

PACS 42.55.Rz; 42.55.Xi; 42.60.Lh

*Посвящается светлой памяти
Льва Петровича Феоктистова*

Эффективность резонансной накачки и оптическое усиление в фосфатном Nd-стекле при возбуждении излучением диодных матриц

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

В импульсно-периодическом режиме при оптической накачке излучением диодных матриц ($\lambda = 874$ нм) в полосе поглощения $^4I_{9/2} - ^4F_{3/2}$ фосфатного Nd-стекла получен коэффициент усиления $\sim 3.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Эффективность накачки образца объемом 6.7 см^3 превышала 0.5 и была ограничена только геометрическим фактором и временем жизни возбужденного иона Nd^{3+} .

Ключевые слова: диодная накачка, фосфатное Nd-стекло, импульсно-периодический режим, резонансный переход.

1. Введение

В настоящее время одним из перспективных применений диодных лазеров (гетеролазеров) является их использование для оптической накачки мощных твердотельных лазеров. Это в значительной степени обусловлено высоким полным КПД гетеролазеров (более 50 %) при их работе в сравнительно простых условиях, включая температуру хладопровода (вблизи комнатной), что стало возможным в последнее время. Оптическая накачка твердотельных лазеров излучением диодных лазеров известна уже более 30 лет и широко используется в коммерческих устройствах. Современные достижения в области твердотельных лазеров с диодной накачкой достаточно полно отражены в обзоре [1]. Ранние работы, посвященные диодной накачке сред, легированных неодимом, относились в основном к кристаллическим средам. Это связано с тем, что в кристаллической матрице сечение стимулированного перехода почти на порядок превышает аналогичное сечение для стеклянной матрицы. Поэтому для ионов Nd^{3+} в кристаллической матрице существенно ниже пороговая мощность накачки и, соответственно, требуемое число диодных излучателей. Однако с точки зрения перспективы создания мощного лазера или усилителя со значительной запасенной энергией (~ 100 Дж и выше) большое сечение оказывается уже не преимуществом, а недостатком, на что обращается внимание в работе [2]. Причина этого – значительный сьем запасенной энергии усиленным спонтанным излучением и низкая плотность энергии насыщения. Поэтому, наряду с вновь разрабатываемыми и создаваемыми типами активных

сред, использование в настоящее время в мощных лазерах с диодной накачкой активной среды на основе Nd^{3+} в стеклянной матрице сохраняет свою актуальность.

Здесь уместно упомянуть о новых успехах в развитии лазерной техники, достигнутых за последние несколько лет и связанных с появлением ряда работ (см., напр., [3–8]), в которых сообщается о создании именно мощных твердотельных лазеров. Очевидным и хорошо известным преимуществом твердотельного лазера с диодной накачкой перед аналогичным лазером с ламповой накачкой является его несравненно более высокая полная (от розетки) эффективность. Следует иметь в виду, что здесь важно не только то, что энергетические потери в лазере меньше и происходит экономия энергии, но и то, что эти уменьшенные потери приводят к меньшему разогреву активного элемента. Последнее обстоятельство в большинстве случаев играет наиболее существенную роль, поскольку при этом снижаются требования к теплопроводности материала и системам охлаждения, повышается качество оптического пучка, а также увеличивается надежность и долговечность лазера в целом.

Диодные лазеры, используемые для накачки, должны обладать рядом специальных свойств. Мощность индивидуального диодного лазера (одноэлементного гетеролазера) ограничена и достигает в настоящее время нескольких ватт (в лучшем случае ~ 20 Вт). Поэтому для создания системы накачки необходимо не менее нескольких сотен, а реально – несколько тысяч гетеролазерных чипов. Очевидно, что техническая реализация такого устройства возможна лишь в схеме, где отдельные лазерные чипы интегрированы в некий стандартный наборный излучатель, включающий в себя десятки или сотни отдельных чипов. Конкретная конструкция такого наборного излучателя, например в виде линейки или двумерной матрицы, должна быть оптимизирована с учетом оптических и спектроскопических параметров накачиваемой среды. Оказалось, что даже форма твердотельного активного элемента (стержень, брусок или диск) требует соответствующей оптимизации такого наборного излу-

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Д.Р.Мифтахутдинов, В.И.Стадничук, 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. ФГУП «НПП "Инджект"», Россия, 410052 Саров, просп. 50 лет Октября, 101; e-mail: inject@overta.ru

Поступила в редакцию 28 декабря 2005 г., после доработки – 13 марта 2006 г.

