

Импульсно-периодический лазер на неодимовом фосфатном стекле с резонансной накачкой диодными матрицами

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Д.Р.Мифтахутдинов, Г.Т.Микаелян, А.Н.Стародуб

Получен импульсно-периодический (200 мкс, 40 Гц) режим генерации в лазере на основе фосфатного неодимового стекла с диодной накачкой (870 нм). Максимальная дифференциальная эффективность лазерной генерации по отношению к оптической энергии накачки составила 13% и была ограничена фактором заполнения полей моды объема активной среды (~ 0.23). Юстировка резонатора позволяла получать поперечно-одномодовый режим, в том числе и TEM_{00} , который сохранялся во всем рабочем диапазоне энергий накачки.

Ключевые слова: неодимовое фосфатное стекло, импульсно-периодический режим генерации, резонансная накачка, диодные матрицы.

1. Введение

Неодимовое фосфатное стекло является одним из наиболее проверенных и широко используемых материалов активных сред для мощных лазерных установок. В работе [1] показано, что резонансная диодная накачка может быть оптимальным вариантом оптического возбуждения активной среды этих установок. Под резонансной накачкой в данной работе, как и в [1], подразумевается возбуждение иона неодима излучением с длиной волны ~ 870 нм из основного состояния $^4I_{9/2}$ на первое оптически связанное возбужденное состояние $^4F_{3/2}$, которое одновременно является и верхним рабочим уровнем лазерного перехода $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$. Преимущества такой накачки по сравнению с любыми другими вариантами состоят в следующем.

Во-первых, дефект кванта является минимально возможным, поскольку исключается процесс релаксации с более высоких уровней (например, с уровня $^4F_{5/2}$ при обычной диодной накачке излучением с $\lambda = 808$ нм) на верхний рабочий уровень. Таким образом, потеря энергии даже по сравнению с обычной диодной накачкой уменьшается в полтора раза. Это означает, что активная среда нагревается меньше и термоупругие напряжения ниже. Следствием этого является меньшее оптическое возмущение среды, а значит, более высокое качество оптического пучка, что особенно важно для активных сред с большим (свыше 100 мм) оптическим диаметром.

Во-вторых, сечение поглощения излучения при резонансной накачке с $\lambda \sim 870$ нм в несколько раз меньше сечения поглощения для излучения с $\lambda = 808$ нм. При типичной для лазерных стекол концентрации ионов Nd^{3+} на уровне $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ коэффициент поглощения для излучения с длиной волны 870 нм составляет $\sim 1 \text{ см}^{-1}$, что позволяет осуществлять почти однородное объемное

возбуждение активных сред толщиной до 2 см при двухсторонней накачке. Это также весьма существенное преимущество для сред с большим объемом и необходимостью получения высококачественных оптических пучков.

И, наконец, третье полезное обстоятельство заключается в том, что лазерные диоды, работающие в спектральном диапазоне 870 нм, и, соответственно, наборные излучатели в виде матриц на их основе, обладают, как правило, более высокими излучательными характеристиками и являются более технологичными в изготовлении. Кроме того, их активная область не содержит Al. В этом случае можно надеяться на более низкие материальные затраты при изготовлении лазерных диодов, что особенно существенно при необходимости их использования для рассматриваемых здесь лазерных систем в больших количествах. Еще раз подчеркнем, что все перечисленные преимущества резонансной накачки касаются больших лазерных систем. Для малоэнергетических лазеров резонансная накачка может быть даже невыгодной из-за малого сечения поглощения излучения накачки, а следовательно, низкой эффективности.

Исследования, выполненные в работе [1], показали возможность уверенного моделирования эффективности накачки, удельного энергозатрата и оптического усиления при резонансной накачке. Эти исследования проведены в режиме до порога лазерной генерации. Препятствием для более полных исследований, включающих лазерный режим, являлось оптическое качество используемого неодимового стекла с оптическими потерями $\sim 5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ на длине волны 1.06 мкм.

В настоящей работе, которая стала продолжением [1], исследуется лазерный режим генерации. Ее основная цель – выяснение возможности и степени точности моделирования лазерных характеристик установок, активной средой которых является неодимовое фосфатное стекло, и диодных матриц для резонансной накачки этих сред.

2. Методика

В качестве активного элемента, как и в работе [1], использовалось стекло ГЛС22, но с уменьшенными примерно в четыре раза оптическими потерями за счет предварительного отбора образцов стекла из разных партий.

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Д.Р.Мифтахутдинов, А.Н.Стародуб. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru
Г.Т.Микаелян. ОАО Научно-производственное предприятие «Инжект», Россия, 410052 Саратов, просп. 50 лет Октября, 101; e-mail: inject@overta.ru

