

Yb, Er-лазер на фосфатном стекле с пассивной модуляцией добротности резонатора

Л.В.Шачкин

Экспериментально исследовано влияние термодформаций активных элементов (АЭ), изготовленных из фосфатных стекол двух сортов, на структуру моды и энергию излучения Yb, Er-лазера в режиме пассивной модуляции добротности резонатора при продольной накачке АЭ излучением линейки диодных лазеров. Предложена схема резонатора, позволяющая одновременно уменьшить влияние наводимой в АЭ термической линзы на параметры лазерного излучения и согласовать объемы активной среды и нижней моды резонатора для случая, когда поперечное сечение излучения накачки имеет форму, близкую к форме эллипса. В режиме пассивной модуляции добротности для данного резонатора получены импульсы излучения с энергией 1.4 мДж и длительностью 26 нс.

Ключевые слова: Yb, Er-лазер, фосфатное стекло, продольная накачка излучением диодных лазеров, термодформация, пассивная модуляция.

1. Введение

Фосфатные стекла, активированные ионами эрбия Er^{3+} и иттербия Yb^{3+} , относятся в настоящее время к лучшим материалам для создания эрбиевых лазеров с длинной волны излучения $\lambda \approx 1.5$ мкм. Главными и существенными недостатками фосфатного стекла являются его малая теплопроводность и низкий порог термомеханического разрушения. Применение диодных InGaAs-лазеров в качестве источников накачки эрбиевых лазеров позволило существенно снизить тепловую нагрузку на активный элемент (АЭ) по сравнению с ламповой накачкой, повысить КПД и среднюю мощность излучения, сделать конструкцию более компактной. Однако в эрбиевых лазерах генерация осуществляется по трехуровневой схеме, и стоксов сдвиг между частотами излучения диодных лазеров и генерации достаточно велик. По этим причинам различные тепловые эффекты, связанные с выделением тепла в АЭ, очень существенны, что ограничивает среднюю мощность эрбиевых лазеров [1, 2]. Особенно заметны данные эффекты проявляются при продольной накачке. В связи с этим в настоящее время, с одной стороны, постоянно ведется активная работа по улучшению оптических и термомеханических свойств стекла [3–7], а с другой – изучаются способы более интенсивного отвода тепла от АЭ и повышения эффективности лазера.

В последнее время при создании Nd- и Yb-лазеров широкое распространение получило использование активных элементов в форме плоскопараллельной пластины, ширина которой значительно превышает ее толщину (так называемая слэб-геометрия) [8–12]. Это позволило в большинстве случаев получить излучение

высокого оптического качества при заметно большей средней мощности, чем в лазерах с активной средой в виде цилиндрического стержня. Данная закономерность наблюдалась не только для пластин, равномерно «накаченных» по всему объему, но и для пластин, внутри которых инверсия населенностей создавалась только в центральной части, из-за чего сечение объема активной среды имело форму эллипса, одна ось которого была много больше другой. В этом случае одной из задач является согласование объемов активной среды и нижней моды резонатора, что необходимо для достижения максимального КПД лазера [13].

Целью настоящей работы является исследование генерации излучения Yb,Er-лазера на фосфатном стекле в режиме пассивной модуляции добротности резонатора при использовании устойчивого резонатора, поперечное сечение основной моды которого имеет форму эллипса. В статье приводятся результаты экспериментов по выяснению влияния термодформаций активных элементов из фосфатного стекла на параметры излучения и стабильность работы лазера в данных условиях.

2. Эксперимент

Общая схема эксперимента показана на рис.1. Источником накачки служила линейка диодных лазеров (ЛДЛ) фирмы LIMO (Дортмунд, Германия) с номинальной мощностью в непрерывном режиме 25 Вт на $\lambda = 975$ нм и коллимированным излучением. При проведении экспериментов она использовалась в квазинепрерывном режиме с длительностью импульса τ_p до 6 мс и мощностью P_p до 30 Вт. Распределение интенсивности излучения накачки на входной грани АЭ показано на рис.2. Из-за того, что расходимости излучения ЛДЛ в вертикальном и горизонтальном направлениях заметно различались, форма пятна излучения накачки на входной грани АЭ была близка к эллипсоидной с размерами $d_x \approx 1.1$ мм (вдоль оси x) и $d_y \approx 0.6$ мм (вдоль оси y) по уровню интенсивности $1/e^2$ от максимальной. Размеры поперечного сечения

Л.В.Шачкин. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: smirgen@triniti.ru

Поступила в редакцию 11 октября 2005 г., после доработки – 2 декабря 2005 г.

