

УДК 535:621.373.826:539

DOI 10.25205/2541-9447-2017-12-3-107-113

Г. М. Борисов^{1,2}, В. Г. Гольдорт¹, А. А. Ковалёв¹
Д. В. Ледовских¹, Н. Н. Рубцова¹

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

rubtsova@isp.nsc.ru

КИНЕТИКА ОТРАЖЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО ЗЕРКАЛА*

Форма кинетических кривых отражения полупроводникового быстродействующего зеркала A_3B_5 с насыщающимся поглощением исследована одночастотным методом накачки-зондирования с центральной длиной волны 1035 нм, с длительностью импульсов 130 фс, следующих с частотой повторения 70 МГц, в диапазоне интенсивности возбуждающего излучения 0,16–5,44 ГВт/см². Проведено моделирование и сравнение с экспериментом. Показано, что нарастание сигнала определяется фронтом импульса фемтосекундного излучения и временем жизни экситонов; короткий пик в начале кривой отражает процесс ионизации экситонов. Вклад свободных носителей проявляется через время установления квазиравновесия порядка 1 пс, а исчезает с характерным временем электрон-дырочной рекомбинации около 10 пс, что определяет быстродействие зеркала.

Ключевые слова: квантовые ямы, быстродействующие полупроводниковые зеркала A_3B_5 с насыщением поглощения, пассивная синхронизация мод лазеров.

Введение

Одним из основных требований, предъявляемых к полупроводниковым зеркалам, предназначенным для пассивной синхронизации мод, является их быстродействие; в связи с этим исследование кинетики отражения таких оптических элементов актуально. Подобные зеркала часто используют в разных условиях в резонаторе лазера, поэтому важно знать поведение зеркал в максимально доступном диапазоне плотности энергии возбуждающих импульсов. Изучение их кинетики имеет также фундаментальный интерес.

Воздействие резонансного излучения на полупроводниковые структуры с квантовыми ямами приводит к генерации свободных носителей ($e-h$ пар) и к формированию экситонов. Относительный вклад $e-h$ пар и экситонов в кинетику отражения представляет интерес, так как экситонный переход дает возможность насыщения низкими плотностями энергии, а кинетика $e-h$ пар определяет быстродействие оптического элемента.

Природа и кинетика насыщения экситонной линии в квантовых ямах исследованы в условиях низких температур для изолированных квантовых ям [1; 2] методом накач-

* Авторы выражают признательность сотрудникам ИФП СО РАН кандидатам физико-математических наук В. В. Преображенскому, Б. Р. Семягину, М. А. Пулято за изготовление образца зеркала.

Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н. Кинетика отражения полупроводникового быстродействующего зеркала // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 3. С. 107–113.

ки-зондирования со спектральным разрешением. При комнатной температуре исследовалась фемтосекундная кинетика образцов с изолированными квантовыми ямами (разделенными толстыми барьерами) [3; 4]. В нашем случае мы имеем дело с комнатными температурами и с ямами, разделенными наноструктурированными барьерами. Цель данной работы – экспериментальное исследование и построение модели кинетики отражения быстродействующего полупроводникового A_3B_5 зеркала в широком диапазоне плотностей энергии возбуждающих импульсов.

Образец и техника эксперимента

Структура быстродействующего зеркала включает отражательную часть из 24 пар четвертьволновых слоев AlAs и GaAs, 20 квантовых ям из $In_{0,25}Ga_{0,75}As$ толщиной 8 нм каждая, разделенных барьерами из AlAs общей толщиной в 10 монослоев; в барьерах выполнены три вставки из $In_{0,25}Ga_{0,75}As$ толщиной по 8 монослоев каждая (наноструктуризация барьеров). Детали изготовления зеркала изложены в работе [5]. Спектр линейного поглощения квантовых ям, включенных в структуру этого зеркала, не обнаруживает экситонного пика, характерного для спектра изолированных квантовых ям [5].

