

О возможности увеличения энергии импульса эрбиевого минилазера на стекле с пассивной модуляцией добротности

А.А.Изынцев, П.И.Садовский, С.П.Садовский

Предложен простой метод увеличения выходной энергии лазера на эрбиевом стекле, работающего в режиме пассивной модуляции добротности. С помощью амплитудной модуляции величины потерь на торце активного элемента надежно подавлялась основная мода, и генерация осуществлялась на выделенной моде более высокого порядка. Экспериментально получено увеличение выходной энергии в 2.1 раза, а диапазон допустимой нестабильности по энергии накачки расширен в три раза.

Ключевые слова: лазер на эрбиевом стекле, пассивный затвор, моды TEM_{01} , TEM_{02} и TEM_{04} .

1. Введение

Благодаря достигнутому в последние годы прогрессу в развитии пассивных затворов (ПЗ) для ИК диапазона [1–5] появилась возможность создания компактных, легких, надежных и недорогих лазеров на эрбиевом стекле с пассивной модуляцией добротности. Все это способствует все более широкому применению таких лазеров в устройствах, предназначенных для целеуказаний, импульсной дальнометрии, метрологии, лидарных измерений и связи [6–8].

Однако приборная реализация эрбиевого лазера с пассивной модуляцией добротности ограничивается лазерами с TEM_{00} -модой. Из-за малого сечения усиления и трехуровневой схемы генерации ионов эрбия оптимальное выходное зеркало имеет коэффициент отражения, близкий к 85%. Высокая плотность поля внутри резонатора с таким зеркалом приводит к тому, что в настоящее время выходная энергия эрбиевых лазеров с пассивной модуляцией добротности ограничивается лучевой прочностью покрытий оптических элементов и не превышает 3–5 мДж, что недостаточно для дальномеров, рассчитанных на большие расстояния. В настоящей работе мы предлагаем способ увеличения выходной энергии эрбиевого лазера с ПЗ.

Известно, что при активной модуляции добротности (вращающаяся призма, затвор на призме с нарушенным полным внутренним отражением) легко можно получить многомодовое излучение с энергией импульса до 20 мДж и длительностью 30–40 нс. При использовании насыщающегося поглотителя модовый состав излучения резко сужается. При небольших превышениях порога генерируется TEM_{00} -мода. При увеличении энергии к ней до-

бавляются другие моды низкого порядка – TEM_{01} и TEM_{02} . Из-за неоднородности прокачки активного элемента (АЭ) и различия френелевских потерь для этих мод время их развития различно, что приводит к увеличению длительности генерируемого импульса и его двоению [9]. Модовый состав сильно зависит от разъюстировки зеркала, температуры и нестабильности импульса накачки. При дальнейшем увеличении энергии накачки при определенных условиях возможно появление второго импульса, запаздывающего на несколько микросекунд.

Как указывалось в ряде работ [10, 11], насыщающийся поглотитель в резонаторе подобен пространственному динамическому фильтру. Это вызывает двоение и размывание импульса даже в неодимовых лазерах [11] несмотря на то, что сечение усиления неодима в них на порядок выше, чем в лазере на эрбиевом стекле. В случае неодимовых лазеров с пассивной модуляцией добротности проблема снимается за счет увеличения диаметра АЭ и перехода к максимальному числу генерируемых мод. Для эрбиевого лазера данный подход неприемлем, т. к. приводит к чрезмерно высокому порогу накачки.

В работе [12] было показано, что в силу равенства энтропий любой одиночной моды высокого порядка и фундаментальной TEM_{00} -моды термодинамически возможно преобразование «чистой» моды любого порядка в гауссов пучок. Поэтому первоначально задача сводится к получению генерации на одной моде более высокого порядка. Поскольку такая мода занимает в АЭ больший по сравнению с TEM_{00} -модой объем, то и энергия импульса должна увеличиться. Для исключения возможности развития TEM_{00} -моды необходимо принять меры, направленные на ее дискриминацию.

В работе [13] дискриминация TEM_{00} -моды эрбиевого лазера осуществлялась внесением в резонатор бинарного фазового элемента (БФЭ), представляющего собой стеклянную пластинку со сформированными травлением радиальными секторами. Число секторов соответствовало выбранной поперечной моде (т. е. два сектора для моды TEM_{01} , четыре – для моды TEM_{02} и восемь – для моды TEM_{04}). Толщины соседних секторов различались на величину, обеспечивающую сдвиг фаз, равный π , на длине волны 1535 нм. Такой элемент вносит азимутальную дискриминацию внутрирезонаторных мод. Эксперименталь-

А.А.Изынцев, П.И.Садовский. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1; e-mail: aai219@ire216.msk.su

С.П.Садовский. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 8 февраля 2010 г., после доработки – 30 марта 2010 г.