чателя. Это отмечено, например, в работе [9], где сформулированы требования к средней яркости пучка наборного излучателя в зависимости от формы активного элемента. Сказанное выше свидетельствует о том, что идея использования диодной накачки для мощных твердотельных лазеров ставит ряд новых научных задач, от решения которых зависит, насколько совершенными будут создаваемые лазеры и как широко их можно будет использовать.

Создание мощного твердотельного лазера требует значительных материальных затрат, поэтому инженерной разработке такого лазера должно предшествовать его моделирование. Настоящую работу можно отнести к этому направлению исследований. Уверенное моделирование возможно, когда в распоряжении имеются достаточно точные данные об оптико-спектральных параметрах активного элемента и надежные методики моделирования. Заметим, что несмотря на обилие существующих на сегодняшний день данных о параметрах активных сред, использовать их для моделирования затруднительно. Более целесообразным представляется использование данных, характеризующих конкретный образец, с которым проводятся исследования. Это касается и нашей работы, при постановке которой тоже не было уверенности в том, что используемый нами образец стекла идентичен с требуемой точностью тем образцам, параметры которых указаны в справочниках или ранее опубликованных работах. Кроме того, диодная накачка требует высокой точности моделирования, поскольку в этом случае совершенно недопустимы излишние потери при преобразовании энергии пучка гетеролазеров в энергию пучка твердотельного лазера. По этой причине одной из задач настоящей работы явилось экспериментальное исследование оптико-спектральных свойств активного элемента из фосфатного Nd-стекла при диодной накачке в условиях, наиболее приближенных к характерным для мощных лазеров.

Эти условия подразумевают, во-первых, поперечную накачку со значительной глубиной прокачиваемой области ($\sim 2 - 4$ см), которая должна соответствовать поперечной апертуре оптического пучка мощного лазера или усилителя. Во-вторых, в качестве источников накачки должен использоваться излучатель в виде двумерных матриц гетеролазеров, чтобы степень интеграции отдельных чипов гетеролазеров была достаточно велика. Специальным условием эксперимента было также использование резонансной накачки в полосу поглощения 874 нм, что соответствовало прямому возбуждению иона Nd^{3+} на верхний лазерный уровень в результате перехода $^4\text{I}_{9/2} - ^4\text{F}_{3/2}$. Здесь и ниже термин «резонансная накачка» применяется в соответствии с классическим термином «резонансное поглощение» (излучение), которое имеет место при переходах между основным и первым возбужденным состояниями атома или иона. Резонансная накачка позволяет уменьшить более чем в 1.5 раза тепловыделение в активном элементе, что особенно важно для нашего случая. Ранее такая накачка использовалась для кристаллических сред (см., напр., [10–12]).

В соответствии с вышесказанным целью настоящей работы было получение экспериментальных данных по диодной оптической накачке легированного фосфатного Nd^{3+} -стекла, а также проверка методики моделирования его лазерных параметров с тем, чтобы использовать эти данные для разработки мощных лазеров. Фосфатное сте-

кло было выбрано в качестве материала для активной среды именно потому, что оно обладает наиболее высокими лазерными характеристиками.

2. Эксперимент

2.1. Методика измерений

Схема основной части экспериментальной установки представлена на рис. 1,а. Исследуемым активным элементом 1 служил стеклянный брусок (в англоязычной литературе используется термин slab) с сечением 1×0.5 см и длиной 13.4 см, изготовленный из стекла ГЛС-22. Торцы этого бруска были срезаны под углом Брюстера. Оптическая накачка активного элемента осуществлялась четырьмя диодными матрицами 2–5, излучение которых вводилось в него через призмы (рис. 1,б). Матрицы представляли собой двумерный массив (35×21) общей площадью 0.5×1 см гетеролазеров на основе AlGaAs/GaAs-структур с квантоворазмерной активной областью. В качестве электрического питания матриц использовался специально разработанный четырехканальный импульсный источник 15, который мог обеспечивать регулируемую длительность импульсов тока прямоугольной формы в диапазоне 100–500 мкс с частотой повторения 10–100 Гц. Амплитуда этих импульсов могла регулироваться независимо в каждом канале в пределах 0–40 А.

