GaAs-квантовой проволоке нами по аналогии с работой [4] был проведен вычислительный эксперимент на основе метода Монте-Карло.

На рис. 2 для примера представлены результаты моделирования переноса электронов в проволоке бесконечной длины без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) уширения первого энергетического уровня при $\delta = 0.3$ нм.

Поведение кривых наглядно отражает влияние уширения первого энергетического уровня на дрейфовую скорость электронов во времени. Нетрудно заметить, что при учете уширения энергетического уровня увеличивается амплитуда осцилляций и среднее значение дрейфовой скорости электронов.

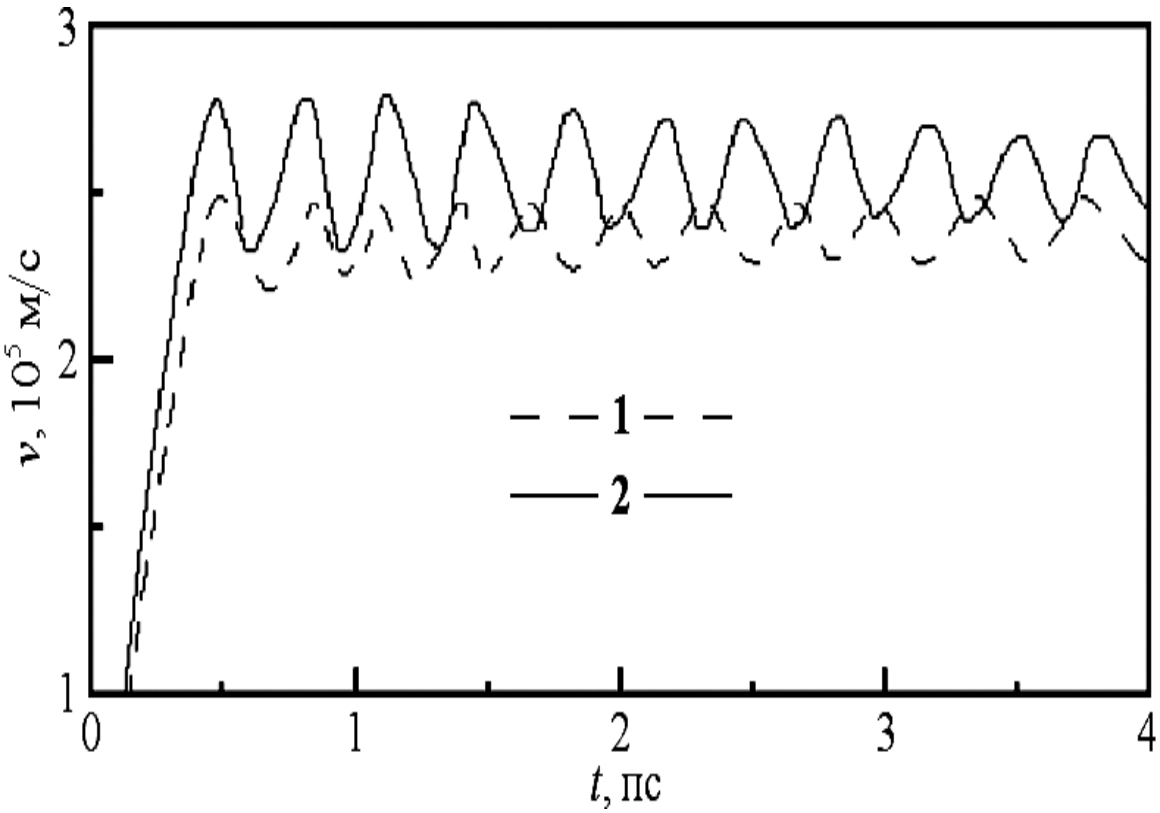


Рис. 2. Осцилляции дрейфовой скорости электронов во времени в GaAs-квантовой проволоке бесконечной длины, обусловленные рассеянием частиц на полярных оптических фононах

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что осцилляции дрейфовой скорости электронов во времени зависит от ширины энергетических уровней. При этом, как оказывается, в рамках рассмотренных нами модельных приближений уширение уровней не очень сильно влияет на дрейфовую скорость носителей заряда, приводя к изменению последней не более чем на 15%.

Литература

1. *Осадчий В. М.* // ФТП. 1994. Т. 28, вып. 9. С. 1636–1644.
2. *Calecki D.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1986. Vol. 19. P. 4315–4328.
3. *Поздняков Д. В., Борздов В. М.* // ФТТ. 2003. Т. 45, вып. 12. С. 2238–2241.
4. *Borzdov V. M., Komarov F. F., Homich A. V., Zhevnyak O. G.* // Phys. Low-Dim. Struct. 1997. Vol. 10, P. 63–69.

К. И. Русаков, В. В. Паращук, Р. Б. Джаббаров

НОВЫЕ АКТИВНЫЕ СРЕДЫ И ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СТРИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

Стримерный разряд в полупроводниках рассматривается как разновидность неразрушающего электрического пробоя твердых тел и является высокоэффективным методом получения инверсной населенности в однородных средах при возбуждении короткими импульсами электрического поля [1]. Исследование свойств стримерных разрядов открывает новые возможности для изучения нелинейных оптических, электрических, акустических и других явлений в твердых телах [2]. Цель настоящей работы – выяснение закономерностей воздействия интенсивного излучения и сильного электрического поля, создаваемых стримерным разрядом, на полупроводниковую активную среду, разработка методов существенного повышения ресурса и эффективности стримерного лазера при предельных режимах работы, а также поиск новых перспективных активных сред. Ранее по данным вопросам сообщались предварительные результаты исследований [3 – 6].

Повышение ресурса и эффективности стримерного лазера при предельных режимах эксплуатации

Увеличение ресурса, стабильности и улучшение некоторых других базовых характеристик стримерного лазера является одной из проблем, которая полностью не решена до настоящего времени. Решение этой задачи требует учета взаимодействия разряда со средой, в частности комплексного воздействия на среду сильных электрических и оптических полей, а также других интенсивных факторов, сопровождающих разряд. Актуальность данного вопроса возрастает в случае предельных режимов эксплуатации ПСЛ.

Опыт показывает, что максимальная интенсивность стримерного разряда достигается при возбуждении через дополнительный разрядный промежуток в окружающей среде (диэлектрической жидкости), обостряющий фронт прикладываемого импульса напряжения [2, 7]. В этом случае для увеличения срока службы излучающего элемента требуется применение специальных мер его защиты от непосредственного воздействия искрового разряда в жидкости. В качестве таких мер является использование предохраняющего (буферного) материала от воздействия на рабочий кристалл сильного электрического поля и искрового разряда. Одновременно буферный слой не должен препятствовать интенсивной генерации излучения стримеров.

Поиск материалов, пригодных для создания предохраняющего слоя осуществлялся среди различных твердых тел - диэлектриков, полупроводников и металлов при различных условиях, среди которых важнейшими являются условия перехода (передачи энергии) разрядов между слоями. В итоге было установлено, что наибольшей эффективностью в указанном смысле характеризуется система, состоящая из рабочего кристалла - пластинки CdS толщиной ~ 0,5 мм, ориентированной в плоскости типа {0001}, и защитного слоя из этого же кристалла толщиной ~ 1 мм, вырезанного в плоскости $\{1\bar{2}10\}$ (рис. 1).

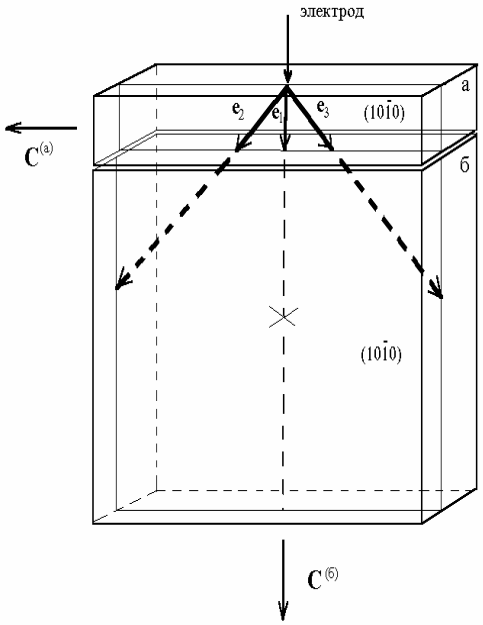


Рис. 1. Схема возбуждения разрядов и взаимная ориентация защитного (буферного) (*а*) и рабочего (*б*) кристаллов CdS в импульсно-периодическом режиме

В плоскости {0001} проекции стримерных треков образуют шестилучевую звезду, что облегчает наблюдения, а во втором образце разряды распространяются под некоторыми углами к нормали. Наибольшая длина стримерных треков и интенсивность их свечения наблюдаются при такой геометрии перехода (оптимальные условия), когда пространственная ориентация стримеров в защитном (буферном *а*) и рабочем (*б*) кристаллах практически одинакова. Это соответствует наименьшим потерям энергии при переходе и обеспечивает минимальные разрушения поверхности рабочего тела. Так как плоскости $(1\,0\bar{1}0)$ кристаллов, в которых распространяются стримеры, параллельны, то этим достигается незначительное отклонение стримеров типа $\mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}_3$ в

рабочем кристалле от первоначальных в защитном слое. В отличие от стримеров указанного типа переход e_1 затруднен из-за необходимости существенного изменения направления движения (на ~ 90^0). Такой переход разрядов из одного кристалла в другой возможен вследствие близости углов ориентации стримеров к значению ± 45° относительно оси С.

В описанной геометрии возбуждения одиночными импульсами с частотой следования до 50 Гц и амплитудой не более 50 кВ в рабочем кристалле на протяжении, как минимум, 1.5 – 2.0 ч наблюдалась устойчивая картина стримерных треков без заметного снижения интенсивности свечения, что при прочих равных условиях на 1 – 2 порядка превышает литературные данные и соответствует $N \sim 10^6$ импульсов. Влияние защитного слоя на интенсивность стримерного излучателя и его ресурс показано на рис. 2.

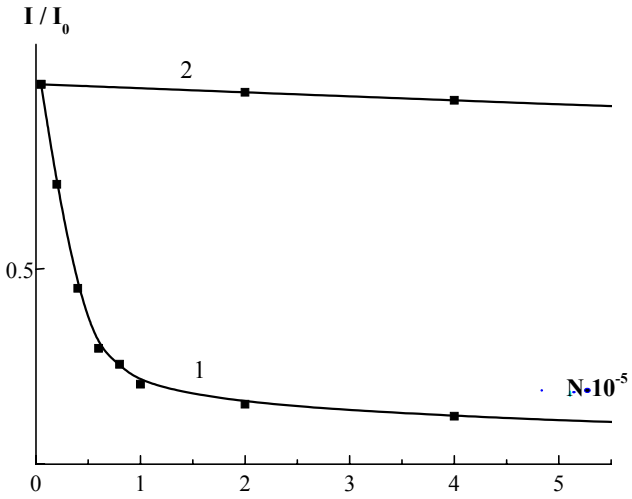


Рис. 2. Сравнительная интенсивность свечения стримерных разрядов в зависимости от экспозиции в отсутствие (1) и при наличии буферного слоя (2)

Следует отметить, что при предельных режимах в защитном материале возникают разрушения в виде глубокого, почти сквозного кратера, тогда как в рабочем кристалле они имеют незначительную глубину проникновения, практически на уровне начальной стадии разрушений (рис. 3). С увеличением количества возбуждающих импульсов до ~10^5 размеры кратера возрастают и для восстановления начальной энергии излучения необходимо сдвигать игловой электрод от исходного положения на расстояние ~1.2 – 1.4 мм.

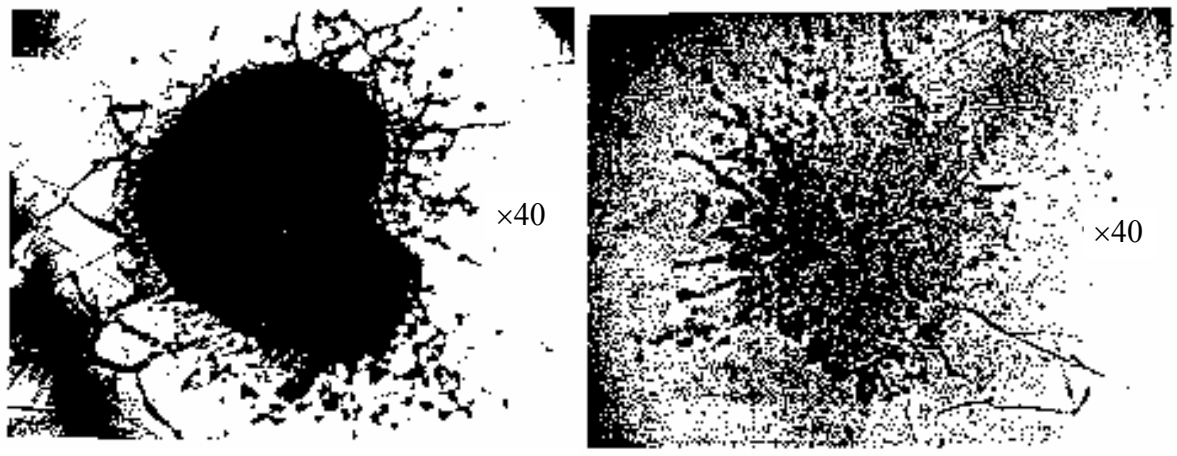


Рис. 3. Состояние поверхности защитного (буферного) (*а*) и рабочего (*б*) кристаллов CdS при импульсно-периодическом режиме возбуждения стримеров

Влияние кристаллического микрорельефа на эффективность генерации света при стримерном возбуждении

Изучены условия перехода разрядов между кристаллами для случая, когда в роли рабочего кристалла использовался образец в виде пластины толщиной не более 100 мкм, имеющий одну полированную поверхность, а другую - травленную с микрорельефом, элементы которого сравнимы с длиной волны света [8]. При этом поверхностью перехода стримеров служила поверхность микрорельефа, а буферным кристаллом - образец с двумя полированными поверхностями толщиной 1 – 2 мм, ориентированный указанным выше образом (рис. 4). Резонатор лазера образован поверхностью микрорельефа и противоположной ей поверхностью рабочего кристалла.

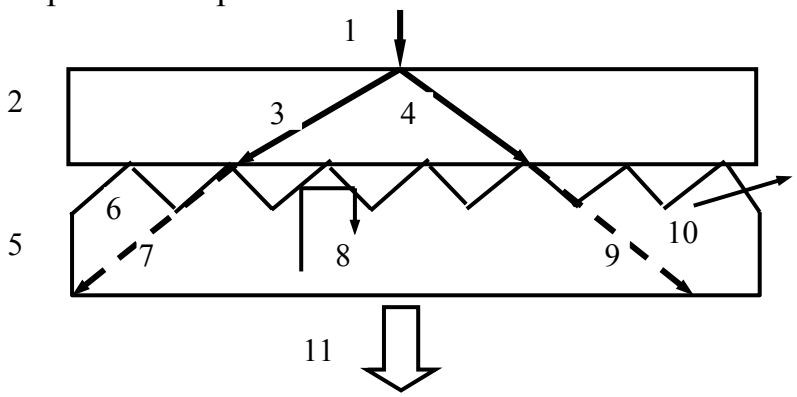


Рис. 4. Схема возбуждения генерации света в лазерной системе при наличии микрорельефа

1-электрод, 2, 5-буферный и рабочий кристаллы, 6-микрорельеф, 3,4 – разряды в защитном слое, 7, 9 – стримеры в рабочем кристалле, 8, 10 – отраженные и преломленные лучи на гранях элементов микрорельефа, 11 – генерируемый пучок света

На систему подавались пакеты импульсов амплитудой до 150 – 200 кВ. Выяснилось, что в случае наличия микрорельефа на поверхности излучателя контакт между кристаллами хуже, чем между полированными поверхностями, что несколько затрудняет переход стримера. Однако указанный недостаток компенсируется значительным усилением стримерного свечения (в 2 – 3 раза). На основании данных работы [8] можно полагать, что микрорельеф на поверхности излучателя приводит к значительному увеличению потерь для неаксиальных мод и повышению эффективности отражения (возврата) излучения в активную среду, вследствие чего возрастает КПД генерации.

Разрушения, возникающие на естественных поверхностях фигур травления микрорельефа, прогрессируют медленнее, чем в случае гладкой поверхности. При этом возрастает лучевая прочность такого излучателя и его эффективность в целом.

Взаимодействие стримерного разряда с активной средой лазера

В связи с комплексным воздействием стримерных разрядов представляло интерес выяснить их влияние на спектроскопические (люминесцентные) характеристики активной среды при различных температурах. Использовались образцы в виде плоскопараллельных пластинок толщиной 0.5 – 1.1 мм, ориентированных в плоскостях $(1\,0\bar{1}0)$ так, чтобы полярная ось была направлена вдоль длинной стороны пластины. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались с грани образца, через которую выходило излучение стримерных разрядов, возбуждаемых импульсами напряжения амплитудой ~ 50 кВ с частотой следования до 5 Гц. При этом влияние искры, воздействующей на противоположную грань кристалла, устранялось. Люминесценция возбуждалась излучением непрерывного гелий-кадмиевого лазера ЛГН-409 с длиной волны излучения 325 нм при комнатной температуре и при температуре жидкого азота.

Установлено, что в условиях использовавшегося в качестве диэлектрической среды авиационного керосина при $T = 300$ К воздействие на кристалл (экспозиция) $N \sim 5 \cdot 10^3$ разрядов приводит к снижению интенсивности ФЛ примерно в 2 раза по сравнению с начальной интенсивностью аналогично данным работ [9, 10]. В соответствии с этими данными в ряде широкозонных полупроводников под воздействием УФ лазерного излучения происходит дефектообразование и фоторазложение, а также существенное снижение интенсивности собственной люминесценции после облучения. Поэтому в нашем случае предпринимались специальные меры по устранению

возможного влияния излучения He-Cd лазера на результаты проводимых исследований. Дальнейшая экспозиция при $N \sim 5 \cdot 10^3$ также сопровождалась уменьшением интенсивности ФЛ. Затем опыты были повторены при Т = 78 К с целью контроля поведения экситонных линий. Особенность поведения этих линий состоит в зависимости их интенсивности от экспозиции, в частности в постепенном ее увеличении в ~10 раз при $N = 1.5 \cdot 10^4$ и резком уменьшении после $N = 2.5 \cdot 10^4$. Данный эффект усиления-тушения ФЛ носит обратимый характер, так как воспроизводится после выдержки в течение времени $\tau \sim 24$ ч при Т = 300К.

На рис. 5 показана перестройка спектра ФЛ с ростом экспозиции до $N = 3 \cdot 10^4$. Интенсивность "зеленой полосы" уменьшается приблизительно в два раза по сравнению со случаем $N = 2.5 \cdot 10^4$, полуширина ее увеличивается, а экситонные линии исчезают, что свидетельствует о сильном изменении состояния поверхности кристалла. Наблюдаемую трансформацию спектра можно объяснить интенсивным разложением приповерхностного слоя с образованием безызлучательных дефектов и комплексов. Вследствие совместного действия сильного электрического поля и мощного излучения разрядов в приповерхностном слое, вероятно, происходит разрушение кристаллической решетки, начинающееся на различного рода дефектах, образованию которых способствуют механические деформации и остаточные напряжения. При этом оказавшиеся на поверхности решетки ионизированные (вследствие высоких уровней возбуждения) атомы исходных компонентов кристалла и примесей могут вступать в химические реакции с окружающей кристалл диэлектрической жидкостью и создавать различные комплексы, приводящие к изменению спектра ФЛ.

При использовании в качестве диэлектрической жидкости авиационного керосина воздействие искрового разряда и сильного электрического поля приводят к разложению больших органических молекул на мелкие части и образованию различных ассоциатов с дефектами на поверхности кристаллической решетки. Разложение монокристаллов CdS не стимулируется гексаном, этилацетатом и этанолом [11]. Опыты по стримерной накачке в гексане и серном эфире указали на отсутствие перестройки спектра даже при экспозиции $N = 3 \cdot 10^4$, что свидетельствует о меньшей интенсивности процессов разложения поверхности сульфида кадмия в этих жидкостях по сравнению с керосином в рассматриваемых условиях.

Таким образом, изложенные выше результаты можно объяснить возникновением дефектов решетки в приповерхностном слое кристалла

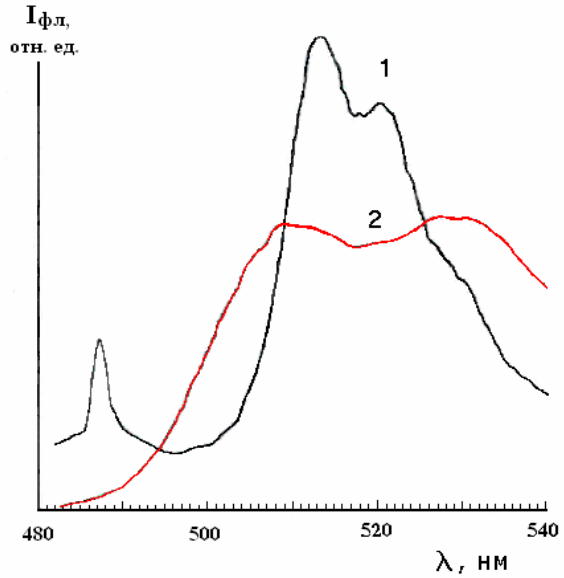


Рис. 5. Спектры ФЛ монокристаллов CdS в зоне воздействия стримерного разряда при экспозиции $N = 2.5 \cdot 10^4$(1) и $3 \cdot 10^4$ (2); T = 80 K

и его последующим химическим разложением при совместном действии сильного импульсного электрического поля и фотохимических реакций, т. е. комплексным воздействием стримерного разряда. Путем выбора окружающей диэлектрической среды представляется возможным минимизировать влияние указанных факторов с целью повышения ресурса и улучшения характеристик стримерного лазера.

Поиск новых перспективных активных сред

Стримерные разряды получены и исследованы (с участием авторов) в ряде бинарных, тройных и более сложных соединений, как хорошо изученных, так и новых (см. обзор [2]): ZnS (длина волны излучения $\lambda \sim 345 – 355$ нм), ZnO (~ 400 нм), ZnSe (447 – 470 нм), ZnTe, CdSe и CdS_xSe_{1-x} (610 – 630 нм), GaAs (~ 830 нм); $AgGaS_2$ (~ 550 нм), $CuGaS_2$, $CuGaSe_2$ (820 – 960 нм), $CuGaS_{2x}Se_{2(1-x)}$ (700 – 960 нм). Общий итог этих исследований – стримерные разряды как быстропротекающее явление носят характер кооперативных самоорганизованных процессов [12], в которых оптическим явлениям отводится важнейшая роль. При этом результаты исследования эффективности полупроводникового лазера с использованием микрорельефа при оптической накачке [8] положены в основу разработки мощных полупроводниковых лазеров (излучающих зеркал), накачиваемых электронным пучком [13], и оказались

полезными, как отмечалось выше, для увеличения мощности (КПД) и ресурса стримерного лазера.

В заключение остановимся на результатах изучения условий возбуждения, пространственных и оптических свойств разрядов еще в одной интересной среде - кристаллах $CaGa_2S_4$:EuF_3, $Ca_mGa_2S_n$ ($m = n - 3$) - представителях широкозонных соединений типа $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ [5]. Это монокристаллы орторомбической симметрии класса D_{2h}^{24} и кубической сингонии, характеризующиеся слоистой кристаллической структурой при толщине слоевого пакета ~ 30 – 100 мкм [14]. Рассматриваемые соединения являются модельным объектом для исследования закономерностей стример-ных разрядов в квазидвухмерных средах. Привлекательность соединений рассма-триваемого типа обусловлена и тем, что выполненные нами ранее попытки возбудить стримерные разряды в высокоомных слоистых монокристаллах типа GaSe, широко применяемых в научных исследованиях и на практике, не привели к успеху. Использование неразрушающих разрядов расширяет возможности изучения реальной слоистой кристаллической структуры, ее электрических и оптических свойств.

Исследовались совершенные монокристаллы $CaGa_2S_4$:Eu и $Ca_4Ga_2S_7$:Eu размером ~ 5×3×1 мм с удельным сопротивлением ~ 10^9 – 10^{10} Ом·см, выращенные диффузионным методом газотранспортной реакции. Рабочая поверхность образца получена путем скалывания, разряды возбуждались импульсами напряжения амплитудой ~ 50 кВ и длительностью ~ 100 нс через разрядный промежуток в диэлектрической жидкости по стандартной методике [1,2,8] и в пакетно-импульсном режиме [7]. Определены условия возникновения разрядов при комнатной температуре и температуре жидкого азота в зависимости от геометрии опыта, амплитуды и полярности возбуждающих импульсов. Наблюдались одиночные кристаллографически ориентированные разряды (по предварительным данным в направлениях типа [100] для $CaGa_2S_4$ и [110] для $Ca_4Ga_2S_7$), локализованные в плоскости слоевого пакета, с выходом основной части светового потока вдоль канала. Переход от T = 300 К к 77 К приводит к заметному увеличению интенсивности разряда. Образование одиночных разрядов, снижение общего числа стримеров и их типов наблюдалось нами ранее в стержневидных и пластинчатых кристаллах CdS и интерпретируется в рамках представления о взаимодействии электромагнитных волн микроволнового и видимого диапазонов, инициированных разрядом [15, 16]. В более общем плане такой подход соответствует представлению о стримерах как о самоорганизованных процессах [12] и

согласуется с полученным результатом. Следует отметить, что интенсивность стримерной люминесценции (СЛ) исследуемых кристаллов сравнима с ФЛ неактивированных образцов при средних уровнях лазерного возбуждения. Этот факт и анализ спектров СЛ и ФЛ при различных температурах позволяют сделать вывод о собственном характере свечения соединений типа $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ при стримерном возбуждении и о существенной роли излучательных процессов в формировании указанных разрядов.

Заключение

Разработан метод повышения более чем на порядок (до ~ 10^6 импульсов) ресурса стримерного лазера при предельных режимах работы, суть которого заключается в использовании основных свойств стримерных разрядов в полупроводниках - кристаллографической направленности и способности разряда переходить из кристалла в кристалл, а также особенностей этого перехода для стримеров разного типа. При этом необходим защитный слой из однотипного полупроводника с ориентацией, соответствующей минимальным изменениям направлений распространения стримеров на границе перехода защитный слой-излучатель. Установлено, что наличие микрорельефа в виде фигур травления с размером порядка длины волны света на поверхности перехода между защитным кристаллом и активным элементом повышает эффективность излучателя в целом. Нелинейное взаимодействие излучения разряда с полупроводником в волноводном режиме уменьшает разрушения кристаллической решетки.

На примере кристаллов CdS обнаружено влияние стримерных разрядов на излучательные свойства активной среды, проявляющееся в возникновении обратимых изменений интенсивности и перестройки ее спектра ФЛ. Предполагается, что спектральные изменения обусловлены образованием в приповерхностной области комплексов, связанных с дефектами, и процессами химического разложения кристалла под действием разрядов. Определены условия минимизации данного явления с целью повышения ресурса и стабильности характеристик стримерного лазера. Обнаружено и изучено стримерное свечение в новых перспективных соединениях $CaGa_2S_4$:EuF_3, $Ca_mGa_2S_n$ ($m = n - 3$) с орторомбической и кубической симметрией и показано, что закономерности разрядов в слоистых кристаллах подобны свойствам стримеров в пластинчатых (квазидвумерных) средах.

Литература

1. *Basov N. G., Molchanov A. G., Nasibov A. S., e. a.* Laser Action in Semiconductor and Dielectrics Excited by the Electric Field // IEEE J. Quant. Electron. 1974. Vol. QE-10, № 9. P. 794 – 796.
2. *Грибковский В. П.* Стримерное свечение в полупроводниках // ЖПС. 1984. Т. 40, № 5. С. 709 - 718.
3. *Грибковский В. П., Паращук В.В., Русаков К .И.* Физика стримерных лазеров: Итоги и перспективы // Лазерная физика и спектроскопия: Матер. 4-й Междунар. конф. Гродно: ГрГУ, 1999. С.38 – 40.
4. *Грибковский В .П., Паращук В. В., Русаков К. И.* О воздействии стримерных разрядов на кристаллы CdS // Физика имп. воздействий на конденс. среды: Матер. VIII науч. школы. Николаев: Ин-т имп. процессов и технол. НАН Украины, 1997. С. 10.
5. *Грибковский В. П., Тагиев Б. Г., Джаббаров Р. Б., Паращук В. В.* Свечение электрических разрядов в монокристаллах CaGa2S4:Eu // Физика импульсных разрядов в конденсированных средах: Сб. материалов IX науч. школы / Ин-т имп. процессов и технол. НАН Украины. - Николаев, 1999. - С. 28 – 29.
6. *Паращук В. В., Русаков К. И.* О динамике стримерного разряда в полупроводниках // Вестник БГТУ. Физ., мат., информ. 2004. № 5. С. 16 – 19.
7. *Грибковский В. П., Паращук В. В., Яблонский Г. П.* Стримерное возбуждение генерации в высокочастотном режиме // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 6. С. 1145 – 1149.
8. *Грибковский В. П., Паращук В. В., Яблонский Г. П.* Повышение КПД и мощности полупроводникового лазера с оптической двухфотонной накачкой // Квантовая электроника / Ин-т полупроводников АН УССР. Киев: Наукова думка, 1990. Вып. 38. С. 1 – 7.
9. *Бохонов А. Ф., Творонович Л. Н., Яблонский Г. П.* Дефектообразование в кристаллах CdS и ZnSe под воздействием излучения азотного и эксимерного лазеров // ФТТ. 1988. Т. 30, № 6. С. 1585 – 1593.
10. *Яблонский Г. П.* Образование дефектов решетки в широкозонных полупроводниках A2B6 под воздействием излучения азотного лазера // ФТТ. 1984. Т. 26, № 4 . С. 995 – 1001.
11. *Яблонский Г. П., Беляева А. К.* Фоторазложение полупроводников ZnS, ZnSe и CdS под воздействием УФ-излучения He-Cd-лазера // Физика и химия обработки материалов. 1989. № 4. С. 30 – 34.
12. *Грибковский В. П.* Стримеры в полупроводниках – кооперативные самоорганизованные процессы // Докл. АН БССР. 1985. Т. 29, № 10. С. 896 – 898.
13. *Гурский А. Л.* Лазеры с возбуждением электронным пучком на основе соединений A2B6 (Обзор) // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С.601 – 618.
14. *Тагиев Б. Г., Абдуллаев А. Б., Тагиев О. Б., Джаббаров Р. Б.* Люминесцентные свойства соединений $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ // ЖПС. 1995. Т. 62, № 3. С. 145 – 151.
15. *Грибковский В. П., Паращук В. В., Русаков К. И.* О кристаллографической ориентации стримерных разрядов // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 11. С. 169 – 171.
16. *Паращук В. В., Грибковский В. П., Русаков К. И., Прокопеня А. Н.* Излучательные процессы при разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси. 1997. Т. 41, № 3. - С. 43 – 47.

Г. Д. Ивлев, Е. И. Гацкевич

МОДИФИЦИРОВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ a-Ge/Si ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гетероэпитаксиальные структуры Ge_xSi_{1-x}/Si привлекают внимание широкого круга исследователей в связи с их потенциально широким использованием в микро- и оптоэлектронных приборах, в частности, при создании фотодетекторов, высокоскоростных биполярных транзисторов, полевых транзисторов с высокой подвижностью заряда [1,2] и других приборах. Показано [3-5], что формировать указанные гетероструктуры можно путем импульсной лазерной обработки, главным достоинством которой в сравнении с обычными методами термообработки полупроводниковых материалов является возможность локализации зоны термического влияния процесса в тонком поверхностном слое образцов и, соответственно, предотвращения ухудшения электрофизических свойств базового материала, в данном случае – монокристалла кремния.

Эпитаксиальные слои Ge_xSi_{1-x} в отмеченных работах были получены воздействием потоков наноимпульсного УФ – излучения эксимерных лазеров на образцы с аморфными пленками германия a-Ge/Si(100) [4,5], сформированными фотохимическим разложением GeH_4 в газовой смеси, а также на систему a-SiGe/Si (100) [5]. Образование слоев Ge_xSi_{1-x} объясняется лазерно-индуцированным плавлением пленок и приповерхностной области подложки Si, взаимной диффузией Ge и Si в жидкой фазе и эпитаксиальным отвердеванием бинарного расплава. Ранее [6,7] методами оптического зондирования in situ на λ=0,63 мкм и растровой электронной микроскопии (РЭМ) нами выяснялись динамика воздействия излучения ArF эксимерного лазера на тонкопленочную систему a-Ge/Si(100) и морфология облученной поверхности. С целью развития исследований в этом направлении в работе изучались особенности модификации аналогичных образцов при инициировании в них фазовых превращений воздействием наносекундного излучения рубинового лазера.

Образцы при толщине пленки a-Ge около 0,1 мкм, полученной вакуум -термическим напылением германия на холодную подложку Si(100), облучались в экспериментальных условиях [8] при длительности лазерного импульса 80 нс по уровню 0,5 и неравномерности распределения энергии в лазерном пятне диаметром 2,5 мм не выше ±5 – 10%. Диагностика in situ лазерно-инициируемых фазовых превращений в системе a-Ge/Si(100) проводилась по динамике отражения от облучаемой зоны зондирующего пучка p-поляризации (λ = 1,06 мкм), сфокусированного в пятно ~ 1 мм и

направленного на образец под углом 45°. Зеркально-отраженный поток зондирующего излучения (ЗИ) детектировался скоростным фотоэлектронным умножителем ЭЛУ-ФТК, соединенным со входом запоминающего осциллографа С8-14 (время нарастания переходной характеристики 7 нс). Облученные участки образцов изучались методами РЭМ. Плотность энергии облучения E варьировалась в пределах 0,5…3,6 Дж/см^2.

Хорошо известно, что расплавленный германий (l-Ge), как и кремний, обладает свойствами жидкого металла, в котором на один ион приходится 4 свободных электрона, в связи с чем l-Ge характеризуется более высокой отражательной способностью в сравнении с a-Ge или монокристаллическим Ge (c-Ge), что приводит к возрастанию коэффициента отражения зондирующего излучения R при переходе пленки германия в расплавленное состояние (рис.1). При изменении E от 0,65 до 3,6 Дж/см^2 время нестационарности R, характеризующее продолжительность фазовых превращений в гетероструктуре, возрастает от ~ 100 до 800 нс. Обращает внимание немонотонность возрастания R до максимальной величины на начальной стадии фазовых превращений. Ранее [9] подобный характер изменения R наблюдался в аналогичных экспериментальных условиях при воздействии лазерного излучения на ионно-аморфизированные слои кремния. Было установлено, что уменьшение R после начального роста связано с промежуточной кристаллизацией Si, обусловленной пониженной (на ~ 200 К) температурой плавления аморфной фазы, вследствие чего возникает метастабильный (переохлажденный) расплав, приводящий к образованию промежуточной во времени кристаллической фазы мелкозернистого поликристалла, после чего следует дальнейшее плавление слоистой системы. Подобный эффект вероятен и в данной ситуации с гетероструктурой a-Ge/Si, поскольку – плавление a-Ge при лазерном воздействии происходит при температуре, примерно на 250 К меньшей [10] равновесной точки (1210К) фазового перехода c-Ge$\rightarrow$l-Ge, в связи с чем возникает метастабильный расплав германия, отвердевание которого предшествует образованию вторичного расплава. Пороговая плотность энергии, выше которой достигается приповерхностное плавление пленки a-Ge , составляет ~ 0,5 Дж/см^2. При величине Е близкой к 2 Дж/см^2 плавится не только пленка германия, но и прилегающей к ней приповерхностный нанослой подложки кремния (c-Si). Отметим, что равновесная точка плавления c-Si составляет 1685 К, т.е. она существенно выше температуры, при которой пленка Ge переходит в жидкое состояние.

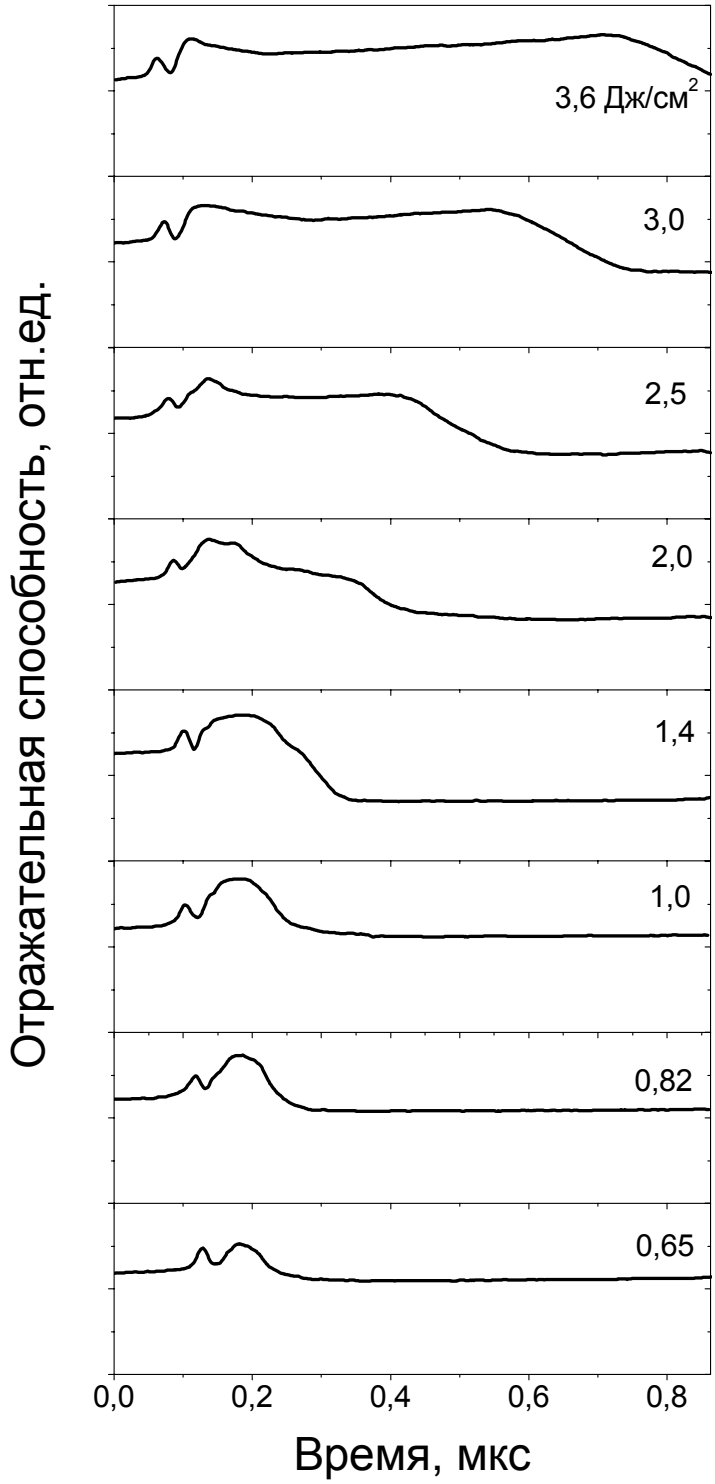


Рис.1. Динамика отражательной способности гетероструктуры a-Ge/Si, модифицируемой при разных плотностях энергии в лазерном пятне.

Плотность энергии, обуславливающая почти полное плавление пленки, приближается к 1 Дж/см^2. Воздействие лазерного импульса с такой величиной E приводит по данным РЭМ (рис.2,а) к новому, вероятно поликристаллическому, состоянию германия, однако, не по всей площади: островковые участки, которые выглядят более темными (по суммарной площади их менее 10%) не отличаются по контрасту от исходного состояния пленки. Примечательно, что в полностью расплавленной пленке образуются отверстия до 8 мкм (их примерно 10^5 см$^{-2}$). Как можно предположить, происхождение отверстий и неполное по площади плавление пленки связаны с неоднородностью адгезии ее к подложке (неоднородность теплового контакта) и локальными флуктуациями поглощаемой энергии лазерного излучения. Факт образования отверстий свидетельствует также о низкой смачиваемости (или ее отсутствием) с несколькими монослоями SiO_2 подложки Si. При указанной выше величине $E = 1$ Дж/см^2 продолжительность расплавленного состояния пленки (т.е. повышенной величины R, рис.1) ~ 0,1 мкс, что есть время образования отверстия, например диаметром 8 мкм. Такое отверстие возникает со средней скоростью увеличения радиуса ~ 40 м/с.

Повышение E до 1,4 Дж/см^2 приводит к разрушению ~ 50% пленки при лазерном воздействии вследствие значительного возрастания числа центров зарождения отверстий (до 10^6 см$^{-2}$), максимальный диаметр которых при этом не превышает ~ 10 мкм. Вследствие образующейся весьма неоднородной поверхности образца интенсивность зеркально-отраженной компоненты зондирующего пучка преимущественно из-за возникающей диффузности в отражении уменьшается в результате произошедших фазовых превращений примерно в 2 раза (рис.1). В режимах облучения, приводящих к плавлению не только пленки германия, но и прилегающей к ней приповерхностной области подложки Si ($E \geq 2$ Дж/см^2) характер временной зависимости отражения $R(t)$ качественно другой, что можно заключить из сравнения, например, осциллограмм, соответствующих $E = 1{,}4$ и 2 Дж/см^2. Изменение динамики отражательной способности системы в этих режимах облучения по мере повышения E до 3,6 Дж/см^2 определяется увеличением времени фазовых превращений, интенсификацией интердиффузионных процессов и возникновением неровностей облучаемой поверхности, приводящих к нарушению зеркального отражения зондирующего пучка, но уже не по причине разрушения пленки на поверхности монокристалла Si, а вследствие массопереноса и гидродинамических эффектов в процессе взаимо

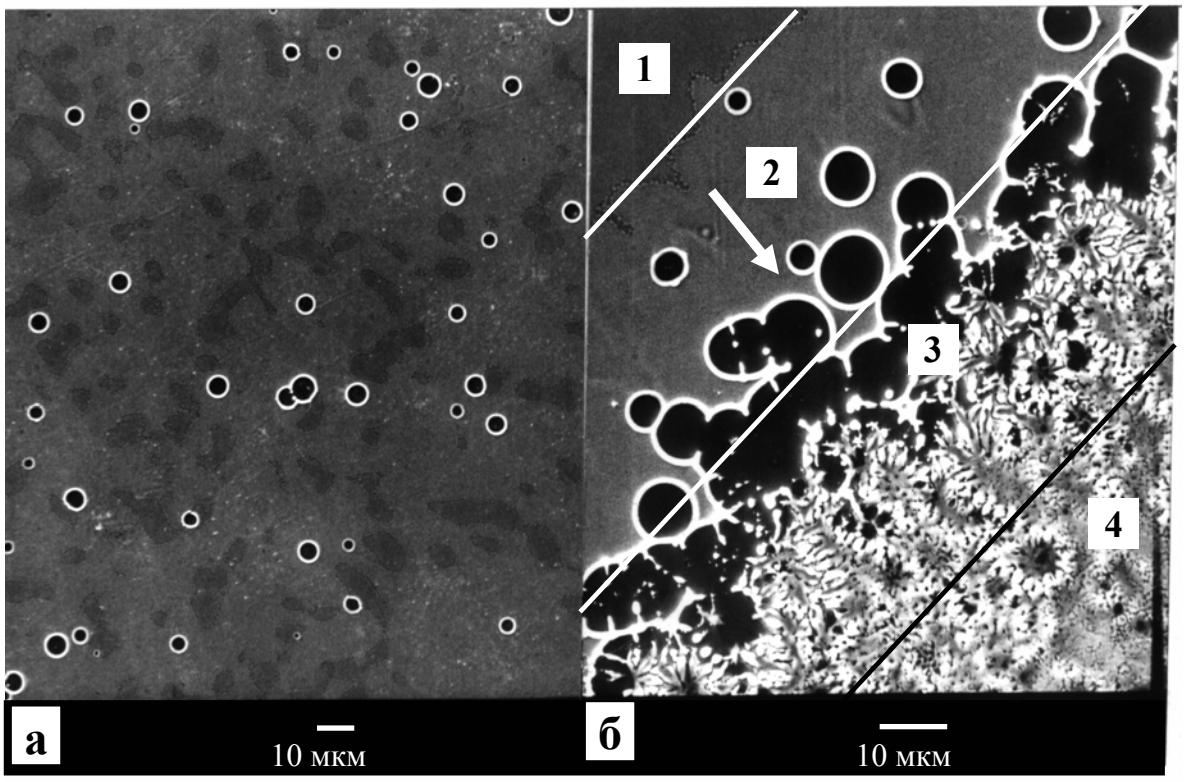


Рис. 2. РЭМ – изображение лазерно-модифицированной гетероструктуры a-Ge/Si: E = 1 Дж/см^2 (а); край зоны, облученной при E = 3,6 Дж/см^2(б)

действия жидких фаз Si и Ge, в результате чего образуется твердый раствор Ge_xSi_{1-x}.

На фотографии (рис.2,б) изображен край области лазерного воздействия на образец a-Ge/Si при плотности энергии 3,6 Дж/см^2. Расстояние, на котором в радиальном направлении плотность энергии уменьшается от максимальной в пятне до нуля составляет несколько более 0,1 мм. Изображение фрагмента поверхности гетероструктуры условно разделено прямыми линиями на 4 участка, в которых величина *E* в направлении указанном стрелкой возрастает от 0 до 1 Дж/см^2 (участок 1), затем от 1 до 1,5 Дж/см^2, от 1,5 до 2,5 Дж/см^2 (3) и от 2,5 Дж/см^2 и выше (4). Представленная иллюстрация дает представление о том, как изменяется морфология облученной поверхности в зависимости от латерального распределения плотности энергии на периферии лазерного пятна.

В экспериментах с эксимерным лазером [6,7] наблюдается в общих чертах подобная картина изменения морфологии облученной поверхности образца. В результате проведенного исследования вместе с тем выяснено существенное различие в динамике лазерного воздействия в той и другой экспериментальных ситуациях. Оно заключается в том, что эффект отвердевания расплавленной пленки (эксимерный лазер) как со сто-

роны подложки кремния, так и с поверхности в эксперименте с рубиновым лазером отсутствует, но наблюдается эффект промежуточного отвердевания (дополнительный фазовый переход), связанный с относительно низкой температурой плавления a-Ge и образованием метастабильной, сильно переохлажденной жидкой фазы.