но полученное соотношение энергий генерируемых мод TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{02} , TEM_{04} составило 1: 1.14: 1.6: 2.19 соответственно. Увеличение выходной энергии оказалось на 15 % меньше, чем предсказывал расчет по предложенной в этой работе модели. Авторы [13] предположили, что основной причиной расхождения экспериментальных и расчетных результатов является наличие дополнительных потерь, вносимых в резонатор БФЭ.

Предложенный в [13] метод подразумевает изготовление довольно сложного оптического устройства. Помещение дополнительного элемента внутрь резонатора с активной средой, имеющей низкий коэффициент усиления, связано с тщательной юстировкой и накладывает дополнительные требования на механическую устойчивость конструкции излучателя.

В настоящей работе мы исследовали возможность использования радиальной дискриминации мод низкого порядка с помощью амплитудной (рассеяние, поглощение) маски (АМ). Такой метод дискриминации поперечных мод известен давно [14, 15] и позволяет улучшить характеристики светового пучка, соответствующего выделяемой моде TEM_{mn} . Используя неоднородный вывод энергии через один из сегментов высшей моды, можно получить высококачественный световой пучок с эквивалентным фронтом и плавным распределением амплитуды, почти не уступающий по качеству пучку нижней гауссовой моды [16]. Однако в случае эрбиевого лазера такой вывод излучения невозможен из-за ограничений по лучевой стойкости покрытий внутрирезонаторных оптических элементов. Кроме того, возможно последующее вне-резонаторное когерентное суммирование сегментов моды и преобразование пучка в близкий к гауссову пучок с помощью интерференционного [17] или спирального [18] фазового элемента.

В работе [19] приведены результаты расчетов и эксперимента по выделению чистых поперечных мод в гелий-неоновом лазере с помощью амплитудных и фазосдвигающих масок (ФМ). Оба типа масок были выполнены в виде кольцевых полосок разной ширины, нанесенных на зеркало лазера в области узловых линий выделяемой моды. Для фазовой модуляции коэффициенты отражения таких зеркал были одинаковыми на всей поверхности, а фаза отражения на полосках сдвинута на π относительно фазы отражения на остальной поверхности зеркала. В случае ФМ световая волна, падающая на полоски, не поглощается, а отражается в противофазе и интерферирует со световой волной, отраженной основной частью зеркала, что обеспечивает увеличение степени дискриминации мод в два раза по сравнению с АМ. И расчет, и экспериментальные данные работы [19] указывают на то, что АМ вносит меньшие неактивные потери, чем ФМ. Нам представлялось вероятным, что при использовании АМ для эрбиевого лазера потери для генерируемой моды высокого порядка окажутся ниже, чем при использовании БФЭ [13], что приведет к дальнейшему увеличению выходной энергии. Экспериментально предстояло проверить возможность увеличения выходной энергии, а также стабильность энергии, геометрии поперечной моды и длительности генерируемого импульса, т. е. проверить, достаточна ли степень дискриминации мод в эрбиевом лазере с помощью АМ. В некоторых случаях при использовании АМ дискриминация поперечных мод оказывается недостаточной [20].

2. Эксперимент и обсуждение его результатов

Мы использовали АЭ диаметром 2.5 мм и длиной 35 мм из серийно выпускаемого хром-иттербий-эрбиевого стекла марки ЛГС-ХМ (ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН). Торцы АЭ были просветлены на длину волны 1540 нм (коэффициент отражения $R < 0.2\%$). Источником накачки служила импульсная лампа ИНП-2/35 мм, помещенная вместе с АЭ в диффузный отражатель типа плотной упаковки из Al_2O_3 -керамики [21]. Резонатор длиной 12.5 см образован сферическим вогнутым ($r = 2$ м) глухим зеркалом и плоским выходным зеркалом с коэффициентом отражения $R = 85\%$ на длине волны 1535 нм. АЭ был придвинут к глухому зеркалу, расстояние от торца до зеркала составляло 3 см. В резонатор со стороны выходного зеркала помещался ПЗ с начальным коэффициентом пропускания 93 %, изготовленный из кристалла $MgAl_2O_4:Co^{2+}$. Рабочие плоскости ПЗ были просветлены на длину волны 1540 нм ($R < 0.15\%$). Лазер работал как в частотном режиме, так и в режиме одиночных импульсов. Частота следования импульсов не превышала 0.3 Гц.