Для диагностики оптического усиления, создаваемого в активном элементе, использовался специальный тестовый гетеролазер 8, изготовленный на основе квантоворазмерной гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs и работающий в непрерывном режиме генерации в области 1055 нм. Управление током накачки лазера осуществлялось специальным блоком питания 9. Необходимое качество оптического пучка этого лазера обеспечивалось с помощью коллимирующей линзы 7 и апертурной диафрагмы 6 диаметром ~ 3 мм. Лазерный пучок проходил через центральную часть исследуемого активного элемента 1, диафрагмы 10 (используемые в качестве пространственных фильтров) и попадал на фотоприемник 12 или спектрометр 13, созданный на базе монохроматора МДР-4. Пространственная оптическая фильтрация перед фотоприемником 12 обеспечивала подавление сигнала люминесценции, возникающей в активном элементе 1 при его накачке, до уровня, не превышающего 0.05 от добавки к сигналу от тестового лазера из-за его усиления при прохождении через элемент 1. Выходные сигналы с фотоприемника 12 и спектрометра 13 поступали на вход регистрирующей аппаратуры, включающей в себя осциллограф Tektronix TDS-2022 и измерительный усилитель с синхронным детектором UNIPAN 232В. Предварительно обработанные сигналы после осциллографа передавались в виде файлов данных в управляющий ПК 14, туда же поступал и выходной сигнал усилителя. Этот же компьютер управлял и шаговым двигателем спектрометра, что позволяло автоматизировать цифровую обработку данных.

Более детально схема оптической накачки активного элемента представлена на рис. 1,б. Особенностью схемы является наклонный ввод излучения (под углом $\sim 40.5^\circ$ относительно нормали к боковой поверхности элемента) в активный элемент. Для этого использовались специальные призмы, наклеенные оптическим клеем на широкие (1 см) боковые поверхности активного элемента. Торцевые поверхности призм, обращенные к матрице, про-

мощью вольфрамовой лампы ТРШ 2850-3000 и с использованием табулированных данных об излучающей способности вольфрама при температуре 2850 °С.

2.2. Параметры активного элемента

В настоящее время типичные характеристики стекла ГЛС-22 хорошо известны, тем не менее по указанным выше причинам нами выполнены измерения спектров поглощения, люминесценции, а также времени жизни возбужденного состояния ${}^4F_{3/2}$ для используемого активного элемента.

Дополнительной мотивацией таких измерений является хорошо известный факт, заключающийся в том, что эти характеристики могут быть чувствительны к спектральной ширине возбуждающего излучения (см. работу [13] и приведенные в ней ссылки).

На рис.2 показан спектр поглощения активного элемента. Точность измерения коэффициента поглощения была не хуже $\sim 2 \times 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ в области максимумов и $2 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ в области прозрачности. Спектральное разрешение и погрешность определения длины волны заведомо не превышали 1 нм. Два пика на рис.2 соответствуют хорошо известным переходам ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{5/2}$ (полоса 801 нм) и ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{3/2}$ (полоса 874 нм) иона Nd^{3+} , схемы которых показаны на вставке. Видно, что традиционно используемая полоса поглощения 801 нм по сравнению с полосой 874 нм имеет меньшую спектральную ширину и существенно больший максимальный коэффициент поглощения ($\alpha = 5 \text{ см}^{-1}$). Это свидетельствует о том, что, применяя традиционную накачку в области 801 нм, трудно обеспечить пространственно однородное возбуждение активной среды толщиной свыше 1 см. Конечно, здесь не рассматриваются такие приемы, как использование спектральных крыльев полосы поглощения, поскольку при этом резко повышается чувствительность эффективности накачки к спектральному составу излучения. Кроме того, крыльям полосы соответствует поглощение такими ионами, которые находятся в аномально отличном от других ионов окружении в стеклянной матрице. Эти ионы могут иметь повышенную скорость безызлучательной релаксации.

Спектр люминесценции $I(\lambda)$ исследуемого образца стекла ГЛС-22 при возбуждении диодной матрицей, излучающей в области 800 нм, представлен на рис.3. Указаны длина волны i -го спектрального максимума λ_i , а

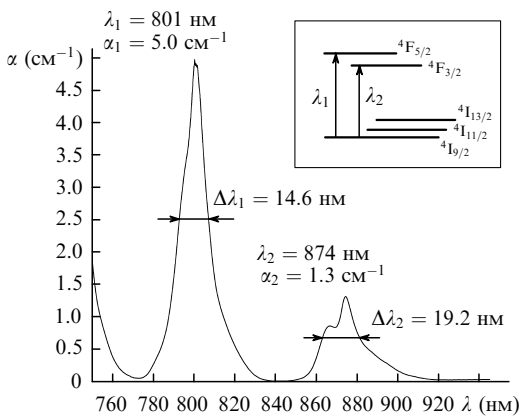


Рис.2. Спектр поглощения активного элемента. Указаны положения максимумов полос, их ширины и максимальные коэффициенты поглощения. На вставке представлена схема нескольких уровней иона Nd^{3+} .

