

ного изучения. Более существенное увеличение чувствительности к NO_2 наблюдалось, однако, во втором случае, при введении отожжённого при $800\text{ }^\circ\text{C}$ Co_3O_4 в золь WO_3 . В этом случае механизм детектирования следует связывать с разделением рецепторной и преобразовательной функций сенсора между фазами WO_3 и Co_3O_4 , которые при температуре отжига $450\text{ }^\circ\text{C}$ сохраняются в неизменной форме. На такой механизм также может указывать снижение температуры максимума газовой чувствительности композиции по сравнению с чистым WO_3 .

Введение 1,5% масс. добавок многостенных углеродных нанотрубок в состав газочувствительного слоя полупроводникового газового датчика на основе WO_3 , полученного золь-гель методом, приводит к возрастанию газовой чувствительности к низким концентрациям диоксида азота и пропана газов (пропан – до 500 % при токе нагрева 41 мА, диоксид азота – до 300 % при токе нагрева 61 мА). При этом наиболее выражено увеличение чувствительности к пропану (рисунок 2).

Все исследованные микросенсоры характеризуются также низким энергопотреблением (25-85 мВт).

Выводы. Высокая газовая чувствительность ($S \leq 560\%$) оксидной композиции $\text{WO}_3\text{--Co}_3\text{O}_4$, полученной золь-гель методом, позволяет предположить возможность создания на основе исследованной полупроводниковой композиции газовых сенсоров NO_2 с низким порогом чувствительности (1 ppm и менее), рабочей температурой $<200\text{ }^\circ\text{C}$, низкой чувствительностью к газам-восстановителям.

Композиция $\text{WO}_3\text{--МУНТ}$ представляет интерес для создания селективных чувствительных датчиков горючих газов. Наибольшая чувствительность к пропану наблюдается при низких токах нагрева (41 мА), что соответствует температуре подложки менее $200\text{ }^\circ\text{C}$, в то время как заметная чувствительность к NO_2 наблюдается при более высоких температурах (ток нагрева 61 мА, $T \approx 240\text{ }^\circ\text{C}$).

1. Kida, T. Highly sensitive NO_2 sensors using lamellar-structured WO_3 particles prepared by an acidification method / Kida, T. [at al.] // Sens. and Actuators, B Chem. – 2009. – V. 135. – P. 568 – 574.
2. Patent US 7591984 B2. Preparation of tungsten oxide / Christopher J. [at al.] 22.09.2009.

УДК 539.26, 538.958, 621.373.8

КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ПРОСВЕТЛЕННОГО СОСТОЯНИЯ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Co^{2+}

Глазунов И.В.¹, Скопцов Н.А.¹, Лойко П.А.¹, Маляревич А.М.¹, Юмашев К.В.¹, Савицкий В.Г.²

¹НИЦ оптических материалов и технологий БНТУ

Минск, Республика Беларусь

Страсклайдский университет

²Глазго, Великобритания

Пассивные и активные затворы – это устройства, которые используются для управления выходными характеристиками лазерного излучения. Большой интерес представляют именно пассивные затворы, исходя из того факта, что они не требуют внешнего управления. Они позволяют управлять длительностью лазерных импульсов вследствие изменения своего пропускания. Под воздействием мощного оптического излучения увеличивается их начальное пропускание (поглощение уменьшается и наступает «просветление») и они позволяют сформировать мощный и короткий лазерный импульс. Одной из ключевых спектроскопических характеристик, определяющих свойства материала, который может быть использован в качестве просветляющей среды в лазере, является время релаксации просветленного состояния τ_a [1], т.е. состояния, когда её пропускание выше обычного.

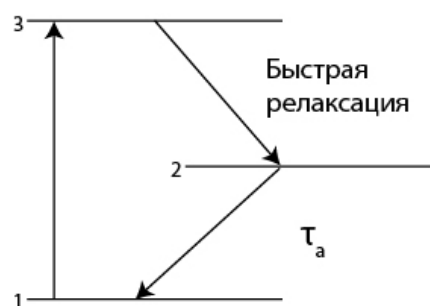


Рисунок 1 – Спектроскопическая модель просветляющихся сред

Каждый оптический материал характеризуется своей уникальной структурой уровней энергии. Для корректного описания сложной энергетической структуры материала, используются упрощенные модели. Представленная на рисунке 1 модель учитывает поглощение из основного состояния 1 (переход $1 \rightarrow 3$) и время восстанов-

ления начального («обычного») поглощения, которое изменилось из-за мощного оптического воздействия на длине волны, соответствующей переходу $1 \rightarrow 3$ и переведшего значительную часть ионов из основного состояния в состояние 3, что вызвало уменьшение поглощения. Восстановление начального поглощения иначе называется релаксацией просветленного состояния. В общем случае время перехода $3 \rightarrow 2$ считается бесконечно коротким.

