

Нелинейный рост эффективности взаимодействия второго импульса с мишенью при возбуждении плазмы цугом импульсов Nd : YAG-лазера

С.М.Першин

Экспериментально исследована эффективность прошивки отверстий в алюминиевой пластине при возбуждении плазмы на ее поверхности в воздухе цугом импульсов Nd : YAG-лазера, разделенных интервалом 15–20 нс. Обнаружена немонотонная зависимость увеличения глубины кратера от номера импульса в цуге. Нелинейный, более чем шестикратный рост увеличения глубины зарегистрирован при взаимодействии второго импульса с мишенью. Предложен механизм, объясняющий такое повышение эффективности взаимодействия второго импульса в цуге с мишенью.

Ключевые слова: прошивка отверстий цугами импульсов лазера, лазерная плазма на поверхности мишени, эффективность энерговыклада в мишень.

1. Введение

С момента появления лазеров, способных возбуждать плазму на поверхности образцов, началось интенсивное изучение механизма взаимодействия лазерного излучения с мишенью [1]. Одним из направлений этих исследований являлось изучение процессов лазерного «сверления» отверстий, лазерной резки и других технологий [2–5]. При этом были исследованы различные режимы воздействия лазерного излучения на материал: непрерывный, импульсный и их комбинация [2, 3]. Было установлено [2, 3], что в импульсном режиме облучения использование цуга импульсов лазера существенно увеличивает скорости прошивки отверстий и резки по сравнению с использованием одного импульса.

Следует отметить, что двухимпульсный режим облучения кардинально меняет и спектр свечения плазменного факела. В 1987 г. нам удалось, по-видимому впервые, более чем на порядок повысить контраст спектральных линий излучения плазмы и значительно улучшить чувствительность качественного анализа образцов в воздухе [6]. Повышение чувствительности было достигнуто в режиме возбуждения плазмы последовательностью из двух импульсов, разделенных интервалом в несколько микросекунд. Заметим, что в это же время подобный режим был запатентован в Японии [7] без сообщений о нем в открытой печати. Идея такого подхода оказалась весьма плодотворной. В настоящее время успешно продолжается модификация указанного режима посредством вариации интервала между импульсами и их длительности [8, 9]. Оптимизация параметров режима облучения позволила достичь рекордной (несколько ppm) чувствительности обнаружения примесей [10]. Для объяснения

этого нами был предложен механизм взаимодействия, который учитывал понижение плотности атмосферных газов над поверхностью мишени к моменту воздействия на нее вторым импульсом [11]. Позднее действие этого механизма было обосновано и подтверждено экспериментально [9].

Однако, насколько нам известно, оставалось невыясненным, как меняется эффективность взаимодействия с мишенью каждого импульса в цуге по мере увеличения их числа. Исходя из нелинейного увеличения контраста спектра свечения при переходе к двухимпульсному возбуждению плазмы, установленного ранее [6, 9, 11], можно ожидать, что максимальный вклад в увеличение скорости прошивки отверстий, или эффективности взаимодействия, будет давать, например, второй импульс в цуге. Экспериментальная проверка этого предположения является целью настоящей работы.

Для проверки гипотезы о неаддитивном нелинейном характере увеличения энерговыклада второго импульса в мишень был проведен эксперимент по измерению скорости прошивки металлической пластинки и интегральной светимости на длинах волн спектральных линий химических элементов, входящих в состав мишени, при разном числе импульсов в цуге Nd : YAG-лазера, амплитуды которых различались незначительно.

2. Эксперимент

Схема экспериментальной установки была типичной для исследования лазерной плазмы и взаимодействия импульсов с мишенью [6–11]. В эксперименте использовался импульсный YAG-лазер с пассивным модулятором добротности на кристалле LiF с F_2^- -центрами окраски (начальное пропускание 22 %). Лазер генерировал одиночные импульсы и цуги импульсов на основной длине волны – 1064 нм. Длительность импульсов составляла 10 нс на полувысоте, энергия импульса после усиления – 25 мДж. Лазер работал в режиме генерации одной поперечной моды с распределением интенсивности в пучке, близким к гауссову. При увеличении энергии накачки вы-

С.М.Першин. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: pershin@orc.ru

Поступила в редакцию 27 августа 2007 г., после доработки – 26 мая 2008 г.