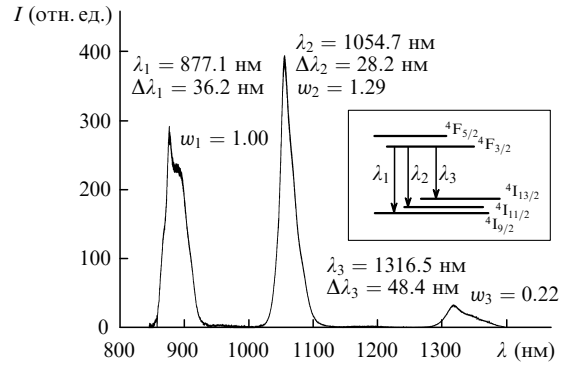


Рис.3. Спектр люминесценции активного образца при возбуждении излучением диодной матрицы с $\lambda \approx 800 \text{ нм}$. Указаны положения максимумов полос, их ширины и относительные вероятности соответствующих переходов. На вставке представлена схема нескольких уровней иона Nd^{3+} .

также эффективная ширина этого пика $\Delta\lambda_i$ и относительные вероятности переходов w_i с верхнего уровня на уровни ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$, которые находились из соотношений

$$w_i = \frac{A_i}{A_1}, \quad A_i = \lambda_i \Phi_i, \quad \Phi_i = \int I_i(\lambda) d\lambda, \quad \Delta\lambda_i = \frac{\Phi_i}{I(\lambda_i)}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

аналогичных используемым в работе [14]. Полученные таким образом значения w_1 , w_2 и w_3 , равные соответственно 1, 1.29 и 0.22, близки к тем, которые обычно используются в литературе для стекла ГЛС-22. В частности, в справочнике [15] приводятся значения 1, 1.5 и 0.27.

Следующим важным параметром активного элемента является время жизни τ верхнего возбужденного уровня ${}^4F_{3/2}$. Оно было измерено по спаду импульса люминесценции на длине волны 1055 нм, представленного на рис.4. В результате цифровой обработки кривой затухания люминесценции получено, что спад интенсивности на один порядок величины от максимума происходит по экспоненциальному закону с характерным временем $\tau = 280 \text{ мкс}$ (точность лучше, чем 2 %).

Полученные данные позволяют рассчитать сечение σ для стимулированного перехода в максимуме спектральной полосы с $\lambda = 1055 \text{ нм}$. Используя хорошо известное соотношение, найдем, что

$$\sigma = \frac{\eta \lambda_2^4}{8\pi c n^2 \Delta\lambda_2} \frac{w_2}{w_1 + w_2 + w_3}, \quad (2)$$

где η – суммарный квантовый выход люминесценции для трех полос, показанных на рис.3; n – показатель прелом-



Рис.4. Временные зависимости интенсивности накачки ($\lambda = 800 \text{ нм}$) и люминесценции ($\lambda = 1055 \text{ нм}$) активного элемента.

ления для $\lambda_2 = 1055$ нм; c – скорость света. Подставляя найденные значения параметров в (2), получаем

$$\sigma = \eta 3.86 \times 10^{-20} \text{ см}^2. \quad (3)$$

В литературе (см., напр., [16]) для данного стекла используется сечение $\sigma \sim (3.2 \pm 0.4) \times 10^{-20} \text{ см}^2$. При этом значении σ квантовый выход $\eta \approx 0.83 \pm 0.10$.

2.3. Излучение диодных матриц и оптическое усиление в активном элементе

На рис.5 приведена ватт-амперная характеристика диодной матрицы, работающей в импульсно-периодическом режиме. На вставках сверху и внизу представлены форма импульса и спектр излучения, усредненный по длительности этого импульса. В течение импульса излучения происходят некоторый нагрев гетеролазеров и, как результат, смещение спектра генерации диодной матрицы в длинноволновую сторону. Это можно видеть на рис.6, где показаны форма импульсов излучения матрицы на различных длинах волн, а также спектр излучения для разных моментов времени.

Диаграмма направленности излучения диодных матриц во взаимно перпендикулярных направлениях приведена на рис.7. Как уже было сказано выше, наиболее критичной для данной оптической схемы накачки оказывается расходимость в плоскости p–n-перехода гетеролазеров. Угол диаграммы направленности, соответствующий условию нарушения полного внутреннего отражения составил в нашем случае 17° (от центра диаграммы направленности). На рис.7,а положение этого угла обозначено стрелкой. Видно, что только малая часть энергии оптического пучка (менее $\sim 1\%$) приходится на углы, большие 17° .