Время релаксации просветления удобно измерять при помощи методики «возбуждение - зондирование» [2]. В этом методе τ_a определяется по кинетике восстановления поглощения после короткого мощного возбуждающего оптического импульса при помощи слабого по мощности импульса зондирования. В данной работе представлен комплекс, который позволяет измерять время релаксации просветленного состояния оптических материалов в наносекундном временном диапазоне.

Созданный комплекс предназначен для измерения величин τ_a в материалах, легированных ионами кобальта Co^{2+} . Однако используемый принцип может применяться и для материалов с другими примесными ионами при соответствующем выборе длин волн возбуждающего и зондирующего излучения. Структура уровней энергии иона кобальта Co^{2+} представлена на рисунке 2.

Возбуждение в области длин волн 1,3-1,6 мкм (переход ${}^4\text{A}_2({}^4\text{F}) \rightarrow {}^4\text{T}_1({}^4\text{F})$) приводит к уменьшению поглощения для всех переходов из основного состояния ${}^4\text{A}_2({}^4\text{F})$ и, следовательно, для перехода ${}^4\text{A}_2({}^4\text{F}) \rightarrow {}^4\text{T}_1({}^4\text{P})$ в области длин волн 500-700 нм. В разработанной установке лазером на основе стекла с ионами Er^{3+} (длина волны излучения 1,54 мкм) производится возбуждение исследуемого образца (рисунок 3, пучок 1). Зондирование осуществляется длинным по времени (мс) импульсом гелий-неонового лазера на длине волны 632,8 нм (рисунок 3, пучок 2).

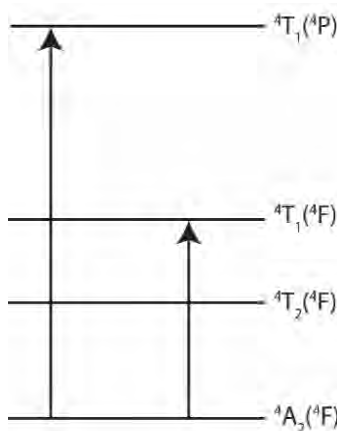


Рисунок 2 – Структура уровней энергии иона кобальта Co^{2+}

Излучение лазера на основе эрбиевого стекла переводит большую часть ионов кобальта в состояние ${}^4\text{T}_1({}^4\text{F})$, что приводит к обеднению основного состояния ${}^4\text{A}_2({}^4\text{F})$. Регистрация зондирующего излучения фотоприемником во времени позволяет фиксировать кинетику изменения поглощения и определять величину времени релаксации просветленного состояния τ_a .

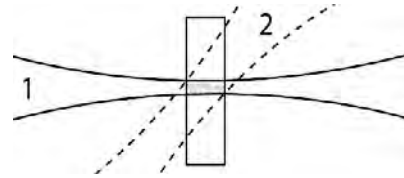


Рисунок 3 – Принцип метода «возбуждение-зондирование»

В состав измерительного комплекса входят следующие блоки (рисунок 4): гелий-неоновый лазер (1), лазер на основе эрбиевого стекла (2), поворотные зеркала (3, 7, 8) собирающие линзы (4, 5), система регистрации (6), образец (9), ловушка для покидающего образец излучения (10).

Резонатор лазера с активным элементом Er -стекло был образован вогнутым «глухим» (радиус кривизны $R=1$ м) и плоским выходным зеркалами. «Глухое» зеркало имело пропускание выходного зеркала на длине волны 1,54 мкм составляло $T=7\%$. Толщина обоих зеркал – 10 мм, диаметр – 24,7 мм. Активный элемент на основе фосфатного стекла, активированного ионами эрбия Er^{3+} , имел форму стержня длиной 50 мм и диаметром 3 мм. На оба торца активного элемента нанесены просветляющие диэлектрические покрытия для излучения с длиной волны 1,54 мкм. Поперечная накачка активного элемента осуществляется при помощи лампы-вспышки. Активный элемент и лампа-вспышка были размещены в квантроне. Для отвода тепла от активного элемента использовалась система двухконтурного водяного охлаждения. Режим модуляции добротности достигался за счет использования пассивного затвора на основе монокристалла магний-алюминиевой шпинели MgAl_2O_4 , активированного ионами кобальта Co^{2+} . Пассивный затвор размещался между активным элементом и выходным зеркалом лазерного резонатора. На оба торца пассивного затвора были нанесены просветляющие диэлектрические покрытия для излучения с длиной волны 1,54 мкм. В такой конфигурации лазер излучал импульсы длительностью 85 нс с энергией до 3,5 мДж и частотой следования 1 Гц.