ше порога генерации первого импульса на 10 % – 80 % лазер мог переводиться из моноимпульсного в двух- и многоимпульсный режимы генерации с временным интервалом между импульсами 15–20 мкс. Для увеличения числа импульсов в цуге необходимо было повышать энергию накачки на 10 % – 15 % от предыдущего ее значения. В многоимпульсном режиме генерации энергия каждого последующего импульса в цуге уменьшалась незначительно, и с точностью $\sim 10\%$ импульсы можно считать одинаковыми по амплитуде.

Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 87 мм на поверхность мишени, которая могла перемещаться по оси пучка в его перетяжке, обеспечивая изменение интенсивности излучения на поверхности в пределах $10^8 - 5 \times 10^{10}$ Вт/см². Момент прошивки отверстия регистрировался по сигналу с фотодиода, установленного за мишенью и соединенного с осциллографом. Спектр свечения плазменного факела на выходе полихроматора регистрировался оптическим многоканальным анализатором с охлаждаемым и стробируемым усилителем яркости [8–10].

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 показаны спектры свечения плазмы, возбуждаемой одним импульсом и двоянными импульсами на поверхности бронзы. Отчетливо видно многократное увеличение контраста и интенсивности линий меди, например линии Cu (282.44 нм), олова (Sn (286.33 нм)) и свинца (Pb (287.33 нм)), практически незаметных при моноимпульсном облучении. Эксперимент продемонстрировал существенную и неаддитивную трансформацию эмиссионного спектра при переходе к двухимпульсному режиму воздействия на поверхность. Заметим, что наряду с увеличением амплитуды и контраста спектральных линий плазмы при воздействии второго импульса на рис.1 отчетливо видно отсутствие самопоглощения (см., напр., линию Sn (284.00 нм)), которое искажает истинную амплитуду при моноимпульсном воздействии (тонкая линия). В соответствии с ранее предложенным механизмом формирования спектра при двухимпульсном воздействии [11] факел плазмы от второго импульса расширяется над поверхностью мишени в газе меньшей плотности, в

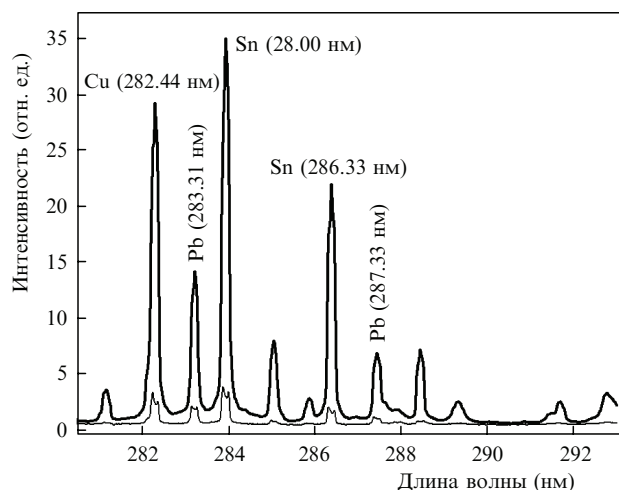


Рис.1. Фрагменты спектров свечения факела лазерной плазмы при облучении поверхности бронзы одним импульсом (тонкая линия) и цугом из двух импульсов (жирная линия).

котором концентрация «охлажденных» атомов олова на границе факел – газ меньше, чем при пробое первым импульсом, когда фронт факела контактирует с холодным и плотным газом окружающей атмосферы. Поэтому самопоглощение после воздействия второго импульса практически не проявляется в спектре. Это весьма важно при проведении количественного анализа состава мишени, когда интенсивность линии пропорциональна концентрации элемента [3, 12].