Результаты описанных выше измерений позволяют рассчитать эффективность μ накачки, т. е. долю энергии излучения диодных матриц, перешедшую в энергию возбужденных ионов к концу импульса накачки:

$$\mu = \mu_q \mu_g \mu_s \mu_T, \quad (4)$$

где $\mu_q = \lambda_p / \lambda_L$ – отношение длины волны излучения накачки к длине волны лазерной генерации (так называемый дефект кванта накачки, который в нашем случае составляет 0.82); μ_g – геометрический фактор, равный доле энергии излучения матриц, вошедшей в активный эле-

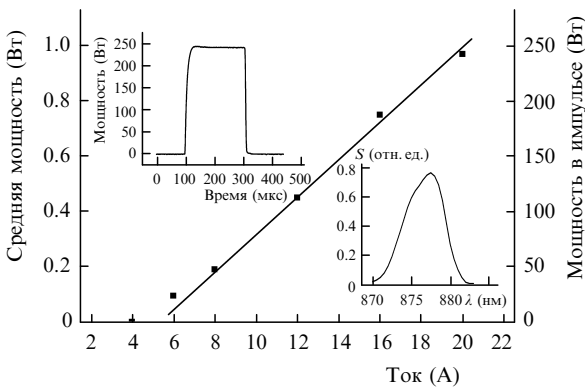


Рис.5. Зависимость мощности излучения диодной матрицы от тока накачки. На вставке сверху – интегральная по спектру форма импульса излучения матрицы, внизу – интегральный (средний по длительности импульса) спектр излучения матрицы.

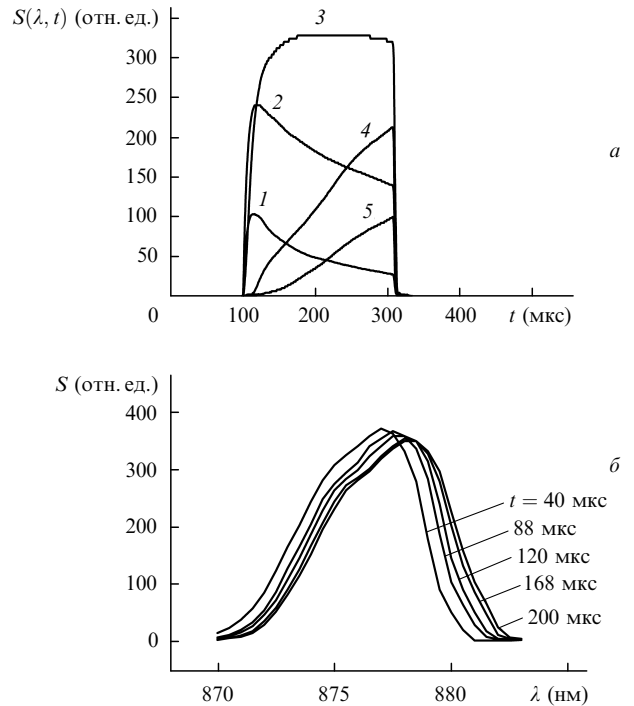


Рис.6. Временная зависимость интенсивности излучения матрицы в узкой спектральной полосе (~ 0.5 нм) с центром вблизи $\lambda = 874$ (1), 876 (2), 878 (3), 880 (4) и 881 нм (5) (а), а также спектр излучения матрицы в различные моменты времени t от начала импульса (б).

мент; μ_s – спектральный фактор, равный доле вошедшей в элемент энергии, которая поглотилась стержнем; μ_T – доля поглощенной энергии, которая сохранилась в виде энергии возбуждения ионов Nd^{3+} к концу импульса накачки.