На рис. 1 приведена зависимость выходной энергии от энергии накачки. При небольших превышениях порога (область I) излучалась поперечная TEM_{00} -мода. Максимальная энергия импульса составляла 3.9 мДж, причем при приближении к порогу генерации она имела тенденцию к снижению. Оценки показывают, что диаметр TEM_{00} -моды в данной конфигурации резонатора равен 0.8 мм. По мере роста энергии накачки увеличивается размер области в центральной части АЭ с надпороговым коэффициентом усиления, и это приводит к тому, что уменьшаются потери на крыльях возбуждаемой моды. Длительность импульса генерации составляла 45 нс по уровню 0.5 от его максимальной интенсивности и 120 нс по уровню 0.1.

При увеличении энергии накачки (область II) выходная энергия становилась нестабильной от импульса к импульсу. Такая нестабильность была вызвана изменением модового состава генерируемого импульса. Одновременно или поочередно с основной TEM_{00} -модой в излучаемом импульсе обнаруживалась мода TEM_{01} , а иногда и TEM_{02} . Это приводило к флуктуациям как геометрических параметров пучка, так и длительности излучаемого импульса. Иногда появлялся импульс с двумя вершина-

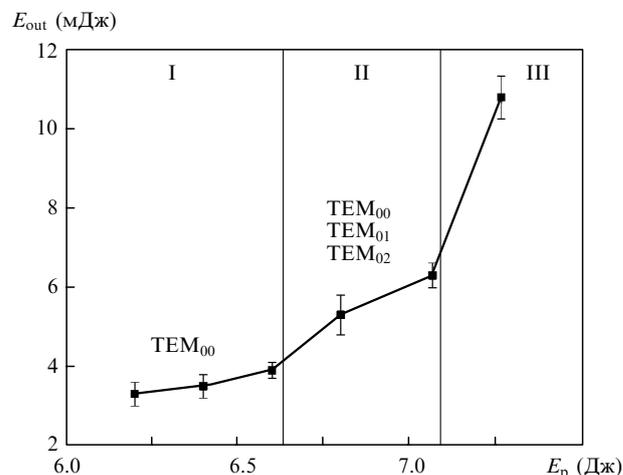


Рис. 1. Зависимость выходной энергии E_{out} от энергии накачки E_p без селекции поперечных мод.

ми. При энергии накачки, близкой к правой границе области II, излучалась преимущественно TEM_{02} -мода. Дальнейшее повышение энергии накачки приводило к тому, что излучался второй импульс (область III) с временной задержкой 350 мкс. Таким образом, максимальная энергия одного импульса не превышала 6 мДж.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы. Во-первых, существует очень узкая область энергий накачки (6.4 ± 0.2 Дж), при которых формируется достаточно стабильный импульс на основной моде. Небольшие отклонения энергии накачки приводят к срыву генерации или к перескоку на моду более высокого порядка, что вызывает изменение расходимости излучения и длительности импульса. В итоге, учитывая зависимость требуемой энергии накачки и от других факторов, в частности температуры окружающей среды, использовать такой излучатель в импульсной дальнометрии в полевых условиях весьма затруднительно. Во-вторых, потери для поперечных мод с индексом выше двух настолько велики, что поле с соответствующей геометрией не успевает сформироваться – прежде создаются условия для генерации второго импульса на моде более низкого порядка.

Все вышесказанное упрощает задачу выделения одиночной моды с отличным от нуля порядком. Для этого достаточно внести потери, максимальные для TEM_{00} -моды и несущественные для мод более высоких порядков. Чтобы дискриминировать моды низших порядков, начиная с основной, мы модифицировали торец АЭ, сформировав в его центре рассеивающую зону (РЗ) круглого сечения. Было изготовлено несколько АЭ с разными диаметрами РЗ. Активные элементы ориентировались модифицированным торцом к выходному зеркалу. Для начала из сопоставления размера TEM_{00} -моды на торце и диаметра АЭ была получена оценка минимального диаметра РЗ, при котором была бы полностью исключена возможность возбуждения этой моды. Мы исходили из того, что радиальный размер кольца между границей РЗ и внешним диаметром АЭ не должен превышать диаметр TEM_{00} -моды. С учетом фасок АЭ рабочий диаметр торца был равен 2.4 мм, следовательно, искомый диаметр РЗ должен составлять не более 0.8 мм. Однако при окончательном выборе диаметра РЗ мы учитывали, что при таком диаметре наряду с подавлением TEM_{00} -моды будут вноситься неприемлемо высокие потери и для мод более высокого порядка. Поэтому для эксперимента мы изготовили набор АЭ с диаметром РЗ от 200 до 600 мкм.