Литература

1. *Paul D. J.* Silicon germanium heterostructures in electronics: the present and the future // Thin Solid Films.1998.Vol.321. P.172-180.
2. *Grimmeiss H. G.* Silicon-germanium – a promise into the future // ФТП. 1999. Т.33, № 9. С.1032-1034.
3. *Frangis N., Van Landuyrt J., Larcipete R et al.* High resolution electron microscopy and x-ray photoelectron spectroscopy studies of heteroepitaxial Si_xGe_{1-x} alloys produced through laser induced processing // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol.72, № 22. P. 2877-2879.
4. *Larciprete R., Willmott P., Martelli S. et al.* ArF excimer laser epitaxy of Si_xGe_{1-x} alloys studied by XRD and XPS // Appl. Surf. Sci. 1996.Vol.106. P.179-185.
5. *Krishnan S., Chaudhry M.I., Babu S.V.* Doping and crystallization of amorphous SiGe films with an excimer (KrF) laser //J . Mater. Res. 1995. Vol.10, №.8. P. 1884-1888.
6. *Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И.* Лазерно-индуцированные теплофизические процессы в гетероструктуре германий-кремний// Изв. вузов. Приборостроение. 2004. Т. 47, № 10. С. 65-69.
7. *Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И.* Воздействие наноимпульсного лазерного УФ-излучения на гетеросистему германий/кремний // Лазерная и оптико-электронная техника: сб.науч.статей. Вып.9/Отв.ред И.С.Манак. Мн.:ООО «Ковчег», 2005. С. 84-90.
8. *Ивлев Г. Д., Гацкевич Е. И.* Температурное изменение оптических свойств жидкой фазы при наносекундном лазерном плавлении кремния и германия // ФТП. 1996. Т. 30, № 11. С. 2097-2107.
9. *Ивлев Г.Д.* Промежуточная кристаллизация ионно – аморфизированного кремния в процессе наносекундного лазерного отжига// ЖТФ. 1991. Т. 61, № 1. С. 195-197.
10. *Szyszko W., Vega F., Afonso C. N.* Shifting of the thermal properties of amorphous germanium films upon relaxation and crystallization // Appl. Phys. A.1995.Vol. 61. P. 141-147.

А. Ю. Жумарь, О. В. Царюк

ДИАГНОСТИКА ФИТОФТОРОЗА ЛИСТЬЕВ КАРТОФЕЛЯ ПО ПАРАМЕТРАМ СТОКСА ОТРАЖЕННОГО ИМИ ИЗЛУЧЕНИЯ He-Ne ЛАЗЕРА

Возбудитель фитофтороза - Phytophthora infestans (Mont.) de Bary - фитопатогенный грибоподобный организм, поражающий пасленовые растения, преимущественно картофель и томаты. Phytophthora infestans развивает внутри листьев картофеля межклеточную грибницу с гаусториями. Питаясь тканями листа, он вызывает образование темных пятен, которые во влажную погоду чернеют и загнивают. Фитофтороз относится к самым опасным болезням картофеля. Степень вредоносности зависит от целого ряда факторов и, прежде всего от устойчивости сорта и метеорологических условий. Среднегодовой недобор урожая из-за развития фитофтороза составляет около 15%. Эффективный контроль за состоянием посевов картофеля позволяет своевременно провести агротехнические мероприятия, способствующие замедлению развития заболевания.

Цель данной работы - исследовать возможности лазерной поляриметрии для оценки стрессовых состояний листьев картофеля, вызванных поражением растений фитофторозом.

Методика исследований.

Параметры Стокса (I, P_1, P_2, P_3), которые описывают энергетические и поляризационные характеристики отраженного листьями растений излучения, были измерены с помощью лазерного стокс-поляриметра [1]. Степень поляризации (P), эллиптичность (e) и азимут поляризации (ϕ), отраженного листьями растений излучения связаны с параметрами Стокса следующими соотношениями

$$P = \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}\,/\,I\,, \qquad tg(2\phi) = P_2 / P_1,$$

$$e = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2} - \sqrt{P_1^2 + P_2^2}}{P_3},$$

где I- полная интенсивность отраженного излучения, P_1- параметр преимущественной горизонтальной поляризации, P_2- параметр преимущественной поляризации под углом 45°, P_3- параметр преимущественной право циркулярной поляризации. Мощность падающего линейно поляризованного излучения He-Ne лазера на длине волны 0.63 мкм составляла 12 мВт. Абсолютная неопределенность σ измерения эллиптичности и степени поляризации не превышала ±0.06, а ϕ --±1°. Процесс измерения

занимал не более 2 ч с момента отделения листа от растения. Азимут поляризации падающего излучения (φ) изменялся в пределах от 0° до -35° с шагом 1° относительно плоскости падения, совпадающей с плоскостью наблюдения. Измерения осуществлялись для верхней стороны листьев картофеля сорта Ласунак в период фазы вегетации "конец цветения" вблизи угла Брюстера ($\beta_б$). Угол Брюстера для шероховатой поверхности можно оценить, используя следующее выражение $\mathrm{tg}(\alpha+\theta)/2 \approx n$, где n-показатель преломления поверхности, α--угол освещения, θ-- угол наблюдения, $\beta_б=(\alpha+\theta)/2$. Поскольку показатель преломления кутикулы листа обычно находится в диапазоне значений $1.4 \div 1.46$, то $\beta_б$ приблизительно равен $55 \pm 0.5°$.

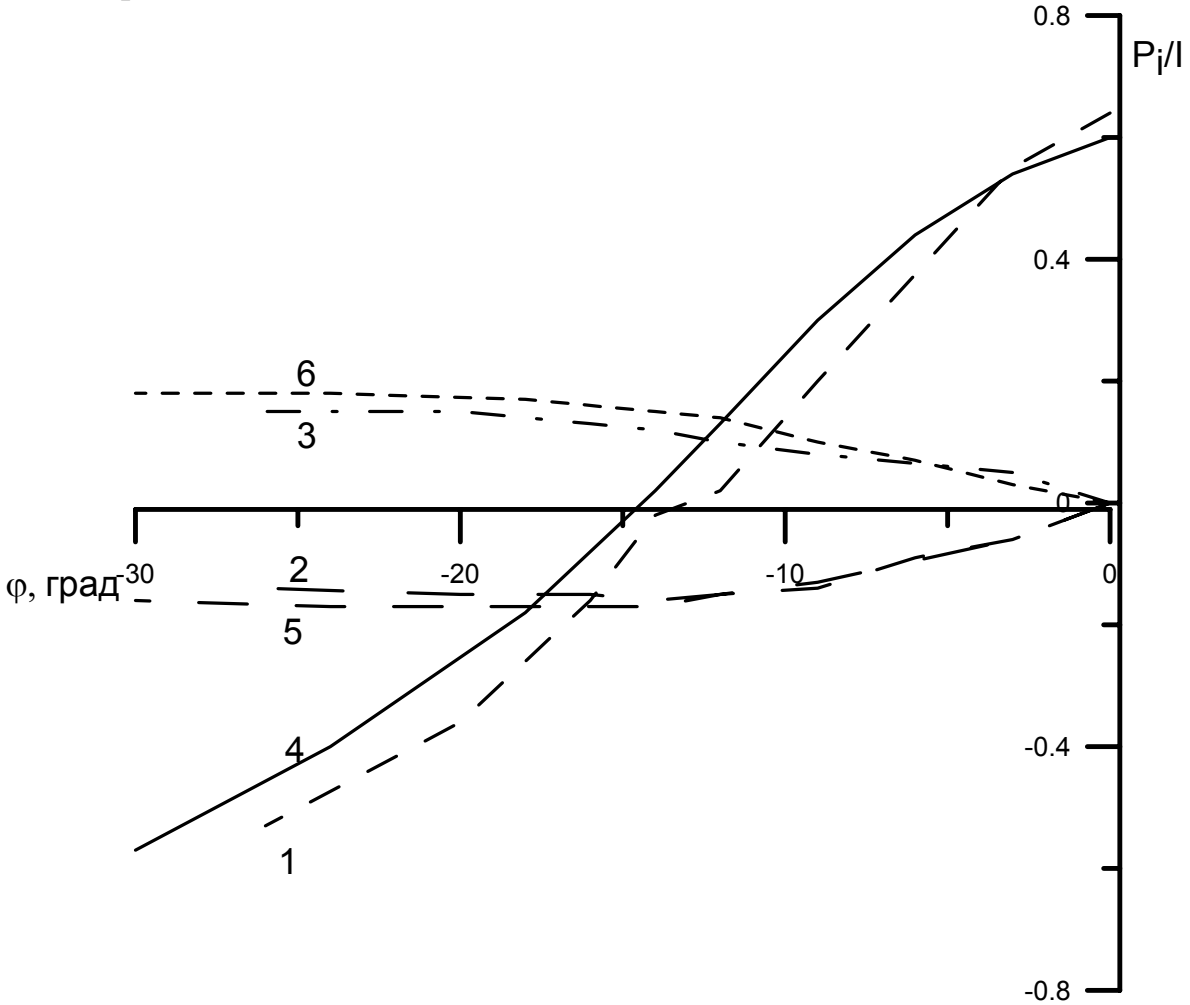


Рис. 1 Параметры Стокса здорового и пораженного фитофторозом листьев картофеля в зависимости от азимута падающего излучения при углах освещения и наблюдения 55°: P_1/I – (1,4); P_2/I – (2,5); P_3/I – (3,6); здоровый лист – (1-3); пораженный фитофторозом лист – (4-6).

Площадь темных пятен, вызванных поражением облучаемой поверхности листа фитофторозом, колебалась в пределах от 0 до 30%. Диаметр облучаемой площадки был равен 5 мм. Для измерений на одной из половин листа выбирался участок, расположенный на расстоянии 3/4 от основания листа.

Эксперимент.

Было исследовано поведение параметров Стокса, излучения He-Ne лазера, отраженного здоровыми и пораженными фитофторой листьями картофеля, для углов падения и наблюдения $55 \pm 0.5°$ в зависимости от азимута поляризации падающего излучения. На рис.1 приведены типичные зависимости нормированных параметров Стокса P_1/I, P_2/I, P_3/I от φ для углов падения и наблюдения, полусумма которых равна $55 \pm 0.5°$. Видно, что P_2/I, P_3/I минимальны при $\varphi = 0°$. При росте φ параметры P_3/I, P_2/I достигают своего экстремального значения сохраняя свой знак, а P_1/I сначала уменьшается до нуля, после чего начинает расти, при этом,

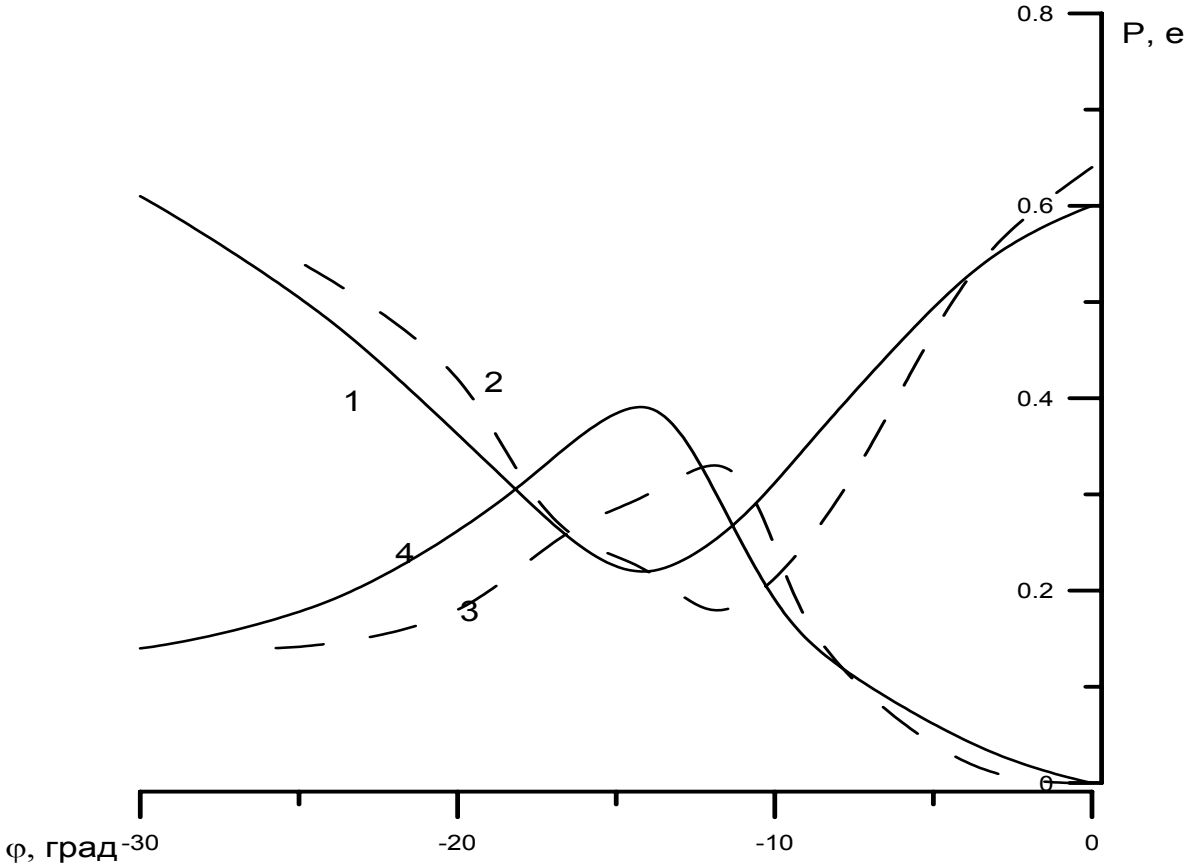


Рис. 2 Степень поляризации и эллиптичность здорового и пораженного фитофторозом листьев картофеля в зависимости от азимута падающего излучения при углах освещения и наблюдения 55°: P – (1,2); e – (3,4); пораженный фитофторозом лист – (1,4); здоровый лист – (2,3).

меняя знак на противоположный. Максимум эллиптичности достигается, когда P_1/I стремится к нулю, при этом степень поляризации достигает своего минимального значения (см. рис 2). Для пораженных фитофторой листьев максимум эллиптичности был смещен в область более высоких значений азимута поляризации падающего излучения по сравнению со здоровым листом. Разница в положении максимумов эллиптичности здоровых и больных листьев составляла порядка 2÷4°. Соотношение значений эллиптичности в максимумах для здоровых и больных листьев изменялось в пределах 1.1÷1.3 раза. Коэффициенты двунаправленного отражения для здоровых и больных листьев для $\varphi = 0°$ различались не более чем на 10 %, а при φ в диапазоне 6÷14° эти различия достигали 20 %. Степень поляризации для больных листьев была аномально выше, чем для здоровых в области $\varphi = 6 \div 14°$ (см. рис. 2).

Обсуждение результатов.

Отраженное и рассеянное листом излучение в видимой области спектра формируется за счет взаимодействия с поверхностным слоем - кутикулой, так и более глубокими слоями (столбчатым и губчатым мезофиллом), имеющими довольно сложное строение. Излучение, отраженное листом обычно представляют как сумму двух компонент поверхностной (отражение от кутикулы листа) и внутренней (излучение, рассеянное мезофиллом). Основным механизмом, определяющим поверхностное отражение листа, является зеркальное отражение от слоя кутикулы с неровностями, которые значительно превышают длину волны падающего излучения [2 – 5]. В этом случае излучение частично линейно поляризовано, причем зеркальная компонента постоянна по спектру, поскольку кутикула не поглощает в видимой области спектра. Внутреннюю компоненту рассеянного листом излучения в основном определяет содержание пигментов в мезофилле листа, в первую очередь хлорофиллом, и является практически диффузной с ярко выраженной спектральной зависимостью.

В работах [6 – 9] исследовано появление эллиптической поляризации отраженного листьями растений линейно поляризованного излучения He-Ne-- лазера. Она возникает, когда вектор напряженности электрического поля падающего излучения отклоняется от плоскости падения, а тангенс полусуммы углов падения и наблюдения приблизительно равен показателю преломления кутикулы, что соответствует углу Брюстера. Отклонение суммы углов падения и наблюдения от $2\beta_б$ приводит к уменьшению значений эллиптичности вплоть до ее исчезновения. Появ-

ление эллиптической поляризации связывается с актами полного внутреннего отражения, которые испытывает падающее излучение на неоднородностях кутикулы, поскольку компоненты отраженного излучения с плоскостями поляризации перпендикулярной и параллельной плоскости падения испытывают скачки фаз разной величины.

Воздействие фитофтороза на лист уменьшает содержание хлорофилла и других пигментов в мезофилле листа, а также делает кутикулу более неоднородной, что приводит к изменению энергетических и поляризационных характеристик отраженного листьями картофеля излучения.

Обнаруженный сдвиг максимума эллиптичности листьев пораженных фитофторозом в область более высоких значений φ можно объяснить увеличением числа неоднородностей кутикулы больного листа по сравнению со здоровым. Так в работе [7] был зафиксирован сдвиг максимума эллиптичности для нижней стороны листа Begonia Fista (более неоднородной) на 8° в область более высоких значений φ относительно верхней стороны листа (более гладкой).

Обычно степень поляризации листьев растений под воздействием стрессовых факторов уменьшается за счет роста внутренней деполяризованной компоненты, что и наблюдается при $\varphi = 0°$. Однако степень поляризации для больных листьев оказалась аномально выше, чем для здоровых в области $\varphi = 6° \div 14°$ (см. рис.2). Объяснить наблюдаемое поведение степени поляризации больных листьев картофеля можно исходя из того факта, что в процессе воздействия Phytophthora infestans на лист происходит нарушение целостности кутикулы. Кутикула становится более неоднородной. Это приводит к увеличению количества актов полного внутреннего отражения и росту доли отраженного листом излучения поляризованного эллиптически. Как видно из рис.1 значения P_3/I для больного листа в рассматриваемом диапазоне φ были выше в $1.25 \div 1.4$ раза выше, чем для здорового. Именно за счет большего вклада в степень поляризации компоненты с эллиптической поляризацией у листьев, пораженных фитофторозом, наблюдаются более высокие значения степени поляризации, чем у здоровых листьев картофеля.

Заключение.

Таким образом, появление вблизи угла Брюстера у отраженного листьями картофеля излучения компоненты с эллиптической поляризацией (величина P_3/I отлична от нуля) позволяет выявить дополнительные поляризационные характеристики, которые могут стать методической основой при создании малогабаритного полевого лазерно-

новой при создании малогабаритного полевого лазерного Стокс-поляриметра для оценки состояния растительных покровов.

Так для пораженных фитофторой листьев максимум эллиптичности был смещен в область более высоких значений азимута поляризации падающего излучения по сравнению со здоровым листом. Разница в положении максимумов эллиптичности здоровых и больных листьев составляла порядка $2° \div 4°$. Соотношение значений эллиптичности в максимумах для здоровых и больных листьев изменялось в пределах $1.1 \div 1.3$ раза. Степень поляризации для больных листьев была аномально выше, чем для здоровых за счет присутствия эллиптически поляризованной компоненты у отраженного листьями картофеля лазерного излучения в области $\varphi=6° \div 14°$.

Литература

1. *Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В.* Лазерный гониометрический стокс-поляриметр // ЖПС., 1999. Т. 66. С. 869-874.
2. *Vanderbilt V. C., Grant L., Daughtry C. S. T.* Polarization of light scattered by vegetation// Proc. IEEE, 1985. V. 73. P. 1012-1024.
3. *Grant L.* Diffuse and specular characteristics of leaf reflectance // Remote Sens. Environ., 1987. V. 22. P. 309-322.
4. *Рвачев В. П., Гуминецкий. С. Г.* Структура световых потоков отраженных листьями растений // ЖПС., 1966 Т.4. С. 415-421.
5. *Рвачев В. П.* Методы оптики светорассеивающих сред в физике и биологии. Минск. БГУ, 1978. 240 с.
6. *Длугунович В. А., Зайцева В. А., Сергейчик С. А., Царюк О.В.* Поляризационные характеристики отраженного излучения He-Ne- лазера при кислотной обработке листьев рододендрона // ЖПС., 2001. Т.68. С.782-786.
7. *Жумарь А. Ю., Царюк О. В.* Эллиптичность отраженного листьями растений линейно-поляризованного излучения He-Ne- лазера // ЖПС., 2005 Т.72. С.236-240
8. *Tsaruk O. V., Vashchula I. V., Zhumar A. Yu.* Laser polarimetry and leaf cuticle characteristics // Proceedings of 2nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta. Ukraine, 2005. V.1. P.298-301.
9. *Tsaruk O. V., Zhumar A. Yu., Zaitseva V. A.* Ellipticity of He-Ne laser radiation reflected by leaves near Brewster angle // SPIE Proceedings of SOS'03, Warsaw. Poland, 2003. V. 5566. P.11-14.

Y. P. Rakovich, K.I. Rusakov, A.A. Gladyshchuk, S.V. Chugunov,
J.F. Donegan, S. Balakrishnan, Y. Gunko, T. Perova, A. Moore

WHISPERING GALLERY MODE EMISSION FROM ALUMINOSILICATE MICROTUBE CAVITY

We have studied the optical properties of a novel microtube cavity of ~ 8 μm diameter prepared by vacuum assisted filtration of aluminosilicate xerogel using micro-channel glass matrix followed by thermal treatment. Periodic very narrow peaks of the emission spectra corresponding to orthogonally polarized whispering gallery modes were detected. The spectral position of different modes were analysed using Lorenz-Mie theory. The mode assignment permits calculation of the spectral dependence of cavity *Q* values associated with observed peaks. Intensity-dependent, time-resolved stimulated emission experiments were performed on the single microtube cavity. The results show a strong decrease in emission lifetime with increasing excitation intensity, consistent with a mechanism of amplified stimulated emission.

I. INTRODUCTION

In recent years the studies of electromagnetic modes in solid three-dimensional microcavities have been of great interest both for their potential applications and fundamental optical properties. Among others optical emitters with cylindrical or microcapillary dielectric resonators which support whispering gallery modes (WGMs) have gained much interest due to their microscopic size, high quality factor *Q* and possibility to achieve low lasing threshold.[1-4] Resonantly enhanced optical response and material compatibility with telecommunication optical fibres make these high-*Q* microcavities attractive as novel building blocks for photonic devices. The cylindrical cavity format is also compatible with a large variety of sensing modalities such as immunoassay and molecular diagnostic assay.[5, 6] Experimentally, the most widely studied configuration of thin-wall microtube cavities is the microcapillary filled with a highly-luminescent dye solution.[3, 7] The diameter (typically 50-200 μm) and wall thickness of these microcapillaries can be controlled by the etching of commercially available glass samples in an HF-water solution. The short-distance evanescence field in these microcavities and limited photostability of dye molecules are retarding factors for potential applications. In the small-size regime (diameter < 10 μm), semiconductor microdisks of finite height or micropillars have been widely used as a tool to control spontaneous emission and confine photons in three dimensions.[1] The evanescent field in these photonic structures extends a couple of micrometers into the surroundings providing the possibility for efficient coupling to an external photonic device. However fabrication of

small (< 10 μm diameter) high-*Q* cylindrical semiconductor microcavities involves complex and expensive processes.[1, 8]

In this paper, we describe a simple method for fabricating highly-luminescent small aluminosilicate microtubes (MT) of ~ 8 μm diameter using sol-gel processing and a micro-channel glass membrane as a template. The sharp periodic structure observed in emission spectra originates from strong light confinement of whispering gallery modes (WGMs) in the microtubes. We report on the observation of two related features unique to amplification of spontaneous emission (ASE): a nonlinear behaviour of photoluminescence (PL) intensity under varying optical excitation and a corresponding modification of spontaneous emission rate.

II. EXPERIMENT

In our fabrication approach, we took advantage of the well developed sol-gel technique[9, 10] combined with the versatility of ordered porous membranes as templates. The $Si(OC_2H_5)_4$ (tetraethylorthosilicate or TEOS) was first hydrolysed during 1 h at room temperature with a solution of H_2O, C_2H_5OH and HCl in the molar ratios 1: 1: 0.0027 per mole of $Si(OC_2H_5)_4$ respectively. Then $Al(OC_4H_9^{sec})_3$ was added to this solution and the mixture was stirred for 15 min at 70°C. The resultant homogenous mixture was hydrolysed by adding the mixed solution of H_2O, C_2H_5OH and HCl in the molar ratio 4: 1: 0.011 per mole of alkoxide, respectively. Finally, a 30-minute stirring provided the conversion of this sol to $5Al_2O_3.95\ SiO_2$ (mol%) alumosilicate gel. The sol, just before its gelation point was then placed on the top of the micro-channel glass samples (donated by State Optical Institute, St. Petersburg, Russia) and 30 mbar - vacuum assisted filtration resulted in the formation of tubes inside the channels. Following drying at room temperature for 1 day and further annealing at 500°C for 2 hours, the fabricated MT (Figure 1a) were isolated by the mechanical destruction of the template (Figure 1b).

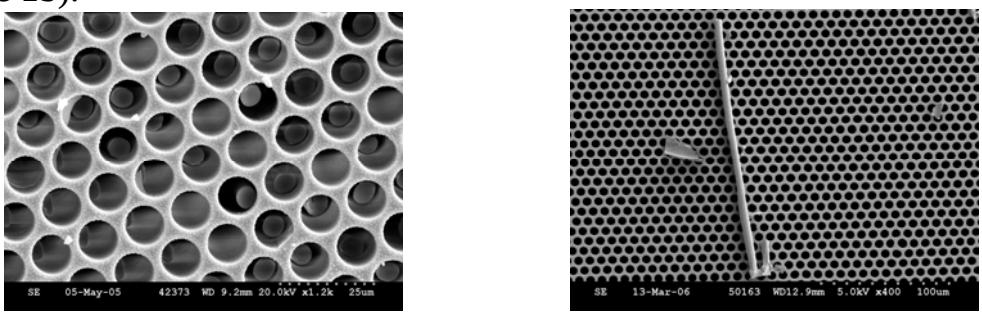


Fig. 1. SEM images of aluminosilicate microtubes inside and outside the matrix

This thermal treatment regime resulted in highly emissive air-stable samples which display broad-band visible photoluminescence originating from carbon substitutional defects for silicon. An elemental analysis study of the annealed aluminosilicate gel showed carbon and hydrogen content of 0.32% and of 0.56% respectively. SEM imaging analysis showed that the fabricated MT have an outer diameter of 7-8 μm and an inner diameter of 2.7-3 μm. The maximum length of a single MT was 200 μm. The formation of alumosilicate MT by the vacuum filtration of gel can be explained by the fact that the cohesive driving forces for complete microchannel filling are substantially weaker than the adhesive forces to the pore walls. Similar phenomena were reported for the formation of polymer nabotubes by wetting of ordered porous templates using a polymer melt.

The optical spectra of fabricated MT were analyzed by spatially resolved micro-PL at room temperature. Our micro-PL experimental setup is similar to one described elsewhere. The micro-PL spectra from MT were recorded in a backscattering geometry using a RENISHAW micro-Raman system (1800 mm^{-1} grating, > 1 cm^{-1} spectral resolution) equipped with a notch and a plasma filters and a CCD camera. The spatial resolution, of less than 1 μm, was provided using a microscope with a x100 objective lens and a positioning stage. An Ar^{+} laser (wavelength λ = 514.5 nm) was used as the optical pump source. A polarizer inserted into the optical beam path in front of the detection system was used in the polarization experiments.

In our experiments PL decays at varying excitation powers were measured using an Olympus IX71 microscope (40x0.65 Plan Achromat objective) combined with the time-correlated single photon counter (MicroTime200, PicoQuant).. The samples were excited by 480 nm picosecond pulses at 5MHz repetition rate generated by a PicoQuant, LDH-480 laser head controlled by a PDL-800B driver. The excitation power was measured just before entering the objective using a calibrated power diode. The pump laser with its polarization parallel to the MT axis was tightly focused (beam size ~ 1 μm). Decays were measured to 6000-8000 counts in the peak and reconvoluted using non-linear least squares analysis (FluoFit, PicoQuant), using an equation of the form: $I(t) \propto \sum_i \alpha_i \exp\left(-t/\tau_i\right)$, where τ_i are the PL decay times. The pre-exponential factors $\alpha_{i,}$ were taken into account by normalisation of the initial point in the decay to unity. The quality of fit was judged in terms of a χ^2 value (with a criteria of less than 1.1 for an acceptable fit) and weighted residuals. The τ_i and α_i parameters were used then to calculate the average lifetime, τ_{av}:

$$\tau_{av} = \frac{\sum \alpha_i \tau_i^2}{\sum \alpha_i \tau_i}.$$

The system response was negligible compared with typical lifetimes of the MT.

III. RESULTS AND DISCUSSION.

When embedded into the matrix, we observe a broad PL band associated with carbon defects in the tube (Figure 2a).

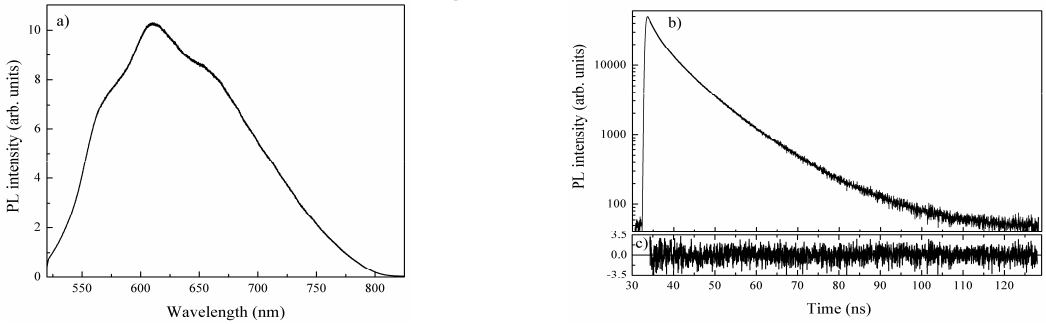


Fig. 2. PL spectra (a) and time-dependent PL intensity decay of a single aluminosilicate microtube accommodated in glass micropore (b). Results of three-exponential analysis of decay curves are shown by thick red line with corresponding

The PL of a single aluminosilicate MT shows distinct multi-exponential decay. Sum of at least three-exponential functions is required to achieve satisfactory fit to the decay data (Fig. 2 b) yielding reasonable plot of weighted residuals (Fig. 2 c), $\chi^{(2)}$ value 1.1 with corresponding lifetimes in the nanosecond time scale (Table 1). Observed multi-exponential decay kinetics is consistent with a PL model that includes multiple emission pathways and is indicative of broad lifetime distribution caused by corresponding distribution of defect or trap states.

Table 1.

τ_1 (ns)	α_1	τ_2 (ns)	α_2	τ_3 (ns)	α_3	τ_{av} (ns)
1.701	0.28	5.391	0.52	11.742	0.20	7.81

In contrast to this broad PL band of the tube embedded in a micro-porous glass matrix (Fig. 2a), the emission spectra of a single free standing MT exhibit very sharp periodic structure (Fig. 3a). When separated from the matrix, the MT is much more optically dense than its surrounding medium allowing light propagating inside the MT to be spatially constrained to travel along the rim of a cross-section of the tube, and therefore it is said to be trapped in a WGMs. The presence of sharp emission peaks in the spectrum of a single MT is an immediate result of this optical confinement (Fig. 3) These

peaks correspond to optical resonance locations and reflect the fact that transition probabilities are increased for emission wavelengths near resonance.

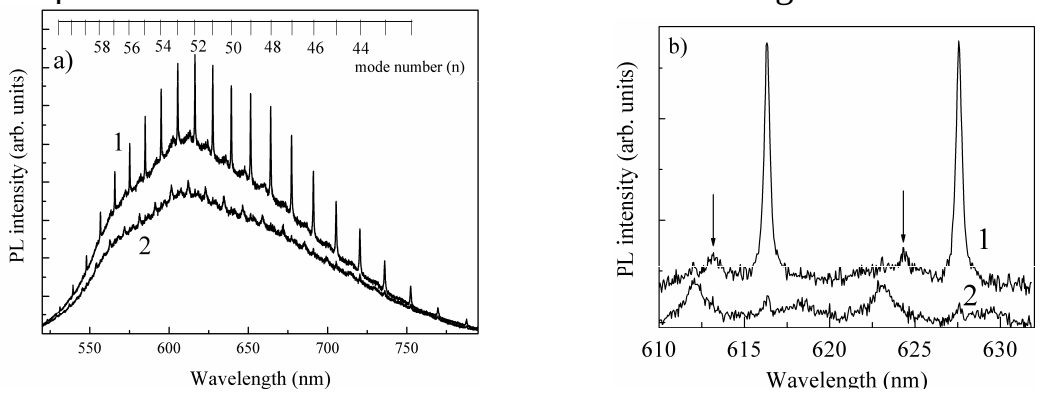


Fig. 3. (a) Room-temperature micro-PL spectra of single free-standing microcavity with polarizer orientation parallel to the microtube axis (1) and polarizer rotated by 90^0 (2). (b) A region around TM_{52} WGM with subtracted PL background

Due to the high quantum efficiency of the samples under study, the WGMs peaks are superimposed on a background signal arising from part of the emission which does not match any WGMs of the MT (Fig. 3). The placement and spacing between WGMs peaks are determined by the diameter and refractive index of the microcavity while the spectral intensity distribution depends on the parameters of the emitting species and can be easily modified by doping of the original aluminosilicate gel, for example by rare earth ions. The most striking feature of the spectra presented in Fig. 3 is the strong polarization properties. The sharp peaks dominating in the spectrum for a polarizer orientation parallel to the MT axis (Fig. 3, curve2) correspond to linear polarized light with the electric vector vibrating parallel to the axis of cylinder. Rotating the polarizer by 90^0 results in strong quenching of these WGMs (Fig. 2, curve 3) unambiguously indicating their transverse magnetic (TM) character.

In order to identify peaks in observed WGMs structure, we have adopted the boundary-value solution to the problem of scattering of a plane electromagnetic waves by an dielectric micro-cylinder. For cylindrical symmetry the extinction efficiency is derivable from Lorenz-Mie theory when microcylinder is illuminated by monochromatic, plane polarized light with the electric vector vibrating parallel to the axis of cylinder (TM polarization):

$$Q_{ext}^{TM} = \frac{2}{x}\mathrm{Re}\left[b_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} b_n \right], \qquad (1)$$

where $x=2\pi r/\lambda$ is the size parameter, r is the radius of microcylinder, n is the angular mode number. Apart from n (which is proportional to the circumference of cross-section divided by the wavelength of the light

propagating within the microcyllinder), the spectral distributions of WGMs are characterized by the mode order *l* (which indicates the number of maxima in the radial distribution of the internal electric field), and the azimuthal mode number *m* (which gives the orientation of the WGMs orbital plane).

In the absence of gain, the Mie scattering partial wave amplitudes $b_n(x,m)$ can be expressed in the form

$$b_n = \frac{mJ_n'(mx)J_n(x) - J_n(mx)J_n'(x)}{mJ_n'(mx)H_n^{(1)}(x) - J_n(mx)H_n'^{(1)}(x)} \qquad (2)$$

where $J_n(x)$ is a Bessell function of the first kind, $H_n(x)$ is a Hankel function of the second kind, and the primes denote differentiation of the functions with respect to their arguments. According to Eq. (1)-(2) resonance structure in scattering spectra can be expected as the real part of b_n reaches its maximum value of 1 and the imaginary part is passing through 0 from the positive to the negative side. In other words the resonances in the Mie scattering characteristics occur when denominators in Eq. (2) are equal to zero for a particular mode *n*.

These conditions are a transcendental equations, which can be solved for the size parameter *x* (position of a resonance) for given values of refractive index and for given mode number *n*. Thus comparing calculated results with the spectral positions of the WGMs in the experimental PL spectra we can identify the indexes *n* for each mode and estimate the diameter of the MT. The algorithm of the mode assignment can be as follows. 1) The resonant wavelengths corresponding WGMs resonances $\lambda_i^{\exp}$ (i = 1,2 …,N) are determined from a PL spectrum of single microtube. 2) We assume approximate value MT radius based on typical cross-sectional SEM image. 3) Theoretical resonance positions λ_i^{theor} are then calculated using eq. (2). 4) Two lists are compared and for each value of $\lambda_i^{\exp}$ the closest value λ_i^{theor} is suggested and difference between them Δ_i is calculated. 5) Taking into account spectral resolution Δ the correlation $S = \frac{1}{N}\sum_1^N \left(1 + \Delta_i / \Delta\right)^{-1}$ is then maximized by adjusting only two fitting parameter, namely size of microcylinder and refractive index *m*. The results of the mode identification (TM_n^l) for m = 1.48 and D = 7.65 μm are shown in Fig. 3 a.

Subtraction of PL background (Fig. 3 b) allows us to reveal the presence of satellites: broader peaks of the same polarization, which are blue shifted with respect to the identified WGMs (indicated by arrows in Fig. 3 b). The separation between these satellites homogeneously increases with wavelength

ranging between 8 and 18 nm and is identical to the WGMs spacings. Therefore the observed secondary structure cannot be attributed to the WGMs of higher *l*, for which smaller mode spacings are expected. Observation of two resonances of the same mode type can be explained by taking into account the fact that modes other than WGMs can be supported by the MT cavity. The presence of the second, inner surface has significant influence on the emission pattern of microcavity systems. As a result, the MT mode structure is more complex than in a single boundary microcavity. Along with WGMs originating from total internal reflection at the outer boundary there will be a different kind of mode penetrating the inner region at specific values of inner and outer diameters and refractive index. Weaker photon confinement may led to enhanced losses and therefore to a broadening of these modes.

If we fit the WGMs peaks by a Lorentzian function, we find quality factors defined by $Q=\lambda_0/\Delta\lambda$ ranging between 2000 and 3200 with the maximum *Q*-value obtained for the peak centered at 616 nm. The quality factor reflects how long a photon can be stored in the microcavity before leaking out. Therefore with knowledge of Q value, it is possible to estimate the average lifetime of photon in the relevant mode: $\tau = Q/\omega_0$, where ω_0 is the resonant frequency. In present sample this lifetime was found to be ~ 1 ps for a WGMs of maximum *Q*-value. It is noteworthy, that the highest value of *Q*-factor ($Q = 3200$) recently defined in low-temperature (5K) micro-PL spectra of InGaAs-GaAs microtubes of 5 μm diameter [8] is well comparable to our results which, however were obtained at room temperature. Apart from work by Kipp et al,[8] we were not able to find data published on WGMs structure in a spectra of micro-cylinders or micro-tubes with diameter comparable to present samples.

Physically, the high *Q* value results in a small linewidh thereby enhancing the modification of spontaneous emission rate inside the microcavity, which can be characterized by the Purcell factor $F_p = (3/4\pi^2)(Q\lambda^3/V)$, (where *V* its mode volume, and λ the wavelength in the material). The volume of the confined field can then be defined as $V_{eff} = \iiint_{space} |E|^2 / |E_{max}|^2$ (where *E* is the local field and E_{max} is the maximum value of E) and for the investigated MT, the estimated value of V is in the range of $V \approx 10(\lambda/n)^3$. Together with the obtained *Q* values, the enhancement of the spontaneous emission rate up to $F_p = 24$ can be expected. This value implies the weak-coupling regime of cavity quantum electrodynamics (CQED) with these MT samples. We would like to note that the cavity *Q*-factor for the WGMs is expected to increase with the mode number (*n*), although the mode density within the spontaneous emission spectrum will also be increased. Therefore, in the context of CQED experi-

ments, the coupling of photons to WGMs can be optimized by changing the overall and inner diameters of the MT and by this way eliminating the uncoupled PL emission. In our experiments at room temperature, no thermal degradation effects of the MT cavities caused by laser excitation have been found for increasing the pump power up to 0.22 mW. (Fig. 4). It was found that the integrated PL intensity increases approximately linearly with excitation power up to 0.17 mW followed by a change in the slope. (Fig. 4). However, we cannot take this as clear evidence of ASE, as we did not observe any mode narrowing in the spectral response.

The observation of a lasing or ASE threshold is problematic for three-dimensional microcavity structures in general. This is due to the strong coupling of the spontaneous emission to the cavity modes (i.e. the WGMs in our case) and the lack of external mirrors. In the small volume limit as the fraction of spontaneneous emission coupled to the cavity modes approaches unity, the light output from a microcavity becomes a nearly linear function of pump power, i.e. the laser or ASE threshold appears to vanish. However, apart from threshold intensity behavior and line narrowing there are other properties of the microcavity that are expected to clearly indicate transition to the regime of ASE. In order to understand the emission process further, we have studied the lifetime of the PL specra of single MT as a function of intensity.

Table 2.

I_{ex} (μW)	τ_1 (ns)	α_1	τ_2 (ns)	α_2	τ_3 (ns)	α_3	τ_{av} (ns)
0.03	1.757	0.29	5.605	0.52	11.983	0.19	7.86
55.3	0.968	0.40	3.671	0.47	9.281	0.13	5.39
0.03	1.622	0.29	5.364	0.51	12.041	0.20	7.98

The shape of the decay curves (Fig. 5) are very reproducible: going back to low excitation level, the original PL decay characteristics are restored (Table 2). It is noteworthy that ASE is a highly nonlinear optical phenomenon. As a result, the PL decay observed at higher excitation power is much more non-exponential (judged by values of $\chi^{(2)}$ (Table 2)) as compared with this detected in low-excitation regime (Fig. 5). This fact along with clear decrease in PL lifetime (Fig. 5, Table 2) lends strong credence to the occurrence of amplified spontaneous emission in a single microtube. The acceleration of the emission decay rate observed here is due to increased gain in the aluminosilicate glass as an active material and can be efficiently controlled by the excitation power. It is also noteworthy that at after 60 ns in the high intensity measurement, the decay time is similar to the low intensity measurement that amplified sponta-

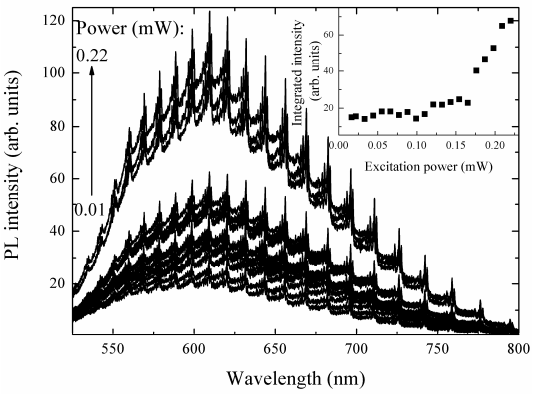


Fig. 4. PL spectra of single microtube cavity at different pump powers. The inset shows the integrated PL intensity versus excitation power

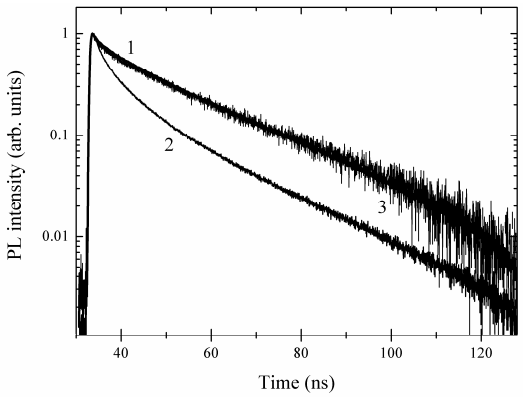


Fig. 5. Time-dependent PL intensity decays of a single microtube detected at excitation power of 0.03 μW (1), 55.3 μW (2) and again 0.03 μW

neous emission is no longer occurring at this point following the laser pulse.The increased decay rate at high pump intensity unambiguously shows that we have achieved ASE from the microtube. This observation shows the high optical quality of these materials and that they have strong potential to act as microlasers.

References

1. *Vahala K.J.* Optical microcavities // Nature, 2003, V.424, N 6950, P.839.
2. *Knight J.C., Driver H.S.T., Hutcheon R.J.* Core-resonance capillary-fiber whispering-gallery-mode laser // Opt. Lett., 1992, Vol. 17**, N** 18, P. 1280.
3. *Moon H.-J., Chough Y.-T., An K.* Cylindrical Microcavity Laser Based on the Evanescent-Wave-Coupled Gain // Phys. Rev. Lett., 2000, Vol.85, N 15, P. 3161.
4. *Shevchenko A., Lindfors K., Bucher C.K., Kaivola M.* Evanescent-wave pumped cylindrical microcavity laser with intense output radiation // Opt. Commun., 2005, Vol. 245, N 1-6, P.. 349.
5. *Wallingford R.A., Ewing A.G.* Capillary zone electrophoresis with electrochemical detection in 12.7 .mu.m diameter columns // Anal. Chem., 1988, Vol. 60, P.1972.
6. *Blair S., Chen Y.* Resonant-Enhanced Evanescent-Wave Fluorescence Biosensing with Cylindrical Optical Cavities // Appl. Opt., 2001, Vol. 40, N 4, P. 570.
7. *Hunter B.V., Bickel W.S.* Angular distribution of fluorescence from dye-filled capillaries // Appl. Opt., 1994, Vol. 33, P. 8387.
8. *Kipp T., Welsch H., Strelow C.H., Heyn C.H., Heitmann D.* Optical Modes in Semiconductor Microtube Ring Resonators / T. Kipp, H. Welsch, Ch. Strelow et al. // Phys. Rev. Lett., 2006, Vol. 96, N 7, P. 077403.
9. *Nogami M., Abe Y.* Properties of sol-gel-derived Al2O3-SiO2 glasses using Eu3+ ion fluorescence spectra // J. Non-Cryst. Solids, 1996, Vol. 197, N 1, P. 73.
10. *Green W.H., Le K.P., Grey J., Au T.T., Sailor M.J.* White Phosphors from a Silicate-Carboxylate Sol-Gel Precursor That Lack Metal Activator Ions // Science, 1997, Vol. 276, P.1826.

