

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 535 : 621.373.826 : 539

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ КИНЕТИКА ОТРАЖЕНИЯ ЗЕРКАЛ
С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОЩЕНИЕМГ. М. Борисов^{1,2}, В. Г. Гольдорт¹, А. А. Ковалев¹,
Д. В. Ледовских¹, Н. Н. Рубцова¹¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
E-mail: rubtsova@isp.nsc.ru

Кинетика зеркал с насыщающимся поглощением исследована одночастотным методом накачка—зондирование в отражении фемтосекундного излучения с центральной длиной волны 1040 нм. Метод двойной модуляции с регистрацией пробного излучения на суммарной частоте позволил снизить вклад рассеянного излучения накачки и достигнуть чувствительности по изменению отражения на уровне 10^{-5} . Кинетика восстановления линейной отражательной способности для зеркала с резонансными квантовыми ямами с наноструктурированными барьерами изучена для поверхностной плотности фотонов в импульсе накачки $(0,3-5,8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Время электронно-дырочной рекомбинации 7,8 пс существенно короче, чем в образцах с квантовыми ямами с толстыми барьерами; время ионизации локализованных в квантовых ямах экситонов 0,2–0,4 пс увеличивается с ростом интенсивности накачки.

Ключевые слова: квантовые ямы, полупроводниковые зеркала, насыщение поглощения, пассивная синхронизация.

DOI: 10.15372/AUT20160206

Введение. Метод пассивной синхронизации мод как способ получения коротких импульсов излучения стал доступным для широкого набора лазеров после изобретения полупроводниковых зеркал с насыщающимся поглотителем типа квантовых ям или квантовых точек [1]. Кроме очевидных оптических требований к таким элементам (высокий коэффициент отражения в спектральной области, совпадающей с областью усиления лазера, необходимый уровень насыщаемых потерь, низкий уровень ненасыщаемых оптических потерь) для лазеров с высокой частотой следования субпикосекундных импульсов важна скорость восстановления насыщающегося поглотителя. Изучение кинетики насыщения и восстановления отражательной способности зеркал становится необходимым звеном при их проектировании и изготовлении. В данной работе исследование кинетики ограничено областью ближнего ИК-диапазона.

Поставлена задача создать высокочувствительную и пригодную для низких уровней фемтосекундного возбуждения методику регистрации кинетики отражения для применения в исследовании зеркал с насыщающимся поглощением.

Техника эксперимента. Схема регистрации кинетики пропускания или отражения пробного импульса показана на рис. 1. Источником излучения служил лазер FL1000 1 на основе кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ (фирмы «Солар», г. Минск, Беларусь). Центральная длина волны излучения лазера равна 1040 нм, длительность импульсов 130 фс, поляризация излучения линейная, средняя выходная мощность 900 мВт. Стеклопластинка 2 отражала около 4 % мощности излучения для пробного пучка. На части этой пластинки