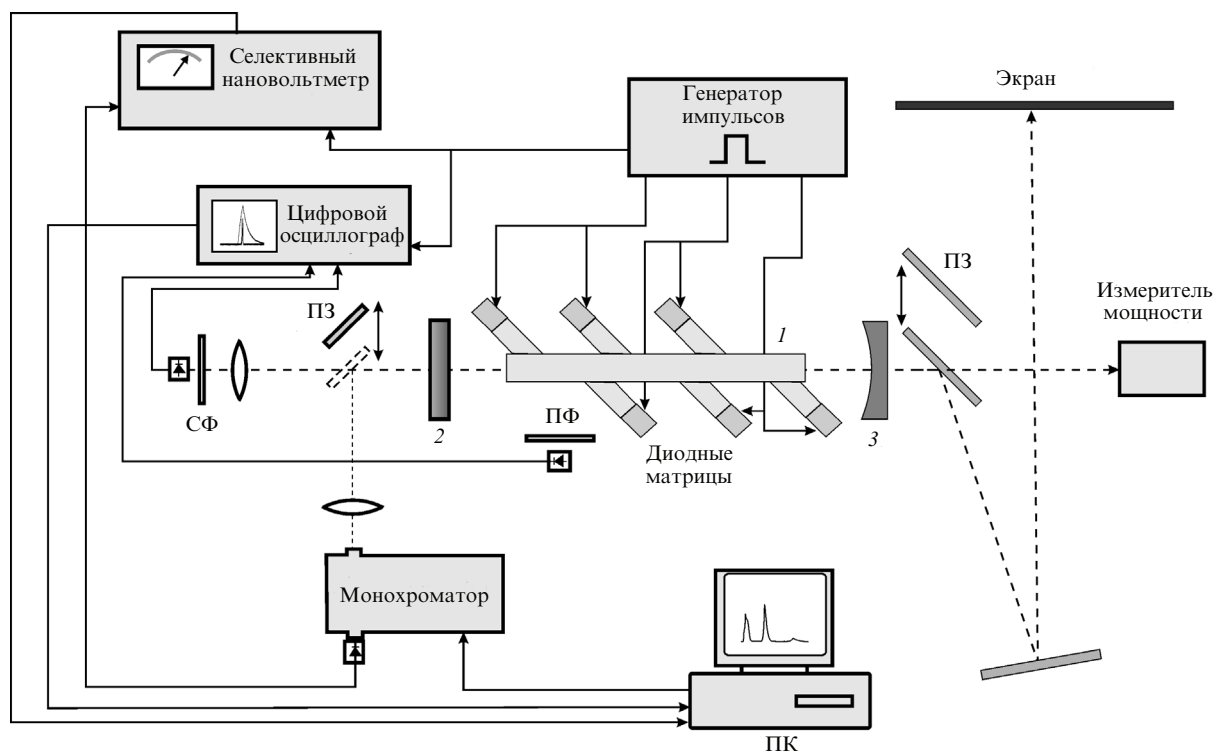


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки (1 – активный элемент; 2 – глухое зеркало; 3 – выходное зеркало).

Геометрия активного элемента, оптическая схема накачки и блок-схема электронной части установки (рис.1) были близки к используемым в [1]. Основное отличие данной установки от описанной в [1], кроме использования активного стекла с уменьшенными оптическими потерями, заключалось в увеличенном количестве диодных матриц (шесть вместо четырех) и в несколько измененных геометрических размерах бруска активного элемента (длина 100 мм, ширина 10 мм и толщина 5.7 мм). Отдельно выполненные измерения для выбранного активного элемента показали, что оптические потери на длине волны 1.06 мкм составляют $(1.3 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Резонатор был образован одним глухим плоским зеркалом с коэффициентом отражения 99.9 % и выходным вогнутым зеркалом с радиусом кривизны 287 мм и коэффициентом отражения 99.9 % или 96.0 %. Оптическая длина резонатора L составляла ~ 200 мм.

Импульс тока поступал от генератора импульсов к диодным матрицам, излучение которых через призмы вводилось в активный элемент 1. Лазерное излучение через выходное зеркало 3 регистрировалось измерителем мощности NOVA II с измерительной головкой L50(150)A (OPHIR) или с помощью введенного в пучок подвижного зеркала ПЗ попадало на экран, находящийся в дальней зоне оптического пучка, и регистрировалось цифровой фотокамерой.

Контрольный лазерный пучок, выходящий из глухого зеркала 2 и поэтому значительно ослабленный, использовался для регистрации лазерного спектра и динамики лазерного импульса монохроматором МДР-4 и запоминающим цифровым осциллографом Tektronix TDS2022 соответственно. Одновременно с лазерным импульсом могла регистрироваться динамика спонтанного излучения с верхнего уровня ${}^4F_{3/2}$. Регистрация осуществлялась дополнительным фотоприемником, расположенным со стороны боковой поверхности активного элемента. Для

уменьшения в общем сигнале доли составляющей из-за рассеянного в активном элементе лазерного излучения и излучения накачки фотоприемник (фотодиод ФД-24К) был снабжен фильтром ПФ, включающим в себя диафрагму и пластинку InP. Установка была автоматизирована с помощью персонального компьютера ПК, в памяти которого сохранялись результаты всех измерений.

Предварительные измерения времени жизни τ верхнего возбужденного состояния ${}^4F_{3/2}$ по методике, описанной в [1], показали, что для данного образца оно составляет 319 ± 2 мкс. С учетом этого длительность импульсов накачки T была выбрана равной 300 мкс и сохранялась постоянной во всех измерениях. При указанном соотношении длительности импульса T и времени жизни τ отношение μ_c числа ионов, находящихся в возбужденном состоянии к концу импульса накачки, к числу ионов, принявших участие в процессе поглощения излучения накачки в течение всего импульса, в соответствии с [1] составляет ~ 0.648 .

Импульсы накачки могли как подаваться в однократном режиме, так и следовать с частотой до 40 Гц. Аналогично [1] форма светового импульса накачки была близка к прямоугольной с фронтами на уровне 2–3 мкс и неравномерностью вершины, не превышающей ~ 2 %. Выходная характеристика каждой матрицы (зависимость энергии импульса излучения от амплитуды импульса тока) определялась в предварительных экспериментах. Далее по этим характеристикам и по измеренным амплитудам импульсов тока находилась суммарная энергия импульсов накачки всех матриц.

Активный элемент имел принудительное воздушное охлаждение, а диодные матрицы были снабжены замкнутым контуром водяного охлаждения.

На рис.2 показаны спектр поглощения используемого активного элемента и спектр излучения диодных матриц. Видно, что даже для спектральных крыльев линии излу-

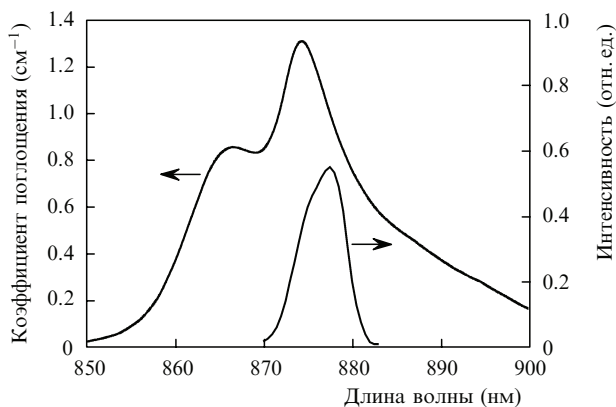


Рис.2. Спектр излучения матрицы и линия поглощения ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{3/2}$ активного элемента.