С. Н. Дроздов, А. С. Рудницкий

ИССЛЕДОВАНИЕ АПЕРТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ УГОЛКОВЫХ СВЕТОВОЗВРАЩАТЕЛЕЙ

В современных оптических и радиоэлектронных системах находят применение составленные из зеркал, призм, уголковых отражателей, линз разнообразные по конструкции световозвращатели. По мере совершенствования этих систем предъявляются новые требования к световозвращателям. В связи с этим существует постоянная необходимость как в оптимизации их конструктивных параметров, так и в поиске и применении новых элементов со свойством возвратного отражения излучения. Весьма полезными при этом могут быть так называемые калейдоскопические структуры. Определяющими при выборе метода их исследования являются специфические свойства их симметрии [1,2].

При решении внутренних и внешних краевых задач для областей калейдоскопической формы иногда удобнее использовать не системы эквивалентных точек, а совокупность эквивалентных направлений. Рассмотрим трипель-призму $|x| \le y \le a - z \le a$, у которой два ребра прямого трехгранного угла одинаковы и в $\sqrt{2}$ раз длиннее третьего. Такая призма совпадает с одним из трех калейдоскопов кубических систем. Ей можно сопоставить суперпозицию из 48 эквивалентных направлений и соответственно плоских волн (волновых пучков) [3]

$$E_{\pm x,\pm y,\pm z} \exp\left[-i\left(\pm h_x x \pm h_y y \pm h_z z\right)\right] \tag{1}$$

Через h_x, h_y, h_z обозначены компоненты волнового вектора $\vec{h}$ в среде с показателем преломления n. В выражении (1) учитываются все возможные перестановки знаков и индексов.

При исследовании оптических свойств элемент удобно характеризовать нормалями к граням.

$$\vec{n}_1 = \left\{0, \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right\}, \vec{n}_2 = \left(0, 0, -1\right), \\ \vec{n}_3 = \left\{\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right\}, \vec{n}_4 = \left\{-\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right\} \tag{2}$$

Множество волновых векторов (эквивалентных направлений) инвариантно относительно зеркальных отражений в гранях элемента. Отсюда следует, что все 48 волновых пучков попарно взаимосвязаны отражением на гранях. С помощью соотношений Снелла и скалярного произведе-

ния $\left(\overline{h}_j\,\overline{n}_i\right)$ все пучки разделяются на падающие $\left(\overline{h}_j\,\overline{n}_i\right)>0$ и отраженные $\left(\overline{h}_j\,\overline{n}_i\right)<0$ и определяются углы падения пучков на каждой из граней элемента. Из попарных взаимосвязей могут быть построены различные варианты переотражения пучка, отличающиеся последовательностью прохождения пучком граней. Реализация каждого из них связана с определенным местом падения пучка на поверхность оптического элемента. В частности, при падении пучка на противоположную прямому трехгранному углу фронтальную грань наблюдаются 12 вариантов переотражения. В шести из них исходный луч после отражения его по одному разу на гранях 2, 3, 4 независимо от порядка их прохождения становится лучом с обратным направлением распространения.

При расчете угловой апертуры достаточно рассмотреть три из шести вариантов возвратного переотражения излучения:

$$\begin{gathered} E_{-x-y-z}\,\frac{2}{h_z/h}\,E_{-x-yz}\,\frac{4}{(h_x+h_y)/h}\,E_{yxz}\,\frac{3}{(h_y-h_x)/h}\,E_{xyz}, \\ E_{-x-y-z}\,\frac{2}{h_z/h}\,E_{-x-yz}\,\frac{3}{(-h_x+h_y)/h}\,E_{-y-xz}\,\frac{4}{(h_y+h_x)/h}\,E_{xyz}, \\ E_{-x-y-z}\,\frac{3}{(h_y-h_x)/h}\,E_{-y-x-z}\,\frac{2}{h_z/h}\,E_{-y-xz}\,\frac{4}{(h_y+h_x)/h}\,E_{xyz}. \end{gathered} \tag{3}$$

В формулах (3) слева падающий, а справа – отраженный пучок, а числитель и знаменатель определяют соответственно номер грани и угол падения (отражения). Другие три пути возвратного переотражения имеют противоположные направления распространения пучков.

При отражении и преломлении волн на гранях призмы выполняются соотношения Снелла, с учетом которых получаем систему неравенств:

$$\begin{gathered} -h\sqrt{1-n^{-2}} \le h_z \le h\sqrt{1-n^{-2}}\,,\ -h\sqrt{2\left(1-n^{-2}\right)} \le h_y+h_x \le h\sqrt{2\left(1-n^{-2}\right)}, \\ -h\sqrt{2\left(1-n^{-2}\right)} \le h_y-h_x \le h\sqrt{2\left(1-n^{-2}\right)} \end{gathered} \tag{4}$$

Соотношения (4) определяют значения компонент волновых векторов, при которых пучки испытывают полное внутреннее отражение на гранях 2, 3, 4. Эти условия необходимы, но не достаточны для наблюдения возвратно отраженного излучения. Оно становится возможным при неполном отражении выходящего из элемента пучка E_{xyz} на фронтальной грани 1. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие:

$$h_y+h_z > h\sqrt{2\left(1-n^{-2}\right)}, \quad h_y+h_z < -h\sqrt{2\left(1-n^{-2}\right)} \tag{5}$$

Суперпозиция (1) инвариантна относительно перемены знака компонент h_x, h_y, h_z. Это приводит к аналогичной инвариантности неравенств (4),(5). Поэтому можно ограничиться их исследованием в показанной на рисунке 1 призменной четырехгранной области

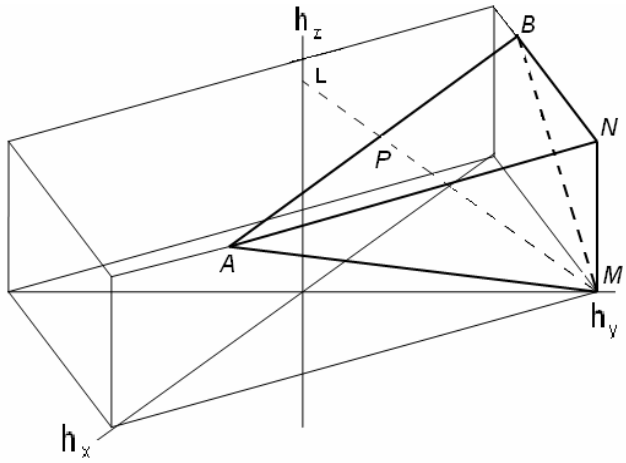


Рис. 1. Фазовое пространство возвратно отраженных пучков

Координаты точек из этой области задают все возможные направления световозвращения $\vec{h} = \left\{ h_x, h_y, h_z \right\}$ и углы γ и γ_r между нормалью к фронтальной грани и направлениями световозвращения внутри и вне призмы.

Существует множество значений углов падения, при которых наблюдается возвратное отражение излучения. Угловая апертура определяется границей этого множества. Она находится по линии пересечения сферы радиуса h с показанной на рисунке 1 пирамидальной областью фазового пространства. По ней определяется угловой диапазон световозвращения в любой плоскости падения. Вид угловой апертуры зависит также от значения показателя преломления материала световозвращателя. Для каждого отражателя существует пороговое значение показателя преломления, ниже которого полное возвратное отражение не наблюдается. Оно находится из условия равенства расстояния до максимально удаленной от начала координат точки фазовой области волновому числу. В нашем случае это точка N и значение $n = \sqrt{1,5}$. При данном значении показателя преломления возвратное отражение возможно только в биссекторной плоскости в направлении $\beta = 0$, $\gamma_r = 11,953^\circ$ ($\gamma = 9,736^\circ$).

Характер изменения угловой апертуры с увеличением показателя преломления можно проследить по рисунку 2. На графике (а) представлена зависимость $\gamma(\beta)$, на графике (б) - $\gamma_r(\beta)$.

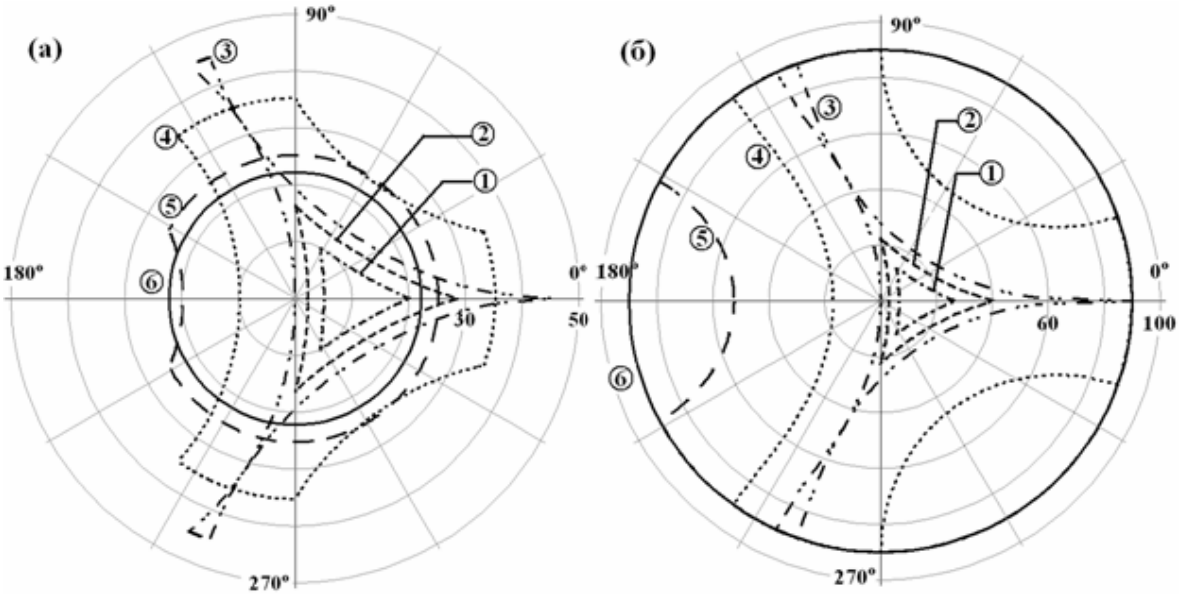


Рис. 2. (а)-угловая апертура внутри калейдоскопического световозвращателя; (б)-вне световозвращателя;
n^2=1,75 – линия (1); n^2=1,8 – (2); n^2=2,0 – (3); n^2=3,0 – (4); n^2=5,0 – (5); n^2=7,0 – (6).

В интервале значений показателя преломления

$$\sqrt{1,5} \le n \le \sqrt{\frac{5-2\sqrt{2}}{4-2\sqrt{2}}} \qquad (6)$$

угловая апертура, как видно из рисунков, имеет треугольную форму. В этом случае сфера пересекается с плоскими гранями прямого трехгранного угла вблизи его вершины N. Угловой диапазон световозвращения имеет максимальное значение в биссекторной плоскости и уменьшается с поворотом плоскости падения до нуля при меньших $\pi/2$ значениях азимутального угла. Это означает, что существует интервал значений азимутального угла, то есть пучок плоскостей падения без возвратного отражения излучения. В остальных плоскостях оно наблюдается только справа от нормали к фронтальной грани. При нормальном падении возвратное отражение не наблюдается. Оно отсутствует и при более высоких значениях показателя преломления, вплоть до значения $n=\sqrt{2}$. В остальном угловая апертура в интервале показателей преломления

$$\sqrt{\frac{5-2\sqrt{2}}{4-2\sqrt{2}}} \le n \le \sqrt{2} \qquad (7)$$

существенно отличается. Она становится трехсвязной. Характерной особенностью ее является немонотонная зависимость суммарного углового диапазона световозвращения от азимутального угла. Причем при разных ориентациях плоскости падения возвратное отражение может наблюдаться в одном, двух или одновременно в трех угловых диапазонах γ и γ_r. Такого типа дисперсный вид угловой апертуры может представлять интерес для систем контроля за движениями и ориентацией объектов. При значениях показателя преломления больших $\sqrt{2}$ угловая апертура односвязна и охватывает начало координат. Это означает, что при $n \ge \sqrt{2}$ возвратное отражение наблюдается и при нормальном падении светового пучка на фронтальную грань. В любой плоскости падения угловой диапазон световозвращения изменяется от отрицательного до некоторого положительного значения и увеличивается с увеличением показателя преломления.

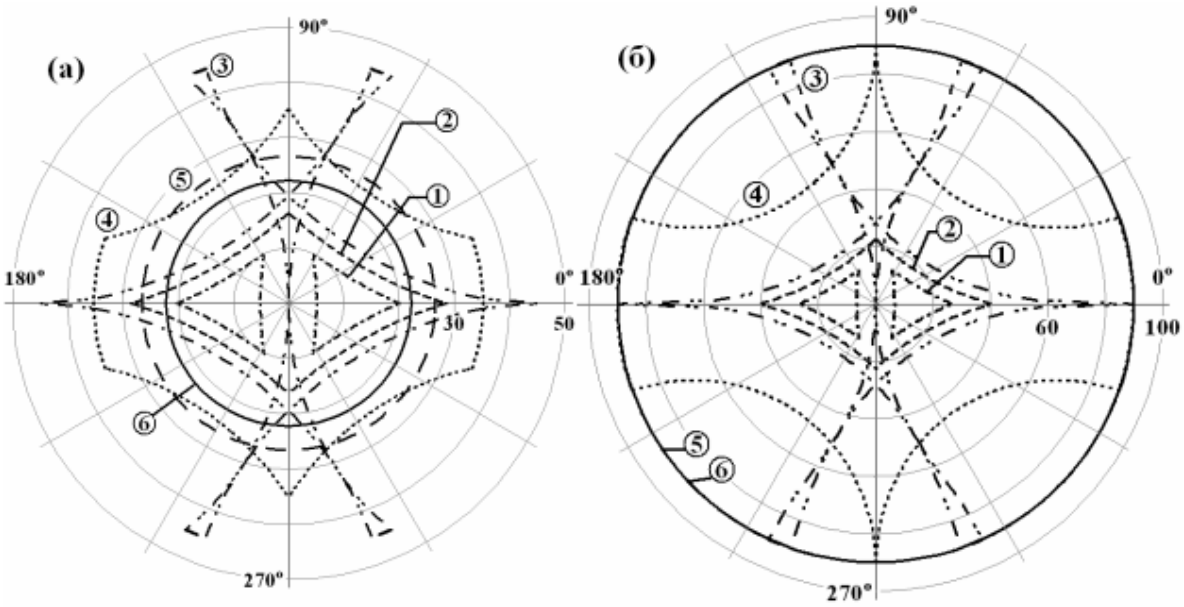


Рис. 3. (а)-угловая апертура внутри составного калейдоскопического световозвращателя; (б) – вне составного световозвращателя;
n^2=1,75 – линия (1); n^2=1,8 – (2); n^2=2,0 – (3); n^2=3,0 – (4); n^2=5,0 – (5); n^2=7,0 – (6).

Из приведенного анализа следует, что рассмотренный калейдоскопический уголковый отражатель имеет ассиметричную, сильно вытянутую в одну сторону угловую апертуру. Угловые апертуры двух развернутых

один относительно другого на 180° уголковых отражателей будут вытянуты в противоположные стороны. Матрица из развернутых таким образом отражателей обеспечивает широкоугольное световозвращение. Вид матриц уголковых калейдоскопических отражателей и их угловых апертур при тех же значениях показателей преломления показаны на рисунках 3 и 4.

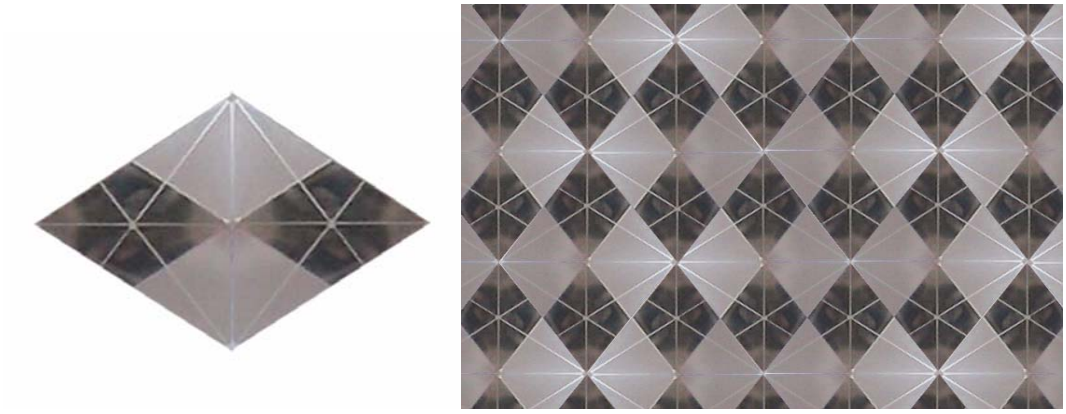


Рис. 4. Световозвращатели на основе калейдоскопических структур. Вид по нормали к фронтальной грани со стороны входной плоскостию

При значениях показателей преломления $n \le \sqrt{2}$ отсутствует полное возвратное отражение при нормальном и близком к нормальному углу падения светового пучка на фронтальную грань. Для его наблюдения необходимо изменить геометрическую форму отражателя. В частности, оно наблюдается в классической трипель-призме, у которой все ребра прямого трехгранного угла одинаковы по длине. Но при этом сужается угловой диапазон световозвращения. Катафоты в виде матриц из двух типов отражателей будет обладать широким угловым диапазоном световозвращения и при низких значениях показателя преломления материала.

Литература

1. *Шубников А. В., Копцик В. А.* Симметрия в науке и искусстве. М.: Наука, 1972. 339 с.
2. *Федоров Е. С.* Начала учения о фигурах. М.: Изд-во АН СССР. 1953. 240 с.
3. *Рудницкий А. С.* Волноводы и объемные резонаторы сложной формы. Мн.: БГУ. 2000. 136 с.

А. С. Рудницкий

СПОСОБ ПОСТРОЕНИЯ РАБОЧИХ АПЕРТУР ОПТИЧЕСКИХ КАЛЕЙДОСКОПИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Изометрические преобразования симметрии сводятся к последовательным отражениям не более чем в четырех плоскостях. Ограничимся здесь преобразованиями, у которых плоскости отражения совпадают с плоскостями симметрии. Они могут быть осуществлены с помощью составленных из зеркал калейдоскопических элементов. Каждый такой элемент и его изображения плотно заполняют все пространство, образуя структуры определенного вида симметрии [1]. Калейдоскопические формы и структуры представляют не только интерес в теории симметрических преобразований. Результаты их исследования используются при моделировании работы известных и разработке новых оптических и СВЧ элементов и устройств. Отдельные результаты исследования калейдоскопических структур и устройств на их основе представлены в статьях [2–5]. В работах [4, 5] исследованы лучевые и поляризационные свойства элементов, имеющих форму калейдоскопов кубических структур. Здесь представлена на конкретном примере методика расчета рабочих апертур таких элементов.

Рассмотрим показанный на рисунке 1 некубический уголковый отражатель. Он имеет форму одного из трех калейдоскопов кубических систем $\left(0 \le x \le y \le a - z \le a\right)$. Все грани имеют форму прямоугольных треугольников и попарно равны. Катеты граней 1, 3 равны *a,* $a\sqrt{2}$, а грани 2, 4 имеют форму равнокатетного треугольника с длиной катета *a*. Взаимное расположение граней задается внешними нормалями

$$\overline{n_1} = \left(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right), \overline{n_2} = \left(0, 0, -1\right), \overline{n_3} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right), \overline{n_4} = \left(-1, 0, 0\right) \qquad (1)$$

Согласно (1) двугранные углы между ними равны $\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3}$ и образуют четыре попарно одинаковых трехгранных угла. При вершинах (0, 0, *a*) и (*a, a,* 0) они состоят из двугранных углов $\frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$, при вершинах (0, 0, 0), (0, *a,* 0) - из углов $\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}$.

Такому элементу можно сопоставить суперпозицию из 48 эквивалентных направлений и соответственно плоских волн [2]. Наряду с плоскими

волнами могут рассматриваться волновые пучки. Представим их в следующем виде

$$E_{\pm x,\pm y,\pm z}\exp\left[-i\left(\pm h_x x \pm h_y y \pm h_z z\right)\right] \qquad (2)$$

Через h_x, h_y, h_z обозначены компоненты волнового вектора $\vec{h}$ в среде с показателем преломления n. В выражении (2) учитываются все возможные перестановки знаков и индексов. Множество волновых векторов (эквивалентных направлений) инвариантно относительно зеркальных отражений в гранях элемента. Отсюда следует, что все 48 волновых пучков взаимосвязаны отражением на гранях.

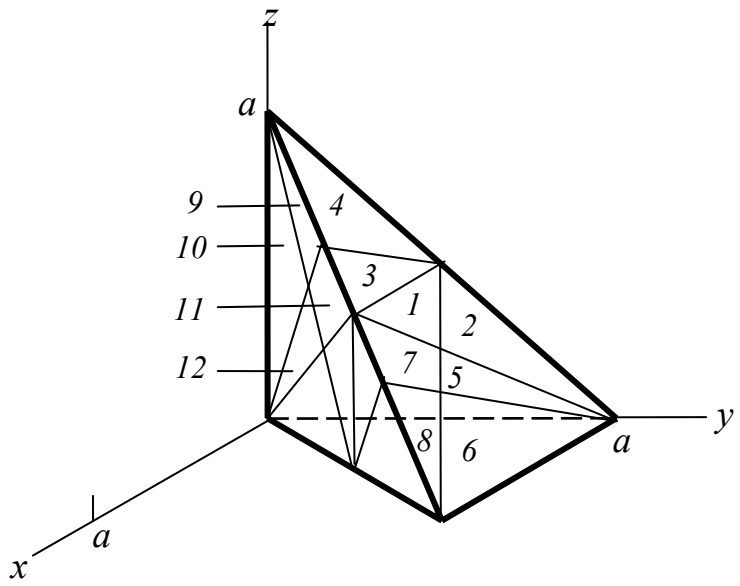


Рис 1. Некубический уголковый отражатель с секторами входа и выхода волновых пучков.

В случае нормального падения или отражения волн на гранях призмы число эквивалентных направлений и парциальных волн сокращается до 12, по четыре волны (волновые пучки) в каждой координатной плоскости

$$\begin{aligned} &E_{\pm x\pm z}\exp\left[-ih\left(\pm x\pm z\right)/\sqrt{2}\right],\\ &E_{\pm x\pm y}\exp\left[-ih\left(\pm x\pm y\right)/\sqrt{2}\right],\\ &E_{\pm y\pm z}\exp\left[-ih\left(\pm y\pm z\right)/\sqrt{2}\right]. \end{aligned} \qquad (3)$$

С помощью соотношений Снелла и скалярного произведения $\overline{h_j}\,\overline{n_i}$ можно найти углы падения пучков на грани элемента, разделить все пучки на падающие $\overline{h_j}\,\overline{n_i}>0$ и отраженные $\overline{h_j}\,\overline{n_i}<0$, установить попарную взаимосвязь между ними на каждой из граней элемента и исследовать особенности переотражения излучения. Согласно (1), (3) они распространяются либо параллельно граням 2, 4, либо падают и отражаются на них под углом 45^0. Углы падения пучков на две другие грани равны 60^0 и 90^0. Поэтому при $n \geq \sqrt{2}$ нормально падающий на грани 1, 3 пучок полностью переотражается элементом и выходит из него перпендикулярно одной из этих граней.

Из суперпозиции волн (3) могут быть построены в этом случае указанным выше способом 16 вариантов переотражения нормально падающего на грани 1, 3 пучка, отличающихся друг от друга последовательностью прохождения пучком граней. Реализация каждого из них связана с определенным местом падения пучка на грань. В соответствии с этим каждая из граней 1, 3 разделяется на 8, показанных на рисунке 1, секторов. Найденные с помощью геометрооптического построения границы секторов лежат на диагоналях параллелепипеда, составленного, как показано на рисунке 2 из одинаковых кубиков с длиной ребра a, в один из которых вписан рассматриваемый элемент. С каждым сектором связан определенный вариант переотражения излучения. При нормальном падении пучка на грань 1 все способы переотражения схематически представляются в виде

$$
\begin{aligned}
&(1\to 3)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{3}E_{-x-z}\xrightarrow{2}E_{-xz}\xrightarrow{4}E_{xz}\xrightarrow{3}E_{yz},\\
&(2\to 4)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{2}E_{-yz}\xrightarrow{3}E_{-xz}\xrightarrow{4}E_{xz}\xrightarrow{3}E_{yz},\\
&(3\to 1)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{3}E_{-x-z}\xrightarrow{4}E_{x-z}\xrightarrow{2}E_{xz}\xrightarrow{3}E_{yz},\\
&(4\to 2)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{3}E_{-x-z}\xrightarrow{4}E_{x-z}\xrightarrow{3}E_{y-z}\xrightarrow{2}E_{yz}
\end{aligned}
\qquad (4)
$$

$$
\begin{aligned}
&(5\to 9)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{2}E_{-yz}\xrightarrow{3}E_{-xz}\xrightarrow{4}E_{xz}\xrightarrow{1}E_{x-y},\\
&(6\to 10)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{2}E_{-yz}\xrightarrow{3}E_{-xz}\xrightarrow{1}E_{-x-y}\xrightarrow{4}E_{x-y},\\
&(7\to 11)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{3}E_{-x-z}\xrightarrow{2}E_{-xz}\xrightarrow{4}E_{xz}\xrightarrow{1}E_{x-y},\\
&(8\to 12)\quad E_{-y-z}\xrightarrow{3}E_{-x-z}\xrightarrow{2}E_{-xz}\xrightarrow{1}E_{-x-y}\xrightarrow{4}E_{x-y}
\end{aligned}
\qquad (5)
$$

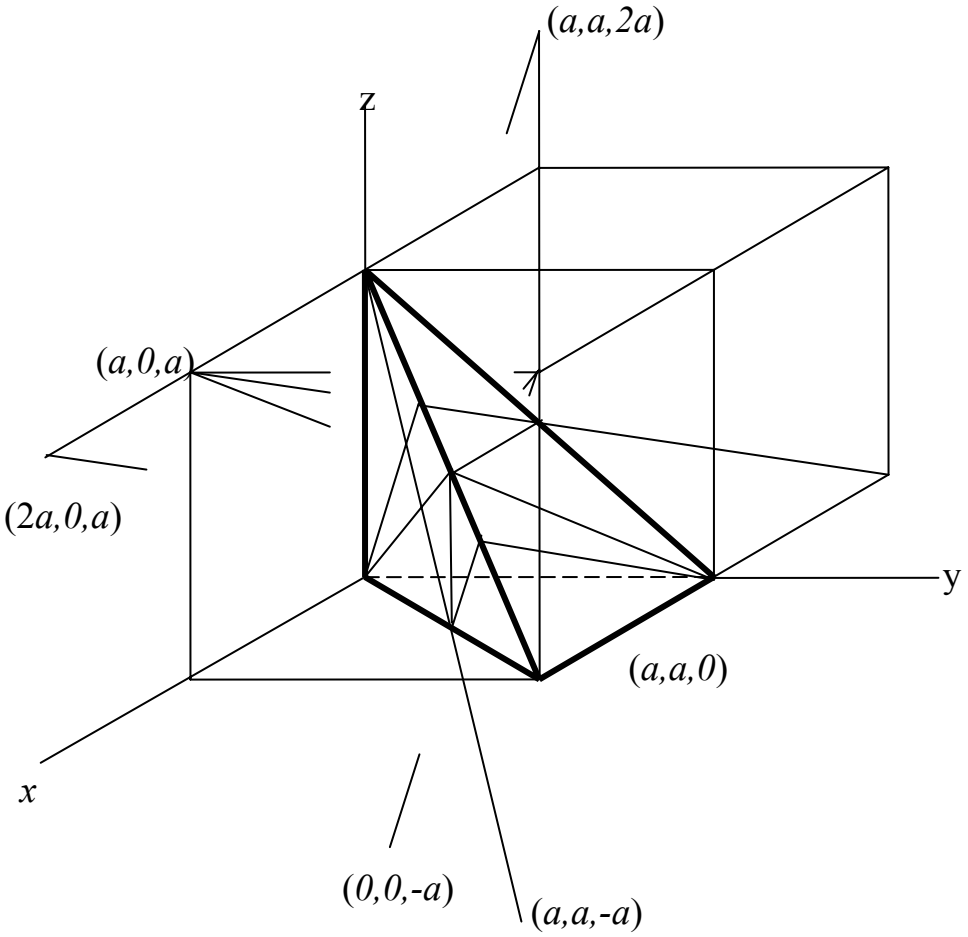


Рис 2. Способ построения апертур для различных вариантов переотражения излучения в некубическом уголковом элементе.

Согласно (4),(5) при нормальном падении пучка на один из секторов 1-4 первой грани и последующих отражениях его два раза на грани 3 и по одному разу на гранях 2, 4 формируется возвратно отраженный пучок, выходящий через один из этих секторов. Секторы и точки входа и выхода расположены симметрично плоскости y = z. Как видно из (5) пучки, падающие на секторы 5-8, отражаются по одному разу на каждой грани и выходят соответственно на секторы 9-12 грани 3 с отклонением от первоначального направления распространения на угол 60^0. В соответствии с двумя различными углами переотражения излучения первая грань разделяется прямой, проходящей через точки (0, *a*, 0), (*a,* 0, *a*), на две равные по площади части. Одна из них (секторы 1-4) являются апертурой для возвратно отраженных пучков, а вторая (секторы 3-8) - для отклоняющихся на угол 60^0 пучков. Апертура возвратно отраженных пучков может быть увеличена за счет применения металлических или диэлектрических зеркальных покрытий. Согласно (5) достаточно нанести такое

покрытие на половину третьей грани (секторы 9-12) , чтобы реализовать возвратное отражение пучка при нормальном падении его на любую часть первой грани. Это свойство, естественно, сохраняется при металлизации граней 2, 4. Однако необходимое при этом значение показателя преломления для среды элемента уменьшается. В этом случае оно находится из условия полного отражения волн на первой грани и должно быть больше $2/\sqrt{3}$. Точки входа и выхода луча при этом на секторах 3-8 совпадают.

Рассматриваемый некубический уголковый отражатель ($0 \le x \le y \le a$ - $z \le a$) инвариантен относительно преобразования координат $x \to z$, $y \to a$-y, $z \to x$. С переходом к новой системе координат одинаковые грани 1,3 и 2,4 и противоположные им одинаковые трехгранные углы меняются местами. Способы переотражения падающего на третью грань излучения преобразуются при этом к виду (4), (5). Это означает, что вследствие симметрии элемента картина переотражения падающего на грань 3 излучения идентична рассмотренному переотражению излучения при нормальном падении пучка на первую грань.

Проведенные исследования могут быть использованы в дальнейшем при проектировании дефлекторов, отражателей, делителей волновых пучков.

Литература

1. *Шубников А. В., Копцик В. А.* Симметрия в науке и искусстве. М.: Наука, 1972. 339 с.
2. *Рудницкий А. С.* Волноводы и объемные резонаторы сложной формы. Мн.: БГУ. 2000. 136с.
3. *Titov A., Rudnitsky A., Protsko S., Khapalyuk A.* Electromagnetic Waves Propagation in Angular Mirror-Symmetrical Structures // Proceedings MMET 96. September 10-13, 1996, Lviv, Ukraine. P.226-229.
4. *Рудницкий А. С.* Особенности переотражения излучения в оптическом элементе калейдоскопической формы // Оптический журнал, 1995. № 4. С. 34-37.
5. *Рудницкий А. С.* Лучевые и поляризационные свойства калейдоскопического элемента // Оптика и спектроскопия, 1991. Т.70, С. 123-126.

А.А. Ковалев, С.Н. Жданович

ЛАЗЕРНО-ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ НА ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХКАНАЛЬНОГО Nd:YAG-ЛАЗЕРА ДЛЯ СИСТЕМ ОПЕРАТИВНОЙ ДИАГНОСТИКИ

В ряду современных методов контроля, обеспечивающих передовой уровень производства, стоят высокоразрешающие методы оперативной диагностики. Большими возможностями в этой области обладают методы импульсной голографии, основанные на применении специализированных твердотельных лазеров. Разнообразие областей практического применения требует разработки многофункциональных лазерно-голографических систем, обеспечивающих голографическую запись широкого класса диффузно-отражающих объектов, объемных сцен, изделий электронной техники, деталей машин и механизмов.

В известных системах [1] используют He-Ne лазеры непрерывного действия и автономные устройства нагрева на основе резистивных элементов. Это ограничивает область исследований задачами с медленно протекающими процессами. В [2] предложен метод оперативной регистрации оптических голограмм на фототермопластических (ФТП) материалах излучением двух длин волн импульсного Nd:YAG-лазера. Он обеспечивает высокоскоростное экспонирование в наносекундном диапазоне и оперативное проявление голограмм по месту экспонирования. При этом бесконтактная тепловая обработка ФТП материала осуществляется инфракрасным ИК-излучением квазистационарной генерации основной частоты (λ_1 = 1,064 мкм), а экспонирование - формируемым в резонаторе этого же лазера излучением гигантского импульса преобразованного удвоителем частоты во вторую гармонику (λ_2 = 0,532 мкм). Такой метод позволяет осуществить запись и проявление голограмм за одну вспышку импульсного лазера.

Различные аспекты выполнения этих операций излучением Nd:YAG-лазера рассмотрены в [3]. Были определены требования к параметрам излучения различных (λ_1 и λ_2) длин волн. Очевидно, что одновременно оптимизировать спектральным и энергетическим параметрам излучения сложно.

Был разработан двухканальный Nd:YAG-лазер с поляризационной, внутрирезонаторной развязкой каналов генерации моноимпульсного излучения для экспонирования и излучения свободной генерации для проявления [4]. Создание независимых каналов генерации позволило обеспечить сужение спектральной полосы излучения экспонирования без

снижения энергетического выхода ИК-излучения с λ_1 в зону проявления голограмм. Это позволило оптимизировать лазерно-голографическую систему для локальной записи квази-фурье голограмм плоских транспарантов и тонких прозрачных сред.

При оптимизации условий записи голограмм наряду с сужением спектра излучения для экспонирования с длиной волны λ_2 возникает другая задача. Необходимо устранить пространственно-временных неоднородности в поперечной структуре пучка ИК-излучения основной частоты с длиной волны λ_1 и тем самым обеспечить однородность проявления голограмм. Это необходимо при расширении класса голографируемых объектов. При записи голограмм Френеля глубина сцены голографирования и площадь проявления голограмм на поверхности ФТП материала увеличиваются.

В основном разработаны методы получения однородного профиля из исходного гауссова распределения коллимированного лазерного луча. Как правило, при внутрирезонаторной коррекции, а также в большинстве работ по внерезонаторной коррекции применяются специально разработанные оптические элементы – это зеркала резонатора с отражающей поверхностью пилообразной формы, обеспечивающие при многократном отражении сканирование в зоне генерации активного элемента лазера, плосковыпуклые и асферические линзы, голографические фильтры, хаотические фазовые экраны и др. [5, 6]. Некоторые (например, фокусирующие призменные растры) заведомо неприемлемы, так как в фокальной плоскости имеются обусловленные интерференцией значительные выбросы интенсивности.

Предлагаемая лазерно-голографическая система является усовершенствованием системы, описанной в [7]. Её основой является двухканальный Nd:YAG-лазер с улучшенной пространственной структурой ИК-излучения основной частоты (λ_1). Улучшение пространственной структуры ИК-излучения основной частоты осуществлялось непосредственно в процессе генерации импульса излучения для канала проявления.

В твердотельном лазере модовая структура поля излучения формируется в резонаторе за большое число проходов в процессе многократного отражения излучения от зеркал резонатора. В двух случаях модовый состав излучения не имеет мелкомасштабных неоднородностей: при работе на одной низшей поперечной моде и при работе в многомодовом режиме при большом числе поперечных мод.

Последняя ситуация реализуется в резонаторах с большим вырождением, где одновременно возбуждается большое количество мод. Каждой моде соответствует определенная пространственная картина стоячей

волны и свое распределение интенсивности. Наложение большого количества мод дает однородную интегральную картину распределения по пятну генерации. При разработке двухканального лазера использовался второй вариант, так как важны энергетические параметры излучения. В данном случае решалась задача, обратная дискриминации мод.

Генерация ИК-излучения для проявления голограмм осуществлялась в резонаторе для s-компоненты излучения. Был выбран двухзеркальный резонатор полуконфокальной конфигурации, в котором одно из зеркал плоское, а второе – сферическое с радиусом кривизны, равным удвоенному расстоянию между зеркалами. Спектр такого резонатора характеризуется существенным вырождением поперечных мод. В резонаторе не все типы колебаний имеют одинаковую добротность. Высокодобротные моды, характеризующиеся наименьшими потерями, усиливаются в первую очередь [8]. В структуре лазерного пятна появляются горячие точки, где интенсивность излучения выше.

Метод улучшения пространственной структуры поля излучения в процессе генерации основан на использовании сложного резонатора для s-компоненты излучения. В активный резонатор полуконфокальной конфигурации введен пассивный резонатор. В результате инжекции излучения из активного резонатора в пассивный и обратно достигается однородность распределения интенсивности по лазерному пятну.

Оптическая схема лазерно-голографической системы высокоскоростной записи голограмм на основе двухканального лазера с улучшенной пространственной структурой ИК-излучения показана на рис.1 [9].

В активном резонаторе 1 лазера был обеспечен режим квазистационарной свободной генерации. Длительность импульса 4мс выбрана в характерном для процесса проявления диапазоне. Элементом связи между резонаторами 1 и 2 является светоделительное зеркало 8, установленное под углом 45° к оптической оси резонатора 1 для *s*-компоненты излучения.

Лазерный пучок, генерируемый в активном резонаторе 1, содержит пространственные моды высокого порядка. Пассивный резонатор 2 имеет отличную от активного резонатора геометрию и каустику. В нем для мод, сформированных в резонаторе 1, добротность совершенно иная. Резонансные моды активного резонатора не являются таковыми для пассивного резонатора [8]. В пассивном резонаторе 2 излучение меняет свою пространственную структуру.

Далее происходит инжекция излучения из пассивного резонатора 2 в активный резонатор 1 для *s*-компоненты излучения и активную среду лазера. В этом процессе пространственные моды фильтруются и смеши-

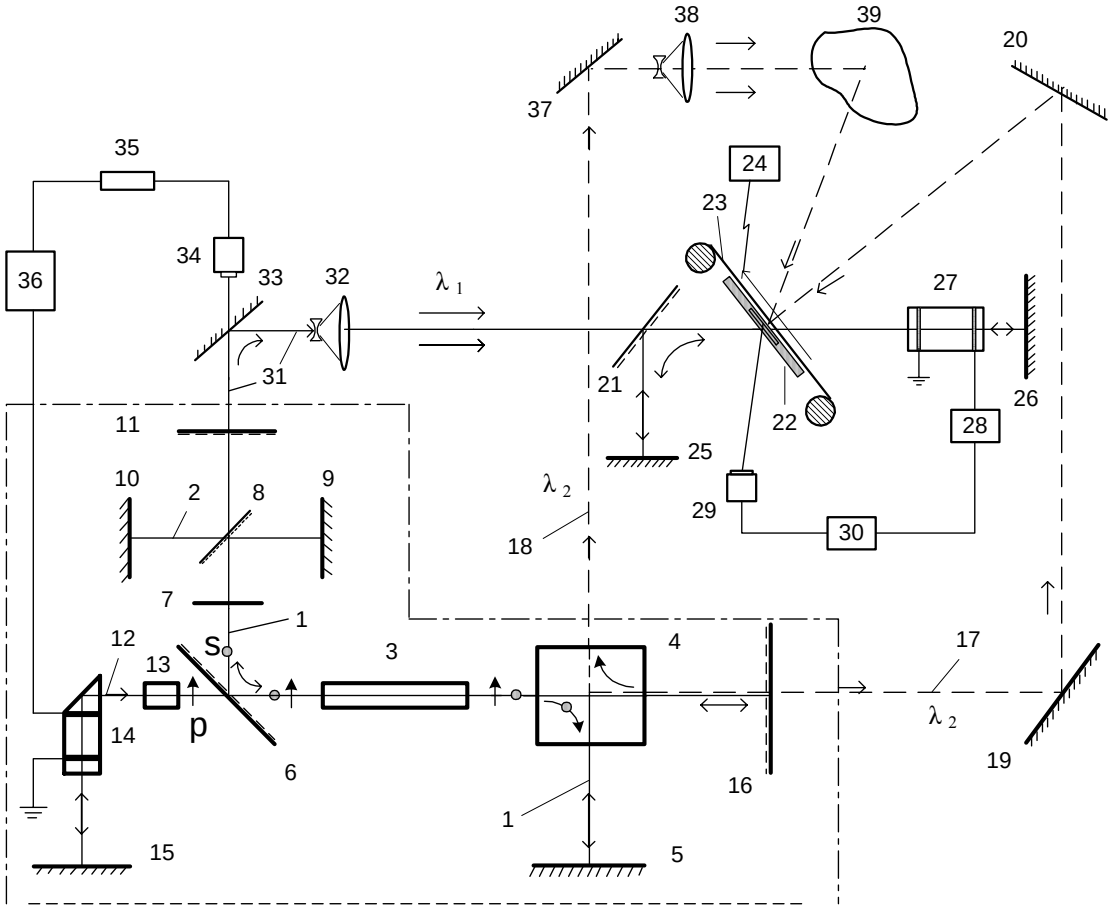


Рис.1. Лазерно-голографическая система высокоскоростной записи голограмм Френеля на фототермопластических материалах на основе двухканального Nd:YAG-лазера с улучшенной пространственной структурой ИК - излучения

1 – активный резонатор для *s*-компоненты излучения; 2 – пассивный резонатор; 3 – активный элемент Nd: YAG размерами 6,3х65 мм; 4 – узел поляризационной развязки; 5 – "глухое" зеркало резонатора для *s*-компоненты излучения; 6 – диэлектрический поляризатор с коэффициентом отражения *s*-компоненты излучения на длине волны λ_1 равном ~ 0,99; 7 – пластинка $\lambda/2$; 8 – полупрозрачное зеркало; 9, 10 – "глухие" зеркала с коэффициентом отражения на длине волны λ_1 равном ~ 0,99 и радиусом кривизны R~5м; 11 – выходное зеркало резонатора для *s*-компоненты излучения; 12 – канал для *p*-компоненты излучения; 13 – эталон Фабри-Перо; 14 – электрооптический модулятор из кристалла ДКДП; 15 – "глухое" зеркало резонатора для *p*-компоненты излучения с коэффициентом отражения ~0,99 на λ_1; 16 – селективное зеркало с коэффициентом отражения ~0,99 на λ_1 и коэффициентом пропускания ~0,8 на λ_2; 17, 18 – опорный и предметный каналы голографической схемы экспонирования; 19, 20, 37 – поворотные зеркала с коэффициентом отражения ~0,99 на λ_2; 21 – диэлектрический поляризатор узла лазерного проявления; 22 – ячейка- держатель ф.т.п. носителя; 23 – ФТП носитель; 24 –устройство зарядки поверхности; 25, 26 – "глухие" зеркала с коэффициентом отражения на длине волны λ_1 равном ~ 0,99 и радиусом кривизны R~ 2,5 м; 27 – электрооптический элемент из кристалла ДКДП; 28 – блок управления; 29 – фотоэлемент; 30 – пороговое устройство; 31 – канал для ИК-излучения с λ_1; 32 – телескоп; 33, 37 – поворотные зеркала для излучения с λ_1 и λ_2; 34, 35 – фотоэлемент цепи управления и линия задержки; 36 – блок управления модулятора; 38 – телескоп; 39 – объект.

ваются с пространственными модами, дающими вклад в пространственные и временные неоднородности лазерного пучка. Это приводит к уменьшению энергии в модах, образующих “горячие” точки. Энергия из “горячих” точек перераспределяется в другие пространственные моды. За счет нестыковки между резонаторами “горячие” точки убираются.

Принципиально важно, что активный резонатор 1 для *s*-компоненты излучения и пассивный резонатор 2 являются несогласованными. В связанных несогласованных резонаторах происходит пространственное смешивание и фильтрация поперечных мод. Это приводит к выравниванию профиля интенсивности лазерного пучка.

Особенностью процесса записи голограмм на ФТП материалах является возможность влиять при проявлении на величину дифракционной эффективности голограмм и полосу регистрируемых пространственных частот. С этой целью необходимо обеспечить управление режимом проявления.

Предложен метод адаптивного лазерного проявления рельефно-фазовых голограмм, основанный на управлении поляризацией и временем воздействия ИК-излучения при использовании профилированных лазерных импульсов.

Управление процессом лазерного проявления голограмм осуществлялось в блоке, схема которого приведена на рис.2.

В состав блока лазерного проявления входят диэлектрический поляризатор 2, ячейка 3 с ФТП материалом 4 и устройством зарядки 9, зеркала 7, 8 (R~0,99 для λ_1), электрооптический элемент 5 с блоком питания 6, фотоэлектрическая система управления 10, 11. Блок проявления связан с резонатором 5-11 для s-компоненты излучения Nd :YAG лазера (рис.1). Контроль над величиной дифракционной эффективности голограмм в процессе проявления осуществлялся с помощью фотоприемника 10. Сигнал с фотоприемника 10 через пороговое устройство 11 поступал на вход блока управления 6.

Блок лазерного проявления работает следующим образом. В исходном состоянии на электрооптический элемент 5 подано четвертьволновое напряжение $U_{\lambda/4}$. Из канала 31 системы записи (рис.1) ИК-излучение поступает на вход 1 блока проявления. Поляризатором 2 оно пропускается в направлении ячейки 3 с ФТП материалом 4. После ФТП материала 4 при двукратном проходе через электрооптический элемент 5 ориентация вектора поляризация изменяется на 90˚. ИК-излучение другой поляризации повторно проходит через область записи на ФТП материале. Поляризатором 2 излучение отражается в сторону зеркала 8 и вновь возвращается в блок проявления. При достижении заданного значения дифрак-

ционной эффективности голограммы, которое контролируется фотоприемником 10, происходит сброс напряжения с электрооптического элемента 5 и проявление прекращается.