Эксперимент по прошивке отверстий проводился с тонкой (толщиной 0.2 мм) алюминиевой фольгой при плотности мощности излучения на мишени $\sim 5 \times 10^9$ Вт/см². Это значение достигалось на поверхности мишени при ее смещении от фокальной плоскости линзы в направлении от линзы. Диаметр пучка лазера измерялся по размеру «ожога» на поверхности после ее облучения первыми пятью-семью импульсами в режиме генерации моноимпульсов, двумя цугами в двухимпульсном и одним цугом в многоимпульсном режимах. В нашем случае средний диаметр пучка оценивался по пяти сериям измерений и составлял 130 ± 10 мкм. На рис.2 представлены зависимости числа вспышек лазера (цугов импульсов) N , необходимых для пробивания фольги, и скорости прошивки отверстия, нормированной на скорость прошивки при моноимпульсном воздействии на мишень, от числа i импульсов в цуге. Скорость прошивки рассчитывалась в предположении цилиндрического профиля кратера. Учитывая соотношение между диаметром пучка на поверхности (~ 130 мкм) и толщиной фольги (200 мкм), мы предположили, что изменение характера взаимодействия по мере углубления кратера будет проявляться одинаково во всех режимах прошивки отверстий.

Полученные результаты показывают, что переход от одноимпульсного к двухимпульсному режиму облучения приводит к заметно нелинейному росту эффективности энерговыклада (сплошная кривая на рис.2) в мишень.

Параллельно с прошивкой отверстий регистрировался спектр свечения факела плазмы на длинах волн линий иона алюминия Al II (624.3 нм) и атмосферного азота N II (500.5 нм). Зависимости интенсивности этих линий от числа импульсов в цуге представлены на рис.3. Подобие зависимостей эффективности энерговыклада и интенсивности аналитической линии Al II (624.3 нм) материала мишени от числа импульсов в цуге (рис.2 и 3) указывает на то, что рост аналитического сигнала при воздействии второго импульса в нашем случае обусловлен выносом новой порции массы вещества из мишени.

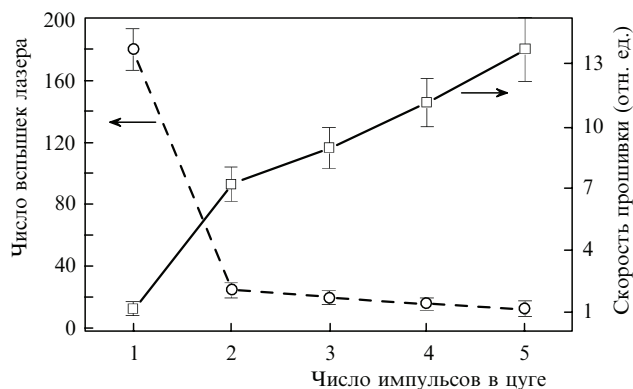


Рис.2. Зависимости числа вспышек лазера, необходимых для прошивки отверстия в алюминиевой фольге толщиной 0.2 мм, и скорости прошивки от числа импульсов в цуге.

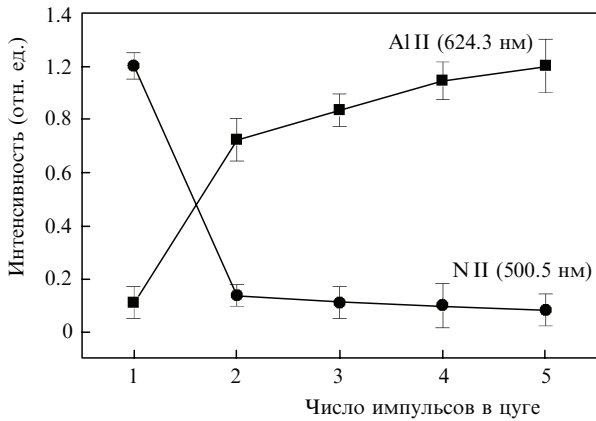


Рис.3. Зависимости интенсивности излучения ионов из факела плазмы на длинах волн линий Al II (624.3 нм) и N II (500.5 нм) от числа импульсов в цуге.