чения поглощение составляет не менее 0.6 см^{-1} . Усреднение по траекториям лучей накачки в бруске и одновременно спектральное усреднение позволяют определить долю поглощенной энергии накачки: $\mu_s = 0.90 \pm 0.02$.

3. Результаты

Зависимость средней мощности лазерной генерации P_{las} от энергии импульса накачки E_p для частот следования импульсов $f = 10$ и 40 Гц представлена на рис.3. В качестве аргумента взята энергия импульса накачки, а не средняя мощность накачки, с тем, чтобы обе кривые $P_{\text{las}}(E_p)$ находились в одном и том же диапазоне изменений аргумента. Анализируя данные рис.3, можно заметить значительное влияние перегрева активного элемента. Действительно, при изменении f в четыре раза (с 10 до 40 Гц) наклон зависимости средней мощности от энергии накачки возрос в лучшем случае только в три раза. При проведении измерений было отмечено, что средняя мощность лазера в частотном режиме медленно уменьшается со временем, причем более заметно для $f = 40$ Гц. Конечно, это связано с не очень эффективным отводом тепла от активного элемента при используемой в данной работе системе воздушного охлаждения. Тем не менее даже при более эффективном отводе тепла для стеклянного варианта активного элемента, работающего на частоте следования свыше 10 Гц, проблема теплоотвода остается актуальной.

В нашем случае разогрев активного элемента приводит, по-видимому, к росту термического заселения ниж-

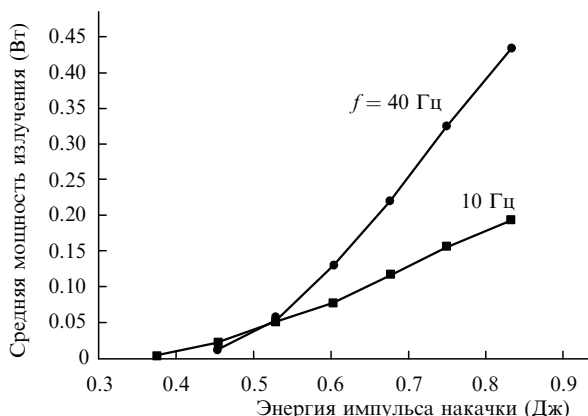


Рис.3. Средняя мощность генерации в импульсно-периодическом режиме. Длительность импульса накачки 300 мкс, $R_{\text{out}} = 96\%$.

него рабочего уровня ${}^4I_{11/2}$, уменьшению инверсии, а значит и усилению. В принципе можно было бы ожидать проявления и другого температурного эффекта — например, фотоупругого эффекта из-за термоупругих напряжений в объеме активного элемента, следствием чего могли быть пространственные оптические неоднородности среды, приводящие к разъюстировке резонатора. Однако исследования модовой структуры оптического пучка его не выявили.

На рис.4 показаны картины дальнего поля излучения лазера ($f = 10$ Гц) для различных настроек резонатора. Начальной юстировкой зеркал можно было получить генерацию на какой-то одной поперечной моде — от наименьшей TEM_{00} -моды (рис.4,а) до моды с большими поперечными индексами. Эта конфигурация поля оставалась строго фиксированной в течение всего времени наблюдения. Время экспозиции при фотографировании в данном случае составляло 10–15 с. Наблюдаемые на картине дальнего поля пространственные шумы не являются спекл-картиной, они результат слабой чувствительности используемой фотокамеры для излучения с длиной волны 1.06 мкм.

Мощность генерации существенно зависела от типа моды, на которую был настроен лазер, причем наиболее эффективной оказалась генерация на моде высокого порядка (рис.4,е), поскольку наиболее полно объем активной среды заполняется именно такой модой. Действительно, формирующая оптический пучок в резонаторе эффективная апертурная диафрагма имеет прямоугольную форму, задаваемую сечением активного элемента. Соответственно самое полное перекрытие поля и усиливающей области будет иметь место для такой моды, поперечное распределение интенсивности которой наиболее близко к прямоугольному. В дальней зоне распределение интенсивности такой моды имеет вид, близкий к классическому при дифракции волны на прямоугольном отверстии [2]. Дифракционный прямоугольник имеет почти одинаковые стороны, хотя стороны прямоугольного сечения различаются почти вдвое. Однако здесь следует учесть, что при выходе оптического пучка из активного элемента под углом Брюстера форма его сечения становится близкой к квадратной, что и определяет наблюдаемую дифракционную картину. С учетом вышесказанного все измерения мощности проводились при настройке резонатора на эту эффективную моду, распределение интенсивности которой представлено на рис.4,е.

Спектры лазерной генерации в резонаторе с выходным зеркалом с коэффициентом отражения $R = 96\%$ показаны на рис.5. Представленные на рис.5,а лазерный спектр и спектр линии спонтанного излучения демонстрируют сдвиг пика лазерной генерации на ~ 1.5 нм в коротковолновую сторону относительно спектрального максимума спонтанной линии, тогда как в резонаторе с глубоким выходным зеркалом спектральный пик генерации с точностью не хуже 0.1 нм совпадал со спектральным максимумом линии люминесценции. Поведение спектра лазерной генерации при различных уровнях накачки показано на рис.5,б–г. В использованном методе регистрации отдельные продольные моды спектрально не разрешаются, поэтому регистрируется только их огибающая. Характерно то, что эта огибающая имеет квазипериодический вид со спектральным периодом ~ 0.3 нм. Причина появления такой периодичности нами не анализировалась. Возможно, она вызвана неким случайным внутрен-