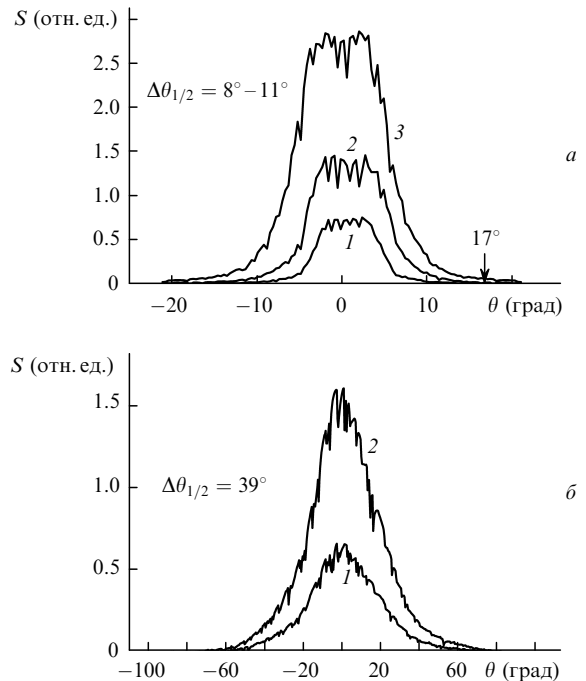


Рис.7. Диаграммы направленности излучения диодных матриц при токах накачки 8 (1), 12 (2) и 20 А (3): распределение интенсивности вдоль «медленной» (в плоскости p–n-перехода) (а) и «быстрой» (в плоскости, перпендикулярной слоям структуры) (б) осей. Стрелкой на рис.7,а отмечен угол диаграммы направленности, соответствующий условию нарушения полного внутреннего отражения.

Отличие μ_g от единицы связано с потерями излучения на ввод в призмы (рис.1,б) и с выходом его части, не попавшей в угол полного внутреннего отражения (углы $\theta > 17^\circ$, рис.7,а), из активного элемента. Условия эксперимента дают $\mu_g \approx 0.89$.

Спектральный фактор μ_s находился из соотношения

$$\mu_s = \int \{1 - \exp[-\alpha(\lambda)l]\} S(\lambda) d\lambda \left[\int S(\lambda) d\lambda \right]^{-1}, \quad (5)$$

где $S(\lambda)$ – средняя (за время импульса) спектральная плотность интенсивности излучения диодной матрицы (нижняя вставка на рис.5); $\alpha(\lambda)$ – коэффициент поглощения в полосе 874 нм (рис.2); l – длина прокачиваемой области. Для нашего случая (рис.1,а) длина l определялась расстоянием между соседними призмами с учетом наклонного распространения пучка и составляла ~ 6 см. Расчетное значение спектрального фактора μ_s в соответствии с (5) и полученными спектральными данными равнялось 0.98. Отличие μ_T от единицы обусловлено конечным временем жизни $\tau = 280$ мкс возбужденных ионов Nd^{3+} . Для прямоугольного импульса длительностью T , каким и является импульс накачки в нашем эксперименте, имеем

$$\mu_T = \frac{\tau}{T} \left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right) \right]. \quad (6)$$

Для длительности импульса $T = 200$ мкс получим $\mu_T = 0.71$. Таким образом, согласно (4) окончательно имеем $\mu = 0.51$.

Для измерения оптического усиления корпус пробного полупроводникового лазера был термостабилизирован с рабочей точкой по температуре, на $5 - 10^\circ\text{C}$ меньшей комнатной. Температура подбиралась такой, чтобы максимум спектра излучения пробного лазера совпадал с максимумом спектра люминесценции лазерного перехода. Средний коэффициент усиления находился как результат обработки данных, полученных из осциллограмм интенсивности пробного пучка, прошедшего через стержень:

$$g = \frac{1}{L} \ln \frac{I_{\max}}{I_0}, \quad (7)$$

где L – полная длина стержня; I_{\max} – интенсивность пробного пучка в конце импульса накачки; I_0 – интенсивность в момент времени, непосредственно предшествующий импульсу накачки. Результаты измерений g представлены на рис.8. Там же на вставках даны осциллограмма интенсивности пробного пучка, прошедшего через активный элемент (вверху), а также спектры люминесценции активного элемента и излучения пробного лазера (внизу). Величина g измерена в зависимости от средней удельной накопленной энергии накачки p , определяемой соотношением

$$p = \frac{\mu E}{V}, \quad (8)$$

где $E = 4PT$ – энергия, излученная за импульс четырьмя матрицами; P – импульсная мощность излучения одной матрицы; V – полный объем активного элемента (в нашем случае $V = 6.7 \text{ см}^3$). Максимальное значение g , полученное в настоящей работе, составило $\sim 3.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

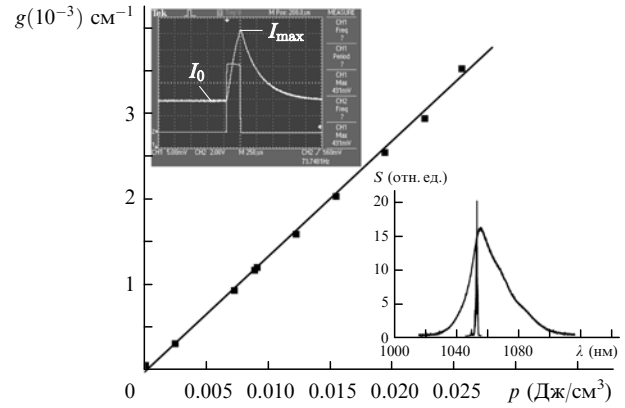


Рис.8. Зависимость коэффициента усиления от плотности энергии накачки, запасенной в активном элементе. На вставке вверху – осциллограмма сигнала пробного лазера и импульс тока накачки, внизу – спектры люминесценции образца и излучения пробного лазера.