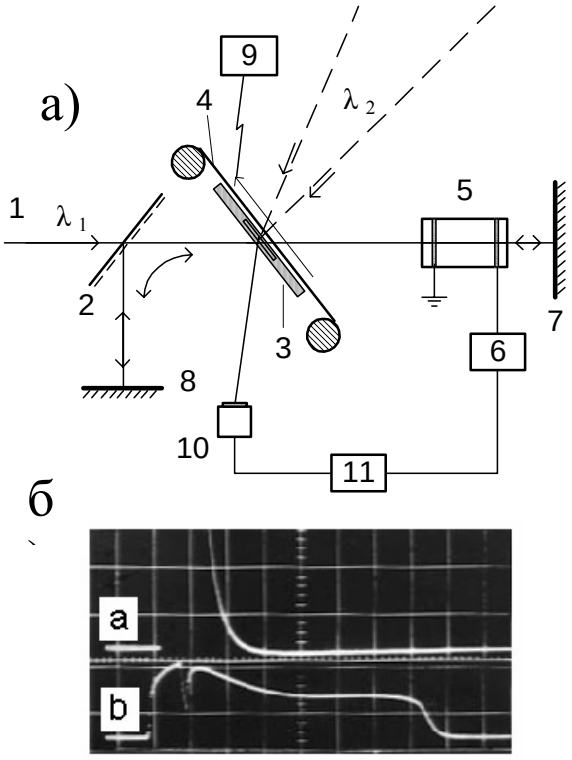


Рис. 2. Оптическая схема блока адаптивного лазерного проявления (а) и осциллограммы (б) импульсов излучения с λ_1 и λ_2: (b – профилированный лазерный импульс ИК излучения)

1 – вход адаптивного лазерного блока проявления; 2 – диэлектрический поляризатор; 3 – ячейка; 4 – ФТП материал; 5 – электрооптический элемент из кристалла DKDP; 6 – блок питания; 7, 8 – зеркала (r = 0,99); 9 – устройство зарядки; 10 – фотоэлемент; 11 – пороговое устройство.

Переключение каналов генерации лазера в процессе работы лазерно-голографической системы записи и проявления голограмм на ФТП материале осуществлялось так же, как в [7]. В данной лазерно-голографической системе обеспечивается высокоскоростное экспонирование наносекундными импульсами излучения второй гармоники ($\tau_{имп.}$ ~30 нс) и однородность тепловой обработки при лазерном проявлении ФТП-голограмм импульсами ИК излучения ($\tau_{имп.}$ = 4 мс, энергия 0,5 Дж). Это позволяет осуществлять оперативную запись голограмм широкого класса объектов и изделий электронной техники, для которых глубина голографируемой сцены различна. Благодаря малому времени экспонирования снижаются требования к виброзащищённости голографической установки.

Литература

1. *Черкасов Ю. А.* Несеребряные фотографические процессы /Под ред. А. Л. Картужанского. Л-д.: Химия, 1995. С. 45.
2. *Ковалев А. А., Жданович С. Н.* // Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления: Матер. 16-й научн. техн. конф. / Под ред. В.Н. Азарова. Судак, 24-31 мая 2004 г. М.: МГИЭМ, 2004. С. 252-253.
3. *Kovalev A.A., Zhdanovich S.N.* //Proc. SPIE. Optical Recording. Mechanisms and Media. 1997. Vol.3347, P. 66-74.
4. *Ковалев А.А., Жданович С.Н.* // Приборы и техника эксперимента. 2000. № 6. С. 85-88.
5. Laser irradiating apparatus and laser irradiating method: Пат. 6137633 США, МПК 7 G 02 B 27/10. Tanaka Koichiro. Опубл. 24.10.2000. Яп. (Англ).
6. Dispositif pour la conformation avec homogencisation de la repartition spatiale transverse d'intensite, d'un faiscean laser: Заявка 2738082 Франция, МПК 6 H 01 S 3/093/ Waser Paul, Maine Patrick; Опубл. 28.02. 97.
7. *Ковалев А.А., Жданович С.Н.* Лазерно-голографическая система оперативной записи и проявления голограмм на фототермопластических материалах излучением двухканального Nd:YAG-лазера // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей. Под ред. И.С. Манака. 2002. Вып.7. С. 70-75.
8. *Тарасов Л.В.* Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. С. 90.
9. *Ковалев А.А., Жданович С.Н., Ярмолицкий В.Ф.* Устройство для голографической записи оптической информации на фототермопластический носитель. Решение о выдаче патента РБ на изобретение от 25.05.2006 по заявке № а 20030508.

Е. С. Воропай, М. П. Самцов, А. Е. Радько, К. Н. Каплевский,
П. П. Першукевич, М. В. Бельков, Ф. А. Ермалицкий

МОДЕРНИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ СДЛ-2

При разработке и исследовании новых материалов для квантовой электроники необходимо получать информацию о спектрах, лежащих в диапазоне длин волн от вакуумного ультрафиолета до нескольких микрон. Для решения подобных задач традиционно использовались люминесцентные спектрометрические комплексы производства ЛОМО (г.Санкт-Петербург) различных модификации, в том числе модели СДЛ-2. Спектрометры типа СДЛ-2 до настоящего времени имеются в ряде научных организаций. По своим базовым оптическим параметрам они вполне сопоставимы с приборами аналогичного уровня зарубежных производителей, уступая, однако, им по уровню автоматизации. Модернизация спектрометра, эксплуатируемого в ИМАФ НАН Беларуси (1990 г. выпуска), обусловлена стремлением более полного использования его потенциальных возможностей, которые ограничены морально и технически устаревшей системой управления и регистрации, состоящей из диалогово-вычислительного комплекса ДВК-3 и программируемого устройства управления спектральными приборами (УУП СП). УУП СП включает в себя: делитель сигналов (Д), служащий для ослабления сигналов в 10 раз; контроллер электроавтоматики (КЭА), служащий для управления всеми шаговыми двигателями и связи с реперными устройствами (РУ) обоих монохроматоров; два вычислителя (один (ВЧС-1) – для связи с ДВК-3, второй (ВЧС-2) – приемник сигналов с детекторов).

Основной целью модернизации было осуществление управления спектрометром с помощью персонального компьютера (ПК) IBM PC, что, естественно, предполагало и создание нового интерфейсного блока управления (БУ). Конкретными задачами в ходе создания БУ были следующие: разработка структурной схемы БУ; разработка функциональной схемы БУ с использованием новой элементной базы; разработка нового программного обеспечения (ПО), допускающего производить простым путем его коррекцию. При создании нового БУ естественным было стремление к сохранению блоков и узлов, а также функциональных возможностей базового прибора, которые зарекомендовали себя с лучшей стороны в процессе эксплуатации. Блок-схема модернизированного спектрометра СДЛ-2 представлена на рис. 1.

В блоке управления размещены регистрирующие устройства и интерфейсные платы. Посредством БУ обеспечивается: управление механиз-

мами сканирования шаговыми двигателями развертки (ШДР) монохроматоров возбуждения (МДР-12) и регистрации (МДР-23), приводами шаговых двигателей светофильтров (ШДА1 и ШДА2) каналов возбуждения и регистрации; управление приводами (ШДА3) механизма переключения зеркала, направляющего световой поток на выбранный приемник излучения (ФЭУ-100, фотодиод (ФД), фоторезистор (ФР) или ФЭУ-62); считывание информации с регистрирующих устройств (два 20-разрядных счетчика для регистрации импульсов с ФЭУ-100 и ФЭУ-62, 24-разрядный АЦП для регистрации сигналов с фотодиода или фоторезистора); первичную обработку спектральной информации и её сохранение; вывод данных в цифровой или графической форме на экран монитора или печатающее устройство; управление и обмен информацией с управляющим ПК по последовательному асинхронному интерфейсу.

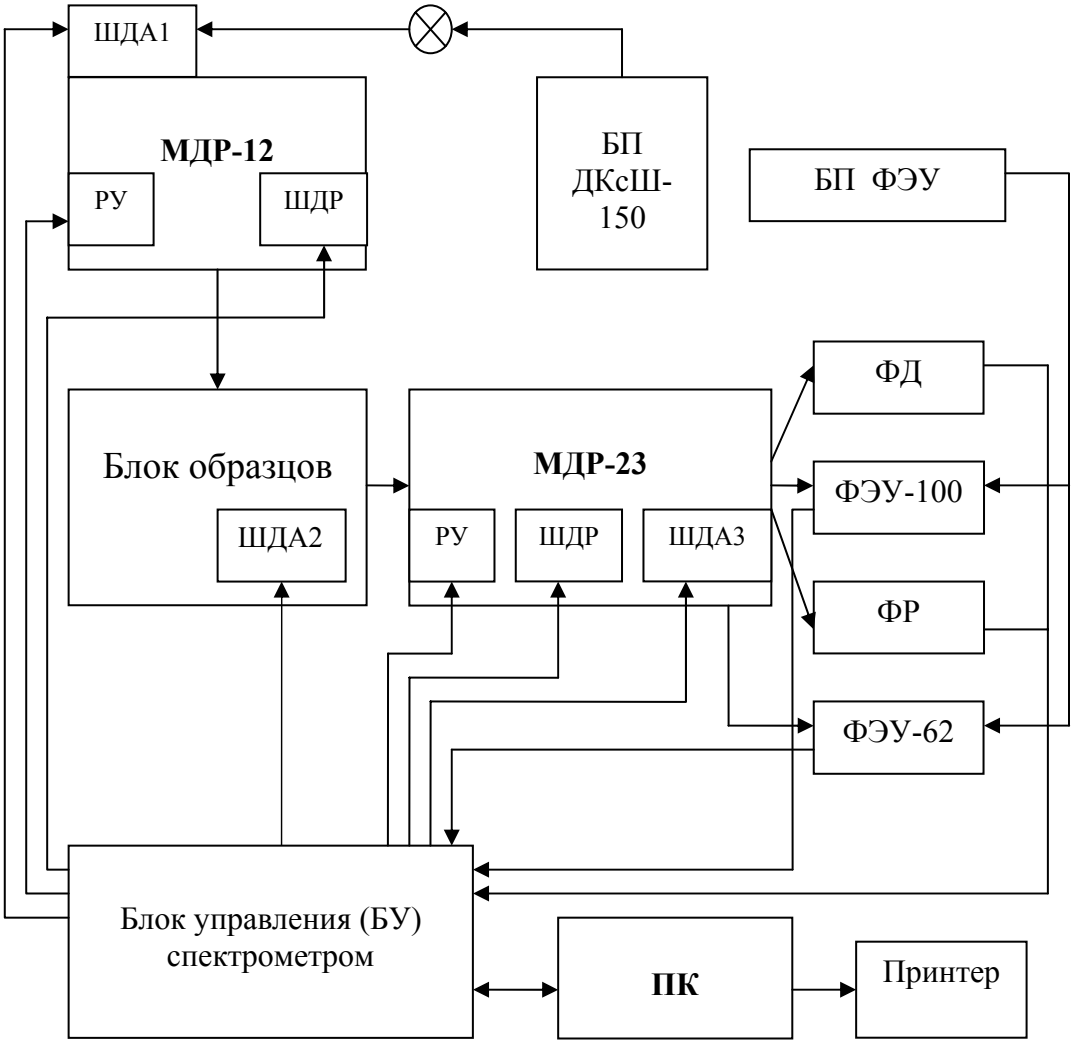


Рис. 1. Структурная схема спектрометра СДЛ-2

Размеры блока управления – 200х300х400 мм, максимальная потребляемая мощность – 140 Вт. В качестве источника питания ФЭУ используется автономный блок - источник высокого напряжения HVPS-320 (разработка ПК ОДО «Спецприбор»). Для охлаждения ФЭУ и подсчета числа импульсов сохранены прежние блоки.

В качестве основного узла для регистрации и управления монохроматором разработано устройство на базе репрограммируего микроконтроллера семейства MSC-51. Данный контроллер обладает широким набором периферийных возможностей (flash-ROM память объемом 8 Кбайт с гарантией 1000 циклов перезаписи), прост в отладке и программировании. На контроллер возложены функции приема сигналов канала регистрации, формирования управляющих последовательностей для шагового двигателя монохроматора и обеспечения связи с компьютером. В данном устройстве присутствуют следующие структурные элементы: микроконтроллерное ядро, осуществляющее управление всем аппаратным комплексом; интерфейсная часть, отвечающая за обмен данными между персональным компьютером и устройством (реализация интерфейса заложена изготовителем в самом микроконтроллере); силовая часть управления шаговым двигателем, реализованная на четырех транзисторных ключах (сканирование, выбор его скорости, плавный разгон и торможение шагового двигателя осуществляется путем выбора подходящего режима в программе управления сканированием); модуль регистрации (в спектрометре оба ФЭУ работают в режиме счета фотонов).

Для обеспечения большого динамического диапазона канала регистрации (около 10^6) режим счета однофотонных импульсов в микроконтроллере реализован в два этапа: сначала регистрируемые импульсы поступают на внешний 4-х разрядный счетчик-предделитель, а затем на встроенный в микроконтроллер 16-ти разрядный счетчик. Информация с предделителя считывается в контроллер, который осуществляет «стыковку» полученных кодов.

Основными достоинствами такой системы являются: высокая гибкость (поскольку управляющая программа, находящаяся в микроконтроллере, легко может быть изменена даже без извлечения самого микроконтроллера); компактность; относительная простота реализации.

По командам с ПК устройство управления обеспечивает формирование управляющих сигналов для монохроматоров, выполнение цикла регистрации импульсов за заданный промежуток времени, а также передачу информации в ПК.

Длина волны излучения и возбуждения определяется по числу шагов шагового двигателя ШДР, отсчитанных с помощью РУ от контрольного репера. Число шагов шагового двигателя между периодическими репе-

рами контролируется. Длина волны контрольного репера задается по показанию механического счетчика. Контроль за сменой дифракционных решеток осуществляется по сигналу от соответствующих микропереключателей на контроллер электроавтоматики.

Функциональная схема БУ приведена на рис. 2. БУ конструктивно разделен на несколько блоков, реализующих отдельные функции и собранных на отдельных платах. Все платы в составе БУ питаются от общего блока питания.

Плата A1 - плата контроллера. Она является основной платой, на которой сосредоточено управление всем комплексом. На плате расположены следующие блоки: A1.1 - микроконтроллер семейства MSC-51 (AT89S8252), связанный с ПК по последовательному интерфейсу. Для согласования уровней сигналов микроконтроллера и интерфейса применена микросхема-преобразователь ADM202E. Микроконтроллер имеет встроенную память программ и данных, а также возможность изменения содержимого памяти без извлечения из системы, что облегчает отладку и

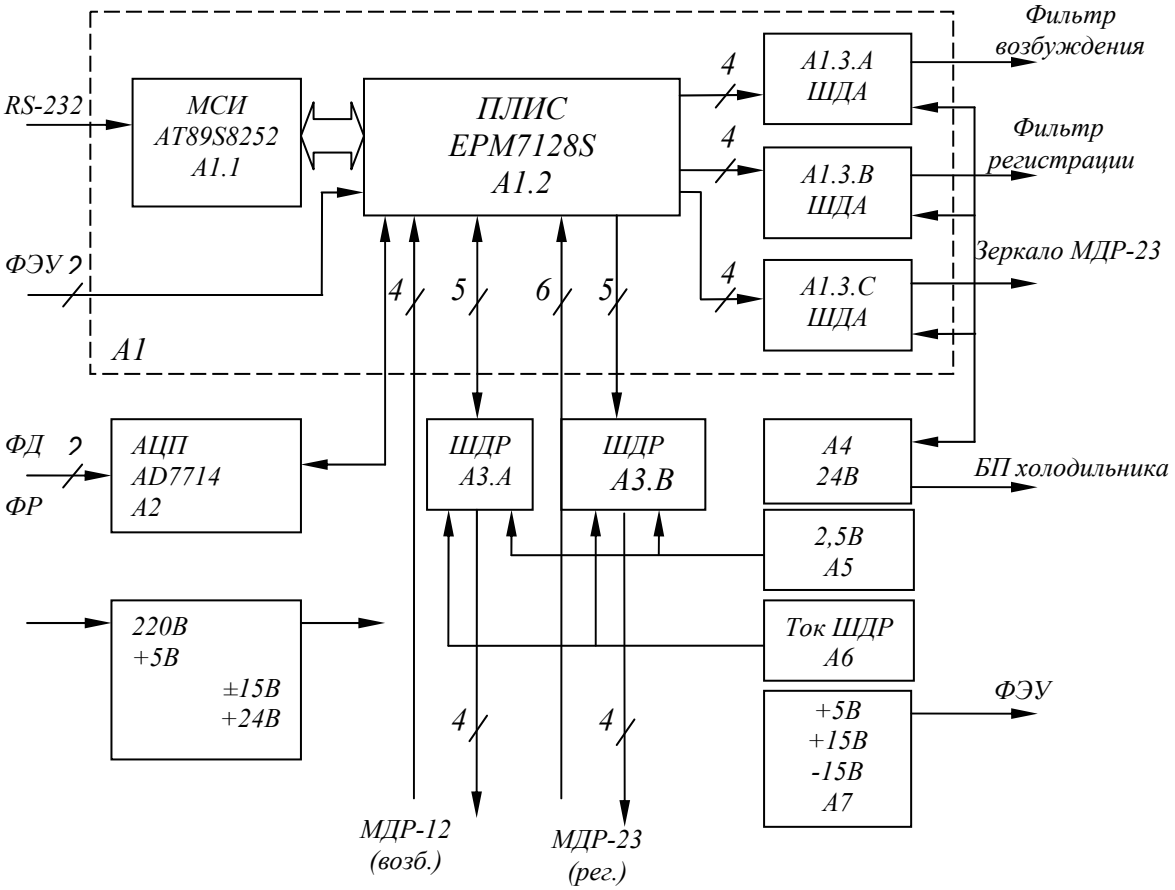


Рис. 2. Функциональная схема блока управления спектрометром

доработку программного обеспечения в случае изменения требований к системе. Блок А1.2 - программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС) серии EPM7128S. Реализует предварительную обработку сигналов с/на микроконтроллер. Эти два элемента формируют все управляющие сигналы для других частей схемы. Так, ПЛИС обрабатываются входные импульсы с обоих ФЭУ, при этом для обеспечения запаса по разрядной сетке и скорости счета, к 16-ти разрядам счетчиков в составе микроконтроллера добавлены 4 разряда на ПЛИС. За счет организации двух независимых каналов счета появляется возможность путем добавления в систему еще одного ФЭУ и небольшой модификации программного обеспечения вывести и регистрировать сигнал опорного канала. Через эту же ПЛИС анализируются состояния датчиков (положения и установленных дифракционных решеток) в составе монохроматоров и формируются временные диаграммы управления шаговыми двигателями монохроматоров и приводов. Блоки А1.3 (А-С) коммутируют обмотки шаговых двигателей типа ШДА, которые управляют светофильтрами каналов возбуждения и регистрации (ШДА1 и ШДА2) и зеркалом выбора ФЭУ (ШДА3). Для питания двигателей используется напряжение +24 В с блока А8, подаваемое через ключи на полевых транзисторах поочередно на обмотки нужного двигателя. В состоянии покоя все обмотки отключены для уменьшения разогрева двигателей.

Плата А2 - плата АЦП. Содержит 24-х разрядный сигма-дельта АЦП AD7714, принимающий по командам с платы контроллера сигналы с аналоговых входов InA1 или InA2 (предусилители фотодиода и фоторезистора). Такой АЦП выбран, с одной стороны, с запасом по разрядной сетке для обеспечения возможности статистической обработки сигнала в целях увеличения динамического диапазона, с другой стороны, – в связи с наличием встроенного цифрового фильтра, позволяющего эффективно бороться с помехами от осветительной сети на частоте 50 Гц.

Платы А3(А и В) - платы управления ШДР. Содержат силовые цепи управления обмотками шаговых двигателей ШДР-711 монохроматоров МДР. В состоянии покоя на обмотки двигателей подается пониженное напряжение около 2,5 В с блока А5, обеспечивающее надежную фиксацию положения при минимальном потреблении энергии. Во время движения двигатели питаются от блока А6. Плата А4 - плата преобразователя 20 В. Формирует управляющее напряжение +20В для блоков питания холодильников ФЭУ. Напряжение +20В получается из +24В параметрическим стабилизатором IN7820. Плата А5 - плата питания подмагничивания. Формирует напряжение 2,5 В для питания ШДР в режиме простоя. При этом ток обмоток двигателей составляет около 1 А, чего доста-

точно для четкой фиксации положения двигателя при разумном разогреве обмотки за счет рассеяния на омическом сопротивлении. Плата А6 – плата питания ШДР. Формирует ток 3 А при напряжении от 6 В до 20 В. Это требуется для устранения зависимости сопротивления обмоток от частоты вращения двигателя, когда при повышении скорости вращения повышается индуктивное сопротивление и при фиксированном напряжении ток (а вместе с ним и крутящий момент) падает, что приводит к возникновению сбоев при позиционировании. Блок А7 – плата фильтров. Содержит фильтры для подавления помех по цепям питания предусилителей.Блок А8 – блок питания системы. Обеспечивает напряжения +5 В для питания логических схем и преобразователей питания ШДР, +15В и -15 В питания предусилителей, и +24 В для плат А6 и А4, а также для питания ШДА.

Программное обеспечение (ПО) предназначено для управления спектрометрическим комплексом «Люмоскан», а также для сбора, обработки и отображения спектральной информации. Программа написана на языке программирования Object Pascal в среде разработки Delphi фирмы Borland для работы на компьютерах класса IBM под управлением операционной системой Windows 98/Me/2000/XP. Программа обеспечивает проведение регистрации корректированных спектров люминесценции и возбуждения люминесценции, в процессе сканирования производит автоматическую установку и смену светофильтров перед монохроматорами возбуждения и регистрации, а также управляет направлением светового потока на выбранный фотоприемник в заданном спектральном диапазоне. Кроме этого, программа осуществляет оперативную обработку и сохранение экспериментальных данных, а также просмотр ранее полученных результатов.

Выведение спектральных данных в графическом и цифровом виде на экран происходит в режиме реального времени, это позволяет оперативно контролировать процесс измерения. Графопостроитель обеспечивает возможность выделения и просмотра в увеличенном виде любой части спектра, а также определение с помощью маркера, управляемого манипулятором мышь, положение и интенсивность спектральной полосы. Зарегистрированный спектр можно вывести на печать или сохранить на диске. Сохранение данных производится в текстовом файле.

Загрузка программы осуществляется с любого носителя, на котором в корневом каталоге или в отдельной папке должны хранится exe-файл исполняемой программы, а также служебный ini-файл и файлы калибровок. В начале выполнения программы производится ввод текущего положения монохроматора из ini-файла, который содержит не только положение

монохроматора в конце последнего сеанса работы, но и длину волны возбуждения, а также идентификатор последовательного порта связи ПК с управляющим устройством. В случае необходимости предусмотрена установка монохроматора в исходное положение с помощью концевых датчиков. Для устранения мёртвого хода в механизме монохроматора подход к заданной длине волны осуществляется всегда с одной стороны.

При загрузке программы происходит тестирование соединения компьютера с комплексом и в случае его отсутствия на экран выводится сообщение об ошибке соединения. После тестирования соединения на экране монитора одно за другим появляются диалоговые окна с запросом «ПОЛОЖЕНИЕ МДР-12» и «ПОЛОЖЕНИЕ МДР-23», в них выводится последнее положение счетчика длины волны монохроматора установленное в ходе предыдущего сеанса работы прибора, а также информация о типе используемой дифракционной решетки. В случае несовпадения выведенного положения монохроматора с показаниями счетчика МДР-12 или МДР-23 реальное положение монохроматоров вводится с помощью клавиатуры.

Разработанное программное обеспечение расширяет возможности установки. В результате модернизации увеличено количество режимов работы спектрометра. Реализована возможность работы как в режиме сканирования одного из монохроматоров, так и при одновременном сканировании обоих. Программное пошаговое управление сканированием монохроматорами позволяет в зависимости от требований эксперимента задавать величину шага и времени экспозиции в каждой точке (в исходном варианте возможно было только непрерывное сканирование с несколькими фиксированными скоростями). Это позволило значительно улучшить соотношение сигнал/шум, а также повысить точность установки монохроматоров при сканировании, особенно при малом шаге. Для обеспечения возможности развития и оптимизации программного обеспечения разработана стандартная библиотека программного интерфейса, позволяющая получать полный доступ к командам управления спектрометром. Возможность задания любых пределов сканирования позволяет расширить рабочие диапазоны дифракционных решеток и избегать их замены на фиксированной длине волны.

Таким образом, в процессе модернизации спектрометра СДЛ-2 нами осуществлена оригинальная разработка недорогого управляющего устройства и программного обеспечения, которые также можно использовать для одноканальных спектральных приборов на базе отечественных монохроматоров типа МДР-12, МДР-23, МДР-6 и любых совместимых фотоприёмников.

А. В. Агашков

ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА-ЦАНДЕРА С РЕШЕТКОЙ БРЭГГА

Важное применение оптической интерферометрии - детектирование модуляции фазы оптического зондирующего пучка, отраженного от дефектной поверхности или прошедшего через транспарантный объект с нарушениями оптической однородности. В нематических жидких кристаллах (НЖК) нелинейный оптический отклик может меняться от точки к точке как внутри слоя, так и в интерфейсе ЖК-ориентирующее покрытие [1]. Вследствие этого, показатель преломления становится пространственно неоднородным. Методы, основанные на интерферометрии, являются наиболее информативными для точного описания нелинейного оптического отклика НЖК. Например, точное определение постоянных упругости НЖК было получено с помощью интерферометрической системы [2].

Оптическая схема разработанного интерферометра приведена на Рис. 1. За основу разработанного устройства взята схема интерферометра Маха-Цандера, в котором выходящие пучки связаны посредством решетки Брэгга.

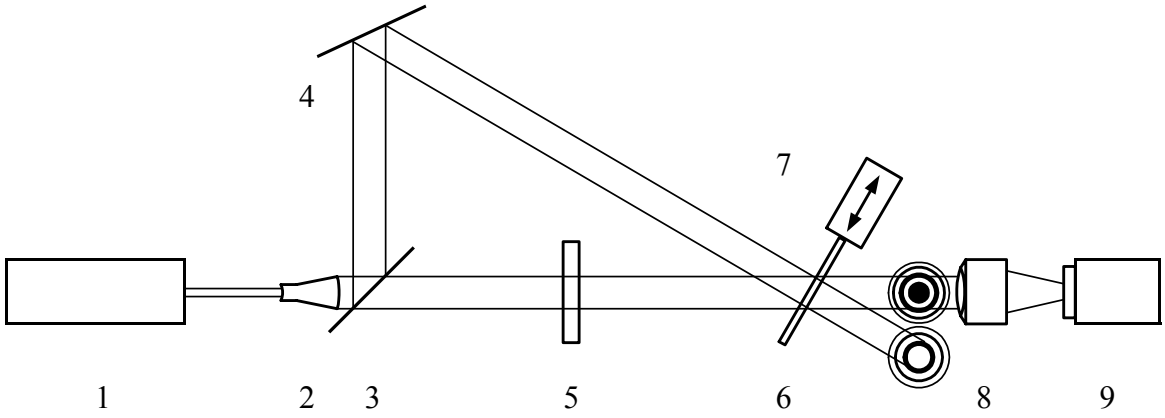


Рис. 1. Оптическая схема интерферометра
1 – одномодовый He-Ne лазер, 2 – расширитель пучка, 3 – расщепитель пучка, R = 50%, 4 – зеркало, R = 100%; 5 – транспарантный объект (ЖК ячейка), 6 – решетка Брэгга, 7 – модулятор фазы, 8 –окуляр, 9 – цифровая камера

Принцип работы интерферометра заключается в следующем: опорный и сигнальный пучки пересекаются в области решетки Брэгга *6* таким образом, чтобы дифракционный порядок одного пучка совпадал с прошедшим через решетку другим пучком или был под заданным малым углом к нему. В экспериментальном устройстве использована решетка Брэгга,

на которой радиус кривизны волнового фронта пучка дифракции R_d отличается от радиуса кривизны волнового фронта падающего (прошедшего) пучка R_t. В результате интерференционная картина имеет кольцевую структуру. Положение полос дифракционной решетки относительно полос интерференционного поля на ее входе может смещаться с помощью пьезокерамики *7*. Следует отметить, что пространственно-временная структура выходных пучков является дополнительной. Например, если в центре интерференционной картины в одном пучке – максимум, то в другом – минимум, что показано графически на Рис. 1. Если интенсивность одного пучка описывается как $I_1 = A + B(t)$, то тогда интенсивность второго пучка $I_2 = C - B(t)$, где A и C – константы. Осциллограмма выходных пучков при возбуждении механических колебаний в держателе объекта *5* приведена на Рис. 2. Здесь сигналы фотодиодов, каждый из которых регистрировал интенсивность своего пучка, подавались на разные лучи осциллографа. Экспериментальная проверка с помощью подачи суммарного сигнала $U_+ \sim I_1 + I_2$ от двух фотодиодов на один вход осциллографа показала, что соотношение $I_1 + I_2 = \text{const}$ выполняется с большой точностью.

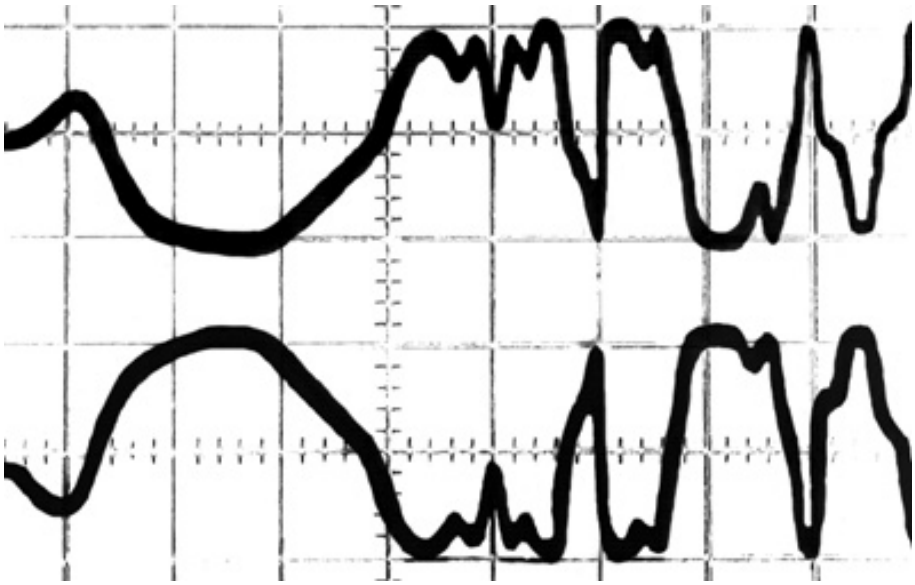


Рис. 2. Осциллограмма выходных пучков при возбуждении механических колебаний

Известно, что пропускание объектов, с которыми проводятся интерферометрические исследования, может значительно меняться с течением времени, при изменении температуры, при подаче внешних электрических и (или) магнитных полей и т.д. Для параллельной регистрации изменения пропускания и оптической толщины жидкокристаллической

(ЖК) ячейки, активированной дихроичным красителем, при подаче на нее внешнего электрического напряжения использовалась электрическая схема, приведенная на Рис. 3.

Интерферометр имеет два выходных канала – 1 и 2, излучение в которых в первом приближении может быть описано следующим образом:

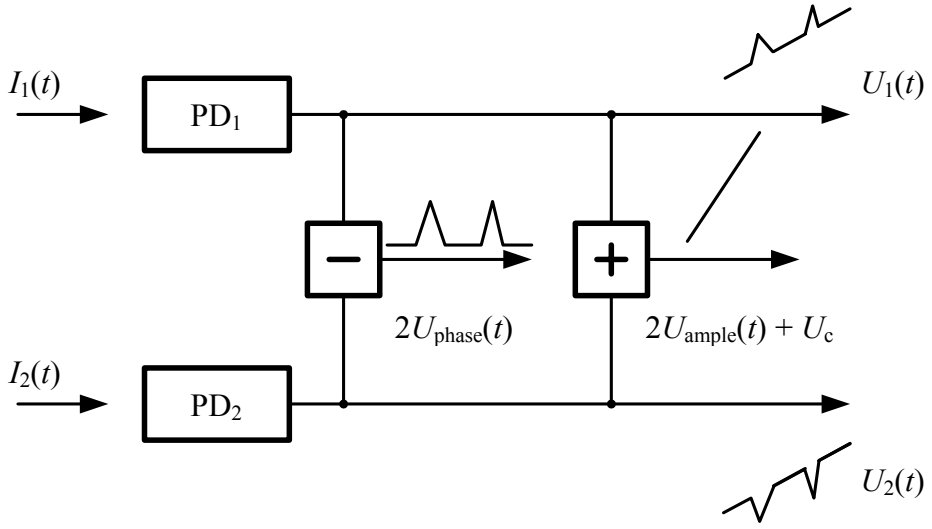


Рис. 3. Электрическая схемы параллельной регистрации изменения пропускания и оптической толщины ЖК ячейки

$$I_1(t) = I_1 + I_{1ample}(t) + I_{1phase}(t) \text{ - на выходе канала 1,}$$
$$I_2(t) = I_2 + I_{2ample}(t) + I_{2phase}(t) \text{ - на выходе канала 2,}$$

где I_1 и I_2 - постоянные составляющие, $I_{1ample}(t)$ и $I_{2ample}(t)$ – составляющие, определяемые изменением пропускания ячейки, а $I_{1phase}(t)$ и $I_{2phase}(t)$ - составляющие, определяемые изменением оптической длины плеч интерферометра. Излучение с выхода каналов 1 и 2 интерферометра подавалось на фотодиоды PD$_1$ и PD$_2$, соответственно. Сигналы на выходе фотоприемников равны

$$U_1(t) = U_1 + U_{1ample}(t) + U_{1phase}(t)$$
$$U_2(t) = U_2 + U_{2ample}(t) + U_{2phase}(t)$$

При идеально подобранных параметрах интерферометра и одинаковой чувствительности фотоприемников U_1 - U_2 = U_c, $U_{1ample}(t)$ = $U_{2ample}(t)$ = $U_{ample}(t)$ и $U_{1phase}(t)$ = - $U_{2phase}(t)$ = $U_{phase}(t)$. Тогда на дифференциальном выходе имеем сигнал $U_-(t) = 2U_{phase}(t)$, а на суммирующем выходе $U_+(t) = 2U_{ample}(t) + U_c$.

На Рис. 4 приведены осциллограммы, полученные при подаче на ячейку ступеньки напряжения 24 В. Пропускание ячейки возрастало с 10% до 60%. Автоматический расчет изменения оптической толщины ячейки во времени по числу максимумов пропускания, используя сигналы от выходных пучков $I_1(t)$ и $I_2(t)$, затруднен.

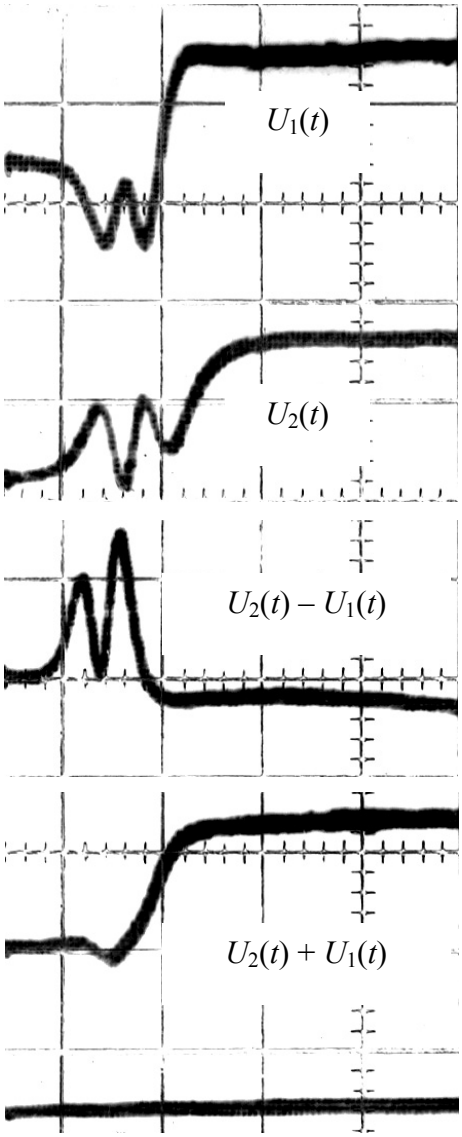
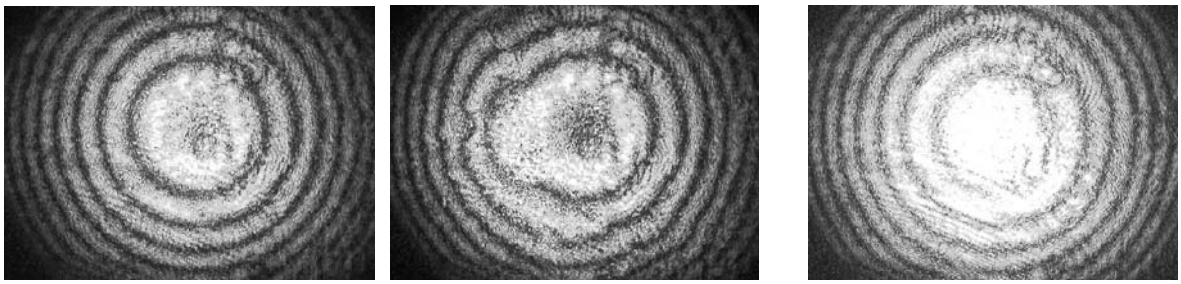


Рис. 4. Параллельная регистрация изменения пропускания и оптической толщины ЖК ячейки
(а) – сигналы на выходах фотодиодов PD_1 и PD_2,
(б) – разностный сигнал $U_-(t) = U_2(t) - U_1(t)$,
(в) – суммарный сигнал $U_+(t) = U_2(t) + U_1(t)$;
развертка 0.5 мс/дел, чувствительность 0.2 (а, в) и 0.5 В/дел (б).

Разностный сигнал $U_2(t) - U_1(t)$, представленный на Рис. 4 б, позволяет сделать это. Как видно из Рис. 4 в, отображающего изменение пропускания ячейки, равенство $U_{1\text{phase}}(t) = - U_{2\text{phase}}(t)$ выполняется достаточно хорошо. Рис. 5 иллюстрирует возможности разработанного интерферометра визуализировать неоднородность пространственного распределения электрического поля, связанного с поверхностью. В данном случае тестировалась ЖК ячейка с ориентирующими покрытиями из полиимида с фотопроводящими добавками. Как видно из приведенных фотографий, существует оптимальное напряжение, подаваемое на слой ЖК, когда его чувствительность к дефектам на поверхности максимальна. Это напряжение превышает напряжение перехода Фредерикса на 2-3 В.

Устройство просто в юстировке, позволяет производить регистрацию фазовых сдвигов, как во времени, так и по пространству в транспарантных объектах и регистрировать смещение поверхности отражающих объектов. В последнем варианте тестовый объект используется в качестве отражающего элемента *4*. Интерферометр может быть использован в качестве датчика механических колебаний. Для увеличения чувствительности устройства рекомендуется использовать сигнал $U_{-} \sim I_1 - I_2 = A - C + 2B(\text{t})$.



а *б* *в*

Рис. 5. Интерферограммы ЖК ячейки
Напряжение на ЖК ячейке – 0 (а), 8 (б) и 14 В (в)

Работа частично поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (Грант Ф05МС-029).

Литература

1. *Yeh P*. Introduction to photorefractive nonlinear optics. NY: Wiley Interscience, 1993. 410 p.
2. *De Feo D., De Nicola S., Ferraro P., Maddalena P., Pierattini G.* A Fourier-transform-based interferometric technique for measuring the elastic anisotropy of a nematic liquid crystal // Pure Appl. Opt. 1998. Vol. 7, No. 6. P. 1301–1308.

Д. У. Кучура, А. В. Царук

ЗАНДЗІРАВАННЕ ТКАНКІ АОРТЫ ЛІНЕЙНА ПАЛЯРЫЗАВАНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ВЫПРАМЕНЬВАННЕМ

Асаблівую цікавасць для біялогіі і медыцыны прадстаўляюць аптычныя метады дыагностыкі і ў тым ліку аптычная (лазерная) тамаграфія. Гэта обумоўлена тым, што метады лячэння і дыягностыкі, выкарыстоўваючыя аптычнае выпраменьванне арганазахоўваючыя і мінімальна інвазіўныя. Дыягностыка захворваняў, у аснове якой аптычныя з'явы, такія як адбіццё, рассеянне і прапусканне выпраменьвання рэчывам і г. д., з'яўляецца адной з нямногіх дазваляючых дыагнаставаць біялагічныя аб'екты in vivo [1]. Але жывыя арганізмы фарміруюцца з тканак, якія з'яўляюцца моцна рассеіваючымі аптычнае выпраменьванне асяродзямі. Гэта істотна абмяжоўвае глыбіню пранікнення ў тканку выпраменьвання і пагоршвае якасць відарыса даследуемай мікраструктуры. Так наібольшая глыбіня пранікнення выпраменьвання ў залежнасці ад яго даўжыні хвалі для біятканак скуры, слізістых абалонак, крывяносных сасудаў, зубоў жывёл і чалавека не праўзыходзіць некалькі міліметраў [1, 2]. Гэтыя вынікі дасягнуты галоўным чынам за кошт дэталёвага вывучэня працэсаў адбіцця, прапускання і рассеяння аптычнага выпраменьвання ў залежнасці ад яго спектральных характарыстык [2]. Магчымасці ж паляпшэння відарыса мікраструктур у біятканках і глыбіні пранікнення ў яе выпраменьвання за кошт уліка яго палярызацыйных характарыстык вывучаны недастаткова і таму выклікаюць у даследчыкаў усе ўзрастаючы інтарэс. Высвятленню такіх магчымасцей прысвячаецца ўсе ўзрастаючая колькасць прац па даследаванню адбіцця, прапускання і рассеяння палярызаванага лазернага выпраменьвання пры распаўсюджванні яго ў мутных асяродзях і ў прыватнасті ў біятканках. На дадзены момант ужо маецца рад работ показываючых, што для некаторых кампазіцыйных матэрыялаў і мутных асяродзяў распаўсюджванне ў іх лазернага выпраменьвання залежыць ад віду яго палярызацыі лінейнай ці цыркулярнай [2, 3]. Аднак непасрэдна для біятканак недастаткова вывучана адбіццё, прапусканне і рассеянне артаганальна лінейна полярызаванага лазернага выпраменьвання ў залежнасці ад вугла падзення. Крывяносныя сасуды пранізваюць ткані ўсіх органаў чалавека і жывёл. Іх дыяметр дасягае значення каля санціметра, а таўшчыня некалькіх міліметраў.

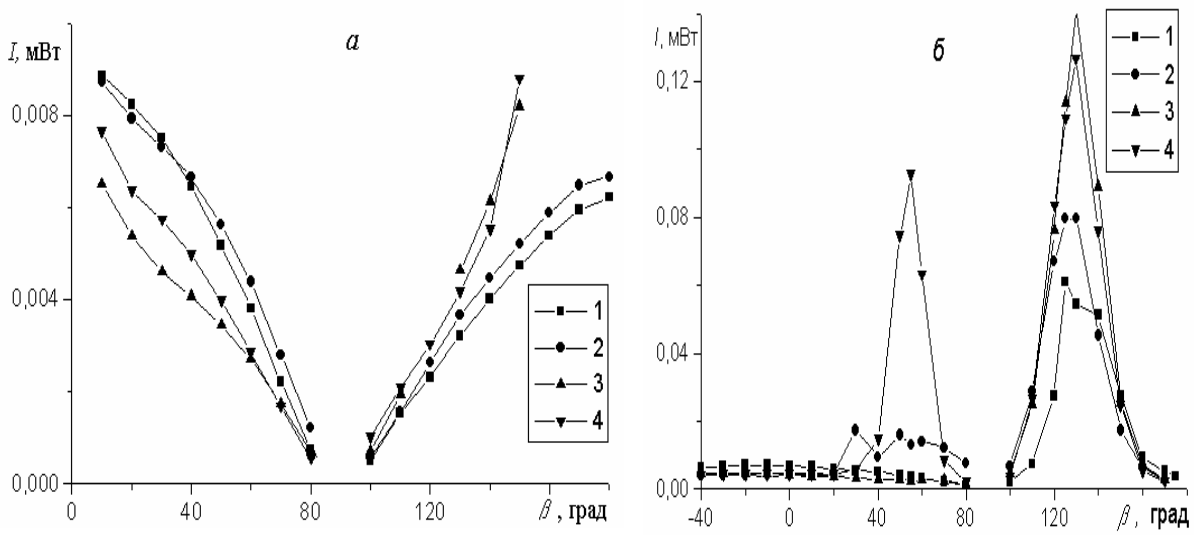
Таму мэтаю работы з'яўлялася вызначыць, як змяняюцца палярызацыйныя характарыстыкі артаганальна лінейна палярызаванага

лазернага выпраменьвання распаўсюджваюшчагася праз тканку крывяноснага сасуда ў залежнасці ад вугла падзення і назірання.

Даследавалася тканка тоўшчынёй каля 2 мм свіной аорты маючай дыяметр роўны 1,3 см. Выразаная каля сэрца абескроўленая частка аорты пасля разразання ўздоўж русла сосуда прадстаўляла сабою прамавугольную поверхню пазмерам 30мм × 40мм. Яна закраплялася верцікальна на ганіёметрычным століку лазернага ганіёметрычнага стокспалярыметра [4]. Кірунак зразання сасуда ляжаў у плоскасці падзення выпраменьвання. Праз кожныя трыдцаць хвілін тканка аорты здымалася з століка і на працягу 30 хвілін вымачвалася ў фізіялагічным растворы для захавання яе ўласцівасцей. Затым зноў закраплялася на століку для вывучэння.