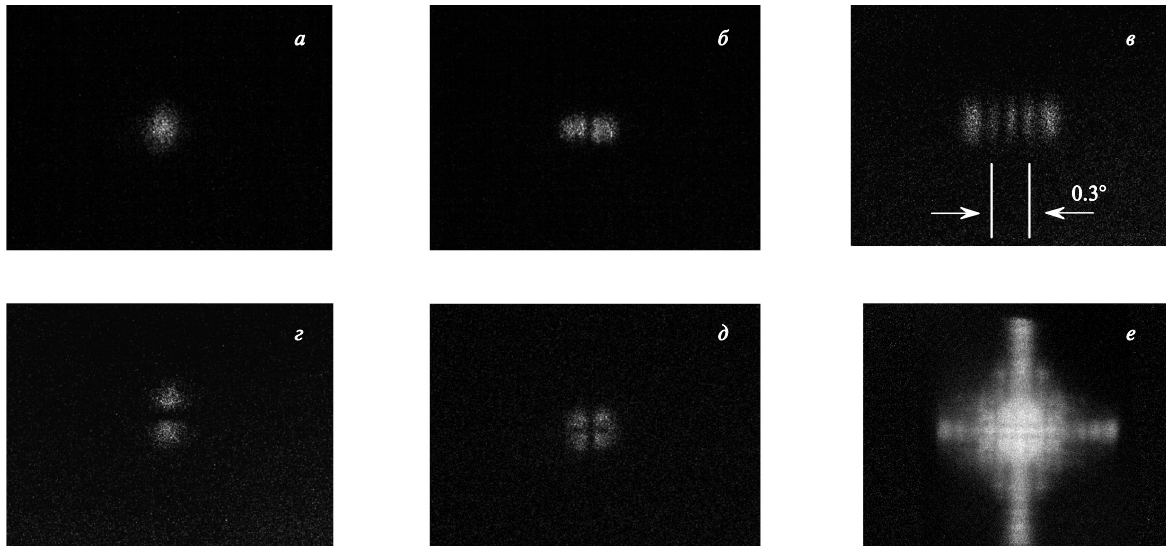


Рис.4. Дальнее поле излучения лазера в импульсно-периодическом режиме. Частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса накачки 300 мкс.

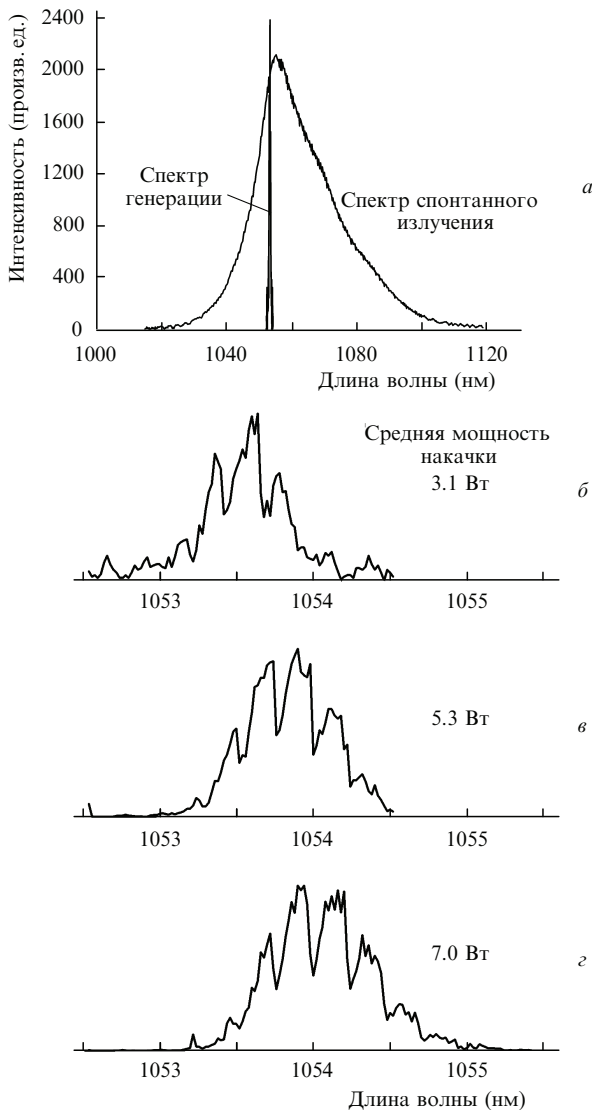


Рис.5. Спектр излучения лазера в импульсно-периодическом режиме: *a* – взаимное расположение линии генерации и линии люминесценции активного элемента; *b*–*z* – спектры генерации при разных мощностях накачки. Частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса накачки 300 мкс, $R_{\text{out}} = 96\%$.

ним эталоном Фабри–Перо, образованным, например, непросветленными внешними поверхностями зеркал.

Для корректного анализа энергетических параметров лазера и исключения из рассмотрения эффектов плохо контролируемых тепловых эффектов были выполнены измерения в режиме однократных импульсов (рис.6). Измерения проведены для резонатора с выходным зеркалом с $R = 96\%$. Экстраполированная энергия накачки $E_{\text{th}}(0.96)$, соответствующая порогу генерации лазера, составила ~ 300 мДж. Наклон выходной характеристики

$$\mu_{\text{las}} = E_{\text{las}}/[E_{\text{p}} - E_{\text{th}}(0.96)], \quad (1)$$

где E_{las} – энергия лазерного импульса, а E_{p} – энергия накачки, составил $\sim 1.3 \times 10^{-1}$. Измерения, выполненные с резонатором, образованным обоими глухими зеркалами с $R = 99.9\%$, показали, что пороговая энергия накачки $E_{\text{th}}(0.999)$ равна 120 мДж. Полная выходная характеристика для такого резонатора здесь не представлена, и ее наклон не анализировался, поскольку такой анализ требует, чтобы коэффициенты отражения (пропускания) зеркал резонатора были известны с высокой точностью; кроме того, существовала необходимость регистрации суммарной энергии с обоих оптических выходов. Тем не менее полученных пороговых значений энергии накачки

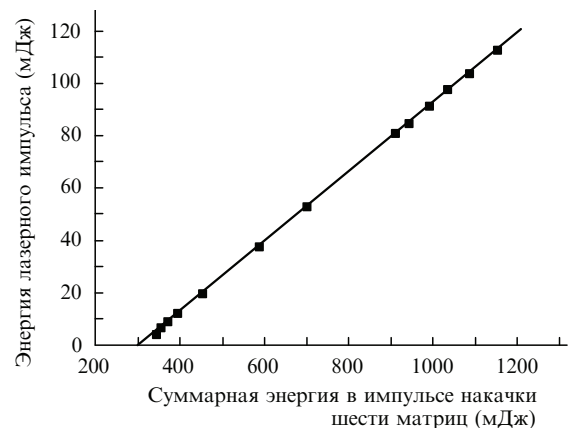


Рис.6. Выходная характеристика лазера в режиме одиночных импульсов накачки при $R_{\text{out}} = 96\%$.