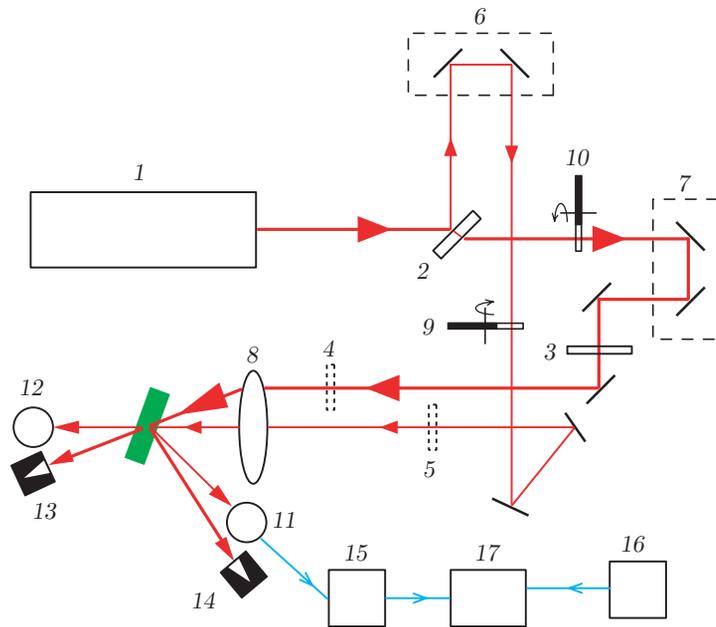


Рис. 1. Схема измерений

было нанесено многослойное диэлектрическое покрытие, которое для угла падения излучения 45° обеспечивало деление пучка в отношении 1:1. При необходимости использования пучков равных интенсивностей (например, для юстировки или нахождения нулевой задержки) стеклянная пластинка перемещалась микровинтом вдоль её поверхности до совмещения засвечиваемой области с диэлектрическим покрытием. Для исключения эффектов интерференции пучков при их совпадении во времени поляризация возбуждающего излучения была повернута полуволновой пластинкой 3 на 90° относительно поляризации пробного излучения. В каждый пучок при необходимости его ослабления помещались нейтральные светофильтры 4 и 5. Оба пучка проходили через оптические линии задержки 6 и 7; задержка 6 пробного пучка плавно изменялась с помощью компьютера. Пучки фокусировались на образец линзой 8 с фокусным расстоянием 40 мм; совмещение пятен пучков на поверхности образца контролировалось ПЗС-камерой. Для измерения профилей этих пучков излучение ослаблялось в 10^7 раз нейтральными фильтрами и подавалось непосредственно на камеру.

Для исследования насыщения полупроводниковых структур фемтосекундными импульсами часто применяется синхронное детектирование пробного сигнала на частоте прерывания возбуждающего излучения; метод даёт особенно хорошие результаты на частотах прерывания порядка нескольких мегагерц [2]. В данной работе использованы механические прерыватели, относительно слабые импульсы насыщающего излучения и малые поглощения исследуемых структур, поэтому необходимо было увеличить чувствительность регистрации, а также подавить сигнал рассеянного излучения накачки, что достигалось методом двойной модуляции излучения. Пробное излучение модулировалось прерывателем 9 на частоте $f_1 = 3500$ Гц, стабилизированной по обратной связи с точностью не хуже 1 Гц. Излучение накачки модулировалось прерывателем 10 на частоте $f_2 = 4200$ Гц, эта частота стабилизировалась аналогично. Образец располагался в фокусе линзы и был отклонён от вертикали на угол 15° для выделения отражённого (детектор 11) либо прошедшего через образец пробного излучения (детектор 12). Излучение накачки блокировалось поглотителями 13 и 14. Нулевое значение задержки пробного импульса относительно возбуждающего определялось в эксперименте по генерации второй гармоники в тонком кристалле ниобата лития по неколлинеарной схеме.

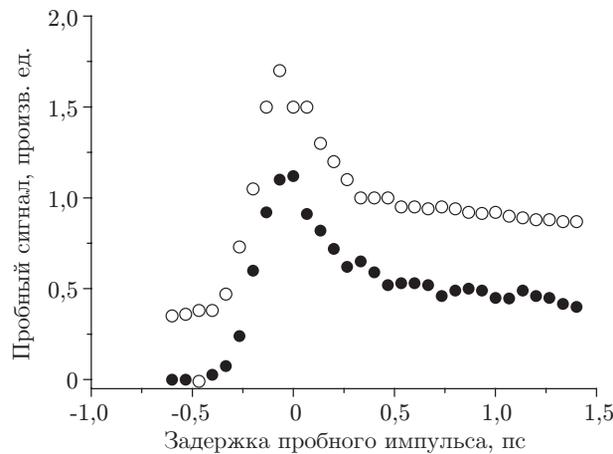


Рис. 2. Зависимости изменения отражения от задержки пробного импульса

Сигнал, характеризующий изменение пропускания или отражения образца за счёт присутствия возбуждающего импульса, может регистрироваться на суммарной ($f_1 + f_2$) или разностной ($f_2 - f_1$) частоте. Такой способ нахождения изменений пробного излучения должен позволить избавиться от возбуждающего излучения, рассеянного элементами оптической схемы, расположенными после прерывателя возбуждающего излучения 10. Спектр шума излучения лазера FL1000 имеет максимум в области частот 700–1300 Гц, что свойственно лазерам с пассивной синхронизацией мод [3]. В связи с этим была выбрана максимально возможная суммарная частота регистрации 7,7 кГц. Сигнал детектора пробного излучения 11 поступал на узкополосный фильтр 15 для выделения составляющей на частоте 7,7 кГц; в системе регистрации 16 формировался опорный сигнал для синхронного детектора 17. Минимально измеряемый относительный уровень изменения пробного сигнала достигал 10^{-5} .

Экспериментальные результаты и их интерпретация. Под слоем квантовых ям выращено отражательное покрытие, так что лазерное излучение практически не взаимодействует с подложкой. Рис. 2 показывает преимущество регистрации пробного сигнала на суммарной частоте $f_1 + f_2 = 7700$ Гц прерывания пробного и возбуждающего излучений перед методом регистрации на частоте прерывания только возбуждающего излучения $f_2 = 4200$ Гц. Обе кривые на рисунке получены в одинаковых условиях по ослаблению им-