Техника регистрации изменения отражения зеркала за счет насыщения поглощения подробно описана в [6; 7]. Суть метода заключается в прерывании пучков насыщающего и пробного излучений (в виде непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов) на некротных и не равных друг другу частотах, с последующей регистрацией нелинейного отклика образца на суммарной частоте. Чувствительность метода по относительному изменению отражения $\Delta R/R = 5 \cdot 10^{-6}$ позволяет исследовать кинетику в широкой области изменения плотности насыщающего излучения. Экспериментальная установка также описана в [6; 7]. В данной работе оба пучка излучения фокусировались на образец линзой с фокусным расстоянием 15 мм, что позволило почти на порядок увеличить интенсивность по сравнению с данными [6; 7]. Радиус пучка в перетяжке на поверхности образца определялся по радиальным распределениям мощности излучения пучка в нескольких попе-

речных сечениях; размер перетяжки ≈ 30 микрон был найден по этим распределениям и расстояниям от перетяжки путем аппроксимации лазерного пучка гауссовским. Кинетика отражения исследовалась в диапазоне интенсивности возбуждающего излучения $0,16\text{--}5,44$ ГВт/см².

Моделирование

Концентрация экситонов

Из классических работ по исследованию нелинейных эффектов в изолированных ямах (см., например, [3] и ссылки в ней) можно получить представление о том, что даже при комнатной температуре мощные субпикосекундные импульсы резонансного излучения создают большое количество экситонов в квантовых ямах, и нелинейные эффекты на коротких промежутках времени обусловлены именно экситонами. Представление о том, что величина изменения поглощения в полупроводниковых квантовых ямах за счет действия резонансного излучения пропорциональна концентрации носителей заряда (экситонов и/или электронно-дырочных пар) также следует из этих работ.

В данной работе модель кинетики отражения быстродействующего зеркала с насыщающимся поглощением строится в предположении, что сигнал состоит из вкладов от экситонов и от $e\text{--}h$ пар; каждый вклад имеет амплитуду, определяемую интенсивностью возбуждающего импульса.

Для концентрации экситонов N_{exc} запишем кинетическое уравнение аналогично работе [4]:

$$dN_{exc}/dt + N_{exc}/\tau_1 = \alpha I(t), \quad (1)$$

где τ_1 – время ионизации экситонов при столкновениях с фононами; $I(t)$ – величина, пропорциональная интенсивности возбуждающего излучения; α – коэффициент пропорциональности, обеспечивающий правильную размерность. Для получения аналитического решения уравнения (1) временной ход возбуждающего импульса резонансного излучения удобнее представить не квадратом гиперболического секанса (обычного представления фемтосекундных импульсов для лазеров с синхронизацией мод), а функцией Гаусса. При отклонении функции Га-

усса от функции квадрата гиперболического секанса на всем протяжении кривых не более 6 % соответствующий параметр τ_G в формуле $I(t) = I_0 \exp(-t^2/\tau_G^2)$ оказался на 8,5 % больше, чем параметр τ_p в формуле для квадрата гиперболического косеканса. В нашем эксперименте эти значения соответственно равны $\tau_p = 130$ фс, $\tau_G = 141$ фс.

В качестве начального условия для уравнения (1) можно выбрать требование $N_{exc}(t = -3\tau_p) = 0$, т. е. отсутствие экситонов на отрицательной задержке пробного импульса, равной тройной длительности импульса τ_p . При этом нулевое значение времени задержки пробного импульса $t = 0$ соответствует точному совпадению во времени насыщающего и пробного импульсов, т. е. центру кривой, описывающей временной ход импульса возбуждающего излучения. Решение уравнения (1) имеет вид

$$N_{exc}(t) = \alpha I_0 \pi^{1/2} (\tau_G/2) \exp\left[(\tau_G/\tau_1)^2\right] \exp(-t/\tau_1) \times \left\{ \operatorname{erf}(t/\tau_G - \tau_G/2\tau_1) - (-3 - \tau_G/2\tau_1) \right\}, \quad (2)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок. Как видно из (2), интенсивность входит в решение в качестве множителя. Зависимость от времени t задается нарастающим участком функции ошибок $\operatorname{erf}(t/\tau_G - \tau_G/2\tau_1)$, зависящей от длительности импульса излучения τ_G и соотношения времени ионизации экситонов τ_1 и длительности создающего их импульса τ_G , а уменьшение концентрации экситонов определяется временем ионизации экситонов τ_1 .