достаточно для независимого определения полных внутренних оптических потерь α_0 в активном элементе и сечения стимулированного перехода σ :

$$\alpha_0 = \Delta\alpha_m E_{th}(0.999)/E_{th}(0.96), \quad \sigma = \Delta\alpha_m \hbar\omega V / (\Delta E_{th} \mu_s), \quad (2)$$

где $\Delta\alpha_m = (2L)^{-1} \ln R^{-1}$ – изменение приведенных (к длине активного элемента) оптических потерь при переходе от глухого выходного зеркала ($R = 99.9\%$) к зеркалу с коэффициентом отражения $R \approx 96.0\%$; $\Delta E_{th} = E_{th}(0.96) - E_{th}(0.999)$; $\hbar\omega$ – энергия кванта накачки; $V = 5.7 \text{ см}^3$ – объем активного элемента. Используя указанные выше значения, получим $\alpha_0 = (1.3 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $\sigma \approx (2.5 - 2.7) \times 10^{-20} \text{ см}^2$. Заметим, что в α_0 входят как нерезонансные потери α_{nres} , которые возникают из-за рассеяния и поглощения излучения на оптических неоднородностях и неконтролируемых примесях, так и резонансное поглощение α_{res} на лазерном переходе из-за термического заселения нижнего уровня:

$$\alpha_0 = \alpha_{nres} + \alpha_{res}. \quad (3)$$

Согласно данным [3], при концентрации ионов Nd^{3+} около $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и температуре 300 К величина резонансного поглощения $\alpha_{res} \approx 4 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, и тогда из (3) получим $\alpha_{nres} \approx (9 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$.

Исследования лазерной динамики показали, что длительность лазерного импульса не превышает 200 мкс. Это означает, что в нашем случае даже при самой большой энергии импульса накачки ($E_p = 1.2 \text{ Дж}$) для накопления инверсии требуется время ~ 100 мкс. Изменение интенсивности в течение импульса накачки носит пульсирующий характер (рис. 7, 8), типичный для режима свободной генерации. Особенно отчетливо пиковый режим

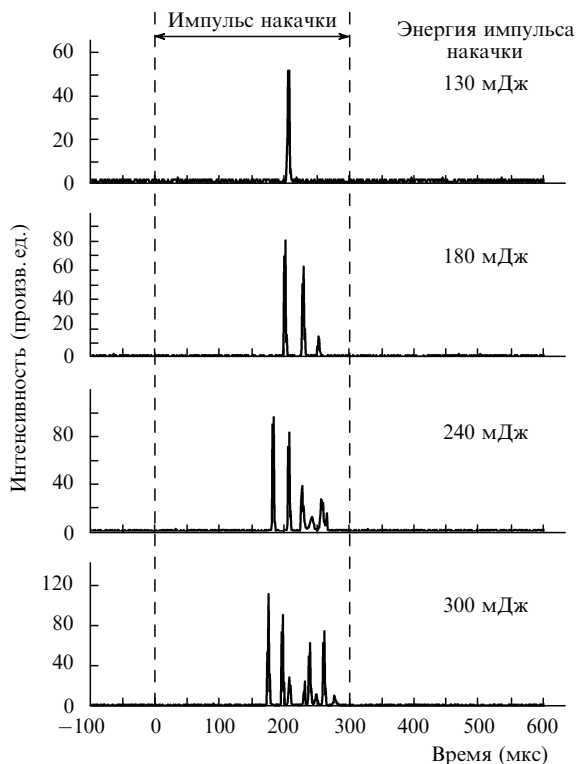


Рис. 7. Пульсирующий режим генерации при разных уровнях накачки и $R_{out} = 99.9\%$.

наблюдается вблизи порога генерации и для случая резонатора с глухими зеркалами (рис. 7).

Пульсирующий режим свободной лазерной генерации хорошо известен практически с момента появления лазеров [4] и исследован в многочисленных работах, в том числе посвященных лазерам на неодимовом стекле с ламповой накачкой. Физическая интерпретация этого явления также обсуждалась в большом числе работ, одной из первых среди которых была работа [5]. В монографии [6] представлены различные физические механизмы, приводящие к такому режиму генерации.

В нашем случае пульсации носят нерегулярный характер, поэтому регистрация динамики проводилась только в течение одного лазерного импульса. Результаты, представленные на рис. 8, разделены на серии I, II и III, каждая из которых характеризуется своей энергией накачки. Внутри каждой серии показаны три регистрации (А, Б и В) одиночного импульса при одной и той же энергии накачки (разные реализации случайного процесса). Для случая А одновременно с лазерным импульсом представлена и временная форма спонтанного излучения. Очевидно, что сигнал спонтанного излучения пропорционален населенности возбужденных ионов Nd^{3+} с концентрацией N , находящихся на верхнем лазерном уровне. Заметим, что наличие усиления g в активном элементе не влияет на сигнал люминесценции, поскольку параметр $ga \ll 1$, где $a = 0.57 \text{ см}$ – толщина активного стержня.