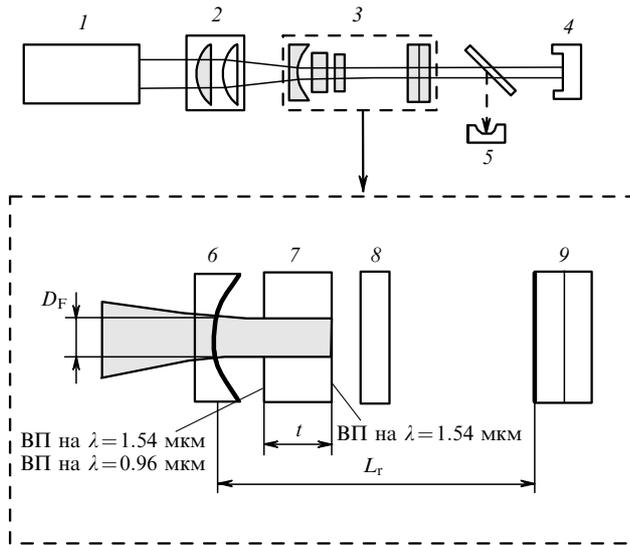


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – линейка диодных лазеров; 2 – оптическая система фокусировки излучения ЛДЛ; 3 – резонатор с АЭ и пассивным модулятором; 4 – измеритель энергии; 5 – германиевый фотодиод; 6 – зеркало резонатора М1; 7 – АЭ; 8 – кристалл $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$; 9 – зеркало резонатора М2.

пятна и распределение интенсивности излучения накачки на всем протяжении толщины АЭ менялись незначительно. Линейка диодных лазеров была установлена на термоэлектрический элемент Пельтье, с помощью которого можно было менять температуру полупроводника и, тем самым, длину волны излучения. Накачка АЭ осуществлялась излучением ЛДЛ с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 968$ нм, поэтому температура линейки поддерживалась на уровне $(2 \pm 1)^\circ\text{C}$.

Для лучшего согласования пространственных параметров низшей моды резонатора с объемом активной среды АЭ при проведении экспериментов был использован резонатор, состоящий из сферического и цилиндрического зеркал (рис.1). Зеркало М1 – сферическое, вогнутое, с радиусом кривизны $R_1 = +79$ мм и коэффициентом отражения $r_1 \approx 99.8\%$ на длине волны $\lambda \approx 1536$ нм. Через

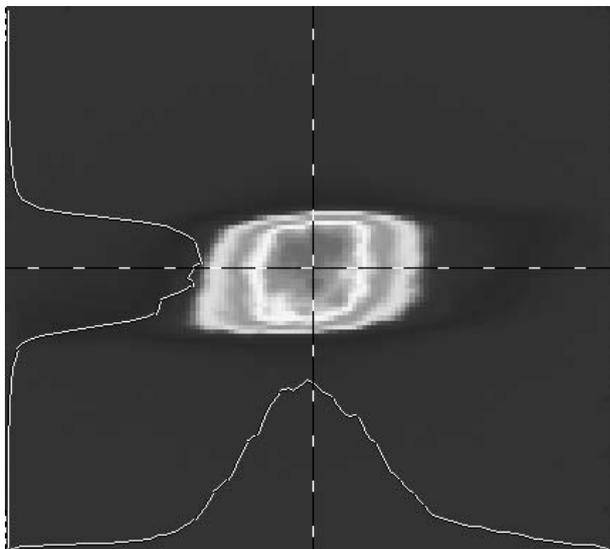


Рис.2. Распределения интенсивности излучения ЛДЛ на входной грани АЭ.

него осуществлялась накачка АЭ. Зеркало М2 – цилиндрическое, выпуклое, с радиусом кривизны $R_2 = -39$ мм и коэффициентом отражения $r_2 \approx 89\%$ на длине волны генерации. Направление оси цилиндра зеркала М2 в резонаторе совпадало с направлением меньшей из осей (ось y) пятна излучения накачки. В этом случае поперечное сечение низшей моды пустого резонатора имело форму эллипса и могло быть согласовано с объемом активной среды путем выбора радиусов кривизны зеркал резонатора и изменения расстояния между ними.