Наклон зависимости g от p дает значение коэффициента удельного усиления $1.33 \times 10^{-1} \text{ см}^2/\text{Дж}$. Эта величина (в случае однородной накачки или для усредненных по пространству коэффициента усиления и плотности запасенной энергии накачки) должна равняться отношению сечения σ к энергии кванта пробного лазера $\hbar\omega$, что позволяет найти сечение σ из данных рис.8. Оно составило $2.75 \times 10^{-20} \text{ см}^2$. Здесь использовано условие малости усиления в виде

$$g_{\max} \frac{L}{4} < 1, \quad (9)$$

где g_{\max} – максимальное локальное значение коэффициента усиления в объеме активного элемента. Сравнивая найденное значение σ с выражением (3), получаем, что квантовый выход $\eta = 0.71$. Используя это значение η и спектральные характеристики полосы ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$, из соотношения (2) можно найти сечение и для этой полосы. Оно составило $7.7 \times 10^{-21} \text{ см}^2$. Коэффициент поглощения в максимуме указанной полосы согласно данным рис.2 равен 1.3 см^{-1} . Отсюда найдем концентрацию N ионов Nd^{3+} в нашем образце:

$$N = \frac{\alpha(\lambda = 874 \text{ нм})}{\sigma(\lambda = 877 \text{ нм})} = 1.7 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}. \quad (10)$$

В литературе для стекла исследуемого типа приводится $N = 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует о приемлемой точности найденных значений параметров образца для использования их при моделировании лазерных систем.

3. Обсуждение и выводы

Следует отметить, что применяемая в настоящей работе резонансная накачка перспективна в основном только для мощных лазерных систем. Для лазеров малой мощности целесообразно по возможности уменьшать объем активной среды для увеличения плотности энергии накачки. Очевидно, что для этого необходима малая длина, на которой поглощается значительная часть излучения накачки. В данном случае традиционная схема накачки с использованием перехода ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{5/2}$, на котором поглощение (в полосе 800 нм) в четыре раза больше, чем в полосе 870 нм, оказывается более выгодной для

минимизации пороговой мощности накачки. Именно по этой причине резонансная накачка в ранних работах практически не применялась, и сообщения о ней появились только в последние несколько лет в связи с разработкой мощных лазеров. Действительно, в тех случаях, когда необходимы значительные объемы активной среды (а в мощных лазерах это нужно для уменьшения удельной тепловой нагрузки и уменьшения плотности потока лазерного излучения), малая длина поглощения является не преимуществом, а недостатком, поскольку приводит к пространственно неоднородному возбуждению активной среды.

Очевидно, что достигнутая в работе эффективность накачки ~ 0.5 не является предельной. Резерв для ее увеличения связан, во-первых, с геометрическим фактором μ_g , который при оптимизации оптической системы накачки может превышать 0.9, а также с фактором μ_T за счет увеличения отношения τ/T . Такое увеличение можно осуществить за счет как уменьшения T , например до 100 мкс, так и увеличения τ . Первое связано с ростом лучевой прочности выходных зеркал гетеролазеров в диодной матрице, а также с увеличением яркости пучка накачки за счет использования диодных матриц с внутренними линзами, обеспечивающими уменьшение расходимости вдоль «быстрой» оси. Это позволит увеличить интенсивность накачки и соответственно во столько же раз уменьшить длительность импульса при той же его энергии. Увеличение τ может быть осуществлено только за счет выбора материала, в данном случае фосфатного стекла. Это, по-видимому, станет возможным в результате улучшения качества стекла за счет уменьшения в нем скорости безызлучательной релаксации. Действительно, квантовый выход $\eta = 0.71$ не является высоким для концентрации ионов Nd^{3+} , равной $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Увеличение η автоматически означает увеличение τ . Значения $\tau \approx 320$ мкс для стекла такого типа являются вполне достижимыми. Конечно, наиболее радикальное увеличение τ можно реализовать только для других активных сред, например использующих в качестве активных частиц ионы Yb .