Выходные параметры АЭ с диаметром РЗ, равным 200–350 мкм, не отличались стабильностью. Выходная энергия в зависимости от юстировки зеркал, смещения РЗ от центра АЭ и энергии накачки изменялась от 3.7 до 8 мДж. Модовый состав при этом дискретно менялся от TEM_{00} - до TEM_{03} -моды. На рис.2 приведены зависимости выходной энергии от энергии накачки в тех случаях, когда удавалось путем настройки зеркал резонатора устойчиво выделить моды TEM_{01} и TEM_{02} . Отметим, что диапазон энергий накачки, соответствующий условиям генерации одиночного импульса на этих модах, увеличилась почти в три раза (до 1.2 Дж) по сравнению с аналогичной величиной для TEM_{00} -моды в случае АЭ без рассеивающей зоны. Выходная энергия увеличилась до 5.2 и 7 мДж для мод TEM_{01} и TEM_{02} соответственно. При диаметрах рассеивающей зоны 350–380 мкм в зависимо-

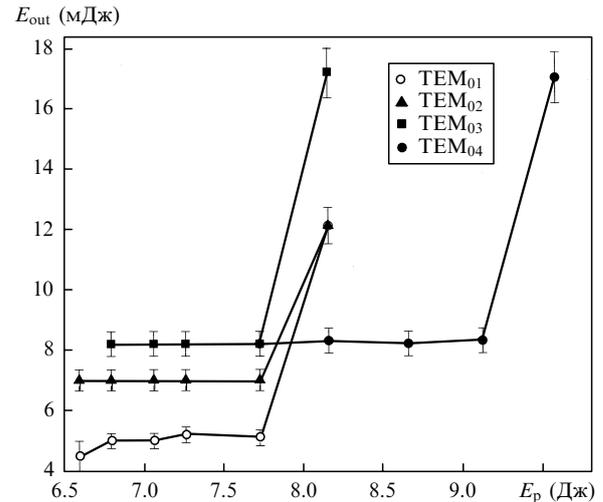


Рис.2. Зависимости выходной энергии E_{out} от энергии накачки E_p для выделяемой поперечной моды.

сти от точности юстировки зеркал генерация происходила как на TEM_{02} -, так и на TEM_{03} -моде.

При диаметре РЗ свыше 380 мкм наблюдалась устойчивая генерация на поперечной моде TEM_{03} . С увеличением диаметра до 430 мкм начинали сказываться потери для этой моды и выходная энергия немного уменьшалась. На рис.2 зависимость для TEM_{03} -моды приведена для диаметра РЗ, равного 380 мкм. Рабочий интервал энергий накачки составлял 6.7–7.7 Дж, а выходная энергия была равна 8.2 мДж. При диаметрах рассеивающей зоны 430–470 мкм в зависимости от точности юстировки зеркал генерация происходила как на TEM_{03} -, так и на TEM_{04} -моде.

Начиная с диаметра РЗ, равного 470 мкм, могла возбуждаться только TEM_{04} -мода. Выходная энергия была такой же, как и в случае генерации TEM_{03} -моды (8.2 мДж). Это связано с уменьшением инверсии населенности при приближении к боковой границе АЭ и, следовательно, с ростом дифракционных потерь. При увеличении диаметра РЗ до 600 мкм выходная энергия снижалась до 8 мДж, а интервал стабильности увеличивался и составлял 7.7–9.2 Дж.

По мере увеличения порядка генерируемой моды наблюдалась следующая тенденция изменения длительности импульса. Длительность, определяемая по уровню 0.1 от максимальной интенсивности, для мод TEM_{01} , TEM_{02} , TEM_{03} и TEM_{04} уменьшалась до 90 нс по сравнению со 120 нс для основной моды. Длительность по половинному уровню составляла 43 нс для моды TEM_{01} , 40 нс для TEM_{02} и 48 нс для TEM_{04} .