З выкарыстаннем лазернага ганіёметрычнага стокспалярыметра вымяраліся параметры Стокса (I, P_1, P_2, P_3). (I) характарызаваў сумарную інтэнсіўнасць выпраменьвання, а (P_1) –перавагу лінейна палярызаванай з азімутам 0 адносна плоскасці падзення, супадаючы з плоскасцю назірання гарызантальнай кампаненты, над лінейна палярызаванай з азімутам 90° вярцікальнай кампанентай. (P_2), (P_3) характарызавалі перавагу лінейна палярызаванай з азімутам 45° кампаненты над ёй артаганальнай і правацыркулярнай кампненты выпраменьвання над ёй артаганальнай адпаведна. Па вымяраным значэнням параметраў Стокса разлічваліся ступень палярызацыі (P) і другія традыцыйныя палярызацыйныя характарыстыкі выпраменьвання [4]. Адносная стандартная нявызначанасць вымярэння параметраў Стокса знаходзілася ў межах ± 5%. Лінейна палярызаванае з азімутам 0, 90° зандзіруючае выпраменьванне пры λ = 0,63 мкм He—Ne-лазера ЛГ–126, накіроўвалося на знешні (адвенціну) ці унутраны (інціму) бакі аорты пад вуглом –55,0º ці па нармалі да яе паверхні. Знакі + ці – пры значэннях вуглоў значаць, што вуглы адлічваюцца ў бок люстранога адбіцця ці ў бок падаючага промня адносна нармалі да поверхні тканкі адпаведна. Плоскасці падзення і назірання супадалі. Рэгістрацыя рассеянага выпраменьвання адбывалася ў цялесным вугле $7{,}2\cdot10^{-3}$ ср пры змяненні вуглоў назірання β ад –40º да 180º. Час вымярэння 1 хвіліна. Лінейна палярызаванае выпраменьванне з λ = 0,63 мкм і дзіаметрам промня роўным 5 мм He-Ne лазера ЛГ-126. З дапамогаю лазернага стокспалярыметра для гэтага выпраменьвання адбітага і рассеянага тканкаю, а таксама прайшоўшага праз яе, былі вымераны параметры Стокса пры вуглах назірання ад –40° да 180°адносна нармалі да паверхні даследуямай тканкі.

Вынікі вымярэння інтэнсіўнасці выпраменьвання рассеянага знешнім ці унутраным бокам аорты, а таксама прайшоўшага праз яе прадстаўляны на мал.1. З іх вынікае, што пры падзенні артаганальна лінейна палярызаванага выпраменьвання па нармалі да паверхні тканкі

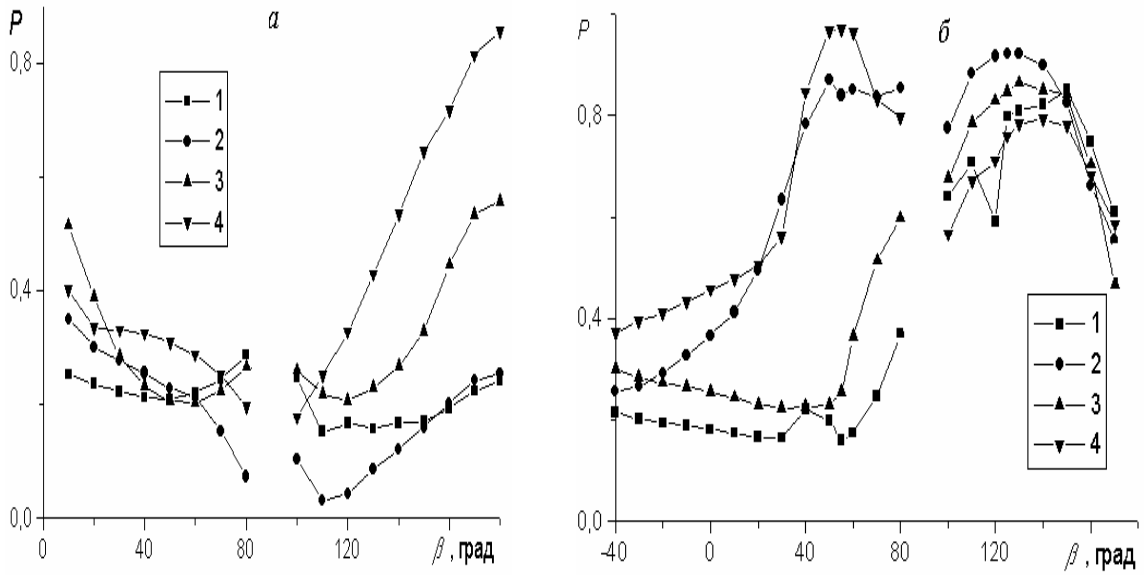


Мал.1. Залежнасць ад вугла назірання інтэнсіўнасці выпраменьвання рассеянага сценкай аорты пры асвятленні яе знешняга боку (1, 2), унутранага боку (3, 4) па нармалі (*а*) ці пад вуглом Брусцера (*б*) выпраменьваннем лінейна полярызаваным з азімутам 0 (1, 3) і 90° (2, 4)

інтэнсіўнасць рассеянага назад выпраменьвання падае пры павялічэнні вугла назірання ад 10° да 80°. Пры гэтым інтэнсіўнасць рассеянага выпраменьвання для падаючай з азімутам 90° кампаненты на некалькі больш чым для ёй артаганальнай (мал. 1, *а*). Выпраменьванне, рассеянае тканкаю наперад, якое назіраецца пры вуглах ад 100° да 180°, таксама характарызуецца большай інтэнсіўнасцю для падаючай з азімутам 90° кампаненты, чым для ёй артаганальнай. У выпадку падзення артаганальна лінейна палярызаванага выпраменьвання на тканку аорты пад вуглом Брусцера інтэнсіўнасць выпраменьвання прайшоўшага тканку ў некалькі разоў праўзыходзіць інтэнсіўнасць выпраменьвання рассеянага пры вуглах –40° – 80° (мал. 1, *б*) і максімальныя значэнні інтэнсіўнасцей выпраменьвання рассеянага назад і прайшоўшага тканку для кампанент, падаючых на яе па нармалі.

Пры падзенні артаганальна лінейна палярызаваных кампанент па нармалі да тканкі іх выпраменьванне рассеянае назад і прайшоўшае тканку моцна дэпалярызавана (мал. 2, *а*). У выпадку падзення гэтых жа кампанент на тканку пад вуглом Брусцера іх выпраменьванне, рассеянае тканкаю і назіраемае пры вуглах –40° – 10° слаба палярызавана са ступенню

палярызацыі, не праўзыходзячай 0,3 (мал. 2, *б*). Выпраменьванне ж назіраемае пры вуглах 50° і больш мае высокую ступень палярызацыі, дасягаючую значэння 0,95 пры вугле назірання 125°, адпавядаючаму напрамку прамога праходжання праз тканку. Гэта сведчыць аб тым, што прайшоўшае тканку выпраменьванне ў асноўным захоўвае палярызацыю падаючага лінейна палярызаванага выпраменьвання.



Мал. 2. Залежнасць ад вугла назірання ступені палярызацыі выпраменьвання рассеянага сценкай аорты пры асвятленні яе знешняга боку (1, 2), унутранага боку (3, 4) па нармалі (*а*) ці пад вуглом Брусцера (*б*) выпраменьваннем лінейна палярызаваным з азімутам 0 (1, 3) і 90° (2, 4)

Лічыцца, што тканка крывяносных сасудаў з'яўляецца як слаба паглынаючай, так і моцна рассеіваючай выпраменьванне з $\lambda = 0{,}63$ мкм асяродзем з-за яе складанай і неаднароднай структуры [1-3]. Таму для падаючага на тканку аорты па нармалі выпраменьвання артаганальна лінейна палярызаваных кампанент адбываецца моцная дэпалярызацыя пры яго рассеянні назад і ўперад на проход. Ступень яго палярызацыі характарызуяцца значеннямі меншымі 0,3. Гэтаму ж садзейнічае павялічэнне рассеяння ў тканцы з-за яе абязвожвання ў час вымярэнняў. Высокую ступень палярызацыі, прайшоўшага тканку выпраменьвання пасля падзення на яе пад вуглом Брусцера выпраменьвання артаганальна лінейна палярызаваных кампанент, можна растлумачыць многаслойнай высокаўпарадачанай структурай аорты. Яна мае як мінімум тры слаі. Слаі ўвораны ўпарадачана размешчанымі клеткамі. Згодна формулам Фрэнэля каэфіцыент адбіцця кампаненты палярызаванай з азімутам 90° больш, чым для кампаненты ёй артаганальнай. Таму, рас-

паўсюджваючыся ў тканцы, яна будзя меняй паглынацца пры мнагакратных пераадбіццях на неаднароднасцях. На выхадзе з тканкі яе інтэнсўнасць і ступень палярызацыі будзя больш, чым у выпадку распаўсюджвання кампаненты з азімутам 0.

Вымярэнні паказалі, што лазернае выпраменьванне, прайшоўшае тканку аорты гэдыкай вялікай таўшчыні як два міліметра, ёю адбітае і рассеянае не дэпалярызуецца цалкам. Ступень яго палярызацыі мае значэнне роўнае 0,3 і больш у залежнасці ад палярызацыі падаючага выпраменьвання, вугла яго падзення і назірання.

Такім чынам, вывучана змяненне палярызацыйных характарыстык артаганальна лінейна палярызаванага лазернага выпраменьвання распаўсюджваюшчагася праз тканку крывяноснага сасуда ў залежнасці ад вугла яго падзення і назірання. Палучаныя вынікі дазваляюць вызначыць умовы зандзіравання тканкі крывяноснага сасуда лінейна палярызаваным лазерным выпраменьваннем, пры якіх зменшваецца яго рассеянне і дасягаецца больш эфектыўнае ўвядзенне ў тканку па параўнанню з выпадкам не ўліка палярызацы пры адбіцці, рассеянні і прапусканні. Яны прадстаўляюць інтарэс і могуць быць карыснымі пры стварэнні як новых аптычных метадаў і ўстройстваў дыягностыкі становішча жывых арганізмаў, так і ўдасканальвання ўжо маючыхся. У іх павінны быць зацікаўлены даследчыкі, займаючыяся вывучэннем тэрапеўтычнага ўздзеяння лазернага выпраменьвання і яго прымяненнямі на практыцы, паколькі эксперыментальна вызначана, што тэрапеўтычнае дзеянне назіраецца, калі выпраменьванне палярызавана лінейна.

Літаратура

1. *Приезжев А. В., Тучин В. В*. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989, 240 с.
2. *Тучин В. В.* Исследование биотканей методами светорассеяния // УФН. 1997. Т.167, №5. С. 517 – 539.
3. *Kartazayeva S. A., Ni X. And Alfano R.* Rbackscattering target detection in a turbid mediam by use of circularly and linearly polarized light // Optics letters. 2005. Vol.30, #10. P.1168 – 1170.
4. *Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В.* Лазерный гониометрический стоксполяриметр // ЖПС. 1999. Т. 66, № 6. С. 869-874.

В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, М.И. Маркевич, М.В. Пузырев,
А.М. Чапланов

КОНТРОЛЬ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ НИКЕЛЯ В ВОДЕ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Методом лазерной эрозии с помощью пространственного сепарирования получена водная суспензия наночастиц никеля. С помощью метода лазерного зондирования измерены диаметры и концентрации наночастиц никеля в водной среде. Проведен анализ полученной суспензии наноразмерных частиц с применением атомно-силовой и электронной микроскопии.

Введение

В настоящее время всё большее распространение получают нанотехнологии, т.е. технологии, имеющие дело с получением и применением частиц любого вещества размером порядка нанометров [1]. Физические и химические свойства вещества в этой области размеров отличаются как от свойств отдельных атомов и ионов, так и от свойств массивного вещества. Это позволяет усиливать или ослаблять известные свойства металлов, а также создавать совершенно новые металлические или металлсодержащие материалы с необычными, до сих пор недоступными свойствами. Большой интерес представляет использование наночастиц в таких областях как электроника, медицина, легкая и химическая промышленность.

В данной работе предложен новый метод получения суспензий наночастиц. Метод получения основан на попадании продуктов разрушения металлических мишеней в водную среду при лазерном воздействии, вследствие возникновения лазерного эрозионного факела.

Методы получения суспензий наночастиц металлов

В настоящее время известны несколько методов получения суспензий наночастиц: электрический разряд в жидкости и лазерная эрозия в жидкости.

При производстве суспензий наночастиц металлов методом электрического разряда [2] используют металлические электроды (Ni, W, сталь), погруженные в жидкую среду (воду, этанол). При протекании электрического разряда (дугового [2] или искрового[3]) электроды разрушаются и образуется большое количество нано- и микрочастиц из всевозможных химических соединений материалов электродов и жидкой среды. Применение искрового разряда [3] обеспечивает более эффективное поступление в разряд материала электродов по сравнению с дуговым разрядом. Использование разряда переменного тока обусловлено необходимостью

равномерной эрозии обоих электродов. В работе [3] были получены наночастицы WC диаметром от 2,5 до 35 нм. В работе [4] рассматриваются возможности получения наночастиц металлов (Ag, Au, Ti, Cu и их сплавов) с помощью лазерной эрозии. Было показано, что при лазерной эрозии металла, находящегося в жидкой среде, формируется значительное количество наноразмерных объектов с размерами 10-100 нм. Для лазерного воздействия применялись [4] либо вторая гармоника Nd: YAG лазера (λ = 532 нм), либо излучение лазера на парах меди (λ = 510 нм).

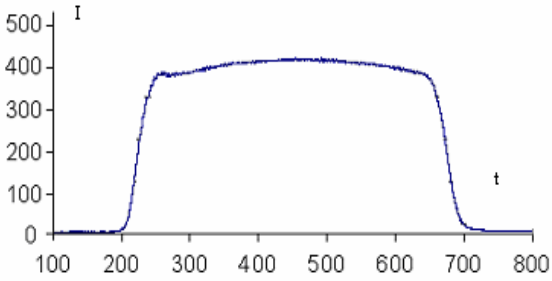


Рис. 1. Временная форма квазистационарного лазерного импульса

Оба этих метода имеют существенный недостаток: представляется сомнительной химическая чистота получаемых суспензий. Поскольку вследствие того, что процессы образования частиц идут в жидкой среде, химический состав данных низкоразмерных объектов будет содержать весь спектр химических элементов (и все возможные их комбинации) как материала мишени (электродов), так и жидкой среды.

Пространственно-временное распределение жидко-капельной фазы эрозионного лазерного факела металла

При воздействии на поверхность металлической мишени (в воздушной среде) лазерного импульса прямоугольной формы (рис. 1) с умеренной интенсивностью (10^5 -10^6 Вт/см^2) образуется эрозионный лазерный факел, который состоит из паров, плазмы и жидкокапельной фазы. На начальных стадиях лазерного воздействия в эрозионный факел поступают мелкие (10-100 нм), жидкокапельные частицы [5, 6], сформированные объемным парообразованием; к концу импульса в эрозионный факел поступают более крупные частицы (1-100 мкм) за счет гидродинамического механизма [7, 8]. При больших пятнах облучения, когда диаметр эрозионной лунки значительно больше ее глубины, мелкодисперсная жидкокапельная фаза, увлекаемая движением плазмы, движется перпендикулярно поверхности мишени. Более крупные жидкие капли, из-за краевых эффектов на стенках лунки вылетают в виде конуса под небольшим углом к поверхности мишени, составляя своеобразную динамическую корону.

При воздействии лазерного импульса колоколообразной формы (фронт нарастания и затухания интенсивности соизмерим с продолжительностью импульса) на металл жидкие капли, сформированные за счет гидродинамического механизма, поступают в эрозионный факел гораздо раньше (уже на спаде интенсивности лазерного импульса). Это обусловлено тем фактом, что в этом случае конденсированная фаза одновременно формируется как за счет механизма объемного парообразования, так и гидродинамического механизма [9]. Там же установлено, что пространственно-временное распределение жидкокапельной фазы эрозионного лазерного факела имеет качественно схожие черты и для более широкого круга металлов.

Получение водных суспензий наночастиц никеля.

Таким образом, более мелкие и более крупные частицы имеют различные предпочтительные направления разлета. Этот эффект делает возможным применение пространственной сепарации частиц за счет диафрагмирования потока мелких частиц и экранирования зоны разлета крупных частиц (см. рис 2). Следовательно, после диафрагмы в сосуд с водой попадают преимущественно мелкие частицы, что и является целью настоящей работы.

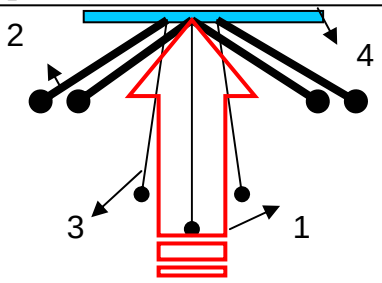


Рис. 2 Схема механизма лазерной эрозии
1) Воздействующее лазерное излучение
2) Частицы, сформированные за счет гидродинамического механизма
3) Частицы, образованные объемным парообразованием
4) Образец.

Эксперименты проводились при воздействии лазерных импульсов высокоэнергетичной установки [10] на основе неодимовых стекол на никелевые мишени. Длительность квазистационарного лазерного импульса составляет величину ~ 1,2 мс, энергия до 1 кДж, диаметр пятна фокусировки 10 мм. Водная суспензия наночастиц никеля получалась при многократном воздействии лазерного импульса на мишень.

Контроль характеристик наночастиц металлов в суспензии.

Параметры частиц в водной среде контролировались с помощью методики лазерного зондирования [11], приспособленной для зондирования объектов в кювете с водой. Сущность ее, применительно к данной работе заключается в следующем (см рис 3). На исследуемый образец 8, помещенный в центре интегрирующей сферы 7, направляется зондирующее лазерное излучение. Рассеянное образцом излучение равномерно распределяется по внутренней матовой поверхности сферы. Для определения

интенсивности рассеянного излучения в одно из отверстий сферы помещается оптический датчик 9. Два других оптических датчика 4,11 регистрируют интенсивности зондирующего и прошедшего образец излучений. Из баланса энергии зондирующего излучения находится поглощенная образцом часть излучения.

Для сферических частиц, размеры которых значительно меньше длины волны зондирующего излучения ($d << \lambda$), справедливо соотношение [11]:

$$\frac{Q_{рас}}{Q_{пог}} = \frac{\pi^3}{9}\left(\frac{d}{\lambda}\right)^3 \frac{(n^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4n^2\chi^2}{n\chi}, \qquad (1)$$

с учетом $n = n_{част}/n_{сред}$, $\chi = \chi_{част}/n_{сред}$, где d - диаметр частиц; $n_{сред}$ - показатель преломления среды; $m_{част} = n_{част} - i \cdot \chi_{част}$ - комплексный показатель преломления материала частиц; $Q_{рас}$ и $Q_{пог}$ - эффективности рассеяния и поглощения (отношения сечения рассеяния и поглощения к площади поперечного сечения частицы); λ–длина волны зондирующего излучения.

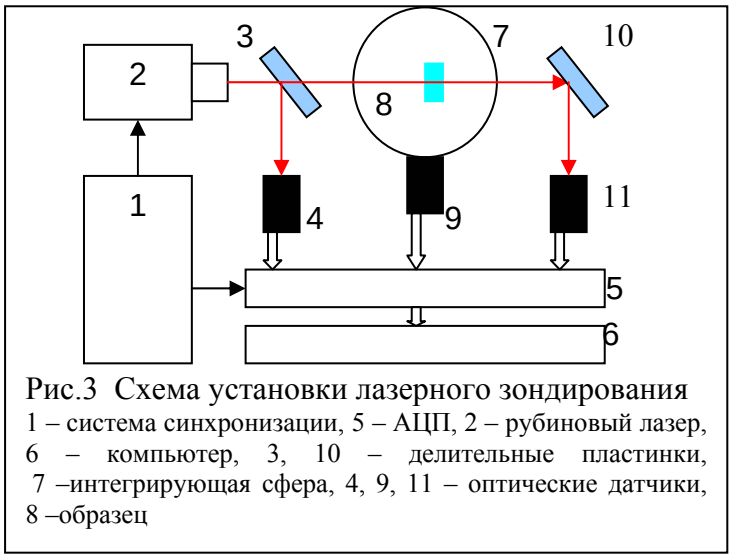


Рис.3 Схема установки лазерного зондирования
1 – система синхронизации, 5 – АЦП, 2 – рубиновый лазер, 6 – компьютер, 3, 10 – делительные пластинки, 7 –интегрирующая сфера, 4, 9, 11 – оптические датчики, 8 –образец

При условии однократного рассеяния (средняя длина свободного пробега фотона по рассеянию должна быть больше, чем размер зондируемого объекта) выполняется равенство $K_{рас}/K_{пог} = Q_{рас}/Q_{пог}$, где $K_{рас}$ и $K_{пог}$ - отношения рассеянного и поглощенного образцом излучения к интенсивности зондирующего излучения. Таким образом, сравнивая экспериментально измеренное отношение $K_{рас}/K_{пог}$ с теоретически рассчитанным $Q_{рас}/Q_{пог}$ по формуле (1), можно определить эффективный диаметр частиц.

Формула для расчета концентрации частиц может быть получена следующим образом. Сечение потерь излучения на одной частице $S^1_{пот} = Q_{экс}\,\pi \cdot r^2$ [12]. Количество частиц в зондируемом объеме образца $N_V = NSl$. Тогда сечение потерь излучения на всех частицах зондируемого объема $S_{пот} = S^1_{пот} N_V = Q_{экс}\pi \cdot r^2 NSl$. При условии однократного рассеяния, отношение сечения потерь излучения на частицах зондируе-

мого объема к поперечному сечению зондирующего луча равно относительному коэффициенту потерь $K_{пот} = K_{рас} + K_{пог}$, т.е. $S_{пот}/S = K_{пот} = K_{рас} + K_{пог} = Q_{экс}\pi \cdot r^2 Nl$, откуда можно определить концентрацию

$$N = \frac{K_{\text{рас}} + K_{пог}}{\pi r^2 Q_{экс}\, l}. \qquad (2)$$

Следовательно, экспериментально измеряя $K_{рас}$, $K_{пог}$ и l (длина взаимодействия зондирующего излучения с исследуемым веществом), а также теоретически рассчитывая $Q_{экс}$ (методика расчета $Q_{экс}$ согласно теории Ми подробно изложена в [12]), по формуле (2) можно установить усредненную концентрацию частиц в оптически-прозрачной среде.

В настоящей работе исследовались два образца водной суспензии частиц никеля: без диафрагмирования потока частиц, когда в воду попадали и мелкие и крупные частицы, и с диафрагмированием, когда поток крупных частиц задерживался диафрагмой, и в воду попадали преимущественно мелкие частицы. Методом лазерного зондирования образца, полученного с помощью диафрагмирования, определены следующие параметры: усредненный диаметр частиц 85 нм, усредненная концентрация частиц $1{,}2 \cdot 10^9$ см$^{-3}$.

Анализ результатов зондирования образца, полученного без диафрагмирования, показал, что в суспензии присутствуют в заметной концентрации относительно крупные частицы (~1 мкм).

Для подтверждения результатов, полученных методом лазерного зондирования, проведен анализ частиц, сформированных после выпаривания воды и нанесения их на подложку (для анализа использовалась атомно-силовая и электронная микроскопия). Изображение рельефа поверхности подложки с частицами никеля, образованными без диафрагмирования «пучка» частиц, дано на рис.4,а. Данный снимок был получен при помощи электронного микроскопа. Средний размер частиц на снимке 3-5 мкм, что согласуется с полученными способом лазерного зондирования результатами. Однако с относительно крупными частицами, как это видно из снимка, присутствует большое количество субмикронных частиц, которые находятся на пределе разрешения данного электронного микроскопа. При исследовании этого образца с помощью атомно-силового микроскопа субмикронные частицы уже возможно разрешить (см. рис.4,б). На этом снимке четко видны относительно крупные частицы ~2-4 мкм, наряду с более мелкими частицами ~40-70 нм.

Результаты исследования частиц, полученных с помощью операции диафрагмирования «пучка» частиц приведены на рис. 4, в. Данный снимок был получен при помощи атомно-силовой микроскопии. Частицы никеля были препарированы аналогично предыдущему случаю. Уже предварительное исследование рельефа подложки показало значительное сокращение числа крупных частиц. Анализ снимка (рис.4,в) показал, что значение диаметра частиц равно ~ 80 нм, при среднеквадратичном разбросе ± 40%.

Измеренные методом лазерного зондирования значения диаметров частиц находятся в согласии со значениями, полученным при помощи атомно-силовой микроскопии.

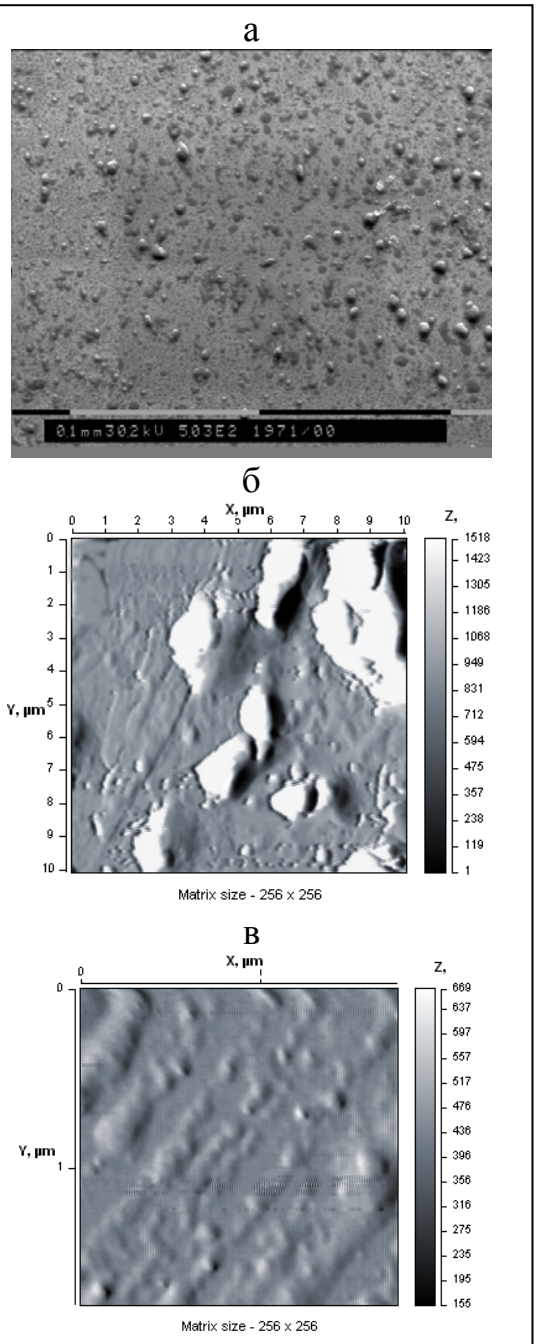


Рис. 4. Изображение поверхности образца с частицами никеля
а – частицы получены без диафрагмы (электронный микроскоп); **б** – частицы получены без диафрагмы (атомно-силовой микроскоп); **в** – частицы получены с использованием диафрагмы (атомно-силовой микроскоп)

Заключение.

Таким образом, с помощью механизма лазерной эрозии металлов возможно получение наноразмерных частиц никеля с эффективными размерами ~ 70-80 нм и их суспензий. Основным преимуществом данного метода является то, что данный процесс получения суспензий наноразмерных частиц практически не зависит от типа улавливающей среды и ее физико-химических свойств.

Метод лазерного зондирования позволяет в реальном масштабе времени с достаточной степенью точности определять усредненные размеры и концентрацию частиц в оптически-прозрачной среде. Следует отметить, что метод применим для контроля изменения размеров и кон-

центрации частиц в быстропротекающих процессах. Дополнительным преимуществом предлагаемого метода является осуществление контроля образца.

Литература

1. *Витязь П. А.* Наноструктурные материалы – 2004. Беларусь – Россия. Минск. 2004. С. 7.
2. *Parkansky N., Alterkop B., Boxman R. L., e. a.* Powder Technology. Vol.150, № 36. 2005.
3. *Бураков В. С., Савастенко Н. А., Мисаков П. Я., Тарасенко Н. В.* Получение наноразмерного порошка карбида вольфрама методом искрового разряда в этаноле// Труды ИМАФ НАНБ, 2005. С. 435-437.
4. *Симакин А. В., Воронов В. В., Шафеев Г. А.* Образование наночастиц при лазерной абляции твердых тел в жидкостях // Труды института общей физики им. Прохорова, 2004. Т. 60, С. 83-107.
5. *Жиряков Б. М., Рыкалин Н. Н., Углов А. А.*. О некоторых особенностях процессов разрушения металлов сфокусированным излучением лазера // ЖТФ. 1971. Т. 41, С. 1037–1042.
6. *Гончаров В. К., Карабань В. И., Остромецкий В. А.* Экранировка лазерного излучения продуктами разрушения различных металлов // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 1235–1240.
7. *Уляков П. И.* Некоторые закономерности разрушения твердых сред излучением ОКГ // ЖЭТФ. Т. 52. 1967. С. 820–830.
8. *Путренко О. И., Янковский А. А.* Исследование световой эрозии металлов в течение импульса генерации ОКГ // ЖПС. Т. 15. 1971. С. 596–604.
9. *Насонов В. И.* Динамика рассеяния излучения частицами конденсированной фазы при квазинепрерывном лазерном воздействии на металлы // ЖПС. Т. 73, № 2, 2006. С. 210–219.
10. *Бык А. П., Гончаров В. К., Захожий В. В., Карабань В. И., и др.* Автоматизированный комплекс для изучения временных процессов взаимодействия импульсного лазерного излучения умеренной интенсивности с веществом // Москва , 1986. №38 (Препринт / Физ. ин-т АН СССР).
11. *Гончаров В. К., Козадаев К. В., Куницкий М. И., Пузырев М. В*. Лазерное зондирование оптических сред с наноразмерными частицами // ИФЖ .2005. Т. 78, №6.С. 122–125.
12. *Борен К., Кафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.

В.Л. Козлов, И. Н. Карчевская

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДАТЧИКА ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХВОЛНОВОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Создание полупроводниковых лазерных диодов на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры, обеспечивающих генерацию излучения на двух различных оптических длинах волн, позволило разработать структуры квантоворазмерных гетеролазеров, способных излучать оптические сигналы на двух или трех длинах волн одновременно со стабильной амплитудой и частотой повторения в гигагерцовом диапазоне. Появление таких лазеров дает широкие возможности для создания высокоэффективных двухволновых лазерных измерительных и диагностических систем нового типа, обеспечивающих большую точность измерений по сравнению с аналогичными одноволновыми лазерными структурами. Метрологические характеристики систем на основе двухволновых лазеров в значительной степени определяются точностью задания и возможностью перестройки длин волн лазерного излучения, поэтому разработка методов управления и стабилизации длины волны излучения двухволновых инжекционных лазеров является важной и актуальной проблемой.

Обеспечение стабильности и надежности работы полупроводникового лазера предполагает повышение временной когерентности, которое возможно путем подавления частотного шума и уменьшения ширины линии излучения. Частоту генерации лазера можно регулировать, подстраивая соответствующим образом ток и температуру. При этом отклик частоты лазера на изменения тока оказывается более широкополосным, чем отклик на изменения температуры. В установке, предназначенной для подавления частотного шума путем регулировки тока, для стабилизации частоты используют отрицательную обратную связь, чтобы удерживать частоту вблизи необходимого эталонного значения [1].

Для решения задачи измерения и управления длиной волны лазерного излучения предлагается система, в которой реализуется режим оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн [2]. На рис.1 представлена функциональная схема системы измерения длины волны излучения двухволнового инжекционного лазера. Система содержит источник лазерного излучения Л, блок управления длиной волны излучения лазера БУ, дисперсионный волоконный световод ВС, фотоприемник ФП, усилитель У, вычислительный блок В, элемент “И” &, линию задержки ЛЗ. В качестве дисперсионного элемента используется волоконно-оптический световод.

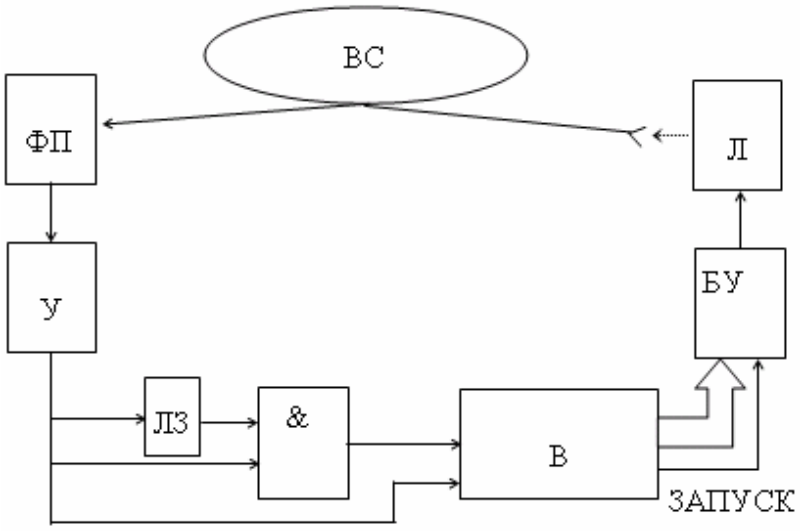


Рис.1. Функциональная схема системы измерения длины волны излучения полупроводникового инжекционного лазера

Время распространения оптического излучения в световоде будет зависеть от длины волны излучения. Блок управления длиной волны излучения БУ формирует импульсы тока I_1 и I_2 для запуска лазера на длинах волн λ_1 и λ_2. При замкнутой петле оптической обратной связи в системе устанавливается процесс рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн, период τ которой определяется оптической задержкой излучения в световоде при постоянной электрической задержке в блоках системы. Разность оптических задержек за один период рециркуляции равняется

$$\Delta t = \frac{L}{c}(n_1 - n_2) \qquad (1),$$

где L – длина световода, с – скорость света в вакууме, n_1, n_2 – коэффициенты преломления излучения в световоде на длинах волн λ_1 и λ_2. Измеряя частоту (период) рециркуляции на первой длине волны определяется ее коэффициент преломления в световоде, а, следовательно, и длина волны излучения. Измеряя разность частот рециркуляции на первой и второй длинах волн, определяется вторая длина волны излучения. Перестройка и управление длиной волны осуществляется путем изменения тока инжекции лазера. Длину волоконного световода L следует выбирать таким образом, чтобы время задержки в нем оптического излучения было больше времени электрической задержки в функциональных блоках системы. Диапазон рабочих длин волн $\Delta\lambda$ определяется спектром пропускания волоконно-оптического световода и полосой приемника излучения.

Было выполнено математическое моделирование работы системы измерения и управления длинами волн излучения двухволнового полупроводникового лазера для различных видов оптоволокна и световодов различной длины в диапазоне длин волн от 0,6 мкм до 1,7 мкм. На рис.2 представлена зависимость разрешения системы δλ от длины волокна для волокна, изготовленного из оксида кремния. Результат показал, что чувствительность измерения одной из длин волн тем выше, чем меньше длина оптоволокна.

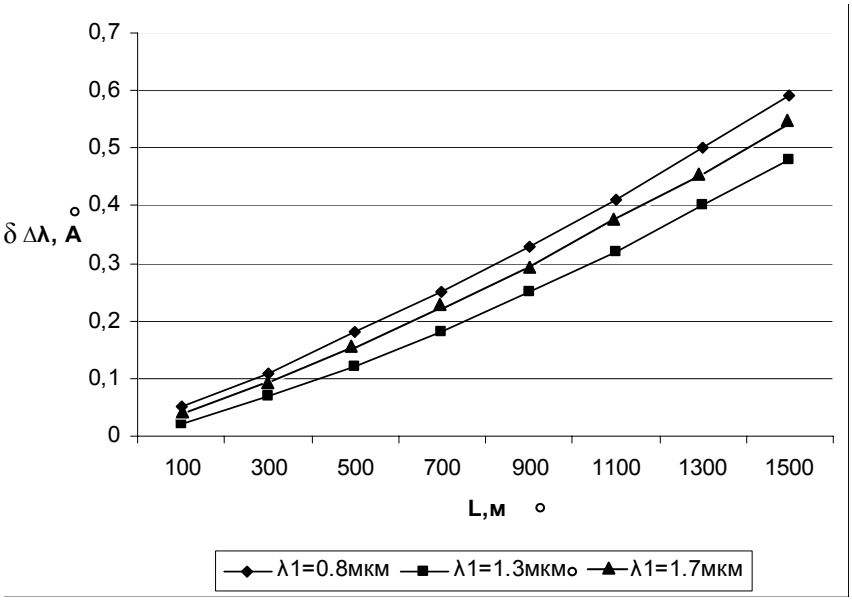


Рис.2. Зависимость чувствительности изменения δλ от длины оптоволокна *L* для оптоволокна из SiO_2

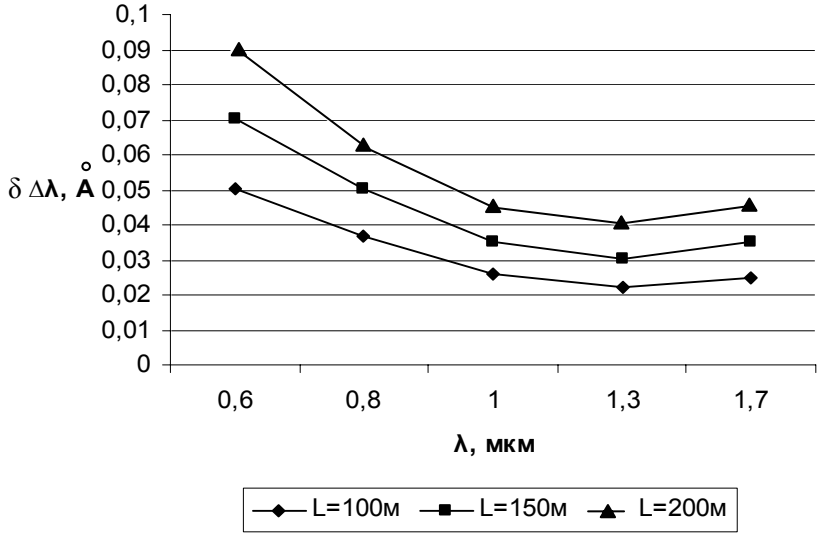


Рис.3. Зависимость чувствительности измерения δλ от λ для различных длин оптоволокна *L*

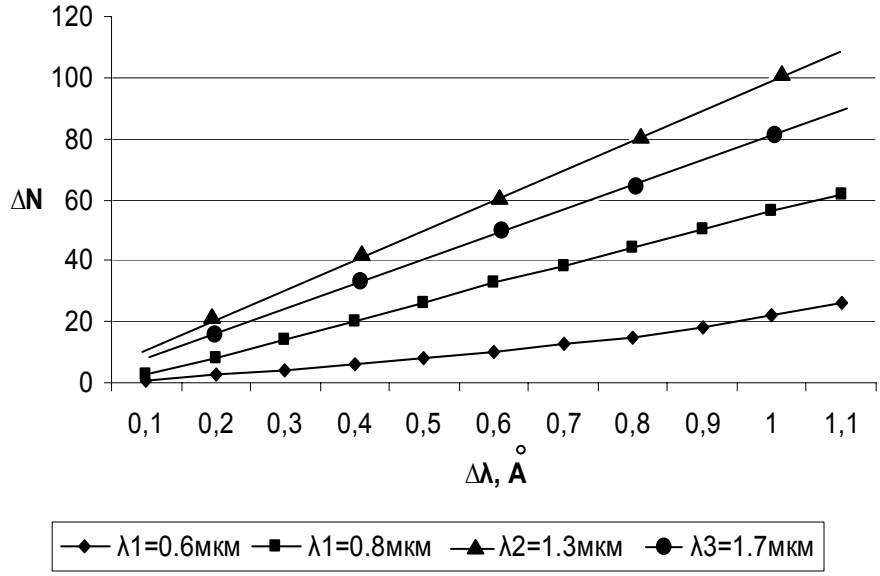


Рис.4. Зависимость числа периодов рециркуляции от изменения $\lambda_1 - \lambda_2$ для различных длин волн в оптоволокне из SiO_2

На рис.3 показана зависимость разрешения системы δλ от длины волны излучения лазера для световода из 9,1%GeO_2, 7,7%B_2O_3, 83,2%SiO_2. Как видно из графика при длине оптоволокна 100 метров чувствительность изменяется от 0,04Å до 0, 02 Å, а при L=200м чувствительность находится в пределах 0,09 – 0,04 Å. Данные графики в общем повторяют зависимость изменения дисперсии от длины волны.

На рис. 4 представлена зависимость изменения числа периодов рециркуляции от изменения одной из длин волн излучения двухволнового лазера. Для оптоволокна, изготовленного из оксида кремния на длинах волн 1,3 мкм при изменении длины одной из волн на 0,1 Å количество периодов рециркуляции изменяется на 10 периодов.

Таким образом, по результатам математического моделирования работы системы можно сделать вывод, что наилучшая чувствительность наблюдается на длине волны 1,3 мкм. При длине оптоволокна 100 метров система чувствительна к изменению длины волны излучения одного из лазеров на 0,02 Å, а с увеличением длины оптического волокна до двухсот метров чувствительность ухудшается до 0, 04 Å.

Литература

1. Физика полупроводниковых лазеров: пер. с японск. / Под ред. *Х. Такумы*. – М.: Мир, 1989. 310 с.
2. Патент РБ №4388 Устройство измерения длины волны когерентного оптического излучения / *В.Л. Козлов*, *С.И. Чубаров*. Опубл 22.11.2001.

В. А.Фираго, П. В.Сиваев

ПОГРЕШНОСТИ ПРИВЯЗКИ ВИЗИРНОЙ ОСИ ОПТИЧЕСКИХ ЛОКАТОРОВ К ТОПОГРАФИЧЕСКИМ УГЛОВЫМ КООРДИНАТАМ

В процессе оптической пеленгации удаленных объектов часто возникает необходимость в оценке положения центра их изображения. При существенной фоновой засветке отношение сигнал/шум вследствие радиационных шумов понижается, что не позволяет по зарегистрированному линейкой или матрицей зарядовому рельефу точно определить координаты центра объекта. Даже при однородном фоне флуктуации его излучения и собственные шумы многоэлементного фотоприемника обусловливают случайный характер наблюдения, поэтому приходится использовать методы оценки положения центра изображения, основанные на выводах статистической теории оптимального приема сигналов [1–4]. В системах локации необходимо оценивать положение центра обнаруженного объекта в угловых координатах, что вызывает необходимость проведения топографической привязки оси оптической системы при наличии шумов в получаемых изображениях используемого для привязки тестового объекта. Рассмотрим погрешности привязки при использовании наипростейших тестовых объектов – вертикально расположенной светящейся нити или креста из таких нитей.

Условия формирования изображений и углов

Вычисление азимутального угла положения объекта в поисково-обзорных оптических локационных системах, применяющих многоэлементные приемники, производится с помощью простого выражения, следующего из рис. 1,

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha + \Delta\varphi_i + \Delta\varphi_{\text{н}i}, \qquad (1)$$

где φ_0 – отсчет, вырабатываемый датчиком азимута; α – отклонение нулевого значения датчика азимута от направления на север; $\Delta\varphi_i$ – азимутальная поправка из-за смещения i-ой фоточувствительной площадки относительно визирной оси системы; $\Delta\varphi_{\text{н}i}$ – поправка за счет углового смещения между осью мгновенного поля зрения i-го элемента и направлением на центра объекта; $\Delta\varphi_{\text{п}}$ – мгновенное поле зрения по азимуту для одного элемента.