Кроме того, из рис.2 и 3 видно, что при импульсно-периодическом облучении происходит смена плазмообразующей среды. Так, воздушная плазма (см. кривую для линии N II (500.5 нм) на рис.3), преобладающая в лазерном факеле от первого импульса, почти полностью вытесняется эрозионной плазмой мишени при воздействии последующих импульсов цуга. При этом, начиная с третьего импульса, результаты воздействия повторяются и практически не меняются по мере увеличения числа импульсов в цуге. Отметим, что вытеснение атмосферного азота из области взаимодействия хорошо согласуется с ранее предложенным нами механизмом взаимодействия двухимпульсного излучения с мишенью [11].

Наблюдаемое уменьшение скорости увеличения интенсивности линий материала мишени и выноса массы после воздействия второго импульса в цуге (рис.2 и 3) может быть интерпретировано как проявление экранировки поверхности мишени эрозионным (аэрозольным) облаком частиц, которое образовалось после воздействия второго импульса. Такая экранировка подобна, на первый взгляд, экранировке поверхности молекулами атмосферного азота при действии первого импульса, концентрации которых к моменту прихода второго импульса не достигает начального значения из-за высокой температуры над поверхностью [11]. Смена плазмообразующей среды (преимущественно азотной при пробое первым импульсом) на эрозионную при пробое третьим импульсом не приводит к существенному уменьшению концентрации продуктов эрозии в момент пробоя четвертым импульсом, как это было при пробое первым импульсом. Поэтому эффективность взаимодействия третьего, четвертого и пятого импульсов в цуге с мишенью понижается (рис.2 и 3) по сравнению с эффективностью взаимодействия второго импульса.

Для вычисления вклада в эффективность взаимодействия каждого последующего импульса в цуге рассчитаем углубление кратера Δh , которое обеспечивает этот импульс (последний в цуге), используя рекуррентное соотношение

$$h = N_1 \Delta h_1 = N_2 \Delta H_2. \quad (1)$$

Здесь h – толщина образца; N_1 и N_2 – число вспышек, необходимое для прошивки отверстия в режимах воздействия одним импульсом и цугом из двух импульсов; Δh_1 и

ΔH_2 – увеличения глубины кратера, или скорости прошивки, измеряемые в мм/вспышку, для указанных режимов соответственно. В общем случае воздействия на мишень цугом одинаковых импульсов, разделенных равными временными интервалами, можно записать

$$N_i \Delta H_i = N_{i+1} \Delta H_{i+1}, \quad (2)$$

где индекс i – число импульсов в цуге. Суммарная эффективность воздействия всего цуга ΔH_{i+1} может быть представлена в виде суммы вклада Δh_{i+1} последнего импульса в цуге и увеличения глубины кратера, которое обеспечили импульсы, предшествующие последнему импульсу:

$$\Delta H_{i+1} = \Delta h_{i+1} + \Delta H_i. \quad (3)$$

Тогда для оценки вклада последнего импульса, или его относительной эффективности в цуге (с точки зрения его воздействия на мишень) из уравнений (2) и (3) получим следующее соотношение:

$$\Delta h_{i+1} = (N_i/N_{i+1} - 1) \Delta H_i. \quad (4)$$

В табл.1 приведены данные эксперимента, иллюстрирующие уменьшение числа вспышек лазера при увеличении числа импульсов Nd:YAG-лазера в цуге при прошивке отверстия в алюминиевой фольге толщиной 0.2 мм. В предположении постоянства скорости прошивки отверстия при воздействии одним импульсом, каждый из 180 импульсов (см. табл.1) обеспечивает одинаковое углубление кратера:

$$\Delta h_1 = \Delta H_1 = h/N_1. \quad (5)$$

С помощью рекуррентного соотношения (4) получим, что производительность второго импульса в цуге по сравнению с первым будет определяться отношением

$$\Delta h_2/\Delta h_1 = (180/25 - 1) = 6.2. \quad (6)$$

Отсюда, продолжая вычисления и полагая, что

$$\Delta h_2 = 6.2 \Delta h_1 = 6.2h/180, \quad (7)$$

находим оценку производительности третьего импульса по сравнению с первым:

$$\begin{aligned} \Delta h_3/\Delta h_1 &= (N_2/N_3 - 1) \Delta H_2/\Delta h_1 = (25/20 - 1) \\ &\times (\Delta h_2/\Delta h_1 + 1) = 0.25 \times 7.2 = 1.8. \end{aligned} \quad (8)$$

Табл.1. Число вспышек лазера, необходимых для прошивки отверстий цугом импульсов различной длительности, и эффективность взаимодействия импульсов с мишенью.

Число импульсов в цуге	Число вспышек лазера	Эффективность взаимодействия с мишенью последнего импульса в цуге
1	180	1
2	25	6.2
3	20	1.8
4	16	2.25
5	13	2.45

Таким образом, вычисления показывают, что второй импульс в цуге обеспечивает углубление в 6.2 раза большее, чем первый, и почти в 3 раза большее, чем последующие импульсы (табл.1).

На рис.4 показана расчетная зависимость увеличения глубины кратера при воздействии каждого последнего импульса в цуге по сравнению с воздействием первого. Отчетливо виден неаддитивный нелинейный скачок эффективности энерговыклада в мишень второго импульса, что проявляется в увеличении выноса массы вещества и скорости прошивки отверстия.

Отметим, что для числа импульсов $i = 2 - 5$ сумма эффективностей взаимодействия (табл.1) в пределах точности близка к интегральному увеличению интенсивности спектральной линии иона алюминия (см. рис.3) при облучении мишени цугом из пяти импульсов. Этот результат является дополнительным обоснованием механизма нелинейного повышения интенсивности спектральных линий химических элементов материала мишени в факеле плазмы при двухимпульсном воздействии, предложенного нами ранее [11]. В нашей модели повышение интенсивности линий объяснялось увеличением массы вещества, выносимой из мишени вторым импульсом, в отличие от модели взаимодействия, предложенной в [12, 13], в соответствии с которой повышение интенсивности линий объяснялось оптическим пробоем пылегазового облака вторым импульсом над поверхностью мишени.

Таким образом, одним из результатов воздействия первого импульса на поверхность мишени является создание «огненного шара» [14] и образование нагретой приповерхностной области с начальной температурой $\sim 10^4$ К, которая медленно остывает. Проведенные в [15] эксперименты с использованием СВЧ диагностики лазерной плазмы показывают, что остывание нагретой (до 10000–20000 К) приповерхностной области представляет собой достаточно длительный (порядка ста микросекунд) процесс. При этом давление в нагретой области выравнивается за более короткий отрезок времени, определяемый распространением звука через эту область (единицы микросекунд). С учетом отношения температур (~ 300 К/15000 К) можно оценить уменьшение концентрации атмосферных газов при остывании (в ~ 50 раз), используя закон Менделеева–Клапейрона в предположении постоянства объема нагретой области после выравнивания давления.