В настоящей работе данные по динамике спонтанного излучения были использованы для нахождения μ_v – фактора заполнения полем моды объема активного элемента. Наиболее удобно это можно было сделать при максимальном уровне накачки. На рис. 9 в увеличенном масштабе представлена динамика спонтанного излучения (инверсии) в отсутствие лазерной генерации (с перекрытыми зеркалами резонатора, кривая 1) и при ее наличии (кривая 2). Видно, что уровень спонтанного излучения, а значит и уровень инверсии (концентрация возбужденных ионов Nd^{3+}) в активном элементе, не насыщается с развитием лазерной генерации, а продолжает расти. Однако этот рост происходит уже по другому закону, чем до порога генерации. Если лазерная генерация возникает по истечении времени t_0 от начала импульса накачки, то легко показать, что зависимость $N(t)$ имеет следующий вид:

$$N(t) = \frac{E_p(\tau/T)\mu_s}{\hbar\omega V} [1 - \exp(-t/\tau)] \quad \text{при } t < t_0. \quad (4)$$

В режиме развитой лазерной генерации при $t > t_0$ и заполнении полем моды только части объема активной среды μ_v концентрация N уже будет изменяться как

$$N(t) = \frac{E_p(\tau/T)\mu_s}{\hbar\omega V} \{ (1 - \mu_v)[1 - \exp(-t/\tau)] + \mu_v[1 - \exp(-t_0/\tau)] \}. \quad (5)$$

Для определения μ_v можно использовать разность сигналов люминесценции в конце импульса между измерением с закрытыми зеркалами, когда лазерная генерация отсутствует и сигнал пропорционален $N(T)$, заданному соотношением (4), и измерением, когда зеркала открыты и сигнал пропорционален $N(T)$, заданному соотношением (5). Согласно (4) и (5) разность концентраций возбужденных ионов

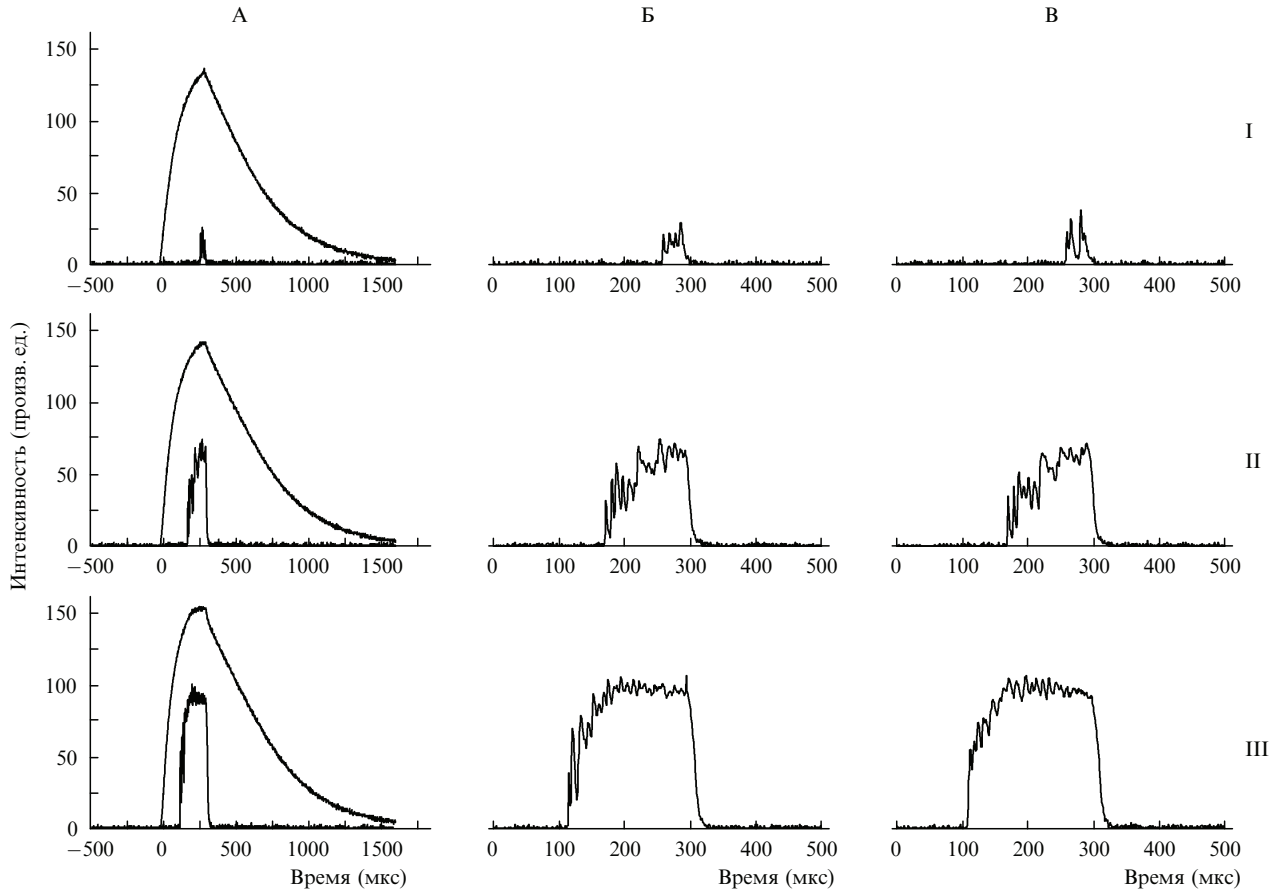


Рис.8. Динамика генерации и спонтанного излучения (инверсии). А, Б, В – разные реализации спектров в режиме одиночных импульсов при энергии накачки 320 мДж (I), 900 мДж (II) и 1200 мДж (III). Длительность импульса накачки 300 мкс, $R_{out} = 96\%$.

$$\Delta N = \frac{E_p \tau \mu_s}{\hbar \omega V T} [\exp(-t_0/\tau) - \exp(-T/\tau)] \mu_v. \quad (6)$$

Тогда

$$\Delta N/N = \frac{\mu_v [\exp(-t_0/\tau) - \exp(-T/\tau)]}{1 - \exp(-T/\tau)}. \quad (7)$$

Используя соотношение (7), можно найти, что фактор заполнения находится в диапазоне $0.2 < \mu_v < 0.23$ в зависимости от выбора времени t_0 . Следует отметить, что само развитие лазерной генерации занимает некое время

δt_0 , которое вносит определенную погрешность в величину μ_v . Фактором, ухудшающим точность подобных измерений μ_v , является пиковый режим генерации. Поэтому под $N(t)$ следует понимать некое значение концентрации, усредненное по характерному времени между пиками лазерной мощности. Кроме того, точность нахождения μ_v заведомо невелика в случаях, когда μ_v мало.