Концентрация свободных носителей заряда

Учет вклада электронно-дырочных $e-h$ пар при комнатной температуре выполнен в [4] в предположении, что их появление происходит только в результате распада фотогенерированных экситонов, и, поскольку авторы [4] интересовала лишь фемтосекундная динамика, процесс электронно-дырочной рекомбинации и более медленные процессы не учитывались. Соответственно,

вклад $e-h$ пар представлен в [4] плавно нарастающей до определенного уровня кривой без затухания.

В данной работе для быстродействующего зеркала необходимо знать время релаксации (восстановления линейной отражательной способности), поэтому учет $e-h$ рекомбинации необходим. В результате быстрой ионизации экситонов образуется неравновесное распределение $e-h$ пар, способных вновь формировать экситоны. Вклад двухфотонного поглощения в образование этого неравновесного распределения также возможен. Сигнал двухфотонного поглощения в данной серии экспериментов явно не наблюдался; он был хорошо виден для образцов квантовых ям, выращенных без зеркала на подложке арсенида галлия [7]. В данной работе интенсивность возбуждающих импульсов выше, чем в [7], поэтому вклад двухфотонного поглощения в создание неравновесного распределения электронов и дырок может быть высоким.

После окончания импульса возбуждающего излучения эволюция свободных носителей заряда заключается в релаксации неравновесных распределений носителей заряда ко дну зоны проводимости для электронов и к потолку валентной зоны для дырок, к попаданию на уровни квантования, где вклад $e-h$ пар может быть зарегистрирован на частоте пробного излучения. Установление квазиравновесного распределения обычно происходит с характерным временем в несколько пикосекунд. Так, в работе [8] это время неравновесной динамики носителей заряда для квантовых ям InGaAs определено как ~ 1 пс. В данной модели вклад $e-h$ пар в сигнал учитывается аналогично работе [9].

Уравнение для концентрации электронно-дырочных пар N_{eh}

$$dN_{eh}/dt + N_{exc}/\tau_2 = (N_0/\tau_3) \exp(-t/\tau_3) \quad (3)$$

в правой части содержит источник, затухающий с характерным временем установления τ_3 , а слагаемое, пропорциональное $1/\tau_2$, учитывает электронно-дырочную рекомбинацию. Множитель правой части N_0 – мощность источника неравновесных $e-h$ пар. Поскольку данная модель строится для быстродействующего зеркала, конструкция которого гарантирует малое время элек-

тронно-дырочной рекомбинации, более медленные процессы диффузии не учитываются (в отличие от [9]). Начальное условие $N_{eh}(t \leq 0) = 0$ соответствует исходному предположению о преобладании роли экситонов на протяжении возбуждающего импульса. Решение уравнения (3) имеет вид

$$N_{eh}(t > 0) = N_0 \left[\tau_2 / (\tau_2 - \tau_3) \right] \left[\exp(-t/\tau_3) \right],$$

$$N_{eh}(t \leq 0) = 0. \quad (4)$$

Сигнал изменения отражения

Приведенные выше модели учитывают динамику концентрации экситонов и $e-h$ пар. Относительное изменение отражательной способности $\Delta R(t)/R$ на частоте пробного излучения представлено в виде

$$\Delta R(t)/R = A_{exc} N_{exc}(t) + A_{eh} N_{eh}(t) \quad (5)$$

с амплитудными множителями A_{exc} и A_{eh} , учитывающими зависимость от интенсивности возбуждающих импульсов. Исходные значения для входящих в формулу (5) параметров τ_G (ширина импульса возбуждающего