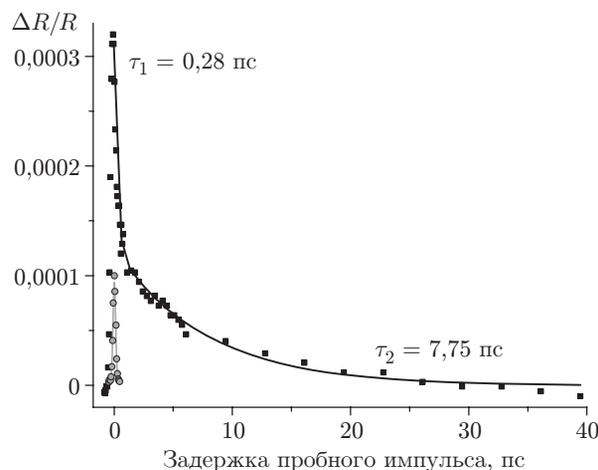


Рис. 3. Два характерных участка кинетики релаксации (возбуждающий импульс показан в начале координат)

пульсов: пиковая интенсивность накачки $38,2 \text{ МВт/см}^2$, пиковая интенсивность пробного излучения $0,2 \text{ МВт/см}^2$. Светлые кружки соответствуют регистрации на частоте прерывания накачки $4,2 \text{ кГц}$, тёмные — на суммарной частоте $7,7 \text{ кГц}$. Видно, что в последнем случае удаётся исключить фон, возникающий из-за рассеяния мощного возбуждающего излучения на элементах оптической схемы и образце.

Рис. 3 представляет кинетику изменения отражения $\Delta R/R$ в диапазоне задержек пробного импульса $0\text{--}40 \text{ пс}$ относительно импульса накачки; пиковая интенсивность возбуждающего излучения 820 МВт/см^2 , пробного излучения 60 МВт/см^2 . Насыщение отражательной способности зеркала происходит за время, сравнимое с длительностью импульса излучения 130 фс (см. вставку). Сплошная кривая — расчёт по модели $S(t) = A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2)$, квадраты — экспериментальные точки. Релаксация отражения имеет два характерных участка: с коротким временем $0,28 \text{ пс}$, соответствующим ионизации экситонов в квантовых ямах, и с длинным временем релаксации $7,75 \text{ пс}$, отвечающим действию процессов туннелирования между ямами и электронно-дырочной рекомбинации; амплитуда быстрого процесса почти вдвое больше медленного. Для квантовых ям с толстыми барьерами, где туннелирование носителей заряда между квантовыми ямами маловероятно, восстановление ненасыщенной отражательной способности происходит обычно за несколько сотен пикосекунд.

Зеркала для пассивной синхронизации мод могут использоваться в лазерах с разными уровнями мощности. Мы исследовали параметры зеркала в диапазоне пиковых интенсивностей возбуждающего излучения $820\text{--}41 \text{ МВт/см}^2$. Результаты приведены на рис. 4, *a*, *b* для вкладов быстрого (амплитуда A_1 и время релаксации τ_1) и медленного (амплитуда