При проведении экспериментов использовались два типа активных элементов из разных сортов фосфатного стекла, выполненные в виде плоскопараллельных пластин, на обе грани которых были нанесены многослойные диэлектрические покрытия с высоким пропусканием (ВП). Одна грань, через которую осуществлялась оптическая накачка АЭ, имела коэффициенты пропускания $T = 99.8\%$ на $\lambda = 1.54$ мкм и $T > 98\%$ на $\lambda = 970$ нм. На вторую грань было нанесено только просветляющее покрытие на длине волны генерации. Первый АЭ (№ 1) с поперечными размерами 7×7 мм, толщиной 4 мм и концентрацией ионов иттербия $[\text{Yb}] = 2.2 \times 10^{21}$ см $^{-3}$ и эрбия $[\text{Er}] = 8.5 \times 10^{19}$ см $^{-3}$ был изготовлен из стекла марки ЛГС-ДЕ, синтезированного в ИРЭ РАН. Отличительной чертой данного стекла является малая термооптическая постоянная $W \approx (15 - 25) \times 10^{-7}$ К $^{-1}$. Второй АЭ (№ 2) с поперечными размерами 5×5 мм, толщиной 3.3 мм и концентрацией ионов $[\text{Yb}] = 1.7 \times 10^{21}$ см $^{-3}$ и $[\text{Er}] = 1 \times 10^{20}$ см $^{-3}$ был изготовлен из стекла марки SELG, синтезированного в ИОФРАНе. Термооптическая постоянная этого стекла заметно больше ($W \approx 66 \times 10^{-7}$ К $^{-1}$), но его отличает более высокий порог термического разрушения и способность выдерживать режимы накачки с высокой интенсивностью излучения [4, 14].

Генерации излучения в режиме пассивной модуляции добротности резонатора была получена с использованием кристаллов $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ (MALO) [15, 16]. На каждую из рабочих граней кристаллов наносилось диэлектрическое покрытие, и потери на отражение для излучения на длине волны $\lambda \approx 1.54$ мкм не превышали долей процента.

Все результаты были получены при неизменной частоте повторения импульсов 1 Гц. Никаких специальных мер для охлаждения АЭ не применялось.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Термодеформация АЭ

При интенсивности накачки $I_p \sim 10$ кВт/см 2 и длительности импульсов $\tau_p \approx 3 - 6$ мс форма импульсов излучения в квазинепрерывном режиме указывала на влияние деформаций АЭ, вызываемых нагревом стекла, на генерацию излучения. Это влияние проявлялось для обоих типов АЭ, но для АЭ № 2, изготовленного из стекла марки SELG с большей термооптической постоянной, оно было более заметным. Оптическую силу линзы, индуцированной нагревом АЭ, можно оценить с помощью методики измерения фокусного расстояния термической линзы F_t в твердотельных лазерах с короткой средой, основанной на наблюдении срыва генерации [17]. Для этой цели конфигурация устойчивого резонатора, изображенного на рис.1, была изменена, и в качестве зеркала М2 использовалось плоское зеркало с коэффициентом отра-

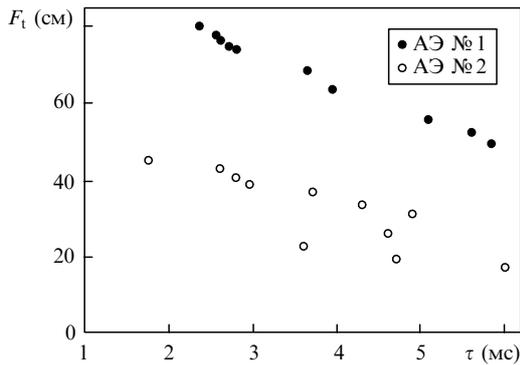


Рис.3. Зависимости фокусного расстояния термически наведенной линзы F_t от времени при длительности импульса накачки $\tau_p = 6$ мс для АЭ № 1 (стекло ЛГС-ДЕ) и АЭ № 2 (стекло SELG).