Зная его значение, можно найти эффективность лазерной генерации μ_{las} из очевидного соотношения

$$\mu_{las} = \mu_q \mu_s \mu_v \Delta \alpha_m / (\Delta \alpha_m + \alpha_{nres}), \quad (8)$$

где $\mu_q = \hbar \omega_{las} / \hbar \omega$; $\hbar \omega_{las}$ – энергия лазерного кванта, а μ_q – коэффициент преобразования кванта накачки в квант лазерного излучения (в нашем случае $\mu_q = 0.82$). Таким образом, из указанных значений для $\Delta \alpha_m$, μ_s , μ_q и данных эксперимента по определению потерь $\alpha_{nres} \approx 9 \times 10^{-4}$, а также из найденного из динамических измерений значения μ_v следует, что ожидаемая эффективность лазерной генерации находится в диапазоне $0.10 < \mu_{las} < 0.12$. Это с точностью $\sim 10\%$ (по верхней границе) совпадает с результатами прямых измерений μ_{las} (см. рис.6).

Множитель $\Delta \alpha_m / (\alpha_m + \alpha_{nres})$, фигурирующий в (8), зависит от соотношения между полезными потерями на выходном зеркале $\Delta \alpha_m$ и нерезонансными потерями внутри оптического стержня. Очевидно, что для увеличения этого множителя необходимо увеличивать $\Delta \alpha_m$ и уменьшать α_{nres} . Наиболее выгодный путь – это уменьшение α_{nres} , поскольку увеличение $\Delta \alpha_m$ требует роста удельного энерговклада, а это связано с увеличением тепловой нагрузки на активный элемент. В нашем случае в соот-

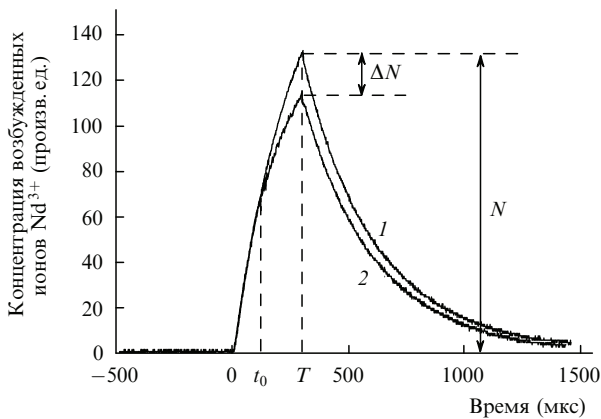


Рис.9. Зависимость сигнала люминесценции (концентрации возбужденных ионов Nd^{3+}) от времени. Длительность импульса накачки 300 мкс, энергия 1.2 Дж, $R_{out} = 96\%$. Кривая 1 – зеркала перекрыты, лазерная генерация отсутствует, кривая 2 – зеркала открыты, генерация появляется через $t_0 = 122$ мкс от начала импульса накачки.

ветствии с данными рис.6 и в пересчете на накопленную энергию максимальный «чистый» (за вычетом потерь) энерговклад составил ~ 110 мДж/см³, что обеспечило примерно четырехкратное превышение порога генерации.

4. Обсуждение и выводы

Итак, в настоящей работе реализован импульсно-периодический режим работы лазера с частотой следования до 40 Гц и длительностью лазерного импульса до 200 мкс. Максимальная дифференциальная эффективность μ_{las} лазера с диодной резонансной накачкой находится на уровне 13 %. Хотя периодический режим работы лазера на неодимовом стекле обеспечен исключительно за счет эффективного способа накачки, результирующие выходные характеристики (см. рис.3 и 6) вряд ли можно считать очень хорошими с точки зрения конечного результата, пригодного для широкого практического использования.

Тем не менее можно полагать, что цель настоящей работы, заключающаяся в демонстрации возможности достаточно точного моделирования энергетических параметров лазера с резонансной диодной накачкой, достигнута. Это позволяет сразу же дать ответ на основной вопрос: каким путем можно повысить дифференциальную эффективность такого лазера μ_{las} ? Главный фактор в решении этой задачи – коэффициент μ_v пространственного перекрытия оптического пучка моды и объема среды, в которой создано усиление. В данном варианте значение μ_v было ограничено только технической возможностью использования системы матриц и активного элемента в определенной геометрии. Можно показать, что при конструировании активных элементов с большой апертурой лазерного пучка коэффициент μ_v нетрудно увеличить в несколько раз, доведя его до значений, близких к единице. Поэтому увеличение μ_v – потенциальный и вполне доступный ресурс значительного увеличения μ_{las} .

Гораздо более трудно решаемая задача – получение высокоэффективной генерации в частотном режиме. Причина этого понятна – она связана с принципиально малой теплопроводностью стекла и, следовательно, с его перегревом. Эту проблему нельзя полностью снять, улучшив систему охлаждения активного элемента, поскольку отводу тепла препятствует тепловая «пробка», образуемая внутри самого объема активной среды.

Казалось бы, выход один, и он заключается в использовании кристаллических сред с высоким коэффициентом теплопроводности. Однако технология получения таких оптически высококачественных сред больших объемов представляет собой отдельную задачу. Не решает ее, на наш взгляд, и популярная в настоящее время технология изготовления разнообразных керамик, например типа YAG:Nd. Хотя при использовании этих сред и реализованы лазеры с высокими выходными характеристиками (см., напр., [7, 8]), однако обеспечить их в больших установках вряд ли можно по крайней мере по двум причинам. Одна из них – возможные повышенные по отношению к стеклянным средам оптические потери из-за рассеяния, другая – узость линий поглощения излучения накачки и линий лазерного перехода, причем последнее сопряжено со слишком большим сечением лазерного перехода. Узкая линия поглощения требует точной подстройки спектра диодных излучателей относительно по-

ложения этой линии. Для больших систем и интегрированных диодных излучателей это практически неразрешимая задача. Узкая спектральная линия лазерного перехода порождает проблемы усиления импульсов малой длительности; кроме того, большое сечение вызывает паразитный сьем инверсии спонтанным излучением, что автоматически приводит к ограничению запасенной энергии в активной среде.