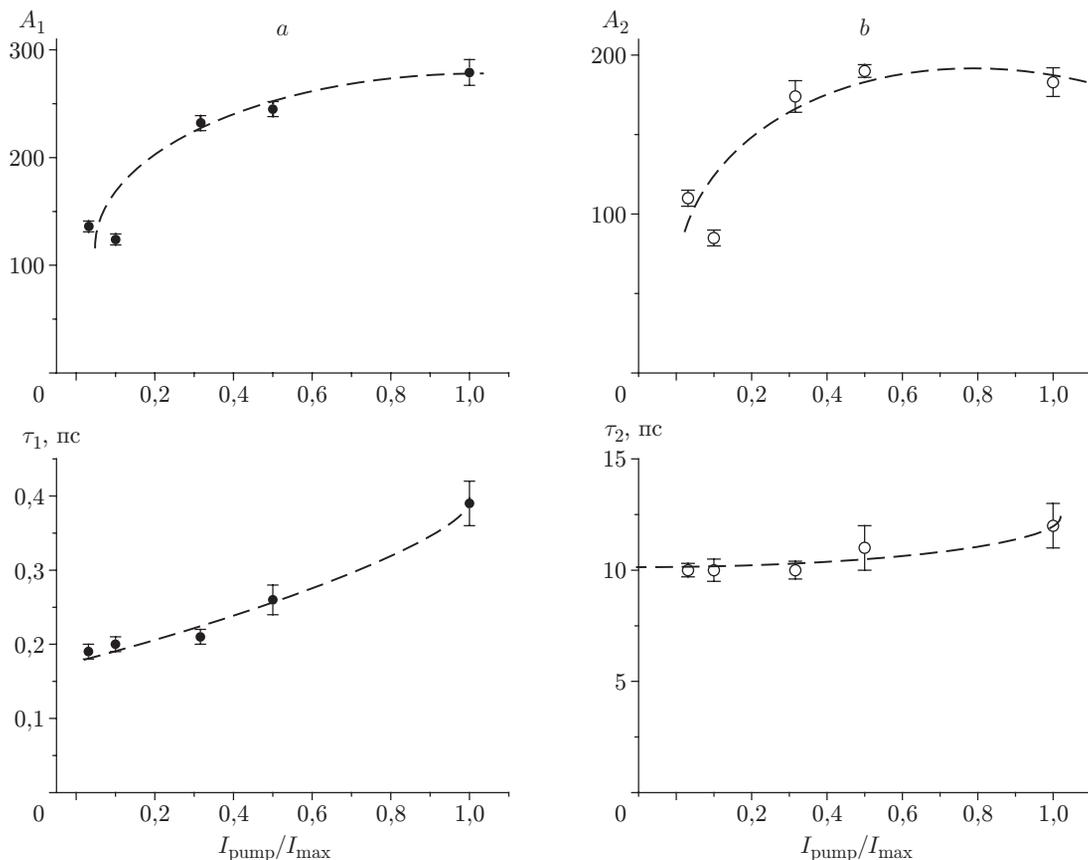


Рис. 4. Зависимости амплитуд и времён релаксации от интенсивности накачки: быстрого (*a*) и медленного (*b*) процессов релаксации

A_2 и время релаксации τ_2) процессов соответственно в зависимости от относительного изменения интенсивности $I_{\text{pump}}/I_{\text{max}}$ (штриховые линии проведены для зрительного восприятия). В диапазоне $I_{\text{pump}}/I_{\text{max}} = 0,05-1,0$ амплитуда A_1 увеличивается не более чем в 3 раза, а время релаксации τ_1 — примерно вдвое; амплитуда A_2 изменяется не более чем в 2 раза, а рост времени релаксации τ_2 находится в пределах ошибки.

Заключение. Разработанный метод двойной модуляции с регистрацией пробного излучения на суммарной частоте позволил снизить вклад рассеянного излучения накачки и достигнуть чувствительности по относительному изменению отражения на уровне 10^{-5} .

С использованием этой техники регистрации кинетики отражения обнаружено, что восстановление ненасыщенного поглощения квантовых ям с наноструктурированными барьерами происходит в пикосекундном диапазоне в отличие от квантовых ям с толстыми барьерами, имеющими типичное время восстановления порядка сотен пикосекунд.

Зеркало с наноструктурированными барьерами позволило получить хорошие результаты по длительности импульсов и выходной мощности лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ [4, 5].

Показано, что для интенсивности накачки в диапазоне $(0,3-5,8) \cdot 10^{14}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2}$ происходит увеличение амплитудных параметров A_1 и A_2 кинетики отражения зеркала. Времена релаксации τ_1 и τ_2 слабо зависят от интенсивности. Рост τ_1 с увеличением интенсивности накачки согласуется с результатами [6] для резонансной накачки $10^{14}-10^{15}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2}$ в одиночных квантовых ямах.

Созданная техника регистрации фемтосекундной кинетики оптических свойств может применяться в исследованиях сплошных сред при умеренном уровне возбуждения, а также для разработки новых зеркал с насыщающимся поглощением.

Авторы выражают благодарность канд. физ.-мат. наук В. В. Преображенскому, канд. физ.-мат. наук М. А. Путято и канд. физ.-мат. наук Б. Р. Семягину за изготовление образцов, выращенных по дизайну канд. физ.-мат. наук А. А. Ковалева.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keller U., Weingarten K. J., Kärtner F. X. et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers // IEEE Journ. Sel. Top. in Quant. Electron. 1996. **2**, N 3. P. 435–453.
2. Maas D. J. H. C., Bellancourt A.-R., Hoffmann M. et al. Growth parameter optimization for fast quantum dot SESAMs // Opt. Express. 2008. **16**, N 23. P. 18646–18656.
3. Zhang Z., Sun J., Gardiner T., Reid D. T. Broadband conversion in an Yb:KYW-pumped ultrafast optical parametric oscillator with a long nonlinear crystal // Opt. Express. 2011. **19**, Is. 18. P. 17127–17132.
4. Kovalyov A. A., Kuleshov N. V., Kisel' V. E. et al. $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser with fast saturable absorber // Laser Phys. 2011. **21**, N 7. P. 1300–1304.
5. Kovalyov A. A., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A. et al. 115 fs pulses from $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser with low loss nanostructured saturable absorber // Laser Phys. Lett. 2011. **8**, N 6. P. 431–435.
6. Полтавцев С. В., Строганов Б. В. Экспериментальное исследование силы осциллятора экситонного перехода в одиночных квантовых ямах GaAs // Физика твёрдого тела. 2010. **52**, вып. 9. С. 1769–1775.