

09

## Исследование искажения лазерных импульсов света в атомном паре неодима

© А.Я. Балыш,<sup>1</sup> А.А. Горкунов,<sup>1</sup> А.Б. Дьячков,<sup>1</sup> С.М. Миронов,<sup>1</sup> В.А. Фирсов,<sup>1</sup> Г.О. Цветков,<sup>1</sup>  
Н.Г. Ирошников,<sup>2,3</sup> А.В. Ларичев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,  
140700 Шатура, Московская область, Россия  
e-mail: glebtsvetkov@mail.ru

(Поступило в Редакцию 15 марта 2016 г.)

Описан эксперимент по моделированию условий распространения лазерных импульсов в плотном атомном паре неодима для создаваемой технологической установки по лазерному разделению килограммового количества неодима с целью выделения изотопа  $^{150}\text{Nd}$  из природной смеси. Сравнение временных профилей лазерного импульса при наличии и в отсутствие поглощения показывает, что в практически важном случае наблюдается преимущественное поглощение фронтальной части импульса. Наблюдаемое искажение временной формы импульса объясняется насыщением поглощения и хорошо описывается расчетом на основе формализма скоростных уравнений.

Метод лазерного разделения изотопов в атомном паре (АВЛИС — атомный вариант лазерной изотопной сепарации, AVLIS — Atomic Vapor Laser Isotope Separation) имеет перспективу широкого применения в случаях, когда, с одной стороны, химический элемент, изотопы которого подлежат разделению, не имеют летучих соединений, пригодных для разделения центробежным методом, а с другой — требуется получить значительное количество изотопного материала, так что применение электромагнитного метода становится нерациональным. Именно такая ситуация складывается при получении 100 kg неодима, обогащенного по изотопу  $^{150}\text{Nd}$  до 60–70% (природная концентрация  $^{150}\text{Nd}$  — 5.6%). Этот материал требуется для поиска безнейтринного двойного бета распада и массы нейтрино и, безусловно, считается одним из наиболее перспективных  $2\beta$ -источников [1]. В НИЦ „Курчатовский институт“ создана исследовательская установка „Талисман“, на которой разработана технология АВЛИС выделения изотопа  $^{150}\text{Nd}$  из природной смеси, разработана экспериментальная разделительная ячейка с производительностью 0.1 g/day [2]. Одним из достоинств АВЛИС-метода считается возможность значительного увеличения производительности за счет наращивания рабочего объема вдоль лазерного луча, что на практике означает установку в цепочку вдоль лазерного луча большого числа разработанных ячеек разделения. При этом многоцветное (в соответствии с количеством ступеней возбуждения атома) лазерное излучение распространяется в протяженном оптически плотном паре, испытывая в свою очередь обратное воздействие со стороны поляризованной полем среды.

При распространении лазерного излучения происходит пространственное и временное рассогласование лазерных импульсов как за счет резонансных, так и за счет близ-резонансных эффектов на линиях поглощения нецелевых изотопов. Близ-резонансные эффекты принято рассматривать только по отношению к лазерному излучению первой ступени возбуждения, поскольку для излучения последующих ступеней концентрация нецелевого изотопа в возбужденных состояниях слишком мала. Пространственное рассогласование обусловлено эффектами самофокусировки и дефокусировки из-за нелинейного показателя преломления среды, зависящего от интенсивности света [3–6]. Временное рассогласование проявляется в изменении формы лазерных импульсов разных ступеней возбуждения и их задержке по отношению друг к другу по мере распространения в среде. Эти эффекты могут быть вызваны различными причинами: поглощением фронтальной части импульсов, дисперсией групповой скорости и эффектами, обусловленными нелинейностью показателя преломления — самообострением импульсов и самофазовой модуляцией [6–8].