жения $r \approx 95\%$ на $\lambda = 1536$ нм. При проведении эксперимента изменение длины резонатора L_r осуществлялось перемещением зеркала М2 с точностью $\delta = \pm 10$ мкм. Фокусное расстояние линзы F_t определялось исходя из предположения, что момент прекращения генерации для каждого значения L_r соответствует переходу режима работы резонатора в неустойчивую область. Расчеты параметров резонатора с термически наведенной линзой в его объеме проводились в геометрическом приближении с использованием метода лучевых матриц [18].

На рис.3 показаны полученные таким образом зависимости F_t для обоих АЭ от времени при длительности импульса накачки $\tau_p = 6$ мс. Принимая во внимание реальное распределение интенсивности излучения накачки в объеме АЭ и то, что характерный размер области переноса тепла $L_t \approx 2\sqrt{\chi\tau_p}$ за время $\tau_p = 6$ мс заметно меньше радиуса поперечного сечения излучения накачки на поверхности АЭ, можно предположить, что деформации поверхности АЭ и распределение температуры в его объеме вряд ли приводили к появлению идеальной сферической линзы и что значения F_t соответствуют некоторому эффективному фокусному расстоянию линзоподобной среды. Минимальное значение $F_t \approx 17$ см для АЭ, изготовленного из стекла марки SELG, оказалось почти втрое меньше, чем для АЭ из стекла ЛГС-ДЕ ($F_t \approx 49$ см).

3.2. Влияние термодформаций АЭ на параметры нижней моды резонатора

Для выяснения влияния термодформаций АЭ на параметры нижней моды резонатора, состоящего из сферического и цилиндрического зеркал (см. рис.1), было рассчитано изменение радиусов эллиптической моды TEM_{00} в течение импульса накачки длительностью 6 мс. Расчеты проводились для резонаторов с разным расстоянием между зеркалами L_r с помощью аппроксимаций зависимостей F_t от времени, приведенных на рис.3. На рис.4 представлены результаты расчета радиусов R_{0x} (рис.4,а) и R_{0y} (рис.4,б) моды TEM_{00} на поверхности зеркала М1 для резонатора с АЭ № 1, а на рис.5 – для резонатора с АЭ № 2. Поскольку АЭ располагался на расстоянии 3 мм от зеркала М1, радиусы мод на этом зеркале незначительно отличаются от таковых на поверхности АЭ. Хотя в отличие от радиуса R_{0y} , остающегося практически постоянным, радиус моды R_{0x} значительно изменяется в течение импульса накачки, важно отметить, что для данного типа резонатора существуют

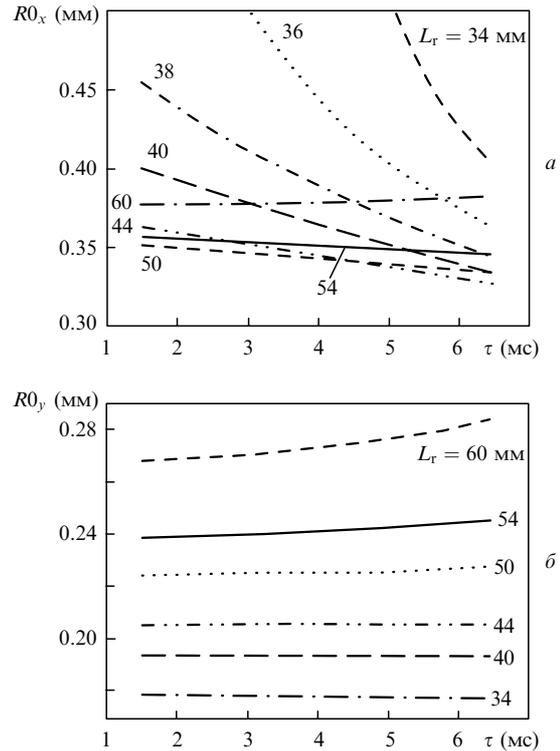


Рис.4. Расчетные значения радиусов нижней моды резонатора R_{0x} (а) и R_{0y} (б) в течение импульса накачки длительностью $\tau_p = 6$ мс для АЭ № 1 при разных длинах резонатора L_r .