В качестве тестовых объектов могут служить вертикальная светящаяся тонкая нить с диаметром $a_{\text{т}}$ и длиной $b_{\text{т}}$ или перекрестие двух светящихся нитей. Тестовые объекты располагают на расстоянии l, при котором распределение освещенности их изображение в плоскости расположения многоэлементного приемника будет определяться функцией рас-

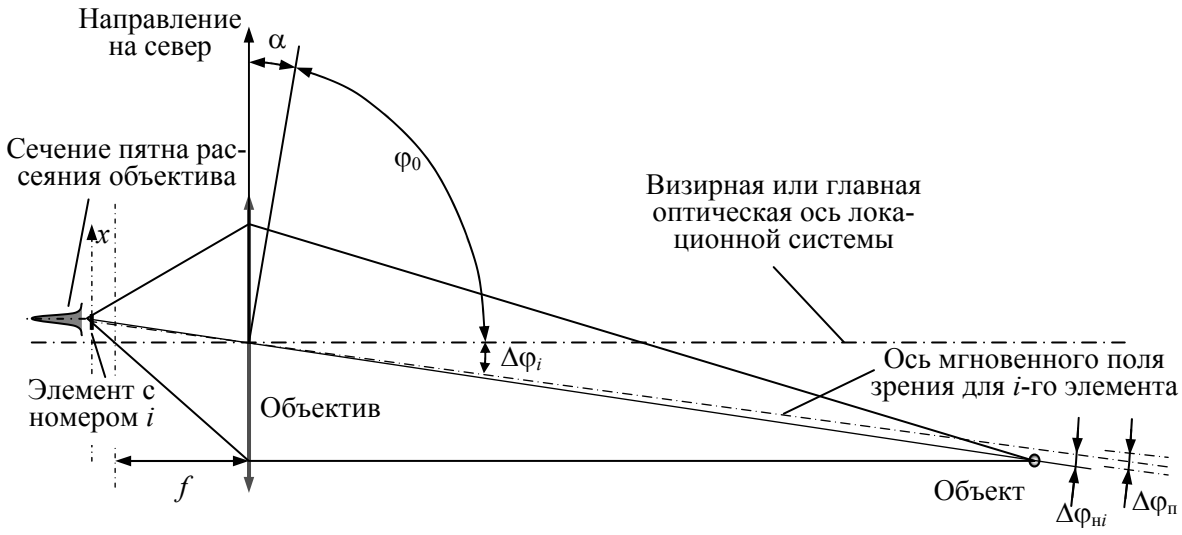


Рис. 1. Оптическая схема формирования изображения и основных углов при привязке визирной оси локационной системы к топографическим угловым координатам с использованием тестового объекта (вид сверху)

сеяния объектива. Предполагая, что нагретая нить является ламбертовским излучателем, при расчетах ее можно заменить светящимся прямоугольником с яркостью $L_т(\lambda,T) = \varepsilon(\lambda)M(\lambda,T_т)/\pi$, где $M(\lambda,T)$ светимость абсолютно черного тела, определяемая длиной волны излучения λ и температурой нити $T_т$, $\varepsilon(\lambda)$ – коэффициент излучения поверхности нити. Для получения интегральной яркости тестового объекта, необходимо проинтегрировать $L_т(\lambda,T)$ по λ в диапазоне спектральной чувствительности фотоприемного устройства с учетом спектральной характеристики его элементов $s(\lambda)$

$$L_т(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) L_т(\lambda,T)\, d\lambda .$$

При использовании объектива с осесимметричной гауссовой функцией рассеяния

$$h(x,y) = \frac{1}{\pi\rho_{эф}^2}\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{\rho_{эф}^2}\right),$$

где $\rho_{эф}$ – эффективный радиус пятна рассеяния, распределение освещенности изображения этого прямоугольника в плоскости формирования изображения, в которой размещается фотоприемник, будет иметь вид [4]

$$E_т(x,y) = h_0 \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} L_т\left(\frac{x-\xi}{k},\frac{y-\eta}{k}\right) h(\xi,\eta)\, d\xi d\eta =$$

$$= h_0 L_{\text{т}} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{1}{\pi \rho_{\text{эф}}^2} \exp\left[-\frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{\rho_{\text{эф}}^2} \right] d\xi d\eta,$$

где $h_0 = \pi \tau_{\text{m}} \tau_0 \cos^2 \beta / \left(4 f^2 / D^2\right)$ – коэффициент, связывающий яркость источника излучения $L_{\text{t}}(x^*, y^*)$ в пространстве предметов и освещенность его изображения; τ_{m}, τ_0 – коэффициенты пропускания среды и оптической системы соответственно; $k = f / l$ – масштабный коэффициент; f – фокусное расстояние оптической системы; β – угол между нормалью к входному зрачку объектива и направлением на источник. Вычисляя интеграл, получим освещенность изображения вертикальной нити в виде

$$E_{\text{t}}(x, y) = \frac{h_0 L_{\text{т}}}{4} \left(\operatorname{erf} \frac{x + a/2}{\rho_{\text{eff}}} - \operatorname{erf} \frac{x - a/2}{\rho_{\text{eff}}} \right) \left(\operatorname{erf} \frac{y + b/2}{\rho_{\text{eff}}} - \operatorname{erf} \frac{y - b/2}{\rho_{\text{eff}}} \right), \quad (2)$$

где $\operatorname{erf}(x) = \left(2/\sqrt{\pi}\right) \int_0^{\infty} \exp\left(-t^2\right) dt$ – интеграл вероятности или функция ошибки, $a = k a_{\text{т}}$, $b = k b_{\text{т}}$. Если изображение вертикально расположенной нити больше размеров светочувствительной области фотоприемника можно исключить зависимость $E(x, y)$ от координаты y

$$E_{\text{т}}(x) = \frac{h_0 L_{\text{т}}}{4} \left(\operatorname{erf} \frac{x + a/2}{\rho_{\text{эф}}} - \operatorname{erf} \frac{x - a/2}{\rho_{\text{эф}}} \right). \quad (3)$$

Для горизонтальной нити аналогично можно получить зависимость $E(y)$. При повороте креста на угол $\pi/4$, вводя повернутую на тот же угол систему координат x', y' и учитывая связь между исходной и повернутой системой координат

$$x = x' \cos\varphi - y' \sin\varphi,$$
$$y = x' \sin\varphi + y' \cos\varphi,$$

можно получить распределение его освещенности в виде

$$E_{\text{т}}(x, y) = \frac{h_0 L_{\text{т}}}{4} \left(\operatorname{erf} \frac{x \pm y + a/2}{\sqrt{2}\rho_{\text{эф}}} - \operatorname{erf} \frac{x \pm y - a/2}{\sqrt{2}\rho_{\text{эф}}} \right). \quad (4)$$

Для получения распределения зарядов в элементах матрицы приемников при неподвижном относительно их изображении тестового объекта необходимо вначале найти падающие на них потоки проинтегрировав полученные распределения освещенности по площади каждого свето-

чувствительного элемента $\Delta x_э \cdot \Delta y_э$ с учетом сдвига центра изображения (x_0, y_0) тестового объекта относительно середины центрального пиксела

$$\Phi_{Sji} = \int_{\Delta y_э (j-1/2)}^{\Delta y_э (j+1/2)} \int_{\Delta x_э (i-1/2)}^{\Delta x_э (i+1/2)} E_т (x - x_0, y - y_0)\, dxdy . \qquad (5)$$

При этом средние значения накапливаемых зарядов при известных эффективных длине волны λ_0 и квантовом выходе $\eta(\lambda_0)$ могут быть получены по формуле

$$Q_{\Sigma ji} = Q_{Sji} + Q_{фji} + Q_{т\text{-}гji} = \eta(\lambda_0)\frac{\lambda_0 e}{hc}\left(\Phi_{Sji} t_н + \Phi_{фji} t_н\right) + Q_{т\text{-}гji}(t_н, T_п),$$

где e – заряд электрона, h – постоянная Планка, c – скорость света, $t_н$ – время накопления зарядов, $T_п$ – температура чувствительных элементов фотоприемника, $\Phi_{фji}$ – поток от фона, попадающий на элемент ji приемника излучения, $Q_{т\text{-}гji}$ – темновой заряд, генерированный в элементе ji приемника за счет тепловых флуктуаций, величина которого экспоненциально зависит от температуры и линейно от времени накопления. Величины этих зарядов флуктуируют во времени и по площади вокруг своих средних значений. Дисперсия флуктуаций описывается суммой трех независимых пуассоновских процессов, которые создаются флуктуациями приходящих потоков от объекта и фона, а также термогенерацией темновых зарядов. При формировании цифровых потоков к этим шумам добавляются шумы считывания с нулевым средним и дисперсией $\sigma^2_{сч}$, которые распределены по нормальному закону. Поскольку при большом количестве падающих фотонов N распределение Пуассона близко к нормальному закону можно считать, что распределение суммарных шумов считываемых зарядов подчиняется нормальному закону с математическим ожиданием $\overline{N}$ и среднеквадратическим отклонением $\sqrt{\overline{N}}$.

Сканирование поля обзора в оптических поисково-обзорных локационных системах обычно осуществляется вращением оптико-механического приемного блока вокруг вертикальной оси с угловой скоростью ω_φ. Поскольку для многоэлементных фотоприемников, работающих в режиме временной задержки и накопления [4] количество отсчетов за один оборот должно составлять $N_\varphi = 2\pi/\Delta\varphi$, где $\Delta\varphi = X_э / f$ – угол, соответствующий периоду расположения элементов фотоприемника по азимуту $X_э$, можно найти период накопления сигнала

$$t_н = \frac{T}{N_\varphi} = \frac{2\pi/\omega_\varphi}{2\pi/\Delta\varphi} = \frac{X_э}{f\omega_\varphi}$$

и линейную скорость перемещения изображения объекта по чувствительным элементам

$$v_x = X_э / t_н = f\omega_\varphi s .$$

Пространственно-временная зависимость освещенности двигающегося в фокальной плоскости изображения вертикальной нити определяется выражением

$$E_т(x,t) = \frac{h_0 L_т}{4}\left(\operatorname{erf}\frac{x - x_н - v_x t + a/2}{\rho_{эф}} - \operatorname{erf}\frac{x - x_н - v_x t - a/2}{\rho_{эф}}\right), \qquad (6)$$

где $x_н$ – положение оси изображения вертикальной нити в момент времени $t = 0$. Считая, что середина центрального элемента матрицы находится в начале координат, можно получить распределение видеосигнала от тестового объекта, накопленного за время формирования первого кадра

$$\Phi^{(м)}_{Sji} = \int_0^{t_н}\int_{\Delta y_э(j-1/2)}^{\Delta y_э(j+1/2)}\int_{\Delta x_э(i-1/2)}^{\Delta x_э(i+1/2)} E_т(x - x_н - v_x t, y - y_н)\,dxdydt =$$

$$= \Delta y_э \int_0^{t_н}\int_{\Delta x_э(i-1/2)}^{\Delta x_э(i+1/2)} E_т(x - x_н - v_x t)\,dxdt =$$

$$= \Delta y_э \frac{h_0 L_т}{4}\int_0^{t_н}\int_{\Delta x_э(i-1/2)}^{\Delta x_э(i+1/2)}\left(\operatorname{erf}\frac{x - x_н - v_x t + a/2}{\rho_{эф}} - \operatorname{erf}\frac{x - x_н - v_x t - a/2}{\rho_{эф}}\right)dxdt . \qquad (7)$$

При использовании вертикально расположенной линейки приемников, лежащих на оси y, формула для определения Φ_{Sji} незначительно изменится, так как интегрирование по оси абсцисс ведется только в пределах от $-\Delta x_э/2$ до $\Delta x_э/2$, а кадр формируется из временной последовательности зафиксированных столбцов

$$\Phi^{(л)}_{Sji} = \Delta y_э \frac{h_0 L_т}{4}\int_{(i-1)t_н}^{i\cdot t_н}\int_{-\Delta x_э/2}^{\Delta x_э/2}\left(\operatorname{erf}\frac{-x_н - v_x t + a/2}{\rho_{эф}} - \operatorname{erf}\frac{-x_н - v_x t - a/2}{\rho_{эф}}\right)dxdt . \qquad (8)$$

При сканировании повернутого на угол $\pi/4$ креста можно получить аналогичные выражения:

$$\Phi^{(м)}_{Sji} = \frac{h_0 L_т}{4}\int_0^{t_н}\int_{\Delta y_э(j-1/2)}^{\Delta y_э(j+1/2)}\int_{\Delta x_э(i-1/2)}^{\Delta x_э(i+1/2)}\left(\operatorname{erf}\frac{x - x_н - v_x t \pm y - y_н + a/2}{\sqrt{2}\rho_{эф}} - \operatorname{erf}\frac{x - x_н - v_x t \pm y - y_н - a/2}{\sqrt{2}\rho_{эф}}\right)dxdydt ,$$

$$\Phi_{Sji}^{(л)} = \frac{h_0 L_т}{4} \int_{t_н(i-1)}^{t_н i} \int_{\Delta y_э(j-1/2)}^{\Delta y_э(j+1/2)} \int_{-\Delta x_э/2}^{\Delta x_э/2} \left(\operatorname{erf} \frac{x - x_н - v_x t \pm y - y_н + a/2}{\sqrt{2}\rho_{эф}} - \operatorname{erf} \frac{x - x_н - v_x t \pm y - y_н - a/2}{\sqrt{2}\rho_{эф}} \right) dx dy dt.$$

Определенные интегралы в полученных выражениях не выражаются через элементарные функции, поэтому анализ будем проводить численными методами.

В процессе формирования видеокадра зарядовый рельеф преобразуется в напряжение видеосигнала $u_{ji} = k_{QU} Q_{\Sigma ji} s$, где k_{QU} – коэффициент преобразования величины зарядов в напряжение. После получения видеокадра по его рельефу необходимо определить положение центра $\mathbf{r}_0$ изображения тестового объекта, который формирует полезный сигнал $s_{ji} = k_{QU} Q_{Sji}$. Если фон неоднородный, необходимо используя ранговую фильтрацию выделить низкочастотную компоненту и вычесть ее из исходного изображения. После этих операций можно считать, что определение параметров тестового изображения осуществляется на фоне однородного случайного дискретного поля с нормальным распределением, спектральная плотность мощности пространственных флуктуаций которого является «квазибелой» и описывается выражением

$$G(\omega_x, \omega_y) = \begin{cases} g_\Sigma, & \text{при } |\omega_x| \le \omega_{x\text{гр}} \text{ и } |\omega_y| \le \omega_{y\text{гр}}, \\ 0, & \text{при } |\omega_x| > \omega_{x\text{гр}} \text{ и } |\omega_y| > \omega_{y\text{гр}}, \end{cases} \qquad (9)$$

где $g_\Sigma = g_ф + g_{т\text{-}г} + g_{сч}$ – суммарная спектральная плотность мощности, учитывающая радиационные шумы, создаваемые потоками излучения от объекта и фона, термогенерацией темновых зарядов и шумами считывания.

2. Оценка положения центра объекта

Предлагается методика расчета положения центра оси изображения удаленной нагретой нити, основанная на корреляционной обработке получаемых кадров. Вначале формируются сигналы, которые будут возникать на выходе линейки при сканировании вертикально расположенной линии. Часть соответствующего кадра, который будет регистрироваться линейкой ID TL056 XX при сканировании 9 нагретых нитей, показан на рис. 1.

Далее по этим зарядам формируются восемь масок размерами 480×4 для корреляционной обработки кадра. Они центрируются и нормируются, чтобы СКО элементов вдоль каждой строки маски равнялось единице.

Если шумы отсутствуют, в процессе корреляционной обработки получаем коэффициенты взаимной корреляции, распределение которых для каждого фильтра показано на рис. 2.

При анализе погрешностей привязки по зарегистрированному кадру (рис. 3) (с отношением суммарного заряда, возникающего за счет излучения нити, к СКО гауссового шума $q_S / \sigma_N = 10$) маски скользят вдоль азимута и для каждой из них вычисляется коэффициент взаимной корреляции между накрываемым участком изображения (центрированным и нормированным) и маской. Результат определения коэффициентов взаимной корреляции для зашумленного изображения представлен на рис. 4. Видим, что влияние шумов привело к снижению коэффициента взаимной корреляции, но, сравнивая величины откликов масок между собой, можно с погрешностью, не превышающей полпиксела всегда найти положение оси нити.

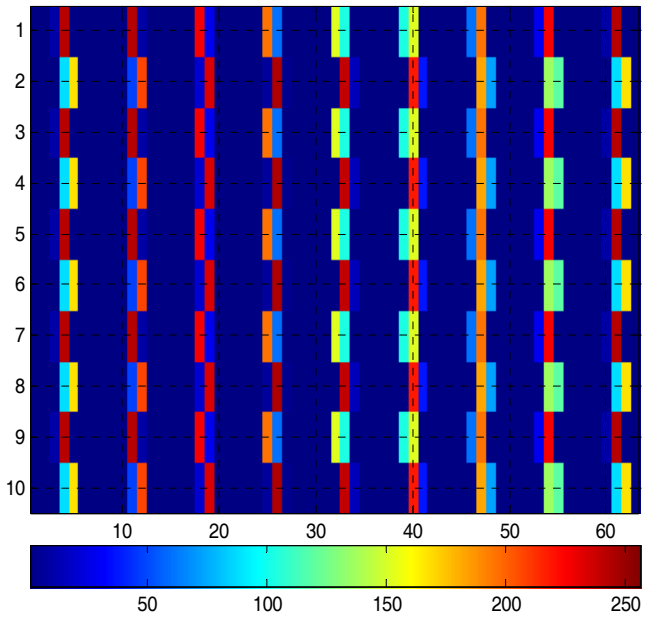


Рис. 1. Распределение зарядов, получаемых при сканировании линейкой ID TL056 XX 9 удаленных нагретых нитей, изображения которых смещены на $(7+1/8)$ пиксела относительно друг друга

Как показало моделирование погрешности привязки при использовании перекрещивающихся светящихся нитей также не превышали полпиксела. Отметим, что при применении линейки приемников ID L056XX и IDTM056XX регистрация изображения нити будет производиться в разное время.

Учитывая, что размер изображения тонкой нити в фокальной плоскости равен ≈ 35 мкм, а линейный размер элемента поля зрения ≈ 80 мкм,

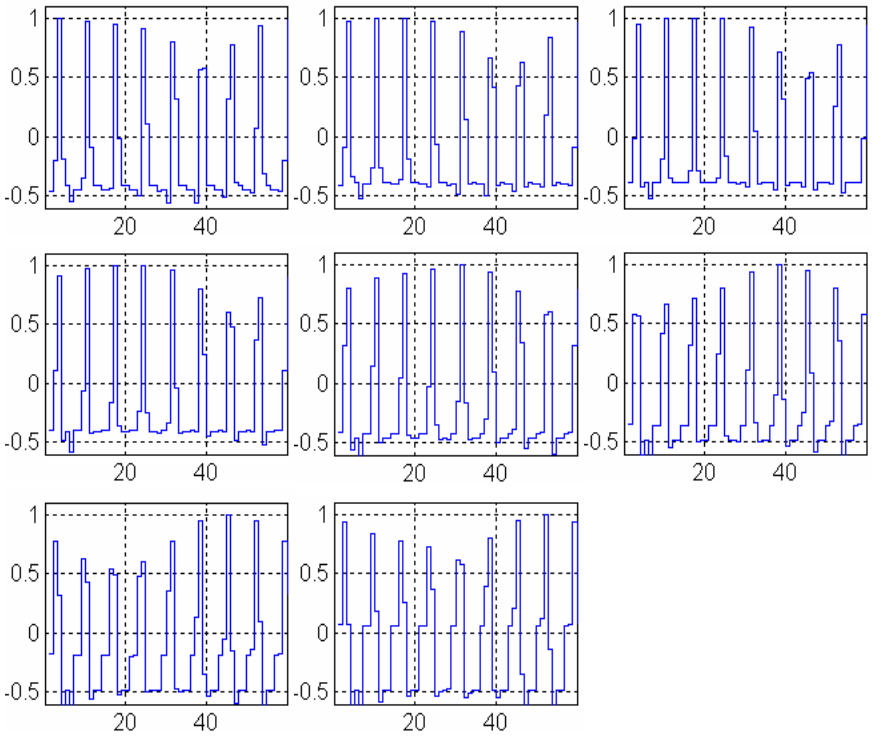


Рис. 2. Отклики восьми корреляционных масок при их смещении вправо по зафиксированному изображению нитей и отсутствии шумов

определение $\Delta\beta_н$ позволит существенно повысить точность измерения азимутального угла. Это особенно важно при проведении юстировочных и регулировочных работ и определении систематических погрешностей угловых измерений.

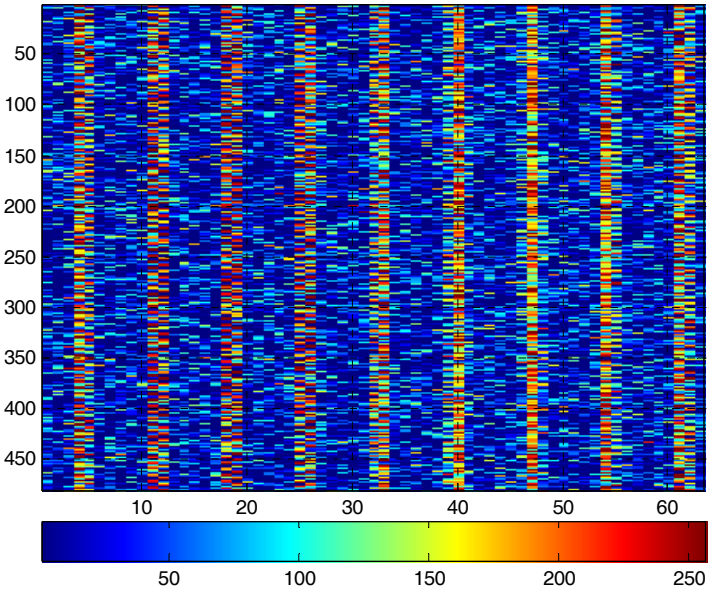


Рис. 3. Регистрируемый кадр при отношении сигнал/шум 10 на выходе линейки

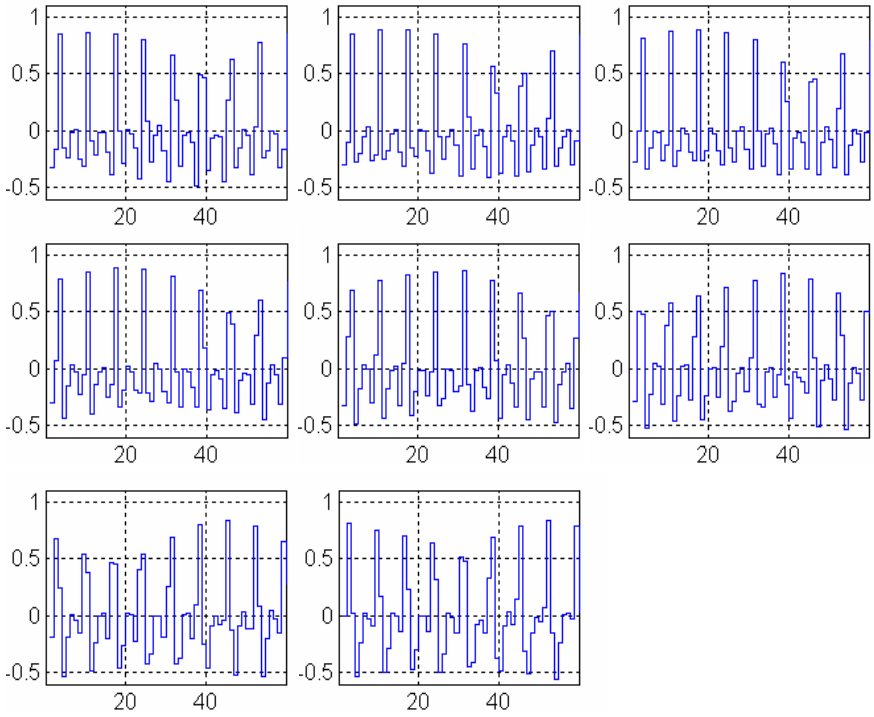


Рис. 4. Отклики восьми корреляционных масок при их смещении вправо по зашумленному изображению нитей с $q_S / \sigma_N = 10$

Полученные результаты показали эффективность разработанных алгоритмов проведения привязки при сканировании тестовых объектов. Погрешность оценки положения центра изображения составляет менее половины пиксела, что удовлетворяет требованиям к оптическим локационным системам пассивного типа.

Литература

1. *Левшин В. Л.* Обработка информации в оптических системах пеленгации. М.: Машиностроение, 1978. 168 с.
2. *Фираго В. А.* Определение оптимального радиуса гауссовой функции рассеяния объектива при *обнаружении* точечных объектов системами с дискретным представлением изображения // Вестник БГУ. Сер. 1. 2006. № 1. С. 28 – 34.
3. *Лебедев Н. В.* Измерение координат точечного объекта телевизионной камерой на ПЗС // Техника средств связи. Сер. Техника телевидения. 1978. Вып. 6. С. 25 – 30.
4. *Киес Р. Дж., Крузе П. В., Патли Э. Г. и др.* Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов / Под ред. Р. Дж. Киеса; Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1985. 328 с.

С. В. Волков, С. И. Чубаров

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ДАТЧИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Введение

Оптические волокна, изготовленные по золь-гель технологии, в качестве датчиков гамма-излучения обладают рядом преимуществ по сравнению с датчиками, не использующими оптическое волокно[1,3]:

- малый диаметр ($\sim 10^{-3} – 10^{-4}$ м);
- высокая эластичность (минимальный радиус изгиба составляет 2 мм);
- помехозащищенность;
- электробезопасность;
- возможность измерения от распределенного источника;
- оптические волокна выдерживают воздействие высоких температур, влажности, электромагнитного поля и химических реакций.

Существует большой класс сцинтилляционных датчиков. В качестве чувствительного элемента в них используется пластина, которая под воздействием радиоактивного излучения испускает оптический импульс. Импульсы передаются к месту регистрации с помощью оптического волокна, т. е. волокно используется только в качестве линии передач. Соответственно, несколько пересмотрев данную идею, можно создать распределенный датчик, в котором оптическое волокно будет являться одновременно и регистрирующим элементом, и линией передач.

Похожий датчик был разработан Исследовательской Лабораторией Навал в Вашингтоне (Naval Research Laboratory, Washington, DC), но остается актуальным вопрос о поиске новых материалов для их изготовления.

Изменение характеристик исследуемых стекол при облучении происходит в небольшом диапазоне. Для изготовления стекол была выбрана золь-гель технология, так как она позволяет получать особо чистые образцы с контролируемыми примесями, что облегчает анализ.

Исследование спектров поглощения образцов кварцевого золь-гель стекла

Большое значение для разработки новых датчиков имеет исследование новых материалов для изготовления оптического волокна. Одним из возможных путей создания широкой гаммы оптических волокон с варьируемыми характеристиками представляется использование в качестве исходного материала кварцевых стекол, синтезированных по золь-гель

технологии. Основным преимуществом данной технологии является возможность легко варьировать оптические характеристики стекла, получая образцы с заданными свойствами. Эта технология так же позволяет создавать особо чистые стекла с наиболее однородным распределением примесей, число которых можно контролировать.

Для оптических измерений изготавливались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размером 10x10x40 мм с полированными гранями. Спектры поглощения исследуемых образцов записывались на абсорбционных спектрометрах SPECORD M-40. Исследуемые образцы облучали при комнатной температуре гамма-излучением Co^{60} (период полураспада 5,3 года, средняя энергия квантов 1,25 МэВ) на установке МРХ-гамма-25М. В рабочей зоне установки кобальтовые источники собирались в цилиндр так, что образцы облучались равномерно со всех сторон. Контроль доз облучения в диапазоне 10^2-10^7 Гр осуществлялся дозиметром Харта. Суммарная доза облучения достигала 10^6 Гр. Отжиг стекол проводили при 1000^0С в течение 40 мин. Спектры поглощения в видимой и УФ области характеризовались максимумами поглощения примерно при 4.85 эВ и 2.05 эВ (рис. 1).

Оптическая плотность необлученных образцов стекла < 0.1 для всех образцов. При рассмотрении спектров облученного образца отмечено смещение максимума полосы поглощения при 2.05 эВ в длинноволновую область при увеличении дозы облучения. Поэтому при моделировании учитывались три полосы поглощения с максимумами при 4.85, 2.05, 1.75 эВ (215, 620, 720 нм). Поглощение при 4.85 эВ возрастает с увеличением дозы облучения. При этом положение максимума полосы поглощения сохраняется. Поглощение пропорционально дозе облучения (рис. 2), что подтверждается исследованиями авторов [4] для отжиговых характеристик оптического волокна. При изготовлении оптического волокна его поглощение становится большим [5].

Люминесцентные характеристики золь-гель кварцевого стекла

Исследование спектров люминесценции проводилось в первую очередь для оценки качества изготовленных образцов. Исследуемые образцы облучали при комнатной температуре гамма-излучением ^{60}Co (период полураспада 5,3 года, средняя энергия квантов 1,25 МэВ). Наибольшее внимание уделялось сравнению люминесценции для образцов, изготовленных с вариациями в технологии. Необходимо было выделить полосы ответственные за собственные (Si–O–O–Si), наведенные и примесные (OH, F, Si–O–HH–O–Si) дефекты. Интенсивность полос люминесценции, связанных с наведенными дефектами должна была увеличиваться. На

рис. 1 показана интенсивность люминесценции при 650 нм, обусловленная немостиковыми атомами кислорода (НАК), для исходных и облученных дозой 10^6 Гр образцов, энергия гамма квантов 1,9 эВ.

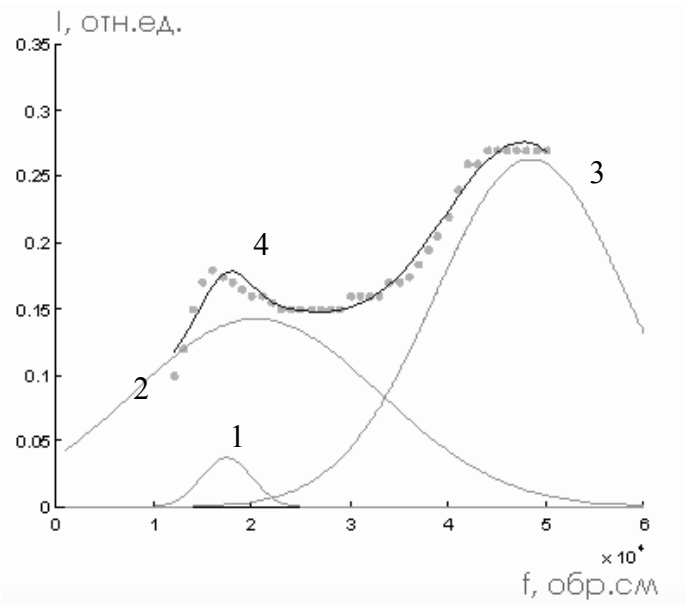


Рис. 1. Спектр поглощения образца стекла при дозе облучения $2{,}4*10^5$ Гр. (1 - полоса поглощения 1.75 эВ; 2 - полоса поглощения 2.05 эВ; 3 – полоса поглощения 4.85 эВ; 4 – суммарный спектр поглощения; • - экспериментальные данные)

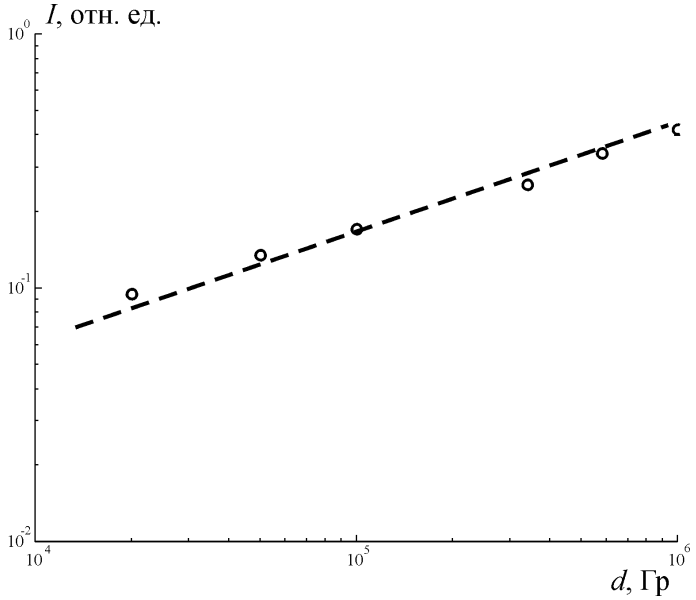


Рис. 2. Зависимость поглощения образца от дозы облучения в полосе 4,85 эВ

Из рис. 1 видно, что исключение операции фторирования спекаемых гелей (образцы 3, 4) приводит к значительному возрастанию интенсив-

ности фотолюминесценции, обусловленной НАК облученных стекол. Кроме того, в этих же образцах, содержащих максимальное количество ОН-групп (от 500 до 2000 ppm). Минимальная интенсивность люминесценции зарегистрирована для образца 6. Таким образом, наименьшую люминесценцию дают стекла, которые подвергались фторированию, и наоборот, наибольшую люминесценцию дают стекла, которые фторированию не подвергались [2].

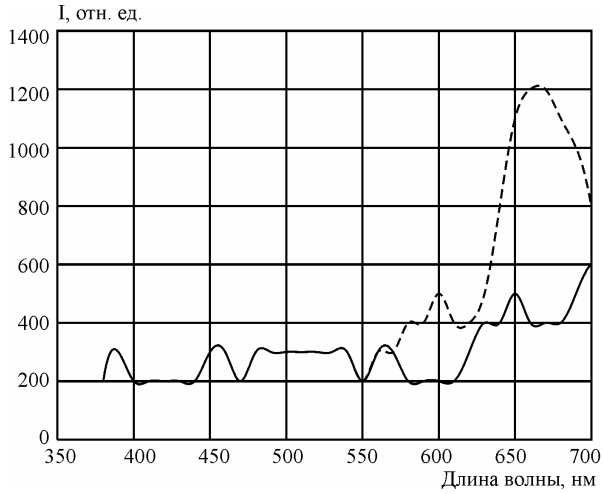


Рис. 3. Спектры люминесценции необлученного (—) и облученного дозой $2{,}4*10^5$ Гр (- - -) образца

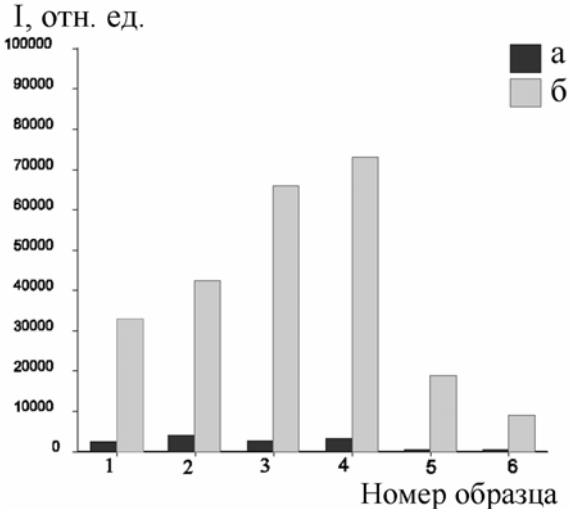


Рис. 4. Интенсивность полос люминесценции облученного (а) и необлученного (б) образцов стекол (1-6)

Так как все рассмотренные образцы содержат гидроксильные группы, можно сделать вывод, что в решетке кварцевых стекол существуют пары ≡Si–O–H, и под воздействием гамма-излучения водород освобождается, и образуется дефект НАК с ОН связью по схеме

$$\equiv Si–O–HH–O–Si\equiv \rightarrow \equiv Si–O\uparrow\ldots H–O–Si\equiv + H^0 \qquad (1)$$

Содержание ОН-групп в исследованном образце достаточно высоко. Образец характеризуется более высоким содержанием кислорода, так как при изготовлении не подвергался обработке во фреоновой среде, в соответствии с золь-гель технологией. В результате исследований было установлено, что в спектре поглощения образца 2 существует еще одна полоса поглощения (1,75 эВ). Наиболее вероятным дефектом, ответственным за нее, является НАК, получаемый в реакции:

$$\equiv Si–O–O–Si\equiv + e \rightarrow \equiv Si–O\uparrow^{-}O–Si\equiv \qquad (2)$$

На основании вышеизложенного можно предложить схему энергетических уровней кварцевых стекол, которая объединяет величины частот поглощения и люминесценции для обоих типов НАК, как образованных гидроксильной связью, так и содержащих $\equiv Si–O^-$ (рис. 2) [3,4].

Следует отметить, что во многих источниках, указываются иные значения энергетических уровней. Это связано с тем, что неупорядоченность структуры стекла приводит к появлению “хвостов” локализованных состояний в запрещенной щели, которые составляют 0,01 эВ у дна зоны проводимости и 0,17 эВ у потолка валентной зоны в энергетическом спектре электронов стеклообразного кремнезема. Такие значения по порядку величины согласуются с изменениями средней энергии кремний-кислородной связи при разбросе величин угла Si–O–Si от 120^{o} до 180^{o} [5]. Следует отметить, что точное положение уровней сложно определить так же из-за низкой интенсивности полос поглощения и большого среднего квадратичного отклонения.

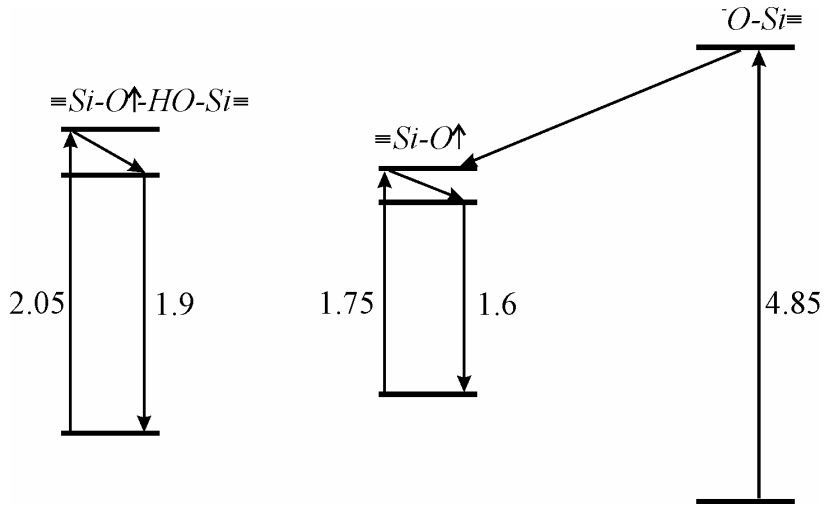


Рис. 5. Схема энергетических уровней кварцевых стекол

Так же стоит рассматривать воздействие сигнала обратного рассеяния и затухания в особой точке на потери при измерениях. Распространяясь по волокну, излучение будет взаимодействовать с различными неоднородностями, на которых будет происходить релеевское рассеяние, часть рассеянного излучения возвратится обратно к входному торцу оптического волокна.

Мощность сигнала обратного рассеяния пропорциональна коэффициенту обратного рассеяния, который главным образом зависит от диаметра модового поля, а также от материала оптического волокна и технологии его изготовления. Коэффициент обратного рассеяния может несколько различаться не только для волокон разных производителей, но и для однотипных волокон из разных партий.

Принципиальная схема оптоволоконного датчика

Для создания датчика используется оптическое волокно, изготовленное из золь-гель стекла с большим содержанием ОН-групп. То есть стек-

ла, при изготовлении которого не проводилась операция фторирования. Для получения люминесценции на других длинах волн необходимо использовать оптическое волокно с примесями. Длительность и скважность импульсов в измерительной установке варьируется в зависимости от времени генерации люминесценции в оптическом волокне. Импульсы люминесценции, вызванные разными импульсами исходного оптического сигнала, не должны перекрываться.

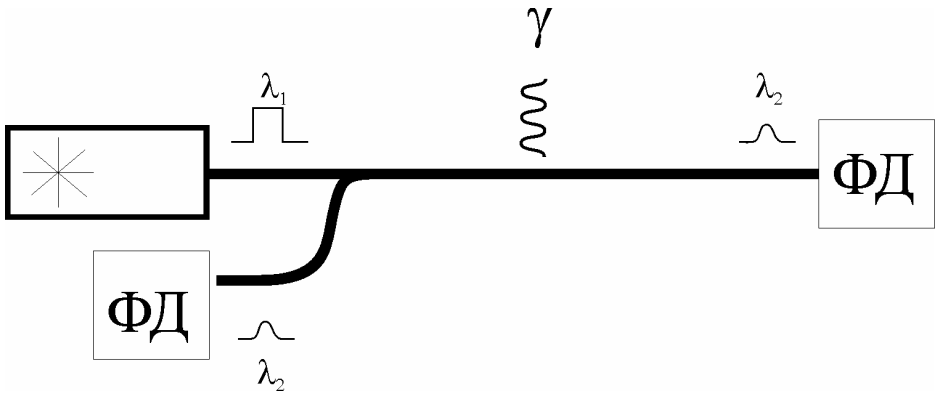


Рис. 6. Принципиальная схема оптоволоконного датчика

В местах облучения оптического волокна формируются центры поглощения типа НАК. Поглощение импульсов света этими центрами вызывает люминесценцию. Импульсы люминесценции регистрируются с двух сторон волокна [1]. По разности времени прихода этих импульсов на фотодиоды можно вычислить местоположение облученных участков.

Для повышения надежности измерений предлагается использовать дифференциальную схему датчика. Излучение лазера с длиной волны 215 нм (что соответствует полосе поглощения с максимумами при 4.85 эВ) вводится в оптическое волокно, после чего волокно разделяется сплиттером на два волокна одинаковой длины, изготовленные из одного материала. Одно из волокон помещается в среду, где необходимо измерить дозу облучения, второе находится при нормальных условиях. На выходе обоих волокон стоят фотодиоды, которые регистрируют интенсивность прошедшего излучения. Интенсивность излучения в волокне, находившемся под воздействием облучения, будет меньше за счет поглощения. Величина интенсивности в волокне, находящемся при нормальных условиях, будет служить опорной. Введение такого волокна необходимо для исключения ошибки измерения. В предложенной схеме длина волны лазера приходится на максимум поглощения материала. Однако, полоса поглощения очень широкая и в любой ее точке поглощение прямо пропорционально дозе облучения, поэтому можно использовать лазеры с длиной волны в пределах от 200 до 250 нм.

После однократного облучения тестовое волокно в каждом типе датчика необходимо привести в первоначальное состояние. Для этого волокно в лабораторных условиях отжигают в муфельной печи. Однако, это неудобно для работающей установки. Проблема отжига решается поразному в различных условиях.

Один из путей путем решения этой проблемы – заключение волокна в оболочку из металлической сетки. При пропускании электрического тока по сетке, она будет нагревать волокно. Под воздействием температур выше 200°С, после второго отжига полосы поглощения в волокне исчезают, характеристики становятся стабильными и датчик можно использовать вновь. Вторым путем решения этой проблемы является нагрев оптического волокна с помощью мощного импульса лазерного излучения. Однако, в таком случае сложно обеспечить равномерный прогрев волокна по всей длине.

Количество отжигов практически не ограничено т. к. согласно данным исследований датчик может служить бесконечно долго, вплоть до физического разрушения волокна.

Предложенный датчик предназначен в основном для регистрации дозы излучения и определения местоположения источника. Датчик предназначен для использования в труднодоступных местах, а так же в местах, где необходим постоянный контроль дозы облучения: предприятия промышленности, медицинские учреждения, ядерная энергетика, места захоронения ядерных отходов.

Литература

1. *Волков С. В., Янукович Т.П,* Распределенные люминисцентные сенсоры гамма-излучения на основе кварцевых стекол // IV Международная конференция молодых ученых и специалистов “Оптика- 2005”. Санкт-Петербург, 2005. С. 103
2. *Chubarov S.I., Volkov S. V., Yanukovich T. P.* Sensors of gamma-irradiation on the basis of luminescent quartz glass with localization of source // Proc. of 1 international conference “Electronics and applied physics”. Kyiv. Ukraine. 2005. P. 18-19.
3. *Волков С. В. Чубаров С.И.* “Оптоволоконный сенсор гамма-излучения” // “Молодежь в науке. 2005”. Институт физики НАН Беларуси, 2005. С. 112-114.
4. *R. Tohmon, Y. Shimogaichi, S. Munekuni et. al.* Relation between the 1.9 eV luminescence and 4.8 eV absorption bands in high-purity silica glass // Appl. Phys. Let. 1989. Vol. 54, № 17. P. 1650–1652.
5. *Силинь А. Р., Трухин А. Н.* Точечные дефекты и элементарные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO2. Рига: Зинатне, 1985. 244 с.

М. М. Кугейко, С. В. Кваченок

ВЫДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И ИЗМЕНЕНИЯ КАЧЕСТВЕННОГО СОСТАВА РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ.

Лазерная локация атмосферы в настоящее время широко применяется для решения ряда важных практических задач. Так, с ее использованием решаются задачи контроля загрязнений атмосферы [1]; возникновения пожаров [2]; установления нижней границы облаков [3]; дистанционного измерения с летательных аппаратов оптических характеристик на участках "атмосфера-гидросфера" [4] и т.п. Практически во всех перечисленных областях применения лазерной локации требуется устанавливать границы неоднородностей в рассеивающей среде, которые характеризуют наличие облака, дыма, выбросов из труб промышленных предприятий, а также изменения состава атмосферы за счет появления в ней компонентов индустриальной деятельности.

Большинство лазерно-локационных методов выделения границ неоднородностей основано на сравнении величины отраженного сигнала с пороговыми уровнями, устанавливаемыми заранее экспериментально или исходя из априорной информации о среде [5]. Поскольку состояние среды между выделяемой неоднородностью может изменяться, что приводит в свою очередь к изменению регистрируемых сигналов, то при этом задача установления порогового уровня является проблематичной, что, в свою очередь, затрудняет автоматизацию процесса измерений.

В задачах же контроля загрязнений окружающей среды о степени загрязненности судят по значениям оптических характеристик (коэффициентов ослабления оптического излучения $\sigma(r)$, коэффициентов обратного рассеяния $\sigma_\pi(r)$), количественные значения которых получают из измеряемых сигналов обратного рассеяния $P(r)$ из точек r прохождения лазерного зондирующего импульса. Практически все известные методы восстановления профилей оптических характеристик из сигналов обратного рассеяния требуют предположения о постоянстве индикатрисы рассеяния в направлении назад $g_\pi(r) = \sigma_\pi(r)/\sigma(r)$ по трассе зондирования [6, 7, ,8], которая изменяется при изменении структурного состава рассеивающей среды (появлении в атмосфере компонентов индустриального происхождения). В слоисто-неоднородных же средах данное предположение вообще не может использоваться, поскольку при переходе из одного слоя в другой значения оптических характеристик, в том числе и $g_\pi(r)$, могут изменяться на порядки. В этих случаях при интерпретации сигналов обратного рассеяния относительно оптических характеристик

для повышения точности используется коррекция сигнала на границе раздела на степень неоднородности (изменение качественного состава) среды по установленному в [6] алгоритму. Таким образом, как в экологических задачах, так и в локационных по обнаружению объектов (облака, дыма) и установлению их размеров требуется разработка оперативных, легко автоматизируемых, не требующих установления пороговых значений, алгоритмов выделения границ неоднородностей. Если для выделения одной ближней границы неоднородности (слоя) известен алгоритм [3], удовлетворяющий отмеченным только что условиям, то другие задачи (установление протяженности границы слоя, размера слоя) с использованием данного алгоритма не решаются. Ниже рассматривается предполагаемый авторами алгоритм, позволяющий решать и только что отмеченные задачи.

В [3] алгоритм, определяющий границу слоя по максимуму функции, записывается следующим образом:

$$D_{sign}(r) = \frac{d}{dr}\frac{P(r)r^2}{\int\limits_{r_{\min}}^{r} P(r)r^2 dr}, \qquad (1)$$

где $r_{\min}$ - минимальный предел интегрирования, определяемый перекрытием апертур источника и приемника излучения. По существу (1) является производной от профиля коэффициента ослабления $\sigma(r)$, определяемого из измеряемых сигналов обратного рассеяния $P(r)$, следующим образом [6]:

$$\sigma(r) = \frac{P(r)r^2}{2\int\limits_{r}^{\infty} P(r)r^2 dr} = \frac{P(r)r^2}{2I_m(r)}. \qquad (1)$$

В (1) асимптотический сигнал $I_m(r) = \int\limits_{r}^{\infty} P(r)r^2 dr$, для которого требуется накопление от участков среды с оптической толщиной τ=3, где $\tau = \int\limits_{0}^{r} \sigma'(r)dr$, заменен на сигнал $I(r) = \int\limits_{r_{\min}}^{r} P(r)r^2 dr$, не равный $I_m(r)$. Несоответствие $I_m(r)$ условию τ=3 приводит к так называемому "краевому эффекту", заключающемуся в резком увеличении $\sigma(r)$ на конечных участках трассы зондирования.