Зависимость эффективности ионизации от величины задержки лазерных импульсов относительно друг друга исследовалась в двухступенчатой схеме фотоионизации в толстом слое бария [9]. Однако эта задержка устанавливалась в связи с поиском максимального выхода ионов, зависящего от кинетики населенности возбужденного уровня. При этом форма импульсов не менялась, а менялась только их амплитуда из-за поглощения средой. В работе [10] численное моделирование прохождения излучения в протяженной среде продемонстрировало, как деформируются лазерные импульсы света в зави-

## Основные рабочие характеристики генераторов

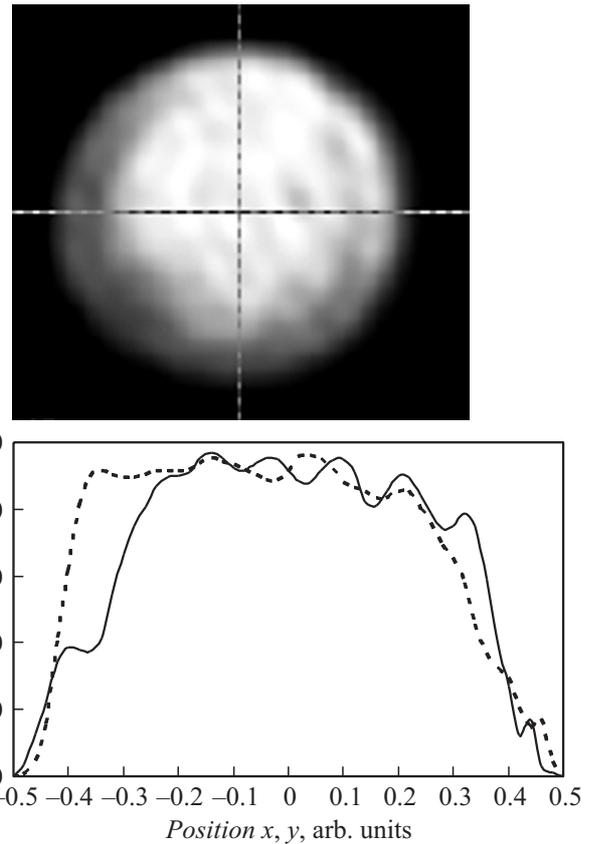
Средняя мощность	до 0.75 W
Спектральная ширина (FWHM)	150 MHz
Длительность импульса (FWHM)	15 ns
Частота повторения	10 kHz
Неселективная фоновая составляющая (ASE)	< 0.002

симости от пройденного расстояния и как это влияет на эффективность ионизации. В работах [5,8,10] было показано также, что резонансные эффекты несущественно влияют на эффективность фотоионизации в отличие от близ-резонансных эффектов, в результате которых на определенных расстояниях фотоионизация может исчезнуть полностью.

В настоящей работе с экспериментальной точки зрения рассматривались временные аспекты воздействия среды на лазерные импульсы, распространяющиеся в толстом слое пара неодима. Эксперименты проводились на установке, которая моделирует реальные условия АВЛИС- сепаратора, создаваемого для наработки килограммовых количеств изотопа  $^{150}\text{Nd}$  [2] с целью оценки влияния этого воздействия. Средняя плотность атомов в рабочем объеме ячейки разделения длиной 30 см составляет  $10^{12}\text{ cm}^{-3}$ . При использовании 30 ячеек в сепараторе величина оптической плотности  $n\sigma l$  для атомов целевого изотопа, находящихся в основном состоянии, порядка 0.5–1. Аналогичных значений можно достичь в исследовательской установке при работе с увеличенной скоростью испарения, используя многопроходную оптическую систему и настраивая частоту лазерного излучения в резонанс с поглощением атомами изотопа  $^{142}\text{Nd}$ , природная концентрация которого выше приблизительно в 5 раз по сравнению с концентрацией целевого изотопа  $^{150}\text{Nd}$ .

Временные эффекты в толстом слое исследовались на лучах первых двух ступеней ( $\lambda_1 = 596.6\text{ nm}$  и  $\lambda_2 = 579.4\text{ nm}$ ) схемы фотоионизации изотопа  $^{142}\text{Nd}$  [2]. Система лазеров на красителе состояла из двух задающих генераторов с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и двух усилителей, соответствующим каждому генератору с накачкой излучением лазера на парах меди (ЛПМ). Система работала на растворе лазерного красителя Руггометене-597 в *n*-гептане с накачкой зеленой компонентой ЛПМ (510 nm). Задающие генераторы были построены по схеме с дифракционной решеткой в режиме скользящего падения [11], что позволило иметь перестраиваемое по длине волны одномодовое излучение с хорошим пространственным качеством луча, узкой спектральной шириной линии генерации и низкой фоновой составляющей (таблица).