значения L_r , при которых радиусы моды остаются практически неизменными в течение всего импульса накачки даже для АЭ № 2, где влияние термодформаций АЭ на генерацию излучения более заметно. Это может быть

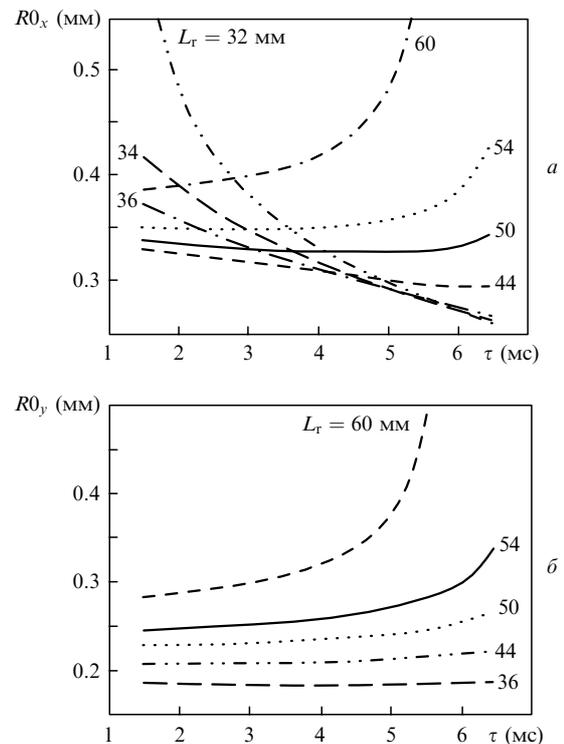


Рис.5. Расчетные значения радиусов нижней моды резонатора R_{0x} (а) и R_{0y} (б) в течение импульса накачки длительностью $\tau_p = 6$ мс для АЭ № 2 при разных длинах резонатора L_r .

важным при создании лазеров, требования к стабильности параметров которых более высоки.

3.3. Пассивная модуляция добротности резонатора

Генерация излучения в режиме пассивной модуляции добротности резонатора была получена для различных длин резонатора L_r (в диапазоне 36–52 мм). Диаметры поперечного сечения лазерного пучка в резонаторе на поверхности зеркала М1 в этом режиме были определены экспериментально в предположении, что генерация излучения происходит на основной моде резонатора TEM_{00} . Для каждого значения L_r с помощью пирозлектрической камеры Ругосам I было зарегистрировано распределение интенсивности лазерного излучения I_{LB} на трех расстояниях L (32, 52 и 74 см) от выходного зеркала резонатора. На рис.6 показана типичная форма поперечного сечения лазерного пучка. Зависимость интенсивности I_{LB} от координаты в горизонтальном (x) и вертикальном (y) направлениях (рис.6) для подавляющего большинства случаев практически полностью совпадала с ее аппроксимацией гауссовой формой распределения. Зависимость полученных значений радиусов моды от расстояния L с очень хорошей точностью соответствовала закону распространения гауссовых пучков в свободном пространстве, что позволило определить радиусы моды излучения R_x и R_y на зеркале резонатора М1.

На рис.7 представлены определенные таким образом значения R_x и R_y на зеркале М1 для разных длин резонатора L_r с АЭ № 1. Там же приведены расчетные значения радиусов R_{0x} и R_{0y} нижней моды резонатора TEM_{00} на этом зеркале, соответствующие каждому конкретному моменту генерации короткого импульса. Для направления вдоль оси цилиндрического зеркала М2 значения R_y и R_{0y} практически совпадают, для перпендикулярного оси цилиндра направления совпадение R_x и R_{0x} не такое полное, однако оно позволяет сделать вывод, что, по крайней мере, в диапазоне $L_r = 42–52$ мм генерация излучения в режиме пассивной модуляции добротности резонатора происходит на нижней моде TEM_{00} .