Сравним полученные данные с результатами расчета и эксперимента, полученными при использовании БФЭ для дискриминации мод [13]. Поперечное распределение поля мод в любом сечении резонатора с круговой симметрией описывается полиномами Лагерра ($L_p^{(l)}$) соответствующего порядка [22]:

$$E_{pl}(r, \theta) = E_0 \zeta^{l/2} L_p^{(l)}(\zeta) e^{-\zeta/2} \cos(l\theta), \quad (1)$$

где $\zeta = 2r^2/w_0^2$; w_0 – радиус TEM_{00} -моды гауссова пучка. Интенсивность поля моды внутри резонатора P_{pl}^{in} находится возведением выражения (1) в квадрат. В [13] была предложена модель для определения выходной энергии лазера с ПЗ. Согласно этой модели предполагается, что генерация происходит на поперечной моде,

радиус распределения поля которой равен радиусу распределения поля моды пассивного резонатора, а потери на ПЗ одинаковы для всех мод. Тогда из выражения (1) можно получить отношение энергии моды любого порядка к энергии ТЕМ₀₀-моды. Согласно расчету внутри резонатора энергии мод ТЕМ₀₀, ТЕМ₀₁, ТЕМ₀₂, ТЕМ₀₃, ТЕМ₀₄ составляют следующую пропорцию: 1 : 1.37 : 1.85 : 2.23 : 2.56.

Выходная интенсивность P_{pl}^{out} связана с интенсивностью P_{pl}^{in} соотношением

$$P_{pl}^{out} = (1 - \beta_d - \beta_a)(1 - \beta_{oc})P_{pl}^{in}, \quad (2)$$

где β_d и β_a – дифракционные потери и потери, связанные с дискриминацией мод; β_{oc} – излучательные потери.

В работе [23] предложена аналогичная модель, отличающаяся от рассмотренной выше учетом потерь на поглощение из возбужденного состояния и поглощение в затененных концах АЭ. Было рассчитано отношение выходной энергии генерируемой моды к энергии генерации ТЕМ₀₀-моды. Ожидается, что энергии мод ТЕМ₀₁ и ТЕМ₀₄ должны увеличиться в 1.3 и 1.9 раза соответственно.

Нормируя выходные энергии всех мод, которые удалось реализовать в нашем эксперименте, на энергию ТЕМ₀₀-моды (рис.1 и 2), мы получаем следующее соотношение энергий в порядке возрастания порядкового номера моды: 1:1.33:1.8:2.1:2.1. Для мод ТЕМ₀₃ и более низких полученные экспериментально отношения выходной энергии к энергии ТЕМ₀₀-моды были меньше расчетных внутрирезонаторных отношений не более чем на 6%. Это говорит о том, что для этих мод дополнительные потери, вызванные внесением внутрь резонатора дискриминирующего элемента в виде РЗ, нанесенной на торец АЭ, меньше, чем в случае применения БФЭ [13], когда расхождения, напомним, достигали 15%. И только при переходе к генерации моды ТЕМ₀₄ расхождение увеличивается до 17%.

Мы провели аналогичный эксперимент для АЭ диаметром 2.2 мм. Параметры резонатора и расположение в нем АЭ не менялись. Наивысшей модой, которую мы смогли получить при использовании такого элемента, являлась мода ТЕМ₀₃. Диаметр РЗ при этом был равен 360 мкм. Выходная энергия составила 7.2 мДж, что в 1.13 раза меньше энергии, полученной для этой же моды при использовании АЭ диаметром 2.5 мм. Увеличение диаметра РЗ приводило к дальнейшему уменьшению выходной энергии, и при диаметре 500 мкм она оказалась равной 6.4 мДж. Таким образом, для каждого типоразмера резонатора существуют оптимальные размеры как АЭ, так и РЗ, при которых выделяемая мода будет испытывать минимальные потери.

Выбирая форму РЗ, отличную от круглой, можно было стабилизировать азимутальное положение пятен генерируемой моды. Это даст возможность в дальнейшем, используя вышеупомянутые приемы [17, 18], преобразовать вне резонатора генерируемое излучение в пучок, близкий к гауссову.