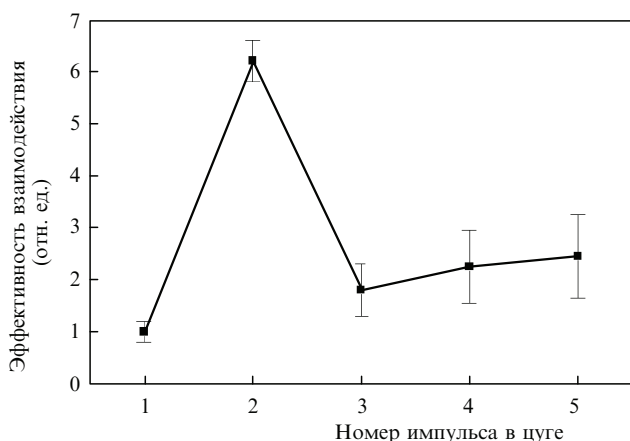


Рис.4. Зависимость эффективности взаимодействия (увеличения глубины кратера) каждого импульса с мишенью от его номера в цуге из пяти импульсов.

Анализ результатов показывает, что в рассматриваемом случае первый импульс выполняет роль вакуумного насоса, обеспечивая условия, близкие к условиям анализа образцов в камере с пониженным давлением, и «готовит» поверхность мишени к моменту прихода второго импульса, снимая с нее слой окислов, загрязнений и подогревая ее. При этом второй импульс не индуцирует оптический пробой в облаке частиц, «приготовленных» первым импульсом, как считалось ранее [12, 13], а взаимодействует непосредственно с поверхностью мишени, причем с большей эффективностью, чем первый. Второй импульс обеспечивает вынос дополнительной массы вещества из мишени (рис.4), испаряет ее и только затем ионизирует при оптическом пробое, формируя аналитический сигнал с повышенными интенсивностью и контрастом.

Принимая во внимание этот механизм взаимодействия, авторам работы [16] впервые, насколько нам известно, удалось осуществить генерацию рентгеновских импульсов при облучении поверхности алюминиевой мишени в атмосфере при нормальных условиях сдвоенными фемтосекундными импульсами.

Далее следует отметить более чем трехкратное уменьшение эффективности взаимодействия с мишенью третьего импульса в цуге по сравнению со вторым (см. рис.4 и табл.1). Энерговклады в мишень последующих (четвертого и пятого) импульсов в цуге незначительно повышаются по сравнению со вкладом третьего импульса. Такое уменьшение эффективности взаимодействия (увеличения глубины кратера) может быть обусловлено двумя основными факторами: дополнительным повышением температуры поверхности кратера к моменту прихода третьего импульса и повышением концентрации частиц вещества мишени над поверхностью в результате эффективного воздействия на нее второго импульса. Оба этих фактора обуславливают снижение порога пробоя [2–4] и образование плазмы на начальных участках импульса, что приводит к экранировке мишени и невозможности транспортировки энергии части импульса к поверхности. Для четвертого и пятого импульсов эти условия взаимодействия, по-видимому, меняются незначительно, и поэтому увеличение глубины кратера сравнимо со вкладом третьего импульса (рис.4).

4. Выводы

Таким образом, в настоящей работе зарегистрировано нелинейное (шестикратное) увеличение эффективности взаимодействия с мишенью второго импульса в цуге по сравнению с первым при двухимпульсном режиме облучения алюминиевой мишени наносекундными импульсами Nd:YAG-лазера с одинаковой энергией. Обнаруженное нелинейное увеличение выноса массы вещества из мишени в воздухе является дополнительным аргументом в пользу применимости предложенного ранее физического механизма взаимодействия с поверхностью лазерных импульсов, разделенных интервалом в несколько микросекунд. При этом функции импульсов существенно различны. Первый импульс разогревает область взаимодействия, что понижает плотность воздуха и уменьшает экранирующее действие атмосферы при транспортировке энергии второго импульса к поверхности мишени. Второй импульс дополнительно нагревает и испаряет вещество мишени, более эффективно взаимо-

действует с ней, нелинейно увеличивая скорость проникновения энергии в мишень и вынос массы, нагревает и ионизирует продукты эрозии в атмосферном воздухе с пониженной плотностью.