Контроль и активная стабилизация длин волн излучения генераторов осуществлялись с помощью измерителей длин волн *Lambda*meter LM-007. Увеличение

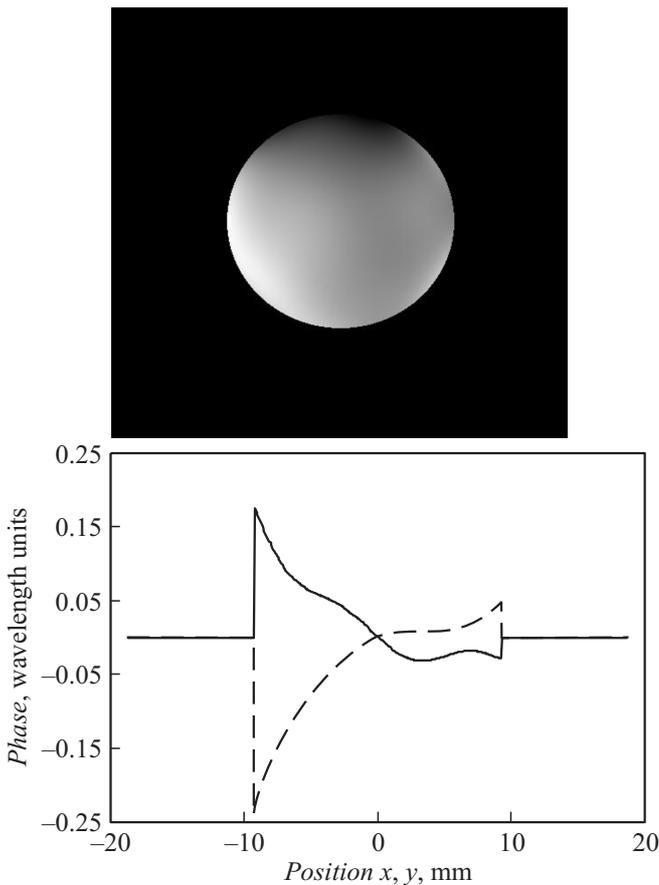


**Рис. 1.** Фотография лазерного луча и профили интенсивности излучения на входе в испарительную камеру.

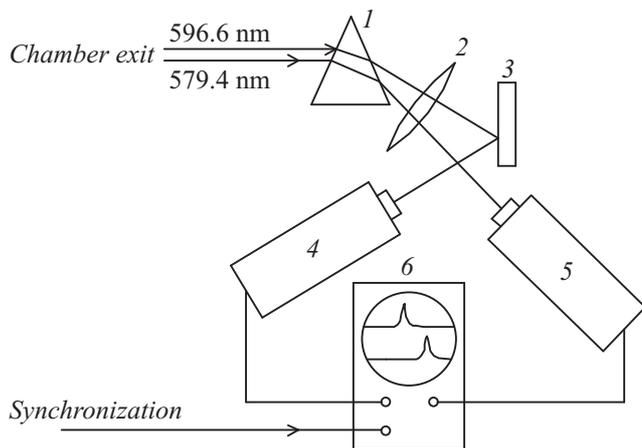
мощности излучения проводилось в усилителях [12]. На выходе из усилителей лучи телескопировались до диаметра 15 mm и коллимировались. Затем лучи пространственно сводились в один луч на полупрозрачном зеркале и направлялись в вакуумную камеру сепаратора установки по лазерному разделению изотопов. Средняя мощность в каждом луче достигала 2.2 W. Ввод и вывод излучения из камеры производился через просветленные кварцевые окна.

Пространственные характеристики и волновой фронт лазерного луча определялись датчиком Шака–Гартмана ShaH-3020, разработанным и созданным в ООО „Визионика“. Максимальный размах (PV—peak-to-valley) искажений волнового фронта  $PV = 0.27\lambda$ , среднеквадратичное значение (RMS) искажений волнового фронта  $RMS = 0.05\lambda$ . Параметр качества луча  $M^2 = 1.65$ . Профили распределения интенсивности и фазы в луче представлены на рис. 1, 2.