Напоследок отметим, что предложенный нами способ амплитудной модуляции потерь для эрбиевого лазера оказался эффективнее использованного в работе [23] для экспериментального подтверждения дискретного характера изменения энергии импульса при переходе от одного типа колебаний к другому. В этой работе для дис-

криминации мод внутри резонатора помещалась нить диаметром 40 мкм. В эксперименте [23] энергия моды ТЕМ₀₁ увеличилась в 1.3 раза, а моды ТЕМ₀₄ – в 1.8 раза. К тому же авторы столкнулись с рядом технических проблем, связанных с выделением определенной моды, что сказалось на разбросе экспериментальных значений выходной энергии.

3. Выводы

Таким образом, нами предложен технически простой способ подавления генерации эрбиевого лазера на основной моде с помощью амплитудной модуляции величины потерь. Подбирая размеры РЗ, нам удалось:

1. Получить управляемую генерацию на «чистых» модах высокого порядка: ТЕМ₀₁, ТЕМ₀₂, ТЕМ₀₃, ТЕМ₀₄.

2. Увеличить выходную энергию импульса в 2.1 раза по сравнению с энергией ТЕМ₀₀-моды без искажения формы и увеличения длительности импульса.

3. Расширить диапазон допустимой нестабильности энергии накачки в три раза.

- Mikhailov V.P., Yumashev K.V., Denisov I.A., Prokoshin P.V., Posnov N.N., Moncorge R., Vivien D., Ferrand B., Guyot Y. *OSA TOPS on Advanced Solid State Laser' 1999* (Boston, OSA, 1999, Vol. 26, p. 317).
- Кисель В.Э., Щербицкий В.Г., Кулешов Н.В., Постнов Л.И., Левченко В.И., Галаган Б.И., Денкер Б.И., Сверчков С.Е. *Квантовая электроника*, **35**, 611 (2005).
- Кравченко В.Б., Садовский П.И., Соболев А.Т., Захаров Л.Ю., Садовский С.П. *Квантовая электроника*, **39**, 1121 (2009).
- Yumashev K.V., Denisov I.A., Posnov N.N., Mikhailov V.P., Moncorge R., Vivien D., Ferrand B., Guyot Y. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 2189 (1999).
- Денисов И.А., Дымшиц О.С., Жилин А.А., Канг Ук, Ли К.-Х., Маларевич А.М., Шашкин А.В., Юмашев К.В. *Оптический журнал*, **70** (12), 39 (2003).
- Akulichev V.V., Kurnin I.V., Kurochkina E.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5478**, 291 (2004).
- Wu R., Myers M.J., Myers J.D., Hamlin S.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2748**, 378 (1996).
- Sirota M., Galun E., Krupkin V., Glushko A., Kigel A., Brumer M., Sashchiuk A., Amirav L., Lifshitz E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5510**, 9 (2004).
- Wu R., Chen T., Myers M.J., Myers J.D., Hardy C.R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5086**, 140 (2003).
- Ishaaya A.A., Davidson N., Machavariani G., Hasman E., Friesem A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (1), 74 (2003).
- Ishaaya A.A., Davidson N., Friesem A.A. *Opt. Express*, **13** (13), 4952 (2005).
- Graf Th., Balmer J.E. *Opt. Commun.*, **131**, 77 (1996).
- Rabinovici R., Ishaaya A.A., Peer I., Shimshi L., Davidson N., Friesem A.A. *Appl. Opt.*, **46** (30), 7426 (2007).
- Polanyi T.G., Watson W.R. *J. Appl. Phys.*, **34**, 553 (1963).
- Casperson L.W. *Opt. Quantum Electron.*, **8**, 537 (1976).
- Троицкий Ю.В. *Квантовая электроника*, **1**, 124 (1974).
- Ishaaya A.A., Machavariani G., Davidson N., Hasman E., Friesem A.A. *Opt. Lett.*, **28**, 504 (2003).
- Oron R., Davidson N., Friesem A.A., Hasman E. *Opt. Lett.*, **25**, 939 (2000).
- Кольченко А.П., Никитенко А.Г., Троицкий Ю.В. *Квантовая электроника*, **7**, 1756 (1980).
- Абросимов Г.В., Королев Ф.А., Короленко П.В., Одинцов А.И., Саркаров Н.Э., Шарков В.Ф. *ЖЛС*, **25**, 52 (1976).
- <http://sites.google.com/site/ceramicslaser/>.
- Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. радио, 1978).
- Ильичев Н.Н., Пашинин П.П., Шапкин П.В., Насибов А.С. *Квантовая электроника*, **37** (10), 974 (2007).