Для устранения краевого эффекта при определении профиля $\sigma(r)$ в [6] предложен следующий алгоритм определения $I_m(r)$:

$$I_m(r) = I_m(r_{\min}) - \int_{r_{\min}}^{r} P(r) r^2 dr,$$

$$I_m(r_{\min}) = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} P(r) r^2 dr}{1 - T^2(r_{\min}, r_{\max})}, \qquad (3)$$

где $T^2(r_{\min,}r_{\max}) = \exp(-2\tau(r_{\min,}r_{\max}))$ – прозрачность участка среды $[r_{\min}, r_{\max}]$, $r_{\max}$ – точка среды в которой достигается задаваемое соотношение сигнал/шум.

Значения прозрачности в алгоритме (3) выбирается исходя из предположений об оптической толщине $\tau(r_{\min}, r_{\max})$ исследуемого участка среды (значения оптических толщин таких объектов как атмосфера, облачность, дым и т.п. в различных состояниях довольно хорошо изучены). Даже при неверном значении τ всегда выполняется условие $I_m \geq 0$, при любом значении r из интервала $[r_{\min}, r_{\max}]$. Следовательно, при использовании алгоритмов (2) и (3) не будет появляться отрицательное или бесконечное значение $\sigma(r)$, а в случае недостаточно точного значения при этом определении $I_m(r)$ будет происходить отклонение по всей трассе зондирования вычисленного значения $\sigma(r)$ от истинного.

Для исключения влияния отмеченного выше отклонения на результат выделения границы слоя предлагается перейти к следующему алгоритму:

$$\Delta_1(r) = D_1(r) - D_1(r_{\min}), \qquad (4)$$

где $D_1(r)$ и $D_1(r_{\min})$ – производные от $\sigma(\mathrm{r})$, вычисленные по (2) и (3), соответственно в точках r и $r_{\min}$, поскольку в этом случае будет отслеживаться разница в скорости изменения $\sigma(r)$ по трассе зондирования относительно точки $r_{\min}$, и на этом фоне более четко будет проявляться граница раздела.

Следующая проблема, которая требует разрешения - максимальное исключение в алгоритмах выделения влияния шумовой + фоновой составляющих, присутствующих в сигнале $P(r)$. Поскольку в рассматриваемом алгоритме присутствует умножение $P(r)$ на r^2, а значит и усиления шумовой + фоновой компоненты в r^2 раз, то для подавления влияния случайной + шумовой компонент в алгоритм вводится множитель $I_m(r)/r^2$, выравнивающий уровень шума по всей трассе. Выражение (4) в этом случае принимает вид

$$K_1(r) = \frac{D_1(r) - D_1(r_{\min})}{r^2} \cdot I_m(r). \qquad (5)$$

Из математического анализа известно, что при исследовании функций информативными являются и вторые производные. В связи с этим предлагается использовать дополнительно следующий алгоритм, позволяющий расширить и уточнить получаемую информацию:

$$K_2(r) = \frac{D_2(r) - D_2(r_{\min})}{r^2} \cdot I_m(r), \qquad (6)$$

где $D_2(r) = \frac{d^2}{dr^2}\sigma(r)$.

Исследуем эффективность предлагаемых алгоритмов путем численного математического моделирования, состоящего в следующем. По заданным профилям $\sigma(r)$, $g_\pi(r)$ рассчитывается сигнал обратного рассеяния. Задается оценка оптической толщины $\tau(r_{\min}, r_{\max})$, по которой определяется значение $T(r_{\min}, r_{\max})$. Численное дифференцирование производилось по методу наименьших квадратов. Результаты моделирования приведены на рис. 1–3.

На рис. 1, *a* приведен профиль $\sigma(r)$ (кривая 1), отражающий наличие слоя оптической неоднородности с размытой границей раздела. Профили $K_1(r)$ (кривая 1), $K_2(r)$ (кривая 2) изображены на рис. 1, *b*. Как видно из приведенных кривых 1 и 2 положение максимумов и минимумов определяет соответственно положение передней и задней границ неоднородностей. $K_2(r)$ позволяет уточнить положение передней границы (повышает точность ее определения), а также определяет протяженность передней границы неоднородности.

Следует отметить, что данные результаты получены при задаваемых значениях $\tau = 1.0$, в то время как данной ситуации соответствует $\tau = 1.0$. При использовании же известного алгоритма [3], использующего $D_{\text{sign}}(r)$, выделяется только передняя граница (рис. 1, *c*).

Чувствительность алгоритма к медленным изменениям $\sigma(r)$ демонстрируется результатами моделирования, приведенными на рис. 2. Заданный профиль $\sigma(r)$ – кривая 1 и рассчитанный сигнал обратного рассеяния, умноженный на r^2 (кривая 2) – приведены на рис 2, *a*. Из рис. 2, *b* видно, что max и min функции $K_1(r)$ (кривая 1) указывают границы неоднородности. И в этом случае задаваемая оптическая толщина $\tau = 1.0$ отличается от истинной $\tau = 0.42$, соответствующей данной ситуации. При этом несколько возрастает погрешность определения границ раздела. Это, в принципе, закономерно, поскольку граница раздела предполагает какой-то минимальный перепад между значениями $\sigma(r)$, позволяющий говорить об изменении состава среды. В то же время алгоритм [3], ис-

пользующий $D_{\text{sign}}(r)$ не позволяет определить положение границы, так как имеет локальный максимум в области передней границы неоднородности, а наибольшее значение соответствует удаленному участку трассы. Функция $D_{\text{sign}}(r)$, как следует из рис. 1 и 2, эффективна только при резко выраженных неоднородностях.

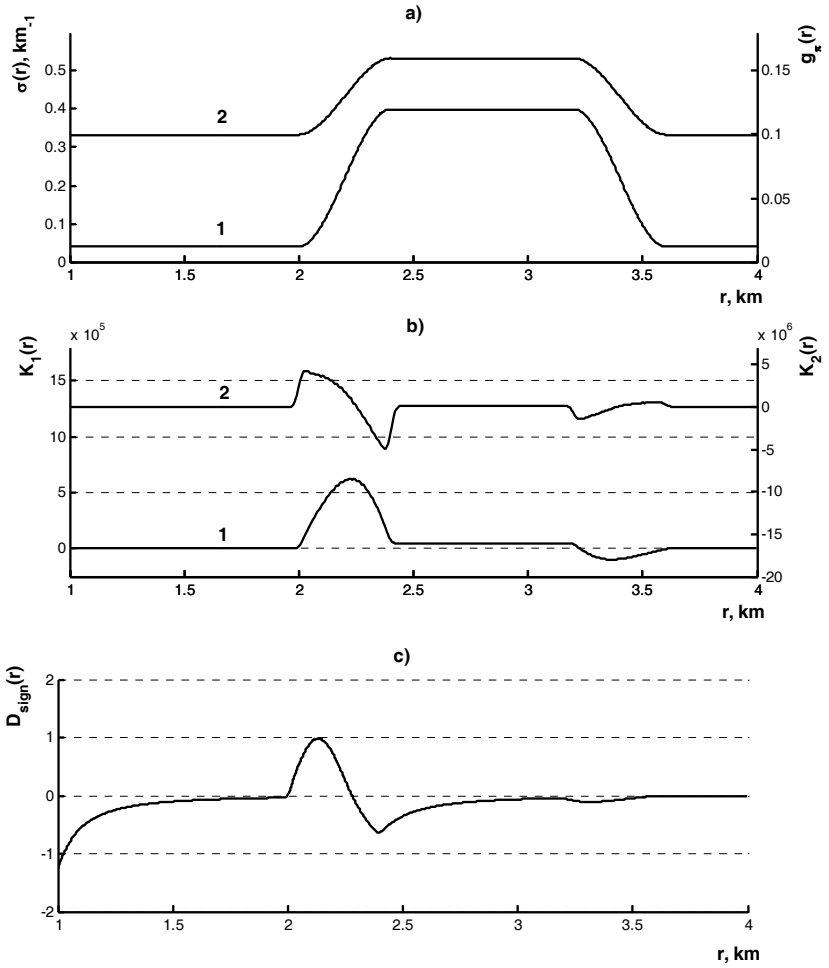


Рис 1. Результаты выделения границ неоднородности в рассеивающей среде с резко выраженным оптически плотным слоем

a) – кривые 1, 2 – задаваемые профили $\sigma(r)$, $g_\pi(r)$. *b*) – кривые 1, 2 рассчитанные соответственно с использованием алгоритмов (5) и (6); *c*) – кривая 1 – с использованием алгоритма (1).

Для проверки устойчивости предлагаемого алгоритма к помехам на рассчитанный сигнал накладывалась шумовая составляющая, соответствующая равномерному закону распределения. Полученные результаты приведены на рис. 3, где кривая 1 на рис. 3, *a* – профиль $\sigma(r)$, кривая 2 – профиль сигнала с наложенным шумом. Как видно из рис. 3, *b* максимальное и минимальное значения $K_1(r)$ (кривая 1) соответствуют

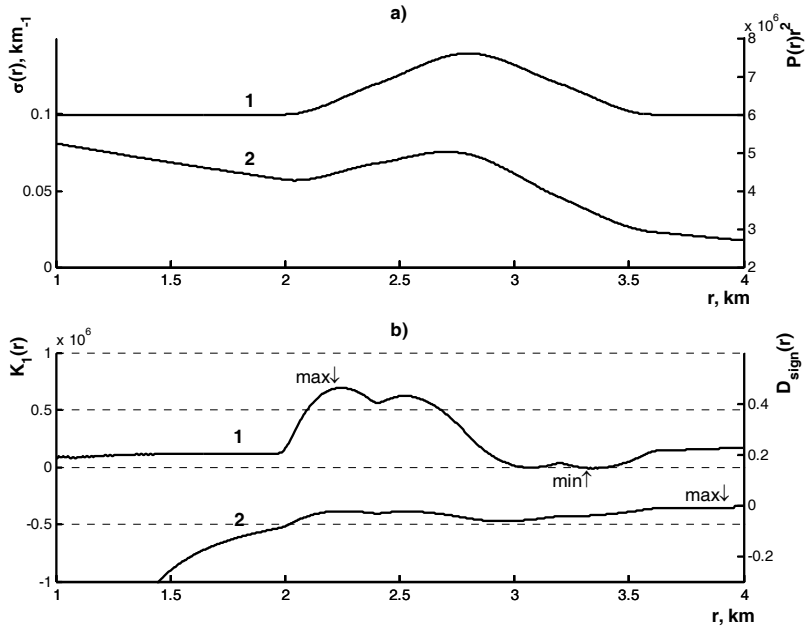


Рис 2. Результаты выделения границ неоднородностей в рассеивающей среде с медленным изменением оптической плотности

a) – кривые 1 и 2 соответственно заданный профиль σ(*r*) и сигнал обратного рассеяния, восстановленный на квадрат расстояния; *b*) – кривые 1 и 2 рассчитанные соответственно с использованием алгоритмов (5) и (1).

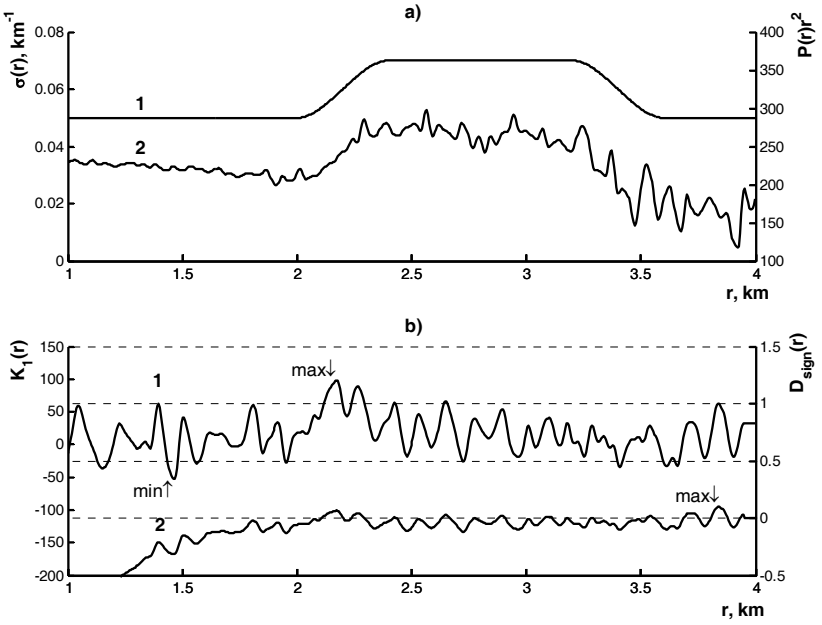


Рис 3. Результаты выделения границ неоднородности в рассеивающей среде с резко выраженным оптически-плотным слоем при наличии шума

a) – кривые 1 и 2 соответственно заданный профиль σ(*r*) и сигнал обратного рассеяния с наложенным шумом, восстановленный на квадрат расстояния; b) – кривые 1 и 2 рассчитанные соответственно с использованием алгоритмов (5) и (1).

границам неоднородности, в то время как по $D_{\text{sign}}(r)$ (кривая 2) определить даже переднюю границу не удается.

Таким образом, результаты численного моделирования показывают, что предлагаемые алгоритмы позволяют эффективно определять как границы, так и размеры неоднородностей в рассеивающих средах, а также и протяженность передней границы по измеренным сигналам обратного рассеяния. Использование в качестве критерия наличия границ max и min функций $K_1(r)$ и $K_2(r)$ позволяет легко обеспечить автоматизацию процесса измерений. Отсутствие в алгоритмах пороговых значений, минимальное использование априорной информации расширяет и диапазон атмосферных ситуаций, в которых можно использовать предлагаемые алгоритмы выделения неоднородностей.

При рассмотрении уравнения оптической локации можно сделать вывод о том, что регистрируемый сигнал изменяется под воздействием факторов, относящихся как к среде, так и к аппаратуре. При однородной рассеивающей среде оптические характеристики постоянные и в соответствии с данным уравнением профиль регистрируемого сигнала обратного рассеяния, восстановленного на квадрат расстояния, имеет вид равномерно убывающей с расстоянием экспоненциальной зависимости. При изменении как в количественном, так и в качественном составе среды (т. е. при неоднородной рассеивающей среде) профиль регистрируемого сигнала обратного рассеяния отличается от поведения убывающей экспоненты. В связи с этим рассмотрим возможность выделения участков (границ между участками) с изменяющейся концентрацией и составом микроструктуры путем анализа изменения тангенса угла наклона касательной к графику зависимости профиля сигнала обратного рассеяния (восстановленного на квадрат расстояния $S(r) = P(r)r^2$) от расстояния, т. е.

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\Delta S}{\Delta r} = \frac{S(r_i) - S(r_{i+1})}{r_i - r_{i+1}}. \qquad (7)$$

Если провести сглаживание регистрируемых сигналов обратного рассеяния, то критерием наличия границы служит изменение значения тангенса угла наклона касательной к графику зависимости профиля СОР (восстановленного на квадрат расстояния) от расстояния.

Разность сигналов ΔS в точках r_i и r_{i+1} с использованием уравнения лазерной локации можно записать как

$$\Delta S = AP_0\beta_\pi(r_i)\exp\left\{-2\int_0^{r_i}\varepsilon(z)dz\right\}\left[1-\exp\left\{-2\int_{r_i}^{r_{i+1}}\varepsilon(z)dz\right\}\frac{\beta_\pi(r_{i+1})}{\beta_\pi(r_i)}\right]. \qquad (8)$$

Недостатком алгоритма выделения границ раздела сред (7), как видно из (8), являются сложность в установлении, произошло ли изменение в сигнале за счет появления границы раздела сред или обусловлено нестабильностью аппаратуры и т. п.

Несколько иной принцип выделения неоднородностей основан на анализе функции от сигнала обратного рассеяния, следующий из полученного в [6] алгоритма.

$$T^2\left(r_2, r_3\right) = \frac{\sqrt{I_2(I_5 - I_3)}}{I_3\left(I_5 - I_2\right)}. \tag{9}$$

Пусть известен профиль сигналов обратного рассеяния, регистрируемых с пространственным разрешением Δr.

Для последовательности функционалов

$$I_i = \int_{r_i}^{r_{i+1}} P(z) z^2 dz = \int_{r_i}^{r_{i+1}} S(z) dz$$

при $\Delta r \to 0$ можно считать, что равно $I_i = S_i\left(\Delta r\right)\Delta r$.

Учитывая, что

$$I_2 = \left[S(r_i) + S(r_{i+1})\right]\Delta r,\ I_3 = \left[S(r_{i+1}) + S(r_{i+2})\right]\Delta r,\ I_5 = S(r_{i+1})\Delta r,$$

полученное выражение (9) можно представить следующим образом:

$$T(\Delta r) = \left[\frac{S(r_{i+2})\left(S(r_i) + S(r_{i+1})\right)}{S(r_i)\left(S(r_{i+1}) + S(r_{i+2})\right)}\right]^{1/2}, \tag{10}$$

или

$$\varepsilon(\Delta r) = -\frac{1}{2\Delta r}\ln\left\{\frac{S(r_{i+2})\left(S(r_i) + S(r_{i+1})\right)}{S(r_i)\left(S(r_{i+1}) + S(r_{i+2})\right)}\right\}. \tag{11}$$

Выражения (10) и (11) отражают условие квазиоднородности среды: $g_\pi(r) \approx \text{const}$ на $[r_i, r_{i+2}]$, $T(\Delta r_i) \approx T(\Delta r_{i+2})$. На участках, где условия квазиоднородности не выполняются (т. е. на границах переходного участка) прозрачность, вычисляемая по выражению (9), может сильно отличаться от принимаемого в слое значения или даже принимать физически абсурдные значения (например, $T(r_2, r_3) > 1$), что может быть использовано в качестве критерия для выделения участков, включающих границы раздела сред. Таким образом, можно утверждать, что резкое отличие (или физическая абсурдность) принимаемых по выражениям (10), (11) значений $T(\Delta r)$, $\varepsilon(\Delta r)$ от установившихся значений является признаком наличия неоднородности в рассеивающей среде.

Определим степень неоднородности среды, при которой значение прозрачности, рассчитываемой с использованием алгоритма (10), принимает значение $T(r_2, r_3) > 1$. Как видно из выражения (10) $T(r_2, r_3) > 1$ при условии $\frac{S(r_{i+2})\left(S(r_i) + S(r_{i+1})\right)}{S(r_i)\left(S(r_{i+1}) + S(r_{i+2})\right)} > 1$. После несложных преобразований получим, что значение прозрачности участка, рассчитываемое при помощи алгоритма (10), превышает единицу при выполнении неравенства $S(r_{i+2}) > S(r_i)$. Последнее неравенство с использованием уравнения лазерной локации можно записать следующим образом:

$$\frac{S(r_{i+2})}{S(r_i)} = \frac{\beta_\pi(r_{i+2})}{\beta_\pi(r_i)} \exp\left\{-2\int_{r_i}^{r_{i+2}} \varepsilon(z)\,dz\right\} > 1. \qquad (12)$$

Предполагая, что $\beta_\pi(r_{i+2}) = \beta_\pi(r_i) + \Delta\beta_\pi$, где $\Delta\beta_\pi$ – изменение β_π при переходе от точки r_i к точке r_{i+2}, выражение (12) легко преобразовать к следующему виду:

$$\delta\beta_\pi > \exp\left\{2\int_{r_i}^{r_{i+2}} \varepsilon(z)dz\right\} - 1, \qquad (13)$$

где $\delta\beta_\pi$ – степень неоднородности среды.

При малых значениях $\Delta r = r_{i+2} - r_i$ (13) можно записать следующим образом:

$$\delta g_\pi + \delta\varepsilon > 2\varepsilon\Delta r, \qquad (14)$$

где δg_π – степень неоднородности среды за счет изменения качественного состава, среды, характеризуемого индикатрисой рассеяния в направлении назад; $\delta\varepsilon$ – степень неоднородности среды за счет изменения количественного состава среды, характеризуемого изменением коэффициента ослабления (линейно зависящим от концентрации).

Полученное отношение (14) не учитывает наложение шумового компонента на сигналы обратного рассеяния. В данном случае условие превышения $T(\Delta r)$ единицы эквивалентно условию $|\Delta| > 0{,}5|\Delta S|$, где $\Delta = \delta S_i$ S_i – абсолютная ошибка измерения сигнала S_i; δS_i – погрешность измерения сигнала; $\Delta S = S(r_i) - S(r_{i+2})$.

Разность сигналов ΔS с использованием уравнения лазерной локации можно записать как

$$\Delta S = AP_0\beta_\pi(r_i)\exp\left\{-2\int_0^{r_i}\varepsilon(z)dz\right\}\left[1-\exp\left\{-2\int_{r_i}^{r_{i+2}}\varepsilon(z)dz\right\}\frac{\beta_\pi(r_{i+2})}{\beta_\pi(r_i)}\right]. \quad (15)$$

Абсолютную ошибку измерения сигнала $\Delta = \delta S_i S_i$ запишем как

$$\Delta = \delta S AP_0\beta_\pi(r_i)\exp\left\{-2\int_0^{r_i}\varepsilon(z)dz\right\}. \quad (16)$$

из (15) и (16) получим

$$2\delta S > 1-\exp\left\{-2\int_{r_i}^{r_{i+2}}\varepsilon(z)dz\right\}\frac{\beta_\pi(r_{i+2})}{\beta_\pi(r_i)}. \quad (17)$$

Из выражения (17) после преобразований можно перейти к следующему соотношению (считая $\beta_\pi(r_{i+2}) = \beta_\pi(r_i) + \Delta\beta_\pi$):

$$1+\delta\beta_\pi > \exp\left\{2\int_{r_i}^{r_{i+2}}\varepsilon(z)dz\right\}(1-2\delta S). \quad (18)$$

Далее, используя разложение exp в ряд и пренебрегая членами более высокой степени малости по сравнению с аргументом, выражение (18) можно преобразовать к виду

$$1+\delta\beta_\pi > (1+2\varepsilon\Delta r)(1-2\delta S),$$

или

$$\delta\beta_\pi > 2\varepsilon\Delta r - 2\delta S(1+2\delta S\varepsilon\Delta r). \quad (19)$$

Следует отметить, что численное значение степени неоднородности среды $\delta\beta_\pi$, выделяемое с использованием алгоритма (19), уменьшается с ростом погрешности измерения сигнала δS и при отсутствии шумового компонента ($\delta S = 0$) совпадает с $\delta\beta_\pi$, выражаемым (15).

Таким образом, исходя из выражений (10), (14) и (19) можно утверждать, что если на каком-то участке значение прозрачности, рассчитываемое по (10), принимает величину, большую единицы, то на данном участке, согласно выражениям (14) и (19). Иными словами, зная характеристики среды ($\varepsilon(r)$, $g_\pi(r)$), измерительной аппаратуры (δS, $\Delta t = \Delta r / c$) и используя алгоритмы (14), (19), можно устанавливать численное значение минимальной степени неоднородности среды, выделяемой по алгоритму (10). Следует подчеркнуть, что в выражениях (14) и (19) в качестве коэффициента ослабления $\varepsilon(r_i)$ можно использовать значение, восстановленное по алгоритму (11) до срабатывания условия $T(\Delta r_i) > 1$.

Алгоритмы (10) и (11) не включают аппаратурных констант измерительных приемоизлучающих блоков и не зависят от состояния среды между измерительной системой и исследуемым участком. Это позволяет утверждать, что проявленная особенность в профилях $T(\Delta r_i)$, $\varepsilon(\Delta r_i)$ будет обусловливаться только наличием оптических неоднородностей в исследуемой среде, в то время как при использовании алгоритма (7) проявленная особенность может вызываться дополнительно и нестабильностью аппаратурных констант.

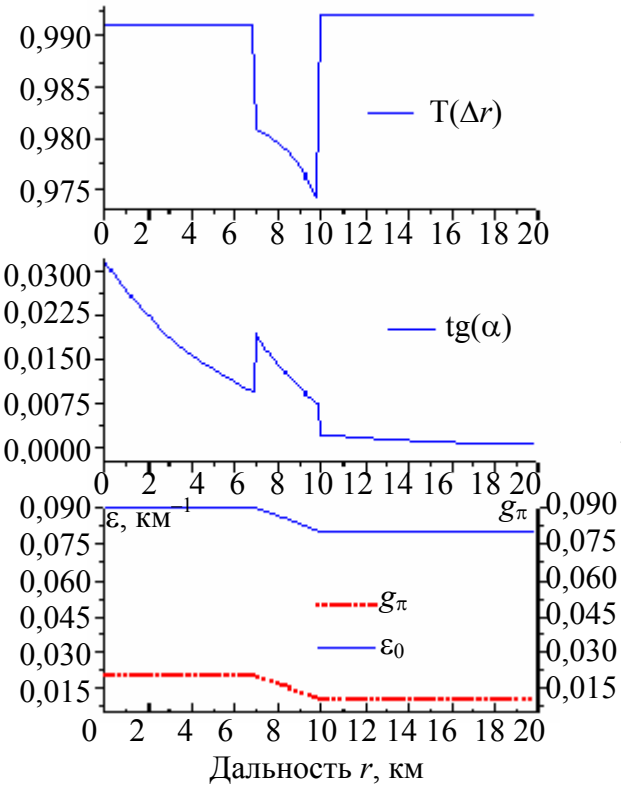


Рис. 4. Результаты численного моделирования алгоритмов (7) – *б*; (10) – *в* выделения границ неоднородности при одновременном изменении в переходном слое (7–10 км) количественного и качественного состава рассеивающей среды

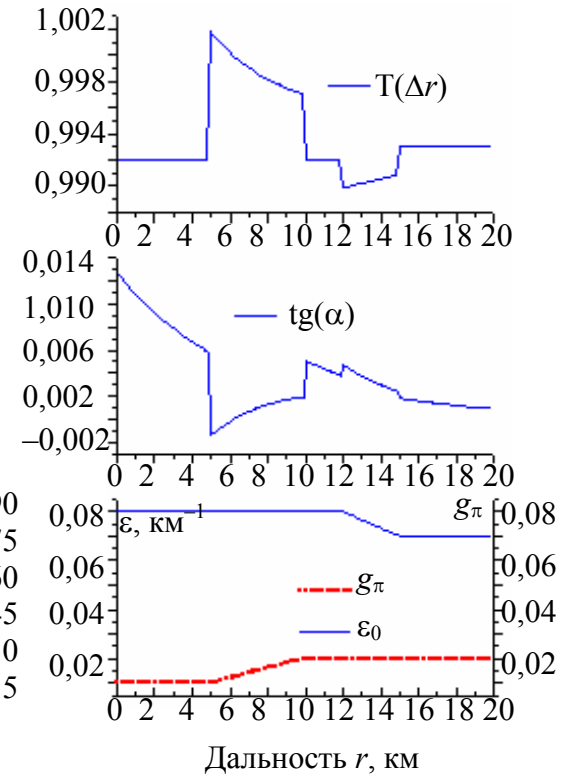


Рис. 5. Результаты численного моделирования алгоритмов (7) – *б*; (10) – *в* выделения границ неоднородности при разнесенном изменении в количественном (12–15 км) и качественном (5–10 км) составе среды

Также нет необходимости при использовании алгоритма (10) априори устанавливать и пороговые значения (в качестве порогового выступает восстановленная на участках с установившимися значениями оптических характеристик величина $T(\Delta r_i)$).

На рис. 4-7 приведены результаты численного моделирования алгоритмов (7) и (10). Задавались профили коэффициента ослабления $\varepsilon_0(r)$

(кривая 2) и индикатрисы рассеяния $g_\pi(r)$ (кривая *1*) (см. рис. 4-7), по которым согласно уравнению лазерной локации рассчитывался профиль сигнала обратного рассеяния. Для ситуаций, рассмотренных на рис.6, 7 на рассчитанный сигнал накладывалась равномерно распределенная случайная ошибка в пределах 3 %. Далее рассчитанные профили сигналов анализировались при помощи алгоритма (7) – рис.4, *б* – 7, *б*; алгоритма (10) – рис.4, *а* – 7, *а*.

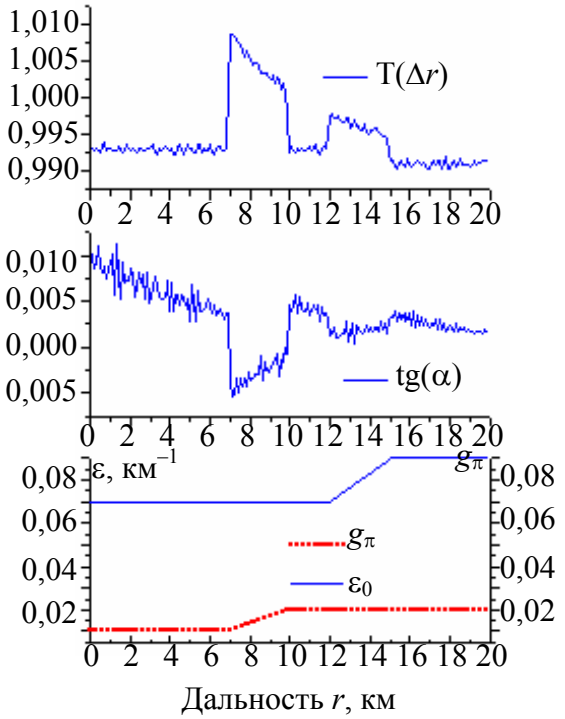


Рис. 6. Результаты численного моделирования алгоритмов (7) – *б*; (10) – *в* выделения границ неоднородности при разнесенном изменении в количественном (12–15 км) и качественном (7–10 км) составе среды и при наложении на СОР случайной равномерно распределенной ошибки в пределах 3 %

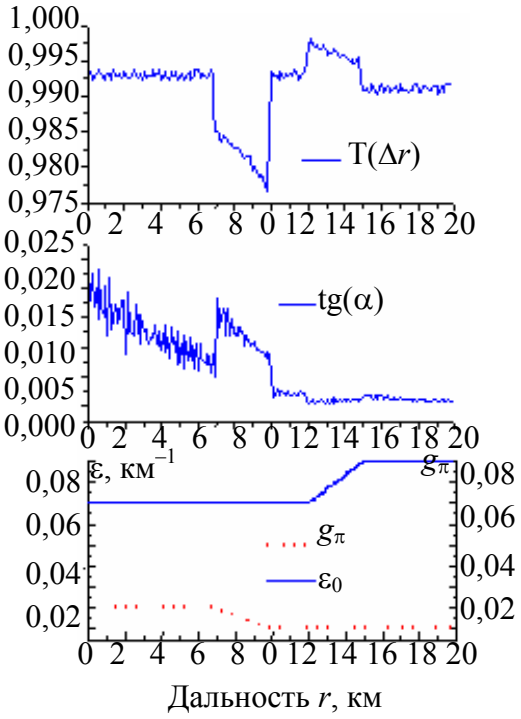


Рис. 7. Результаты численного моделирования алгоритмов (7) – *б*; (10) – *в* выделения границ неоднородности при разнесенном изменении в количественном (12–15 км) и качественном (7–10 км) составе среды и при наложении на СОР случайной равномерно распределенной ошибки в пределах 3 %

Анализ полученных результатов показывает, что предложенный алгоритм (10) позволяет не только выделять границы переходного слоя, но и делать вывод о произошедшем количественном изменении.

Так, на рис. 4, *а* видно, что после переходного слоя на участке [10; 20 км] восстановленная величина прозрачности превышает значение до переходного слоя на участке [0; 7 км], а на рис. 5, *а* восстановленные значения $T(\Delta r)$ на интервалах [0; 5 км] и [10; 12 км] имеют одинаковое

значение и отличаются от величины прозрачности, восстановленной на интервале [15; 20 км].

Если после переходного слоя значение $T(\Delta r_i)$ принимает такое же значение, как до него, то можно считать, что в слоях с установившимися значениями оптических характеристик произошло изменение только в качественном составе (рис. 5, *а* на участке [5; 10 км], 7, *а* – на участке [7; 10 км]), если же отличается, то в слоях произошло изменение либо количественного состава (рис. 5, *а* – 7, *а* на участке [12; 15 км]), либо и количественного и качественного одновременно (рис. 4, *а* на участке [5; 10 км]).

Из анализа приведенных результатов численного моделирования можно также заключить, что при использовании алгоритма (10) наблюдается более четкое выделение границ переходного слоя, чем при использовании алгоритма (7), особенно при наложении на сигнал обратного рассеяния шумового компонента (рис. 7, *б*, 7, *в*)

Литература

1. *Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В.* и др. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей // Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.
2. *Захаров В. М., Костко О. К.* Метеорологическая лазерная локация // Ленинград: Гидрометеоиздат, 1977. 222 с.
3. *V. Kovalev, J. Newton, C. Wold, W.Hao* Simple algorithm to determine near-edge smoke boundaries with scanning lidar // Appl. Opt. Vol. 4, №. 9. P. 1761.
4. *Кугейко М. М., Малевич И. А.* Определение из космоса оптических толщин слоев атмосферы // Исследования Земли из космоса, 1991. № 1. С. 47-53.
5. *Молебный В. В.* Оптико-локационные системы. // М.: Машиностроение, 1981. 181 с.
6. *Кугейко М. М., Оношко Д. М.* Теория и методы оптико-физической диагностики неоднородных рассеивающих сред. // Мн.: БГУ, 2003. 186 с.
7. *Кугейко М. М., Малевич И. А., Оношко Д. М.* Концепция «безаприорности» в лазерно-локационной диагностике окружающей среды. // Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. научн. трудов. Вып. 8. Мн.: БГУ, 2003. С. 175–197.
8. *Кугейко М. М.* Лазерная диагностика и спектроскопия. // Мн.: БГУ, 2002. 276 с.

М.М. Кугейко, С.А. Лысенко

УРАВНЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОЙ РЕГРЕССИИ ДЛЯ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЭРИТРОЦИТОВ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА

В медицине знание микрофизических характеристик крови позволяет оценивать состояние организма человека, а также устанавливать многие заболевания. Необходимость диагностики относительного показателя преломления эритроцитов крови ($n(\lambda)$, где λ – длина волны излучения) обусловлена, по меньшей мере, двумя причинами. Кроме вопросов косвенной идентификации вещественного состава эритроцитов, определенно коррелирующего с этим параметром, данные об $n(\lambda)$ необходимы в качестве априорной информации при решении «ограниченных» обратных задач светорассеяния кровью.

В настоящее время известен ряд работ, в которых предложены методы определения показателя преломления эритроцитов по оптическим характеристикам [2–5]. Однако ни один из этих методов не получил широкого распространения в клинической практике, что связано либо с чрезвычайной сложностью экспериментальной реализации этих методов (как например [3], где предлагается измерять 2 элемента матрицы рассеяния f_{33} и f_{34} в диапазоне углов $80° \div 120°$), либо с их принципиальными методическими ограничениями, не позволяющими обеспечить высокий уровень диагностики [4, 5, 6]. Методика [5], например, требует построения калибровочных кривых при различных значениях размера, показателя преломления эритроцитов и длины волны рассеянного излучения и позволяет определять $n(\lambda)$ только в случае если известен средний размер эритроцитов (т.е. предполагает проведение независимых одновременных измерений). Кроме того, большинство существующих методик предполагают проведение измерений в выделенных пробах эритроцитов, поскольку оперируют коэффициентами ослабления или поглощения, определяемыми поглощением проходящего излучения не только эритроцитами, но плазмой и другими биокомпонентами крови.

Обладающий достаточно высокой точностью определения показателя преломления одиночных сферических частиц (~ 5 %) и стоящий особняком от вышеуказанных методик, метод «пролетной индикатрисы» [2] применительно к эритроцитам также обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, существует необходимость выделения проб эритроцитов и как следствие отсутствие оперативности. Во-вторых, требуется предварительная сферизация эритроцитов, путем приготовления специальных суспензий, что вызвано сильным различием индикатрис рассеяния одиночных сферических частиц и сплюснутого дискоида (эритроцит). К сказанному следует также добавить,

что проточные цитометры представляют собой либо дорогостоящую импортную аппаратуру, либо специальное уникальное экспериментальное оборудование, что создает дополнительные экономические и технические проблемы при их внедрении.

Поскольку из-за значительного превышения концентрации эритроцитов над другими форменными элементами крови и размеров над макромолекулами плазмы и тромбоцитами рассеивающие свойства цельной крови определяются преимущественно микрофизическими параметрами эритроцитов [5], то для оперативной диагностики последних авторам представляется наиболее перспективным развитие и использование нефелометрических методов. Ниже рассматриваются возможности определения спектральных значений показателя преломления эритроцитов, основанные на измерении угловых оптических характеристик рассеивающей среды, исключающие отмеченные выше недостатки известных оптических методов.

При известных микроструктурных параметрах эритроцитов (функции распределения частиц по размерам $f(r)$, их комплексном показателе преломления m и счетной концентрации N) для их объемного коэффициента рассеяния β_{sca} справедливо следующее соотношение [6]:

$$\beta_{sca} = N \int_0^\infty \pi r^2 K_{sca}(m, x) f(r) dr,$$

где $x = 2\pi r/\lambda$ – параметр Ми, $K_{sca}(m, x)$ – фактор эффективности рассеяния излучения частицей с радиусом r на длине волны λ. Аналогичное выражение можно записать и для коэффициента направленного рассеяния $\beta(\theta)$.

Первый вопрос, который встает при решении обратной задачи (нахождение $f(r)$ и m) по данным оптических измерений, состоит в том, есть ли какая-нибудь информация о свойствах рассеивающего вещества в этих данных. Очевидно, что на этот вопрос можно ответить, рассчитав эти характеристики при различных микроструктурных параметрах рассеивающей среды. Поскольку гетерогенность цельной крови не усложняет исследование эритроцитов на фоне клеток различного рода, то ниже данные характеристики рассчитываются только для эритроцитов.

Используемая нами в дальнейшем модель эритроцитов предполагает, что все они имеют форму однородных сферических частиц, т.е. их оптические характеристики могут быть рассчитаны по формулам Ми. Такое упрощение обусловлено несколькими причинами. Во-первых, методики и алгоритмы расчета оптических характеристик несферических и неоднородных рассеивателей громоздки и имеют лишь ограниченную область применимости. Во-вторых, для сфероидов и цилиндров с умеренным параметром асферичности (от 0,5 до 2,0) индикатриса рассеяния света в переднюю полусферу, усред-

ненная по различным пространственным ориентациям, совпадает с индикатрисой шара того же объема [7]. Что касается распределения эритроцитов по размерам, то оно заменяется распределением по размерам сферических частиц $f(\tilde{r})$, эффективный радиус которых $\tilde{r} = \left(S/\pi\right)^{1/2}$, где S – эффективная рассеивающая площадь частицы. В качестве $f(\tilde{r})$ используется обобщенное гамма распределение, которое достаточно хорошо описывает данные многочисленных экспериментальных исследований эритоцитометрических кривых образцов крови [8, 9]. Ниже представлены результаты теоретического исследования чувствительности связи между индикатрисой рассеяния $g(\theta,\lambda) = \beta(\theta,\lambda)/\beta_{sca}(\lambda)$ и $n(\lambda)$ при $\theta = 1^\circ \div 180^\circ$ и $\lambda = 0,3 \div 1,2$ мкм к вариациям микроструктурных параметров эритроцитов в диапазонах, взятых из литературных данных [2, 8, 9].

На рис. 1 *а* представлена зависимость коэффициента корреляции между $\log|n(\lambda)\text{-}1|$ и $\log[g(\theta, \lambda)]$ в вышеуказанной области изменения θ и λ, полученная следующим образом:

1) задавалось 10^3 случайных состояний ансамбля эритроцитов, характеризуемых следующими параметрами: r_m – модальный радиус и ξ – полуширина их функции распределения по размерам; комплексный показатель преломления; счетная концентрация N из диапазонов их значений, выбранных из литературных данных [2, 8–11] и приведенных в таблице 1;

2) при каждой микрофизической комбинации определялась $g(\theta, \lambda_i)$, и по стандартным формулам математической статистики [12] проводился расчет соответствующих коэффициентов корреляции для углов $0^\circ \le \theta \le 180^\circ$:

$$\rho(\theta,\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^{n}\left(\log F_i(\lambda) - \overline{\log F(\lambda)}\right)\left(\log g_i(\theta,\lambda) - \overline{\log g(\theta,\lambda)}\right)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left(\log F_i(\lambda) - \overline{\log F(\lambda)}\right)^2 \sum_{i=1}^{n}\left(\log g_i(\theta,\lambda) - \overline{\log g(\theta,\lambda)}\right)^2}},$$

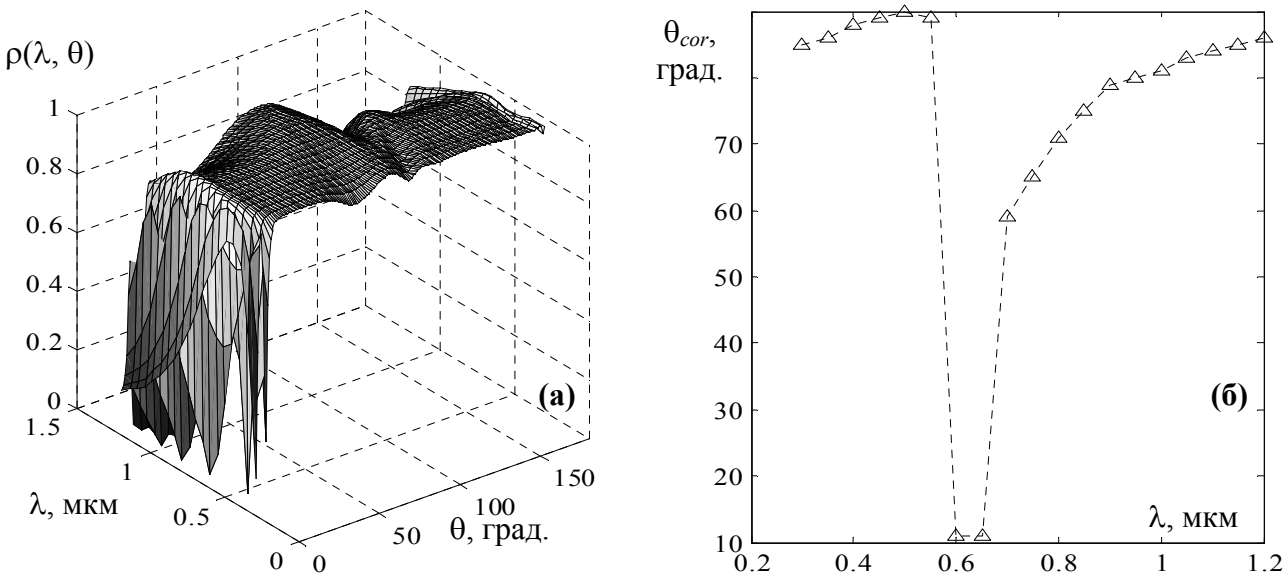
где $i = 1, 2, \ldots, n = 10^3$ – реализация состояния эритроцитов, с соответствующими ей индикатрисой рассеяния $g_j(\theta, \lambda)$ и показателем преломления $F_i(\lambda) = n_i(\lambda) - 1$, $\overline{\log g(\lambda,\theta)}$, $\overline{\log F(\lambda)}$ – математические ожидания логарифмов данных величин.

Таблица 1.

Диапазоны изменений микрофизических характеристик эритроцитов

r_m	ξ	n	k	N
2,3 ÷ 3 мкм	8 ÷ 15	1,04 ÷ 1,07	$10^{-6} \div 2\cdot10^{-3}$	$3,5\cdot10^{9} \div 5,6\cdot10^{9}$ см$^{-3}$

Рис. 1 *б* иллюстрирует зависимость угла максимальной корреляции между $\log|n(\lambda)-1|$ и $\log[g(\theta, \lambda)]$ от длины волны излучения λ. Как видно из рисунка θ_{cor} изменяется в указанном спектральном интервале в весьма широких пределах – 10° ÷ 90°. Следовательно, для получения спектральной зависимости показателя преломления, необходимо производить измерения $g(\theta, \lambda)$ под несколькими углами из указанного диапазона значений θ_{cor}. При m углах приема



рассеянного излучения $n(\lambda)$ можно определять посредством уравнения множественной регрессии с коэффициентами a_0, a_k, зависящими от λ [12]:

Рис. 1. Зависимости коэффициента корреляции между $\log|n(\lambda)-1|$ и $\log[g(\theta, \lambda)]$ от λ и θ (*а*) и угла их наиболее тесной корреляции θ_{cor} от λ (*б*)

$$\log\left|n(\lambda)-1\right| = a_0(\lambda) + \sum_{k=1}^{m} a_k(\lambda)\log\left[g\left(\theta_k,\lambda\right)\right]. \qquad (1)$$

Здесь коэффициенты a_0, $a_1 \ldots a_m$ определены методом наименьших квадратов:

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\log\left[n_i(\lambda)-1\right] - a_0(\lambda) - \sum_{k=1}^{m} a_k(\lambda)\cdot\log\left[g(\theta_k,\lambda)\right]\right) \to \min.$$

Очевидно, что чем больше m, тем точнее из уравнения (1) определяется $n(\lambda)$. Однако при наличии ошибок измерения $g(\theta_k, \lambda)$, увеличение m (количества измерений) может и не приводить к желанному повышению точности восстановления спектрального хода показателя преломления. Поэтому в качестве критерия оптимальности выбора углов приема рассеянного излучения нами принимается минимум среднеспектральной погрешности восстановления $|n(\lambda)-1|$ с использованием (1) при наложении на значения $g(\theta_k, \lambda)$, $k = 1 \div m$ случайных ошибок в пределах 5 % (что учитывает чувствительность соответствующих регрессионных уравнений к ошибкам измерения $g(\theta_k, \lambda)$):

$$\min\left[\int_{\lambda\min}^{\lambda\max}\delta_{\max}(\lambda,\theta_1,\ldots,\theta_m)d\lambda \Big/ \left(\lambda_{\max}-\lambda_{\min}\right)\right],\ \theta_i=1^\circ\div 180^\circ, \qquad (2)$$

где $\delta_{\max}(\lambda_n,\theta_1,\ldots,\theta_m)=\max\left\{\delta_i(\lambda_n,\theta_1,\ldots,\theta_m)\right\}, i=1\div 10^3$ – максимальная по всему ансамблю реализации микроструктурных параметров погрешность определения $|n_i(\lambda)\text{-}1|$ при $\lambda=\lambda_n$, возникающая с использованием уравнения (1) для углов $\theta_1,\ldots,\theta_m$.