Испарение металлического неодима естественного изотопного содержания проводилось термическим способом из тугоплавкого тигля при температуре 1400–1600°C. Длина рабочего объема разделительной ячейки (протяженность вдоль лазерного луча) составляет 30 см. Максимальная скорость испарения достигала 20 g/h. Контроль скорости испарения осуществлялся с



**Рис. 2.** Профиль фазы лазерного луча на входе в испарительную камеру.



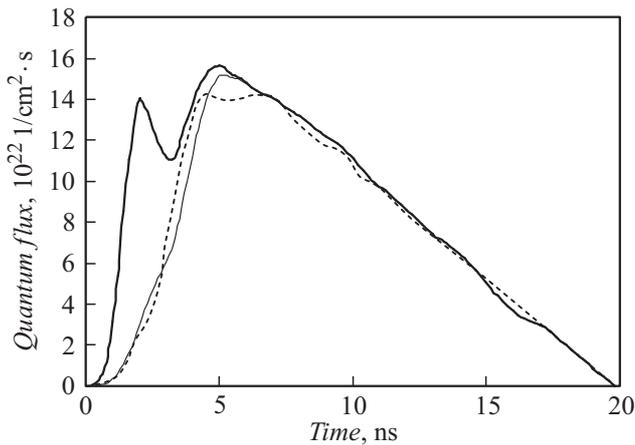
**Рис. 3.** Схема регистрации. 1 — оптический клин, 2 — линза, 3 — зеркало, 4, 5 — фотоприемник коаксиальный (ФЭК), 6 — двулучевой цифровой осциллограф.

помощью кварцевого датчика толщины напыления. Для увеличения длины взаимодействия лазерного излучения с атомным паром была использована 4-зеркальная оптическая система. Система включала в себя две пары зеркал, выполненных на кварцевых подложках с плос-

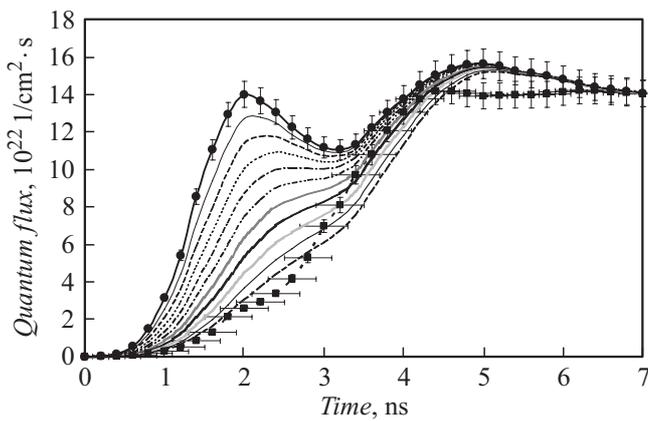
костностью рабочей поверхности  $\sim \lambda/10$  и диэлектрическим отражающим покрытием в спектральном диапазоне 570–640 nm (коэффициент отражения  $> 0.995$ ). Зеркала закреплялись на подвижных дисках внутри испарительной камеры сепаратора. Оптическая система за счет многократных отражений позволяла создать от 5 до 15 проходов луча над испарителем, увеличивая суммарную длину взаимодействия излучения с атомным паром до 4.5 м. В экспериментах использовалось 15 проходов лазерного луча. Схема регистрации временных характеристик световых импульсов после прохождения оптического слоя представлена на рис. 3. Для пространственного разделения лучей первой и второй ступени на выходе из испарительной камеры применялась комбинация: оптический клин 1 + положительная сферическая линза 2. Для регистрации световых импульсов использовались фотоземельные коаксиальной конструкции (ФЭК-19) с временным разрешением  $\sim 0.3$  ns. Сигналы с фотоприемников поступали на двулучевой цифровой осциллограф Tektronix DPO4104 с полосой пропускания 1 GHz. Для запуска временной развертки осциллографа служил сигнал от ФЭК, установленного на входе в испарительную камеру.

Процесс измерения состоял в последовательной записи временной формы импульсов при настройке лазерного излучения в резонанс (максимальное поглощение) и при отстройке на 2 GHz от резонанса (отсутствие поглощения). Подобная методика позволяет исключить влияния на амплитуду импульсов отражения, рассеяния и поглощения на оптических элементах. Сравнение формы лазерного импульса, отстроенного от резонанса с поглощением и настроенного в резонанс, показывает, что характер временных искажений зависит от интенсивности лазерного излучения. При средней плотности мощности лазерного излучения ниже  $0.4 \text{ W/cm}^2$  поглощение приводит к уменьшению амплитуды импульса, искажения формы временного профиля не обнаруживаются. Однако при увеличении интенсивности уменьшение амплитуды импульса проявляет тенденцию к локализации в передней части импульса. При повышении средней плотности мощности до  $1 \text{ W/cm}^2$  преимущественное уменьшение амплитуды импульса в передней части становится очевидным.