Зондирование осуществлялось П-образно модулированным по времени излучением гелий-неонового лазера. Длительность одного импульса составляла 500 мкс.

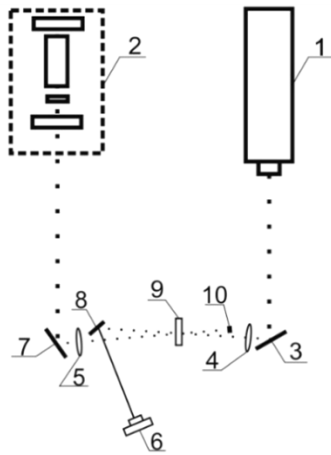


Рисунок 4 – Принципиальная схема комплекса для определения времени релаксации просветленного состояния оптических материалов

Поворотные зеркала комплекса (рис.4) обеспечивают направление лазерного излучения в нужные для эксперимента области. Собирающие линзы обеспечивают фокусировку излучения от двух различных лазеров в строго определенную область исследуемого образца. Система регистрации представляет собой быстрый фотоприемник, подключенный к цифровому осцилло-

графу *Gwinstek*.

В результате разработан измеритель времени релаксации просветленного состояния. Прибор позволяет измерять время релаксации просветления для пассивных затворов с полосой поглощения в спектральном диапазоне 1,5-1,7 мкм. Диапазон измеряемых длительностей составляет от 100 нс до 5 мкс. Данный комплекс был протестирован на материалах с известными параметрами и проведены измерения времени релаксации просветления ряда новых материалов (см., например, [4]).

1. Пилипович В.А., Ковалев А.А.. Оптические квантовые генераторы с просветляющимися красителями. Минск: Наука и техника. – 1975.
2. Твердотельные просветляющиеся среды: монография / А. М. Маляревич, К. В. Юмашев. – Минск: БНТУ. – 2008. – 204 с.
3. Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ. – М. – 1981.
4. Loiko P.A., Dymshits O.S., Vitkin V.V., et. all / Glass-ceramics with $\gamma\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{:Co}^{2+}$ nanocrystals: Saturable absorber for 1.5–1.7 μm Er lasers // Laser Physics Letters – V. 12. – 2015. P. – 5.

УДК 681.785.554

УГЛОВАЯ ДИСПЕРСИЯ И ЩЕЛЕВОЙ ПРЕДЕЛ РАЗРЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО ПОЛИХРОМАТОРА С ПРИЗМЕННЫМ РАСШИРЕНИЕМ ПУЧКА

Гулис И.М., Купреев А.Г.

Белорусский государственный университет
Минск, Республика Беларусь

Уменьшение щелевого предела разрешения актуально для спектральных приборов, работающих с входной щелью большой ширины, например, при измерении спектрального состава малоинтенсивного излучения. Щелевой предел разрешения определяется шириной изображения входной щели w' и обратной линейной дисперсией системы $d\lambda/dl$, или же обратной угловой дисперсией $d\lambda/d\beta$, шириной щели w , фокусным расстоянием коллиматорного объектива f_{col} и анаморфным увеличением системы r

$$\delta\lambda_{\text{slit}} = \frac{d\lambda}{dl} w' = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{w}{f_{\text{col}}} r. \quad (1)$$

Отсюда следует, что уменьшение $\delta\lambda_{\text{slit}}$ без увеличения фокусного расстояния объектива и габаритов системы возможно за счет увеличения $d\beta/d\lambda$ и уменьшения r . Использование для этого диспергирующих элементов с большой угловой дисперсией не всегда возможно, суммирование дисперсий, например, нескольких дифракционных решеток, решает задачу, но приво-

дит к увеличению размеров и усложнению оптической системы.

Для повышения угловой дисперсии и понижения анаморфного увеличения дифракционной решетки нами предложено использовать призмное расширение светового пучка [1]. Коллимированный световой пучок после коллиматорного объектива направляется на призму, наклоненную в плоскости дисперсии системы таким образом, что после нее пучок расширяется в направлении дисперсии и затем падает на дифракционную решетку. После решетки диспергированные пучки направляются на вторую призму, наклоненную так, что после нее пучки сужаются в направлении дисперсии. Принцип подобен призмной системе Малышева [2], но использование дифракционной решетки вместо призмы в условиях минимального отклонения позволяет получить существенно большую дисперсию при меньших размерах оптической системы, сделав призмы тонкими. Кроме того, призмы обладают меньшими габаритами, чем у других типов телеско-