Проведенный расчет по составленной программе для m = 2, 3, 4 показывает, что оптимальной в плане точности восстановления $n(\lambda)$ является двухугловая схема измерения $g(\theta_k, \lambda)$ под углами $\theta_1 = 9°$ и $\theta_2 = 87°$. На рис. 2 *а* изображены спектральные зависимости коэффициентов a_k регрессионного уравнения (1), соответствующего данным углам. О точности восстановления $n(\lambda)$ при 5 %-й ошибке измерения индикатрисы под данными углами можно судить по рис. 2 *б*, на котором представлены средние (*MeanErr*) и максимальные (*MaxErr*) по ансамблю реализаций оптико-микроструктурных параметров эритроцитов ошибки восстановления $|n(\lambda)\text{-}1|$. Как видно из рисунка, средние погрешности определения $n(\lambda)$ составляют единицы процентов.

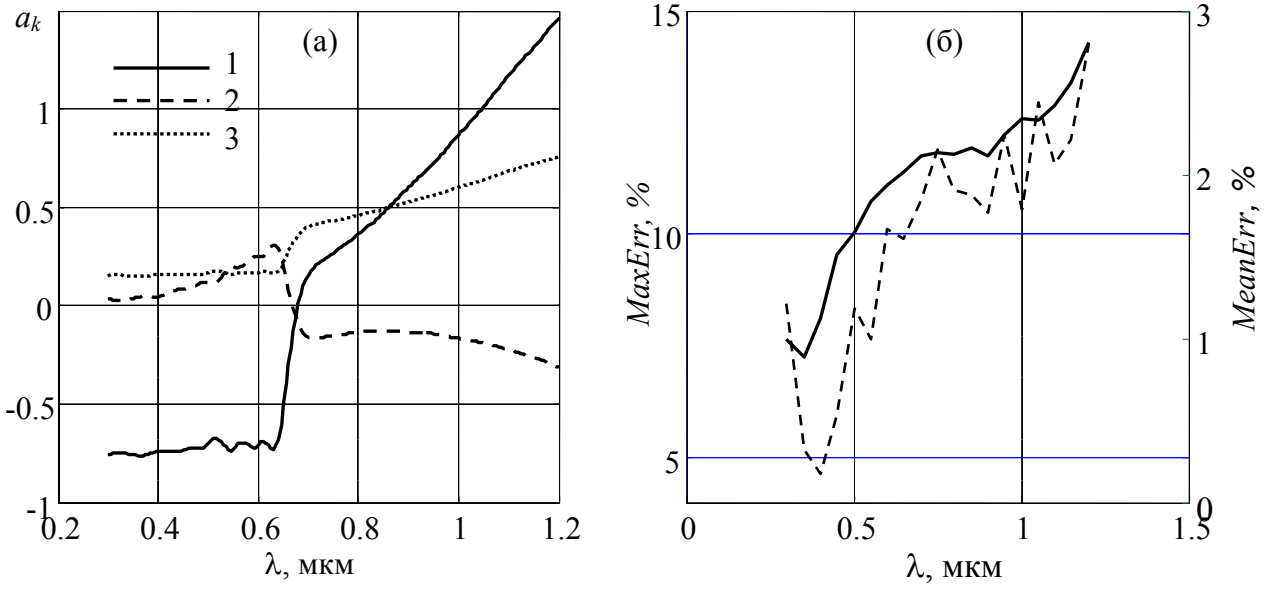


Рис. 2. (*а*) – спектральные зависимости регрессионных коэффициентов в (1); (*б*) – максимальные и средние по всему объему выборки микрофизических параметров эритроцитов, значения ошибок восстановления $n(\lambda)$ (которым соответствуют пунктирная кривая - левая шкала и сплошная кривая - правая шкала).

Таким образом, для практического применения данной методики (установления спектральных значений n) требуется измерить индикатрису рассеяния под двумя выше указанными углами на отдельной длине волны волн или в

некотором спектральном диапазоне, и с использованием соответствующих этим длинам волн коэффициентов a_k, и из уравнения (1) вычислить $n(\lambda)$.

На рис. 3 изображены результаты восстановления $n(\lambda)$ (соответствует эритроцитам, содержащим оксигемоглобин) с использованием вышеописанной методики. Заданные микрофизические параметры эритроцитов ($n(\lambda)$ – рис. 3 *а*, кривая 1; спектральная зависимость мнимой части показателя преломления; функция распределения по размерам) соответствуют их экспериментально полученным значениям в работах [4, 8, 13]. Как видно из рисунка форма кривой восстановленной зависимости $n(\lambda)$ даже при наличии 5 %-й ошибки измерения индикатрисы отчетливо отражает все основные особенности исходного профиля $n(\lambda)$. Кроме того, данный способ восстановления $n(\lambda)$ является слабо чувствительным к ошибкам измерения $g(\theta_k, \lambda)$, что подтверждается рис. 2 *б* и рис. 3 *б*. В самом деле, погрешность определения $|n\text{-}1|$ с использованием уравнения (1), вычисляемая методом конечных приращений [12] имеет вид:

$$\delta\,|n-1| = a_1\delta g_1 + a_2\delta g_2\,,$$

Причем, как видно из рис. 2 *а*, $|a_1|, |a_2| < 1$, следовательно $\delta\,|n-1| < \delta g_1 + \delta g_2$.

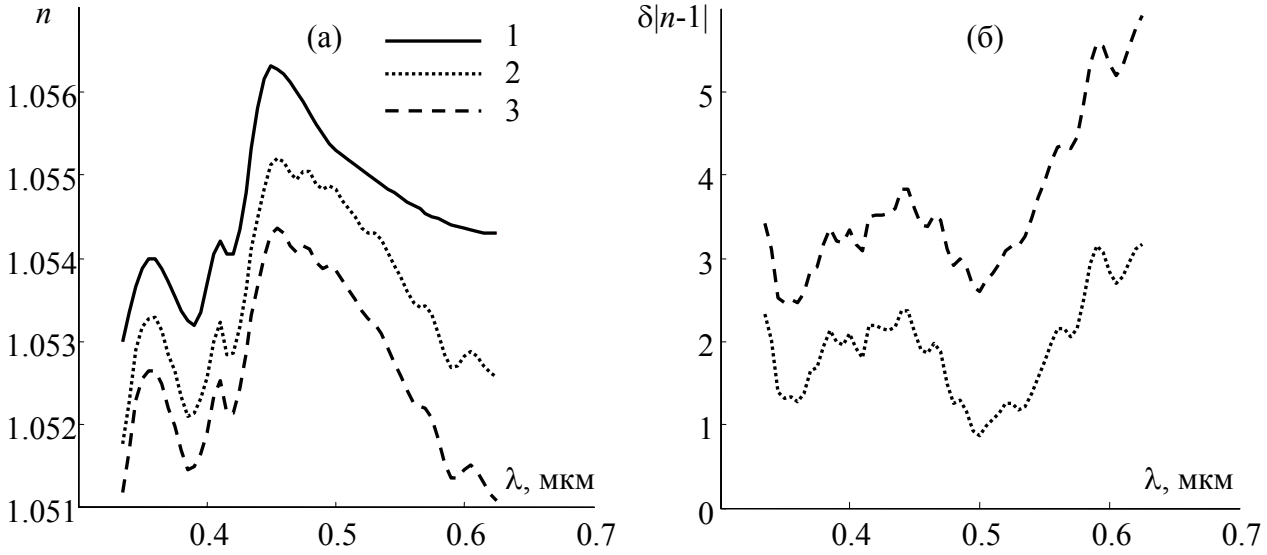


Рис. 3. Результаты восстановления спектральной зависимости показателя преломления эритроцитов, содержащих оксигемоглобин (*а*) (кривые 1, 2 и 3 соответствуют исходному профилю $n(\lambda)$ и профилям, восстановленным при отсутствии ошибок измерения $g(\theta_k, \lambda)$ и при наложении на них 5 %-й ошибки) и соответствующие им погрешности восстановления (*б*).

Таким образом, предлагаемая методика определения спектральных значений показателя преломления эритроцитов крови, включающая измерение индикатрисы рассеяния под двумя углами в требуемом спектральном диапазоне и использование уравнения множественной регрессии позволяет получать

данные характеристики с высокой точностью. Отсутствие необходимости приготовления специальных суспензий, использования калибровочных кривых, проведения независимых дополнительных измерений делает измерения по предлагаемой методике легко автоматизируемыми.

Литература

1. *Гиттер ., Хейльмейер Л.* правочник по клиническим функциональным исследованиям. М.: Медицина, 1966. 612 с.
2. *Лопатин В. Н., Приезжев А. В., Афанасенко А. Ю. и др.* Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 384 с.
3. *Науменко Е. К., Олейник Т. В., Хайруллина А. Я.* Определение действительной части относительного показателя преломления сферических частиц по компонентам матрицы рассеяния// Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 53, С. 480–492.
4. *Шумилина С. Ф.* Дисперсия действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления эритроцитов крови человека в интервале 450 – 820 нм// Весці АН БССР. 1983. С. 79–84.
5. Науменко Е. К., Хайруллина А. Я. Определение показателя преломления и полидисперсности гидрозолей// Журн. прикл. спектр. 1989. Т. 9, С. 654–659.
6. *Зуев В. Е., Наац И. Э.* Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1982. 242 с.
7. *Mishcenko M. I., Travis L. D., Lacis A. A.* Scattering, absorption, and emission of light by small particles. New York: Goddard Institute for space studies, 2004. 314 с.
8. *Хайруллина А.Я., Шумилина С.Ф.* Определение функции распределения эритроцитов по размерам методом спектральной прозрачности// ЖПС. 1973. Т. 19, № 3. С. 340–347.
9. *Кассирский И.А., Алексеев Г.А.* Клиническая методология. М.: Медицина, 1970. 800 с.
10. *Окороков А.Н.* Диагностика болезней внутренних органов. М.: Мед. Лит., 2003. 502 с.
11. *Науменко Е.К.* Изменение оптических свойств крови при агрегации эритроцитов. Мн.: Ин-т физики НАНБ, 2001. 20 с.
12. *Колемаев В.А., Калинина В.Н.* Теория вероятностей и математическая статистика, М.: ИНФРА-М, 1997. 301 с.
13. *Borovoi A. G., Naats E. I., Oppel U. G.* Scattering of light by red blood cell// J. Biomed. Opt. 1998. Vol. 3, P. 364–373.

И. С. Манак, Е. Д. Карих

ВОПРОСЫ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТООПТИКИ В УЧЕБНОЙ ПРОГРАММЕ СПЕЦИАЛИЗАЦИИ «КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА»

Акустооптические и нелинейные оптические явления входят в программу физических специальностей университета, в том числе студентов специальности «Физическая электроника» со специализацией «Квантовая электроника».

Знакомство с природой этих явлений начинается в рамках общих естественнонаучных дисциплин. Курс «Оптика» дает представление о причинах нарушения линейности взаимодействия света с веществом через нелинейную поляризацию среды под действием электрического поля световой волны.

Следующий уровень связан с прохождением цикла общепрофессиональных и специальных дисциплин. Элементы общего подхода к изучению нелинейных явлений даются в курсе «Теория волновых процессов». Анализируются нелинейные взаимодействия волн в электродинамике и акустике, генерация гармоник, трехволновое взаимодействие, самовоздействие волн и кросс-модуляция.

Вопросы акустооптики в курсе «Оптоэлектроника» рассматриваются с позиций ее применения для выполнения информационных операций над световыми пучками [1]. Известно, что для эффективной внутренней модуляции света в самом источнике излучения необходимо, чтобы время жизни частиц на верхнем рабочем уровне τ было достаточно коротким ($\tau < 1/2\pi\Delta f$, где Δf – требуемая полоса частот модуляции). У полупроводниковых инжекционных лазеров (ИЛ) оно составляет около 10^{-9}с, поэтому в таких лазерах возможна внутренняя высокоскоростная модуляция излучения. В твердотельных и газовых лазерах время жизни τ значительно больше (порядка 10^{-7}с в He-Ne лазере и около 10^{-3}с в YAG:Nd лазере). Столь большие времена жизни ограничивают прямую модуляцию настолько низкими частотами, что она теряет практическое значение. Поэтому излучение газовых и твердотельных лазеров подвергается внешней модуляции с использованием различных физических явлений.

Одной из форм явления фотоупругости является акустооптический эффект. Под действием механических напряжений, вызываемых в среде акустической волной, возникают чередующиеся полосы с различными показателями преломления, движущиеся со скоростью звука. В результате, среда приобретает свойства оптической фазовой решетки, период которой определяется длиной акустической волны, а ее резкость – подво-

димой акустической мощностью. Если период этой решетки Λ сравним с длиной световой волны λ, а линейная апертура светового пучка $D >> \Lambda$, свет испытывает дифракцию на акустической волне.

Рассматриваются два предельных режима дифракции в зависимости от угла между волновыми векторами акустической $\vec{K}_S$ и оптической $\vec{k}$ волн и отношения $\lambda \cdot l / \overline{n} \cdot \Lambda^2$, где l – длина взаимодействия, $\overline{n}$ – невозмущенный показатель преломления вещества. Если длина взаимодействия акустической и световой волн удовлетворяет соотношению

$$l << \overline{n} \cdot \Lambda^2 / \lambda, \tag{1}$$

а произведение $\vec{k} \cdot \vec{K}_S = 0$ (вектор $\vec{k}$ нормален по отношению к вектору $\vec{K}_S$), то имеет место дифракция Рамана-Ната. В этом случае на выходе из акустооптической ячейки наблюдается серия световых пучков (не менее трех), расходящихся симметрично под углами Θ_m по отношению к направлению падающего пучка, причем

$$\sin \Theta_m = m\lambda / \overline{n}\Lambda, \tag{2}$$

где $m = 0, \quad \pm 1, \quad \pm 2, \quad ...$ – порядок дифракции.

Физически (1) есть условие однократной дифракции света на акустической волне. При выполнении обратного условия:

$$l >> \overline{n} \cdot \Lambda^2 / \lambda \tag{3}$$

отчетливую дифракционную картину на выходе из ячейки дает излучение, которое падает на нее под углом Θ_B, удовлетворяющем условию:

$$\sin \Theta_B = \lambda / 2\overline{n}\Lambda. \tag{4}$$

Этот случай соответствует дифракции Брегга, а Θ_B называется углом Брега. В отличие от дифракции Рамана-Ната в брегговском режиме свет до выхода из области взаимодействия испытывает многократную дифракцию. Поскольку образующиеся вторичные дифракционные пучки взаимно когерентны, в результате интерференции все дифракционные максимумы, за исключением нулевого и первого, взаимно гасятся. На выходе из ячейки наблюдающиеся нулевой и первый пучки, причем мощность дифрагировавшего (первого) пучка оказывается равной:

$$P_1 = P \sin^2(\pi \overline{n} \Delta \overline{n} l / \lambda), \tag{5}$$

где $\Delta \overline{n}$ – амплитуда изменения показателя преломления. Как видно, при достижении условия

$$\overline{n} \Delta \overline{n} l = \lambda / 2 \tag{6}$$

обеспечивается практически стопроцентная эффективность дифракции.

С квантовомеханической точки зрения дифракция Брегга трактуется как результат упругого рассеяния фотонов на фононах [1]. Характер дифракции определяется законами сохранения энергии и импульса при упругом фотон-фононном взаимодействии.

Рассматривается использование акустооптического эффекта для управления световыми потоками по интенсивности, частоте и направлению распространения, построения перестраиваемых акустооптических фильтров. Показывается, что для модуляции света могут использоваться оба режима дифракции. Отмечается также, что возможно построение акустооптических модуляторов в интегрально-оптическом варианте. В последнем случае взаимодействие света происходит не с объемными, а с поверхностными акустическими волнами.

Возможность частотной модуляции излучения связана с тем, что свет взаимодействует с подвижной дифракционной решеткой и изменение частоты выходного излучения происходит вследствие эффекта Доплера. Так как акустические частоты на много порядков меньше оптических, эффект частотной модуляции при прямом приеме излучения обнаружить чрезвычайно трудно. Для детектирования частотно-модулированного излучения может быть применен метод оптического гетеродинирования.

Изменение частоты акустической волны позволяет осуществлять пространственное сканирование светового пучка. Показывается, что угловое разрешение дефлектора (отношение угла сканирования к угловой ширине светового пучка) равно $N = \tau\Delta f$, где $\tau = a/\upsilon$ – временная константа, определяющая быстродействие дефлектора (υ – скорость акустической волны, Δf - девиация частоты). Это означает, что при заданном быстродействии угловое разрешение дефлектора может быть увеличено только за счет увеличения Δf. Постольку при заданных λ, $\bar{n}$ и l диапазон изменения частоты ограничен условием (1), дефлектор Рамана-Ната может работать в относительно узкой полосе частот. Поэтому для пространственного сканирования чаще используется режим дифракции Брегга. С помощью акустооптической ячейки можно осуществлять не только однокоординатное, но и двухкоординатное сканирование света.

Практическое использование нелинейных и акустооптических явлений рассматривается в спецкурсах «Системы полупроводниковой квантовой электроники» [2], «Полупроводниковые источники излучения в информационно-измерительных системах», где анализируются возможности применения лазерных диодов в акустооптических процессорах с обработкой информации в реальном времени. Излучение, распространяющееся в планарном волноводе, испытывает дифракцию на фазовой решетке, возникающей под воздействием акустических волн, возбуж-

даемых встречно-штыревым преобразователем (ВШП) от источника радиочастотного сигнала. Возможны варианты, когда к ВШП подводится один сигнал и тогда анализируется его спектр, либо два сигнала с последующим определением функции их свертки или функции корреляции. Анализируются возможности акусто-оптического процессора на планарных световодах; спектроанализаторы с пространственным интегрированием и интегрированием во времени, коррелятор и конвольвер.

В спектроанализаторе с пространственным интегрированием при подаче на вход ВШП гармонического сигнала $S(t)=\cos\omega t$ фазовая решетка будет представлять собой гармоническое поле упругих деформаций вида $S(x)=\cos\omega_x x$, где пространственная частота $\omega_x=\omega/\upsilon$ (υ – скорость звука в материале акусто-оптического процессора (АОП)). Объективом осуществляется преобразование Фурье входного светового поля $S(x)$ и в его фокальной плоскости формируется распределение интенсивности света, пропорциональное спектру $S(\omega)$ входного сигнала:

$$S(\omega)=\frac{1}{\upsilon}S(\omega_x)=\frac{1}{\upsilon}\int_{-\infty}^{\infty}S(x)e^{-i\omega_x x}dx\,. \qquad (7)$$

Пространственные частоты ω_x связаны с углами дифракции θ соотношением: $\omega_x=(\lambda/\theta)^{-1}=(\lambda f/x)^{-1}$, где x – координата спектральной составляющей в фокальной плоскости Фурье-объектива, f – фокусное расстояние объектива. Тогда спектральные составляющие входного сигнала определяются через соответствующие координаты x-изображений источника излучения следующим образом:

$$\omega=\omega_x\upsilon=\frac{x}{\lambda f}\upsilon\,. \qquad (8)$$

При помощи пространственного фильтра выделяется один из порядков дифракции и регистрируется линейкой фотоприемников. Положение каждого чувствительного элемента соответствует определенной частоте электрического сигнала.

Частотное разрешение спектроанализатора с пространственным интегрированием δf ограничивается размером D входной апертуры звукопровода АОП или временем прохода τ акустической волны через апертуру оптического пучка и при расходимости оптического пучка, ограниченной дифракцией, равно

$$\delta f=\frac{\upsilon}{D}=\frac{1}{\tau}. \qquad (9)$$

В корреляторе сигналы $S_1(t)$ и $S_2(t)$ подаются навстречу друг другу на два ВШП и поле дифракции $S(x, t)$ на выходе АОП определяется суммарным действием этих сигналов:

$$S(x,t) = S_1\left(t - \frac{x}{\upsilon} - \frac{D}{2\upsilon}\right) + S_2\left(t + \frac{x}{\upsilon} - \frac{D}{2\upsilon}\right). \qquad (10)$$

Подвергая это поле прямому и обратному преобразованию Фурье при помощи объективов и осуществляя затем интегрирование оптического сигнала по времени фотоприемной линейкой для переменной составляющей выходного сигнала будем иметь:

$$U(x) = 2\,\mathrm{Re}\int_0^{\tau} S_1\left(t - \frac{x}{\upsilon} - \frac{D}{2\upsilon}\right) S_2\left(t + \frac{x}{\upsilon} - \frac{D}{2\upsilon}\right) dt\,. \qquad (11)$$

где τ – время интегрирования

Если входные сигналы S_1 и S_2 представляют собой радиосигналы, модулирующие несущую частоты ω, то (11) можно представить в виде:

$$U(x) = \left|R_{12}(x)\right| \cos\left[2\omega\frac{x}{\upsilon} + \theta(x)\right]. \qquad (12)$$

где $R_{12}(x)$ – функция взаимной корреляции сигналов, $\theta(x)$ – медленно изменяющаяся величина, соответствующая фазе корреляционной функции. Из (12) видно, что корреляционная функция является огибающей высокочастотного сигнала с пространственной частотой $2\omega_x$.

Пространственный фильтр в этой схеме экранирует нулевой порядок дифракции. Фактически данная схема осуществляет преобразование фазовой модуляции светового поля в модуляцию интенсивности, а также переносит изображение зоны действия акустических волн (фазовой решетки) в плоскость чувствительных элементов фотоприемника.

В конвольвере преобразователь осуществляет интегрирование входных сигналов по пространству АОП при помощи объектива и фотодетектора. Если пространственный фильтр выделяет один из порядков дифракции, то на выходе фотодетектора формируется сигнал, пропорциональный функции свертки $U(t)$ входных сигналов $S_1(t)$ и $S_2(t)$:

$$U(t) \approx \mathrm{Re}\left[e^{-2\omega_0 t}\int_{-D/2}^{+D/2} S_1\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right) S_2\left(t + \frac{x}{\upsilon}\right) dx\right]. \qquad (13)$$

Видно, что функция свертки промодулирована удвоенной несущей частотой ω_0, на которую наложены входные сигналы. Интервал свертки ограничен параметрами АОП и равен: по времени $t = D/\upsilon$, по пространству D, что ограничивает диапазон длительностей исследуемых сигналов.

В заключение рассматриваются требования к лазерным диодам по когерентности, расходимости, поляризации излучения, возможностям эффективного ввода излучения в планарные волноводы.

В рамках классического подхода распространение света в среде описывается уравнениями Максвелла. Если эти уравнения линейны, то волны распространяются в среде независимо друг от друга, т. е. выполняется принцип суперпозиции. Такая картина соответствует линейной оптике. Напряженности световых полей, создаваемых лазерами, достигают величин, сравнимых с напряженностью внутриатомных полей (~10^8 В/см). При взаимодействии с веществом связь между поляризацией среды P и напряженностью электрического поля мощной световой волны становится нелинейной:

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \ldots \ . \qquad (14)$$

Здесь χ_1 – линейная восприимчивость среды; $\chi_2, \chi_3, \ldots$ – нелинейные восприимчивости первого, второго и т.д. порядков. Вследствие нарушения принципа суперпозиции происходит обмен энергией между различными волнами. Большинство нелинейных эффектов связано с квадратичным и кубическим членами ряда (14). Квадратичная составляющая обуславливает такие явления как эффект самофокусировки, генерация второй гармоники, оптическое детектирование, параметрическая генерация и др. Благодаря кубическому члену ряда происходит генерация третьей гармоники, двухфотонное поглощение, различные виды вынужденного рассеяния света и др. Наибольшее внимание в курсе «Квантовая радиофизика» уделяется генерации второй (и высшей) гармоник света, а также параметрической генерации.

Рассматривается взаимодействие мощной гармонической световой волны с частотой ω со средой, поляризация которой описывается двумя первыми членами ряда (14). Показывается, что нелинейная поляризация, связанная со вторым слагаемым в правой части выражения (14), содержит постоянную во времени составляющую, которая может быть представлена как результат «оптического детектирования» мощной световой волны в нелинейной среде. Переменная поляризация, а следовательно и переизлученное поле, осциллируют во времени с частотой 2ω (вторая гармоника световой волны накачки). Световая волна второй гармоники получает энергию от излучения на основной частоте ω через компоненту поляризации среды с частотой 2ω. Очевидно, что передача энергии световой волне частоты 2ω будет протекать эффективно, если сдвиг фаз между волной поляризации с частотой 2ω и второй гармоникой световой волны будет сохраняться постоянным на достаточно больших расстояни-

ях. При неравенстве показателей преломления среды для световых волн с частотами ω и 2ω, сдвиг фаз между ними достигнет значения равного π при прохождении расстояния l_c, равного

$$l_c = \lambda / 4(\overline{n}_{2\omega} - \overline{n}_{\omega}) . \qquad (15)$$

Следовательно, накопления мощности второй гармоники нельзя ожидать на расстояниях, больших l_c. Величина l_c, называемая когерентной длиной, обращается в бесконечность при равенстве показателей преломления для волн основной и удвоенной частоты:

$$\overline{n}_{2\omega} = \overline{n}_{\omega} . \qquad (16)$$

Соотношение (16) известно под названием условия фазового синхронизма. Выполнению условия (16) препятствует дисперсия, т. е. зависимость показателя преломления от частоты $\overline{n} = \overline{n}(\omega)$. Показывается, что в отрицательных одноосных кристаллах можно найти такое направление, вдоль которого показатели преломления обыкновенной основной волны и необыкновенной волны второй гармоники оказываются равными и когерентная длина обращается в бесконечность.

Использование нелинейных оптических явлений позволяет также получать когерентное излучение с плавно перестраиваемой частотой. Процесс подобного типа получил название параметрической генерации света. Параметрическая генерация обусловлена взаимодействием мощной световой волны накачки с частотой ω_0 и двух слабых световых волн с частотами ω_1 и ω_2, источником которых являются собственные флуктуации поляризации неизбежно имеющие место в активной среде. Поскольку поляризация нелинейно зависит от суммарной напряженности поля в среде, волны на частотах ω_0, ω_1 и ω_2 становятся связанными. Излучение на частоте ω_1 получает энергию от мощной волны накачки ω_0 при ее взаимодействии с волной ω_2, а волна ω_2 – за счет взаимодействия волн ω_0 и ω_1.

При параметрической генерации условие синхроизма выглядит следующим образом:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_0 , \qquad (17)$$

где $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ – волновые векторы усиливаемых волн, $\vec{k}_0$ – волновой вектор мощной волны накачки. Если это условие выполняется, то волны ω_1 и ω_2 испытывают усиление в нелинейной среде за счет энергии волны накачки ω_0. Для получения генерации нелинейная среда помещается в сложный резонатор, который обеспечивает положительную обратную связь для волн ω_1 и ω_2. Поскольку соотношение (17) имеет векторный характер, плавная перестройка частот генерируемых волн ω_1 и ω_2 достигается

поворотом осей двух составляющих систему резонаторов, в результате чего изменяется направление и длина векторов $\left|\vec{k}_1\right| = \omega_1 \overline{n}_1 / c$ и $\left|\vec{k}_2\right| = \omega_2 \overline{n}_2 / c$. Отмечается, что для получения когерентного излучения с плавно перестраиваемой частотой можно использовать и однорезонаторную схему, дающую выходной сигнал с более высокой стабильностью.

Ряд курсов специализации «Квантовая электроника» связан с рассмотрением нелинейной оптики полупроводниковых сред и структур, включая оптическую бистабильность и другие эффекты [3].

В спецкурсе «Полупроводниковые лазеры» [4] показано, что в силу сильной нелинейной зависимости коэффициента усиления от концентрации избыточных носителей заряда ненакачиваемая среда обладает свойствами просветляющегося фильтра. Явление незатухающих пульсаций в полупроводниковых лазерах трактуется как проявление релаксационных пульсаций, возникающих под действием какого-либо нелинейного механизма, приводящего к неустойчивости стационарного режима. Критерий неустойчивости обобщенно сводится к условию положительных нелинейных потерь в резонаторе. Подчеркивается что, для сложной динамики инжекционных лазеров характерны следующие явления:

1) жесткое самовозбуждение, проявляющееся в резком возрастании интенсивности излучения при достижении порога генерации;

2) гистерезис ватт-амперной характеристики;

3) автомодуляция интенсивности излучения с характерными временами порядка 10^{-10} с, определяющая сложную временную структуру светового импульса;

4) генерирование одиночных импульсов когерентного излучения с временами нарастания и затухания не более 10^{-10} с (аналог генерации моноимпульсов лазерами на рубине и стеклах);

5) испускание регулярной последовательности коротких импульсов излучения с длительностью ~ 10^{-10} с и частотой повторения ~ 10^9 $с^{-1}$ при синхронизации лазера периодическим сигналом;

6) самосинхронизация продольных мод с испусканием последовательности коротких импульсов излучения с частотами повторения 10^8 Гц (с внешним резонатором) и 10^{11} Гц (с резонатором, образованным гранями кристалла);

7) конкуренция и антиконкуренция мод, состоящая во взаимном подавлении и инициировании различных типов колебаний.

Многообразие нестационарных явлений в ИЛ тесно связано с его свойствами как колебательной системы. При подходе к изучению динамики ИЛ с позиции теории колебаний, кроме основного процесса – ин-

дуцированного испускания электромагнитных волн, необходимо иметь в виду еще два важных периодических процесса, присущих лазеру любого типа. Первый из них состоит в том, что любое возмущение электромагнитного поля в резонаторе многократно повторяется с периодом $T = 2L/\upsilon$, где L – длина резонатора, а υ – скорость света в среде. Это приводит к периодическим колебаниям коэффициента усиления и пульсациям интенсивности излучения (взаимодействие в системе "электроны – фотоны"). Фундаментальным источником этих колебаний является дробовый шум квантового перехода, ответственный за спонтанное и индуцированное излучение. При достаточно сильной обратной связи или при воздействии стороннего резонансного возмущения колебания могут стать незатухающими (автомодуляция излучения).

Опыт показывает, что стационарно генерируется, как правило, одна мода. В этом случае интенсивность лазерного луча и его частота лишь незначительно колеблются около своих средних значений. Если одновременно генерируется несколько мод, то в результате конкуренции между ними лазерное излучение становится нестационарным. Излучение в этом случае состоит из набора хаотических импульсов.

При импульсном возбуждении генерации интервал времени от начала до конца генерации можно разбить на четыре участка:

1) время задержки, когда вещество возбуждается, а генерация отсутствует;

2) переходный период от начала генерации до выхода в квазистационарный режим;

3) квазистационарный режим – непрерывная генерация с автомодуляционными явлениями;

4) мощность генерации в отсутствие накачки релаксирует к нулю.

Анализируются возможности формирования лазерными диодами импульса излучения предельно малой длительности и большой амплитуды в режимах свободной генерации и модуляции добротности резонатора.

Изучается влияние эффектов насыщения на динамику генерации в одномодовом инжекционном лазере, включая выгорание спектральных и пространственных провалов [5]. Показано, что генерирующая мода вызывает переходы между состояниями зоны проводимости и валентной зоны, нарушая квазиравновесие в зонах. Коэффициент усиления перестает быть однозначной функцией концентрации носителей. Отклонение от квазиравновесия тем больше, чем больше плотность фотонов в резонаторе. Для учета этого эффекта в кинетических уравнениях коэффициент усиления умножается на величину

$$\gamma = \left(1 + S/S_{\text{sat}}\right), \tag{10}$$

где S и S_{sat} – плотность фотонов в резонаторе и плотность фотонов насыщения. Данное приближение означает, что усиление мгновенно следует за изменением плотности фотонов. Оно основывается на том, что время установления равновесия в зонах много меньше времен, характерных для переходных процессов в лазере.

Кинетика излучения полупроводниковых источников изучается в лабораторном практикуме специализации [6].

В специальном курсе «Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров» [7] рассматриваются явления, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей на показатель преломления полупроводника. Концентрация носителей зависит от интенсивности излучения. При фотоэлектрическом поглощении концентрация возрастает, при вынужденном излучении – убывает. Это приводит к нелинейной рефракции двух типов. В лазерной среде она имеет характер автофокусировки и порождает оптические неоднородности и неустойчивости. При использовании внешних резонаторов эта нелинейная рефракция позволяет получить бистабильные режимы, как это имеет место в нелинейных резонаторах, однако в данном случае не требуются внешние источники и возможен непрерывный режим при комнатной температуре [3, 7].

Другой важный аспект использования нелинейной рефракции состоит в подавлении нежелательных мод в спектральной окрестности лазерной линии в одночастотном режиме с помощью параметрического взаимодействия мод. Физическая картина явления учитывает, что пространственно-временная (динамическая) решетка оптических параметров среды, возникающая при биении мод, порождает обмен энергией между интерферирующими модами. В процесс вовлечены две или три моды, дающие биения на общей частоте Ω. При двухмодовом взаимодействии обнаруживается резкая спектральная асимметрия с перекачкой энергии в пользу длинноволновой моды. Исключение составляют малые значения $\Omega \leq 1/\tau$, где τ – время релаксации наведенной динамической решетки. Здесь преобладает подавление боковых мод с обеих сторон от «сильной» моды. Если добротность резонатора обеспечивает подавление «дальних» мод, то в лазере с таким резонатором срабатывает внутренний механизм стабилизации одночастотного режима. При этом в результате оптического нелинейного рассеяния на динамической решетке на боковой частоте возникают противофазные колебания (обращение фазы), что ведет к гашению колебаний и флуктуаций на боковых частотах.

В специальном курсе «Квантоворазмерные лазеры и интегрально-оптические элементы» рассматриваются эффекты размерного квантова-

ния, вероятности оптических переходов и правила отбора, эффекты нелинейного усиления, новые лазерные структуры, в том числе структуры с оптической бистабильностью и лазерные усилители [3].

В специальном курсе для студентов магистратуры «Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров» [8] анализируется динамика и особенности генерации излучения в различных типах инжекционных лазеров, включая влияние эффектов нелинейного усиления на переходные и модуляционные характеристики инжекционных лазеров, природа нелинейного взаимодействия мод и его влияние на динамику лазерного излучения.

Литература

1. *Карих Е. Д.* Оптоэлектроника: Учебное пособие. Мн.: БГУ, 2000. 263 с.
2. *Манак И. С., Фираго В. А.* Системы полупроводниковой квантовой электроники: Курс лекций. Мн.: БГУ, 2006. 196 с.
3. Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров // Труды ФИАН. Т. 166. Отв. ред. Ю. М. Попов. М.: Наука, 1986. 207 с.
4. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199 с.
5. *Афоненко А. А., Кононенко В. И., Манак И. С.* Теория полупроводниковых лазеров: Учебное пособие. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.
6. *Гурский А. Л., Луценко Е. В., Манак И. С.* Физика полупроводниковых источников излучения. Практикум. Мн.: БГУ, 2002. 111 с.
7. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров: Учебное пособие. Мн.: БГУ, 1997. 59 с.
8. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров. Мн.: БГУ, 1998. 69 с.

В.В. Жуковский, И.С. Манак

ИЗУЧЕНИЕ ЛАЗЕРА НА ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЯХ В ПРАКТИКУМЕ ПО КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКЕ

Особый класс лазерных активных сред представляют жидкие растворы многих органических красителей, которые имеют интенсивные и широкие спектры флуоресценции при возбуждении в видимой и ультрафиолетовой областях. С использованием различных красителей спектральный диапазон, в котором осуществлена непрерывная или импульсная генерация, простирается от 300 нм до 1,2 мкм [1]. Перекрытие этого диапазона обеспечивается лазерными красителями, принадлежащими к одному из следующих классов: полиметиновые красители (область генерации 0,7–1,5 мкм), ксантеновые (500–700 нм), кумариновые (400–500 нм), сцинтилляторные ($\lambda < 400$ нм) и др., а возможность значительной плавной перестройки частоты излучения лазера – достаточно широким спектром флуоресценции (до 100 нм) красителя.

***Цель работы*:** изучить спектроскопические свойства сложных молекул, освоить методики и определить коэффициент усиления, коэффициент вредных потерь и вероятность поглощения радиации накачки в лазере на растворах органических красителей путем измерений временных характеристик лазерного излучения и излучения накачки; измерить КПД генерации.

В данной статье раскрывается используемый в лабораторной работе способ измерений указанных генерационных параметров в лазере на основе органического красителя.

В лазерах на красителях с лазерной накачкой импульсами короткой длительности (до 100 нс) влиянием триплетных состояний, как правило, можно пренебречь и ограничиться учетом лишь синглетных состояний [2]. Поэтому полный цикл накачки лазерной среды на красителе и вынужденного излучения можно описать, используя достаточно простую так называемую четырехуровневую схему генерации лазера [1, 2], представленную на рис. 1. В этой схеме моделируются энергетические переходы молекулы, играющие наиболее существенную роль в процессе генерации. Уровень 1 моделирует основное состояние S_0, конечные уровни генерационного перехода, которыми служат верхние колебательно-вращательные уровни синглета S_0, представлены уровнем *2*, нижний уровень синглета S_1 соответствует уровню 3, а совокупность всех энергетических состояний молекулы красителя синглетного уровня S_1 и

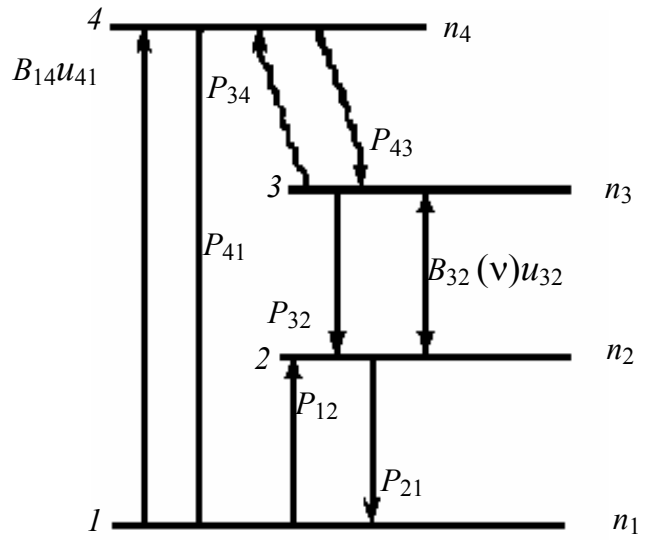


Рис. 1. Схема переходов в 4-уровневом лазере

вышележащих, являющихся конечными для акта поглощения радиации накачки, – уровню 4.

Цикл энергетических переходов молекулы красителя при работе лазера по четырехуровневой схеме включает несколько этапов: возбуждение молекул с 1-го на 4-й уровень при поглощении радиации накачки, их быстрый переход в процессе внутренней конверсии с этого уровня на уровень 3, в результате чего создается егоинверсная заселенность, генерация стимулированного излучения в канале 3–2, затем быстрая неоптическая релаксация в канале 2–1.

В начальной стадии работы лазера, предшествующей процессу генерации, под действием излучения накачки в канале генерации 3–2 обеспечивается создание инверсной населенности. Длительность этой стадии от начала действия излучения накачки до возникновения в лазере стимулированного излучения, называемая в дальнейшем временем разгорания генерации t_p, зависит от спектроскопических свойств раствора красителя, параметров резонатора и мощности накачки. Эта зависимость может быть найдена на основании уравнений баланса молекул красителя – активаторов на энергетических уровнях четырехуровневой схемы (рис. 1).

Система уравнений для населенностей уровней 1 – 4, сложная в общем случае, при рассмотрении процесса разгорания генерации четырехуровневого лазера может быть сведена к одному уравнению [3]:

$$\frac{dy_{32}}{dt} = -\left(A + \eta B_{14} u_{41}^{\text{нак}}\right) y_{32} + \eta B_{14} u_{41}^{\text{нак}}, \qquad (1)$$

где $y_{32} = (n_3 - n_2)/n$ – относительная инверсная населенность 3-го уровня; $n_{1,2,3,4}$ – населенности уровней 1–4, n – полное число молекул красителя, $A = p_{31} + p_{32}$ – вероятность опустошения уровня 3; p_{ij} - вероятности спонтанного излучения с i-го уровня энергии на j-й, $B_{14}u_{41}^{\text{нак}}$ – вероятность вынужденного возбуждения молекул с уровня 1 на уровень 4

под действием радиации накачки с плотностью $u_{41}^{нак}$; $\eta = p_{43}/(p_{41} + p_{42} + p_{43})$ – доля молекул, переходящих с уровня 4 на 3.

Уравнение (1) справедливо, если на 2-м уровне не происходит накопления молекул. Это условие выполняется, так как $p_{21} >> p_{32}$ и $B_{32}u_{32} \approx 0$ (рассматривается процесс разгорания генерации).

Решение уравнения (1) имеет вид

$$y_{32}(t) = \exp\left(-\int_0^t \left[A + \eta B_{32} u_{41}^{\text{нак}}(t')\right] dt'\right) \times \\ \times \int_0^t \eta B_{32} u_{41}^{\text{нак}}(t') \exp\left(\int_0^{t'} \left[A + \eta B_{32} u_{41}^{\text{нак}}(t'')\right] dt''\right) dt'. \tag{2}$$

Для краткости записей приводимых в дальнейшем формул вместо $\eta B_{14} u_{41}^{\text{нак}}(t)$ в (1), (2) введем обозначение: $P_{\text{н}}(t) = \eta B_{14} u_{41}^{\text{нак}}(t)$.

Временной ход вероятности поглощения радиации накачки $P_{\text{н}}(t)$ задается экспериментальными осциллограммами радиации накачки. Вводя нормированную к максимальному значению форму импульса накачки $f(t)$, имеем

$$f(t) = P_{\text{н}}(t) / P_{\text{н}}^{\max} \text{ и } P_{\text{н}}(t) = f(t) P_{\text{н}}^{\max}, \tag{3}$$

где $P_{\text{н}}^{\max}$ – значение $P_{\text{н}}(t)$ в максимуме импульса накачки.

Тогда, согласно (2), в момент времени $t = t_p$ получим

$$y_{32}(t_p) = P_{\text{н}}^{\max} H(t_p), \tag{4}$$

где

$$H(t_p) = \exp\left[-At_p - P_{\text{н}}^{\max} \int_0^{t_p} f(t')dt'\right] \times \\ \times \int_0^{t_p} f(t') \exp\left[At' + P_{\text{н}}^{\max} \int_0^{t_p} f(t'')dt''\right] dt'. \tag{5}$$

Так как $P_{\text{н}}^{\max}$ в (5) меньше величины A (примерно на порядок), то вторым слагаемым в показателях экспонент выражения (5) в первом приближении можно пренебречь. Это позволяет переписать (5) в виде

$$H(t_p) = \exp(-At_p) \int_0^{t_p} \exp(At) f(t) dt. \tag{6}$$

В момент времени t_p возникает лазерное излучение, при этом пороговый коэффициент усиления $k_n^{\text{ус}}$ равен $\chi y_{32}(t_p)$ и выполняется пороговое условие генерации

$$k_n^{\text{ус}} = k_n\,, \tag{7}$$

где $k_n^{yc} = \chi y_{32}(t_p)$; χ – максимальный коэффициент усиления излучения, который реализовался бы при переводе всех молекул красителя на 3-й уровень ($\chi = B_{32}(\nu)h\nu_{32}n/\upsilon$, $h\nu_{32}$ – энергия кванта излучения с частотой ν_{32}, υ – скорость света в растворе красителя); $k_n = k_r + \rho$ – суммарные потери в резонаторе лазера; $k_r = (2l)^{-1}\ln(r_1r_2)^{-1}$ – коэффициент полезных потерь генерируемого излучения, обусловленный его выходом через зеркала резонатора с эффективными коэффициентами отражения r_1 и r_2; ρ – коэффициент вредных потерь, связанный с поглощением и рассеянием излучения элементами резонатора лазера; l – длина активной среды лазера.

На основании уравнений (4) и (7) можно записать:

$$k_r = \chi P_{\text{н}}^{\max} H(t_p) - \rho. \tag{8}$$

Это основное соотношение, используемое в лабораторной работе.

Известными являются величины A, $k_r = (2l)^{-1}\ln(r_1r_2)^{-1}$, χ и функция $f(t)$. Измерив t_p при разных r_1, r_2, для каждого t_p по (6) в первом приближении можно определить соответствующие величины $H(t_p)$. В последующих приближениях значения $H(t_p)$ могут уточняться по (5) по мере оценки $P_{\text{н}}^{\max}$ описанным ниже способом.

Из (8) видно, что при постоянной мощности накачки ($P_{\text{н}}^{\max} = \text{const}$) раствора красителя связь коэффициента k_r и параметра H носит линейный характер. Тогда, построив график в координатах H и k_r, откладываемым соответственно по осям абсцисс и ординат, получим прямую линию. Отрезок, отсекаемый этой прямой на оси ординат при $H = 0$, дает значение ρ в см^{-1}, а тангенс угла ее наклона соответствует величине $\chi P_{\text{н}}^{\max}$ в $\text{см}^{-1}\text{с}^{-1}$.

Знание величины $\chi P_{\text{н}}^{\max}$ позволяет, используя приведенное в [3] уравнение, оценить среднее значение коэффициента усиления $\overline{k}$ активного элемента за время импульса лазерного излучения:

$$\overline{k} = \left[\frac{\chi P_{\text{н}}^{\max}}{\Delta t}\int_{t_p}^{t_p+\Delta t} f(t)\,dt\right]\left[A + \frac{P_{\text{н}}^{\max}}{\Delta t}\int_{t_p}^{t_p+\Delta t} f(t)\,dt\right]^{-1}, \tag{9}$$

где Δt – длительность временного интервала генерации.

Эксперименты выполняются с лазером на красителе с поперечной схемой накачки (рис. 2). Резонатор лазера образован сферическим зеркалом *8* с высоким коэффициентом отражения r_1 (ра-