На рис. 4 представлены экспериментальные профили импульсов лазера первой ступени, прошедшие через атомный слой и оптическую систему. Кривые получены при средней плотности мощности лазерного излучения  $1 \text{ W/cm}^2$ , что соответствует глубокому насыщению перехода. Сплошной толстой линией представлен импульс при отстройке частоты лазера от атомного резонанса на величину 2 GHz, т.е. в отсутствие поглощения атомным слоем. Штриховой линией представлен измеренный профиль при настройке частоты лазерного излучения на центр линии поглощения изотопа  $^{142}\text{Nd}$ . Плотность поглощающих атомов  $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Как видно из кривых, поглощение наблюдается практически исключительно во фронтальной области. Тонкая линия



**Рис. 4.** Результаты измерения временного профиля лазерного импульса первой ступени в отсутствие поглощения (сплошная толстая линия), при наличии поглощения (штрихи) и расчет искажения (сплошная тонкая линия). Плотность атомов  $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , сечение возбуждения  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^2$ .



**Рис. 5.** Искажение фронтальной части импульса рис. 4. Точки с ошибками соответствуют экспериментально измеренным профилям импульсов лазерного излучения. Круглые точки соответствуют отстройке лазера от резонанса (отсутствие поглощения). Квадратные точки соответствуют настройке в резонанс (максимальное поглощение). Тонкие линии показывают расчет динамики искажения фронта лазерного импульса по мере прохождения поглощающего слоя.

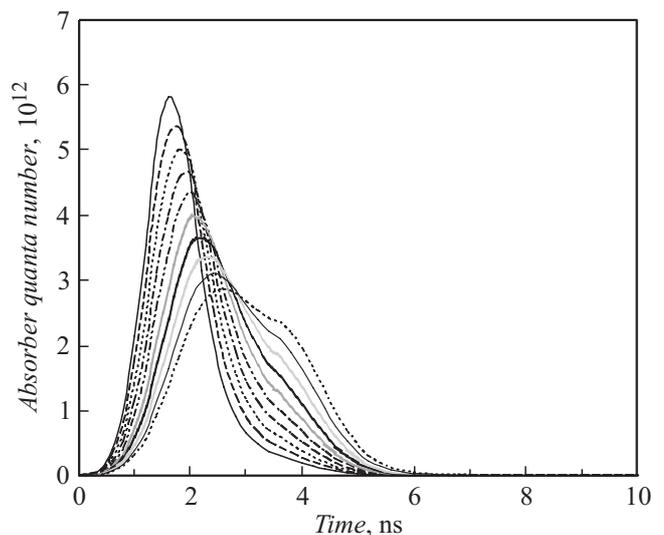
соответствует расчету с использованием скоростных уравнений [13]. Средняя плотность мощности на первой ступени  $1 \text{ W/cm}^2$  является оптимальной с точки зрения достижения максимальной эффективности и селективности фотоионизации при выделении изотопа  $^{150}\text{Nd}$ , поскольку при снижении средней плотности мощности происходит снижение эффективности фотоионизации, а при увеличении интенсивности происходит рост фотоионизации нецелевых изотопов за счет полевого уширения контура поглощения.

Передняя часть импульса рис. 4 более подробно представлена на рис. 5. Точки с ошибками соответствуют экспериментально измеренным профилям импульсов

лазерного излучения. Круглые точки соответствуют отстройке лазера от резонанса (отсутствие поглощения). Квадратные точки соответствуют настройке в резонанс (максимальное поглощение). Тонкие линии показывают расчет динамики искажения фронта лазерного импульса по мере прохождения поглощающего слоя. Как видно из рисунка, динамика поглощения хорошо согласуется с расчетом, что позволяет сделать вывод о том, что основной вклад в искажение формы импульса вносит поглощение, неравномерное с течением времени.