Для резонатора с АЭ № 2 имеет место аналогичная ситуация, хотя следует отметить, что здесь расхождение между R_x и R_{0x} больше. Причина этого может заключа-

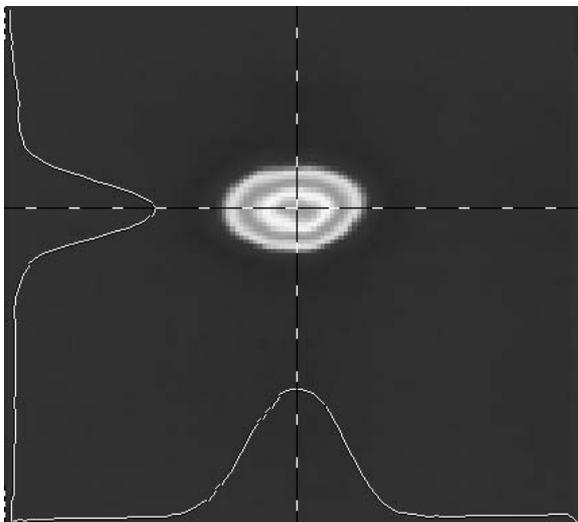


Рис.6. Распределения интенсивности излучения в поперечном сечении пучка лазера в режиме модулированной добротности резонатора.

2 Квантовая электроника, т.36, № 2

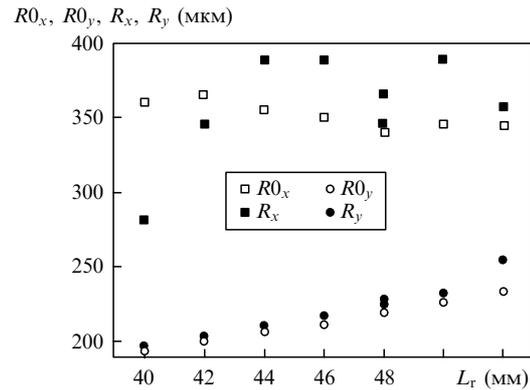


Рис.7. Расчетные значения радиусов нижней моды резонатора R_{0x} и R_{0y} и экспериментально определенные радиусы моды излучения R_x и R_y на зеркале М1 при разных длинах резонатора L_r .

ться в том, что излучение в направлении x формируется той «частью» резонатора, которая заметно более чувствительна к появлению небольших, меняющихся от импульса к импульсу в течение импульса накачки, оптических неоднородностей активной среды. Поскольку при регистрации распределения интенсивности излучения камерой Ругосам I для достижения максимального контраста приходилось суммировать излучение нескольких импульсов, небольшое изменение направления реальной оси резонатора приводило, по всей видимости, к незначительному увеличению в этом направлении размера суммарного пятна. Как показывают оценки, уменьшение размеров пятна всего на 1%–2% для АЭ № 1 и на 2%–4% для АЭ № 2 приводит к полному совпадению значений R_x и R_{0x} .

Устойчивый режим генерации коротких импульсов для данного резонатора был реализован при начальном пропускания модулятора $T_0 = 94\%$ и коэффициенте отражения зеркала М2 $r \approx 89\%$. При использовании АЭ № 1 были получены импульсы с энергией излучения $E_{QM} \approx 1.4$ мДж и длительностью $\tau_{em} \approx 26$ нс (рис.8); для АЭ № 2 было зарегистрировано максимальное значение $E_{QM} \approx 1.25$ мДж при длительности импульса $\tau_{em} \approx 24$ нс. В обоих случаях длина резонатора L_r составляла около 50 мм. Оптический КПД, определенный как $\eta_{opt} = E_{QM}/(P_p \alpha_p)$, где α – доля поглощенной активным элементом энергии излучения накачки, для обоих АЭ был

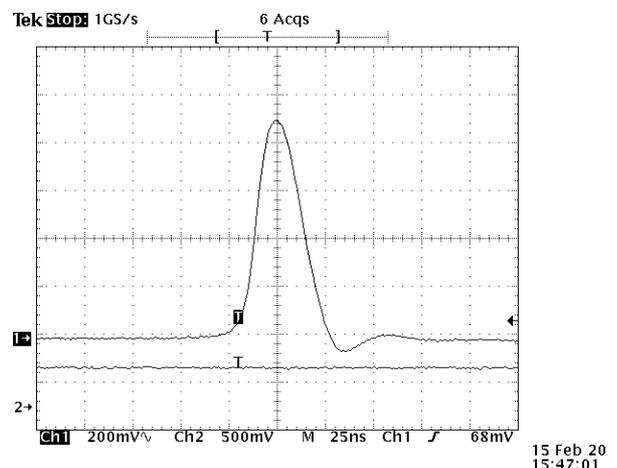


Рис.8. Форма импульса излучения в режиме пассивной модуляции добротности резонатора (АЭ № 1, $E_{QM} = 1.4$ мДж).