Узкие спектральные линии поглощения и усиления характерны для большинства кристаллических сред, поэтому вышеперечисленные проблемы появляются одновременно с попыткой использовать материалы с высоким коэффициентом теплопроводности. В этой связи фосфатное стекло вплоть до настоящего времени сохраняет свою актуальность в качестве материала для активных элементов больших лазерных систем [9, 10], хотя приходится считаться с весьма ограниченными возможностями использования этих систем в частотной режиме.

Жесткая тепловая проблема неизбежно влечет за собой требование предельного уменьшения оптического поглощения на лазерной длине волны. Действительно, поскольку перегрев ограничивает возможности удельного энерговклада в активную среду, а значит и величину ненасыщенного усиления g , то для эффективного энергосъема запасенной энергии лазерным излучением необходимо максимально уменьшать потери. Нетрудно показать, что эффективность съема энергии зависит от соотношения усиления и потерь g/α_{nres} (см., напр., [3, 11]). В нашем случае оно определялось фактором $\Delta\alpha_m/(\Delta\alpha_m + \alpha_{\text{nres}})$ в (8).

Надо учитывать, что помимо нерезонансного поглощения α_{nres} в стекле имеется и резонансное поглощение α_{res} из-за термического заселения нижнего лазерного уровня, которое растет с увеличением температуры. Резонансное поглощение напрямую может не влиять на дифференциальную эффективность лазера, однако оно уменьшает усиление (при постоянной накачке) и увеличивает порог генерации, из-за чего в конечном счете уменьшается полная эффективность лазера, что и наблюдалось в настоящей работе. Это может стать дополнительной температурной проблемой для активных сред на основе ионов Yb, на что было обращено внимание в работе [12]. Конечно, следует иметь в виду, что поглощение в результате переходов с нижнего рабочего уровня может насыщаться. Например, в [13] за счет этого был получен локальный (в некотором диапазоне накачек) наклон выходной характеристики $\mu_{\text{las}} > 1$ (а именно 140 %). Однако такую ситуацию вряд ли можно будет реализовать для больших лазерных систем, поскольку, во-первых, она требует слишком высоких плотностей накачки и, во-вторых, насыщение поглощения на термически заселенном рабочем переходе автоматически вызовет пропорциональное уменьшение поглощения и для излучения накачки. Неизбежным следствием этого станет падение эффективности лазера уже из-за уменьшения фактора μ_s . В этой связи при выборе активных сред не следует, по видимому, слишком уменьшать дефект кванта (увеличивать μ_q) за счет уменьшения разности энергий основного уровня иона и нижнего рабочего уровня. Резонансное поглощение с уменьшением этой энергетической разности растет экспоненциально, а тепловыделение падает только линейно, что и привело в работе [12] к повышенной температурной чувствительности лазера на основе Yb³⁺: S-FAP.

Таким образом, на основании результатов настоящей работы можно сделать следующие выводы.

– Впервые получен импульсно-периодический режим лазерной генерации с длительностью импульса до 200 мкс и частотой следования до 40 Гц в фосфатно-неодимовом стекле с резонансной накачкой, обеспечивающей минимально возможное возмущение оптических свойств среды, о чем свидетельствует поперечно-одномодовый режим генерации при всех рабочих уровнях накачки.

– Достигнутый удельный энерговыход составил ~ 110 мДж/см³. Увеличить этот энерговыход в два-три раза вполне возможно путем выбора соответствующей геометрии активной среды и осветителя, включая разработанные на настоящий момент диодные матрицы. При этом лазерные параметры возбужденного активного элемента уже попадают в диапазон, характерный для мощных лазерных высокоапертурных систем.

– Максимальная дифференциальная эффективность лазерной генерации по отношению к энергии накачки составила 13 % и была ограничена, в основном, пространственным фактором заполнения полем моды объема активного элемента.

– Излучательные параметры исследованного лазера с точностью ~ 10 % совпадают с его расчетными значениями, что дает уверенность в возможности достаточно точного моделирования более мощных лазерных и усилительных систем на основе неодимового стекла с резонансной диодной накачкой.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программ ОФН РАН «Когерентное оптическое

излучение полупроводниковых соединений и структур», и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы» (госконтракт № 02.513.11.3168).

1. Богатов А.П., Дракин А.Е., Микаелян Г.Т., Мифтахутдинов Д.Р., Стадничук В.И., Стародуб А.Н. *Квантовая электроника*, **36**, 302 (2006).
2. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973, с. 36).
3. Campbell J.H., Suratwala T.I. *J. Non-Crystal. Sol.*, **263&264**, 318 (2000).
4. Collins R.J., Nelson D.F., Schawlow A.L., Bond W., Garrett C.G.B., Kaiser W. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 303 (1960).
5. Галанин М.Д., Леонтович А.М., Свириденков Э.А., Сморгачев В.И., Чижикова З.А. *Оптика и спектроскопия*, **14**, 165 (1963).
6. Ханин А.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).
7. Qi Y., Zhu X., Lou Q., Ju J., Dong J., Wei Y. *Opt. Express*, **13**, 8725 (2005).
8. Li Hai-Feng, De-Gang X.U., Yang Yang, Wang Yu-Ye, Zhou Rui, Zhang Tie-Li, Zhao Xin, Wang Peng, Yao Jian-Quan. *Chin. Phys. Lett.*, **22**, 2565 (2005).
9. Kanabe T., Kawashima T., Matsui H., Okada Y., Kawada Y., Eguchi T., Kandasamy R., Kato Y., Terada M., Yamanaka M., Nakatsuka M., Izawa Y., Nakai S., Kanzaki T., Miyajima H., Miyamoto M., Kan H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 190 (2000).
10. Hein J., Podleska S., Hellwing M., Bodefeld R., Sauerbrey R., Ehrt D., Wintzer W. *Appl. Phys. B*, **79**, 419 (2004).
11. Богатов А.П. *Труды ФИАН*, **166**, 68 (1986).
12. Dickinson M.R., Gloster L.A.W., Hopps N.W., King T.A. *Opt. Commun.*, **132**, 275 (1996).
13. Matsubara S., Ueda T., Takamido T., Kawato S., Kobayashi T. *Proc. CLEO/QELS* (Baltimore, USA, 2005, CMS3).