На рис. 6 показана зависимость поглощаемой энергии в различных слоях от времени для условий рис. 4. Как видно из рисунка, поглощение практически прекращается к 5-й наносекунде лазерного импульса, что составляет около трети всей длительности импульса. Уменьшение поглощения объясняется тем, что значительная доля атомов переходит возбужденное состояние. Образуется равновесие, в результате которого число частиц, поглотивших излучение с переходом в возбужденное состояние, практически равно числу перешедших с возбужденного состояния в основное с испусканием фотона за счет вынужденного излучения. Происходит так называемое насыщение поглощения, при котором убыль квантов лазерного излучения происходит только за счет спонтанного излучения. В рассматриваемом случае время жизни возбужденного уровня составляет  $100 \mu\text{s}$  и потери на спонтанное излучение за время импульса  $15 \text{ ns}$  незначительны. Если насыщение происходит за время, меньшее длительности импульса, происходит искажение формы импульса, выражающееся в выедании фронтальной его части. Остальная, тыловая часть импульса остается без изменения.

Ситуация, когда насыщение поглощения на первой ступени происходит за время, много меньшее, чем длительность самого импульса характерна для лазерного разделения изотопов с помощью многоступенчатого



**Рис. 6.** Динамика поглощения лазерной энергии в условиях рис. 4, 5.

процесса фотоионизации. Для того, чтобы обеспечить максимальную вероятность фотоионизации атомов, следует как можно скорее обеспечить максимальную заселенность преионизационного возбужденного уровня. Таким образом, искажение временного профиля лазерного импульса первой ступени, связанное с преимущественным поглощением фронтальной части, является типичным для АВЛИС разделения в плотном атомном паре. В сепараторе промышленной установки по выделению  $^{150}\text{Nd}$  из природной смеси, при прохождении лазерного импульса со средней плотностью мощности  $1\text{ W/cm}^2$  через поглощающую среду, наблюдается сокращение длительности импульса на  $2\text{ ns}$  на половине высоты за счет поглощения лазерной энергии переднего фронта. Искажение импульса первой ступени, хоть и невелико, но все же требует коррекции за счет правильного выбора задержек импульсов второй и третьей ступеней, который может быть сделан на основе результатов данного исследования.

Авторы выражают благодарность компании „Визионика“ ([www.visionica.ru](http://www.visionica.ru)) за предоставленную возможность использовать в исследовании датчик волнового фронта ShaH-3020.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-08-12021офи\_м, РФФИ № 14-22-03037офи\_м.

## Список литературы

- [1] *Balysh A.Y., Labozin V.P., Semenov S.V.* // Nuclear Physics B: Proc. Suppl. 2013 Vol. 237–238. P. 7–12.
- [2] *Бабичев А.П., Григорьев И.С., Григорьев А.И.* и др. // Квант. электрон. 2005. Т. 10. Вып. 35. С. 879–890.
- [3] *Grischkovsky D.* // Phys.Rev.Lett. 1970. Vol. 24. P. 866–869.
- [4] *Grischkovsky D., Armstrong J.A.* // Phys. Rev. A. 1972. P. 1566–1570.
- [5] *Notaru K., Izava Y., Chen Y.-W.* // J. of Nucl. Sci. and Tech. 1997. Vol. 34. N 12. P. 1147–1152.
- [6] *Борисов С.К., Кузьмина М.А., Мишин В.А.* // Квант. электрон. 1998. Т. 2. Вып. 25. С. 177–180.
- [7] *Grischkovsky D., Courtens E., Armstrong J.A.* // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 422–425.
- [8] *Notaru K., Izava Y., Nakai S., Chen Y.-W., Yamanaka C.* // J. of Nucl. Sci. and Tech. 1994. Vol. 31. N 9. P. 914–920.
- [9] *Jana B., Majumder A., Kathar P.T., Das A.K., Mago V.K.* // Appl.Phys B. 2011. Vol. 102. P. 841–849.
- [10] *Chen Y.W., Yamanaka C., Niki H., Adachi S., Izava Y., Nakai S.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1994. Vol. 11. N 9. P. 1585–1594.
- [11] *Grigoriev I.S., Diachkov A.B., Kuznetsov V.A., Labozin V.P., Firsov V.A.* // Proc.SPIE. 2003. Vol. 5121. P. 411–420.
- [12] *Григорьев И.С., Дьячков А.Б., Лабозин В.П., Миронов С.М., Никулин С.А., Фирсов В.А.* //Квантовая электроника. 2004. Т. 5. Вып. 34. С. 447–450.
- [13] *Григорьев А.И., Григорьев И.С., Дьячков А.Б., Лабозин В.П., Песня А.В., Цветков Г.О., Шаталова Г.Г.* // Сб. докл. VI-й Всероссийской (международной) научной конференции „Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул“, Звенигород: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2002. С. 100.