Достигнутые в настоящей работе коэффициенты усиления на лазерном переходе $\sim 3.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, хотя и приемлемы для лазерного режима, но вряд ли являются оптимальными с точки зрения эффективности мощного лазера. Очевидно, что это значение может быть увеличено в несколько раз (до одного порядка величины) за счет увеличения плотности энергии возбуждения. В данной работе она была ограничена числом имеющихся в нашем распоряжении диодных матриц. Выполненные эксперименты и оценки показывают, что ограничения по тепловому режиму не возникнут, если использовать специальное охлаждение активного элемента, например обдув не воздухом, а газообразным гелием. Коэффициенты усиления $3 \times 10^{-2} - 5 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ уже являются вполне достаточными для активных элементов с длиной порядка нескольких десятков сантиметров, типичной для мощных лазеров.

Конечно, необходимым условием реализации высоких излучательных характеристик лазеров при таких коэффициентах усиления среды являются достаточно высокие требования к верхнему пределу неактивного поглощения материала на лазерной длине волны. Оценки показывают, что для реализации КПД лазера по энергии накачки $\sim 60\%$ при коэффициенте усиления активной

среды $3 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ потери в активном элементе должны не превышать $0.7 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Это хотя и серьезное требование к качеству стекла, но вполне достижимое в настоящее время. В исследованном образце стекла коэффициент поглощения на лазерной длине волны составил $\sim 5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что в нашем случае явилось препятствием для получения лазерной генерации.

Таким образом, по результатам работы можно сделать следующие выводы:

- Впервые осуществлена резонансная накачка фосфатного Nd-стекла излучением диодных матриц, при которой зарегистрирован коэффициент усиления $3.5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

- Эффективность накачки излучением диодных матриц образца активного стекла с рабочим объемом 6.7 см^3 составила 0.51.

- Значения коэффициента удельного усиления, эффективности накачки и квантового выхода найдены в условиях, наиболее приближенных к характерным для мощных лазерных систем, когда толщины прокачиваемой области составляют несколько сантиметров при высокой степени интеграции диодных излучателей. Это открывает возможность уверенного моделирования таких систем на основе полученных данных.

Методики, развитые в настоящей работе, можно также рассматривать как способ входного контроля образцов активных сред, предназначенных для создания мощных лазеров. Учитывая вышесказанное, можно констатировать, что одними из основных критериев качества лазерного оптического стекла, применяемого для диодной накачки, являются высокий квантовый выход (увеличенное τ) и низкий коэффициент поглощения на лазерной длине волны.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.Р.Шутяку за изготовление активного элемента оригинальной конструкции.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур».

1. Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **31** (8), 661 (2001).
2. Orth C.D., Payne S.A., Krupke W.F. *Nuclear Fusion*, **36**, 75 (1996).
3. Bruesselbach H., Sumida D.S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 600 (2005).
4. Hai-Feng L. et al. *Chin. Phys. Lett.*, **22**, 2565 (2005).
5. Krupke W.F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1287 (2000).
6. Pierre E.J.St. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 53 (1997).
7. Kurita T. et al. *Techn. Dig. Conf. «Lasers and Electrotechnol. 2005»* (Washington, DC: OSA, 2005, CMJ5).
8. Hein J. et al. *Appl. Phys. B*, **79**, 419 (2004).
9. Schleuter H., Schnitzler C. *Techn. Dig. «Conf. Lasers and Electrotechnol. 2005»* (Washington, DC: OSA, 2005, PWC2).
10. Lupei V., Pavel N. *Opt. Lett.*, **26** (21), 1678 (2001).
11. Lupei V., Pavel N., Taira T. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **38**, 240 (2002).
12. Saikawa J., Sato Y., Taira T., Nakamura O., Furukawa Y.C. *Techn. Dig. Conf. «Lasers and Electrotechnol. 2005»* (Washington, DC: OSA, 2005, CMS6).
13. Алимов О.К., Басиев Т.Т., Мирон С.Б. *Труды ИОФАН*, **9**, 6 (1987).
14. Дианов Е.М., Карасик А.Я., Кутыенков А.А., Неуструев В.Б., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **3** (1), 168 (1976).
15. Бужинский И.М., Дианов Е.М., Мак А.А. *Промышленные лазерные стекла. Справочник по лазерам. Т.1* (М.: Сов. радио, 1978, с. 329).
16. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле*. Под ред. А.А.Мака (М.: Наука, 1990, с. 288).