Прикладной аспект полученных результатов не менее важен. Здесь очевидно снижение тепловой нагрузки на мишень при использовании именно двух импульсов, а не многоимпульсных цугов в особых технологических процессах, чувствительных к температурной перегрузке: при лазерной сварке/резке микро- и наноразмерных элементов, распылении макромолекул без их существенного перегрева, разрыва, теплового разрушения и др. [2, 3]. Отметим, что переход к двухимпульсному режиму приводит к увеличению скорости прошивки отверстия в 7.2 раза (табл.1) при удвоении суммарной энергии облучения.

Обнаруженный выигрыш в производительности импульсов особенно важен при лазерном воздействии на живые ткани [17–19]. Лазерная прошивка отверстий (перфорация) внутри глазного яблока без его вскрытия, по видимому, наиболее чувствительна к повышению температуры, поскольку может сопровождаться необратимыми изменениями глазных тканей и сетчатки [17]. Снижение риска теплового разрушения зубной ткани при лазерной прошивке отверстий [18] или лазерной резке тканей [19] будет обеспечено именно при двухимпульсном режиме воздействия. В целом многократное повышение эффективности взаимодействия излучения с мишенью путем простого изменения режима генерации импульсов без существенных материальных затрат отвечает современным требованиям к энергосберегающим технологиям.

1. Brech F., Cross L. *Appl. Spectrosc.*, **16**, 59 (1962).
2. *Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник.* Под ред. Н.Н.Рыкалина, А.А.Рыкалина, А.А.Углова, И.В.Зуева, А.Н.Кокоры (М.: Машиностроение, 1985).
3. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
4. Maher W.E., Hall R.B. *J. Appl. Phys.*, **47** (6), 2486 (1976).
5. Margetic V., Pakulev A., Stockhaus A., Bolshov M., Niemax K., Hergenroder R. *Spectrochim. Acta B*, **55**, 1771 (2000).
6. Арумов Г.П., Бухаров А.Ю., Першин С.М. и др. *Письма в ЖТФ*, **13**, 870 (1987).
7. Takaharu K., Hiroya S., Koichi S., Katsusuke M. *Jap. Pat. JP62-85847* (1987).
8. Colao F., Ladic V., Fantoni R., Pershin S. *Spectrochim. Acta B*, **57**, 1167 (2002).
9. Scaffidi J., Pearman W., Angel S.M. *Appl. Opt.*, **43** (35), 6492 (2004).
10. St-Onge L., Detalle V., Sabsabi M. *Spectrochim. Acta B*, **57**, 121 (2002).
11. Першин С.М. *Квантовая электроника*, **16**, 2518 (1989).
12. Петух М.Л., Широканов А.Д., Янковский А.А. *ЖПС*, **61**, 340 (1994).
13. Uebing J., Brust J., Sdorra W., Leis F., Niemax K. *Appl. Spectrosc.*, **45**, 1419 (1991).
14. Конов В.И., Никитин П.И., Прохоров А.М., Силенок А.С. *Письма в ЖТФ*, **39**, 501 (1984).
15. Дашук П.Н., Ковтун А.В., Лукашенко С.В., Соколов Б.Н. *Письма в ЖТФ*, **12**, 586 (1986).
16. Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Жвания И.А., Макаров И.А. *Квантовая электроника*, **37** (7), 599 (2007).
17. Jelinková H., Pašta J., Hamal K., Kubeček V., Procházka I., Čech M., in *Trends in Optics and Photonics (TOPS)* (Piscataway, NJ, USA: IEEE Press, 1996).
18. Dostálová T., Jelinková H., Kučerová H., Krejsa O., Hamal K., Kubelka J., Procházka S. *J. Clinical Laser Medicine & Surgery*, **16** (5), 273 (1998).
19. Jelinková H., Dostálová T., Hamal K., Krejsa O., Kubelka J., Procházka S. *Laser Phys.*, **8** (1), 176 (1998).