равен примерно 1 %. Использование модулятора с $T_0 = 90\%$ приводило к разрушению просветляющего покрытия одной из граней кристалла MALO каждым первым импульсом лазерного излучения. Оценки усредненной по пятну лучевой нагрузки на грань пассивного модулятора при генерации излучения с начальным пропусканием $T_0 = 94\%$ дают значение около 500 МВт/см^2 . Замена цилиндрического зеркала M2 плоским с тем же коэффициентом отражения приводила в этих условиях к уменьшению E_{QM} почти вдвое.

4. Заключение

Использованная в данной работе конфигурация резонатора позволила согласовать объемы активной среды и нижней моды резонатора для случая, когда поперечное сечение излучения накачки имеет форму, близкую к форме эллипса. Для резонатора с эллиптической формой сечения моды реализован режим генерации на основной моде TEM_{00} с пассивной модуляцией добротности резонатора. В этом режиме получены импульсы излучения с энергией $E_{\text{QM}} \approx 1.4 \text{ мДж}$, длительностью $\tau_{\text{ем}} \approx 26 \text{ нс}$ и мощностью около 54 кВт при частоте следования импульсов 1 Гц .

Автор выражает благодарность С.Т.Дурманову и Г.В.Смирнову за помощь при подготовке эксперимента и Б.И.Денкеру за предоставление стекла марки SELG для изготовления активных элементов.

1. Laporta P., Taccheo S., Longhi S., Svelto O., Svelto C. *Opt. Mater.*, **11**, 269 (1999).
2. Cai Z.P., Chardon A., Xu H., Feron P., Stephan G.M. *Opt. Commun.*, **203**, 301 (2002).
3. Jiang S., Myers J., Wu R., Gregg M., Bishop M., Phonehouse D., Myers M., Hamlin S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2379**, 17 (1995).
4. Denker B.I., Galagan B.I., Osiko V.V., Sverchkov S.E. *Laser Phys.*, **12**, 104 (2002).
5. Алексеев Н.Е., Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынеев А.А., Садовский П.И. *Квантовая электроника*, **33**, 1062 (2003).
6. Wu R., Myers J.D., Myers M.J., Rapp Ch.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. (Solid State Lasers XII)*, **4968**, 11 (2003).
7. Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынеев А.А., Садовский П.И. *Квантовая электроника*, **34**, 890 (2004).
8. Shannon D. C., Wallace W. *Opt. Lett.*, **16**, 318 (1991).
9. Kopf D., Keller U., Emanuel M.A., Beach R.J., Skidmore J.A. *Opt. Lett.*, **22**, 99 (1997).
10. Aus der Au J., Loesel F.H., Morier-Genoud F., Moser M., Keller U. *Opt. Lett.*, **23**, 271 (1998).
11. Paschotta R., Aus der Au J., Spuhler G. J., Morier-Genoud F., Vel R. H., Moser M., Erhard S., Karszewski M., Giesen A., Keller U. *Appl. Phys. B*, **70**, S25 (2000).
12. Aus der Au J., Schaer S. F., Paschotta R., Hünninger C., Keller U., Moser M. *Opt. Lett.*, **24**, 1281 (1999).
13. Koechner W. *Solid-State-Laser Engineering* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
14. Karlsson G., Laurell F., Tellefsen J., Denker B., Galagan B., Osiko V., Sverchkov S. *Appl. Phys. B*, **75**, 41 (2002).
15. Галаган Б.И., Годовиков Е.А., Денкер Б.И., Мейльман М.Н., Осико В.В., Свэрчков С.Е. *Квантовая электроника*, **26**, 189 (1999).
16. Yumashev K. V. *Laser Phys.*, **9**, 626 (1999).
17. Ведяшкин Н.В., Державин С.И., Кузьминов В.В., Машковский Д.А. *Квантовая электроника*, **33**, 367 (2003).
18. Hodgston N., Weber H. *Optical Resonators* (London: Springer-Verlag, 1997).