излучения), τ_1 (время ионизации экситонов) и τ_2 (время электронно-дырочной рекомбинации) определяются из экспериментальных кривых и впоследствии уточняются в процессе «подгонки» кинетических кривых, нормированных в максимуме на единицу. Амплитудные параметры A_{exc} и A_{eh} определяются по экспериментальным кривым $\Delta R(t)/R$ для всего набора значений интенсивности насыщающего излучения.

Экспериментальные кинетические кривые и сравнение с моделью

Несколько экспериментальных кривых $\Delta R(t)/R$ показаны на рис. 1 для трех значений интенсивности накачки. На вставке справа показано изменение ширины основного (экситонного) пика, измеренного по уровню 0,8 от максимума, с ростом интенсивности возбуждающего излучения.

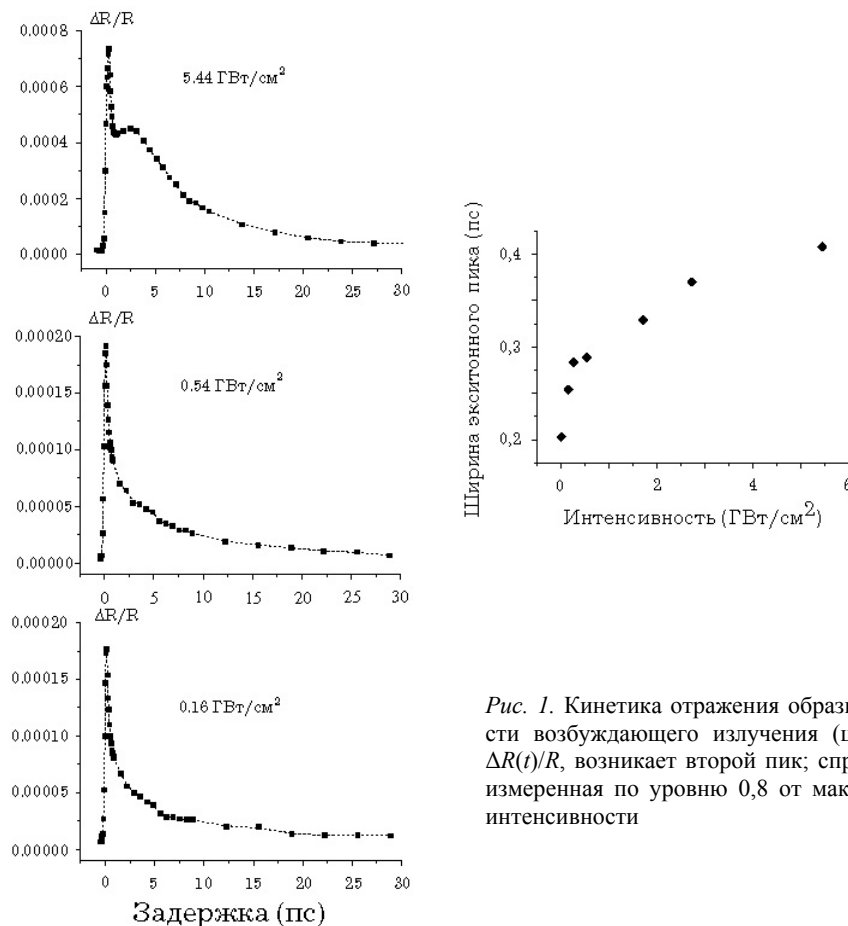


Рис. 1. Кинетика отражения образца; слева – с ростом интенсивности возбуждающего излучения (цифры у кривых) растет сигнал $\Delta R(t)/R$, возникает второй пик; справа – ширина экситонного пика, измеренная по уровню 0,8 от максимума, увеличивается с ростом интенсивности

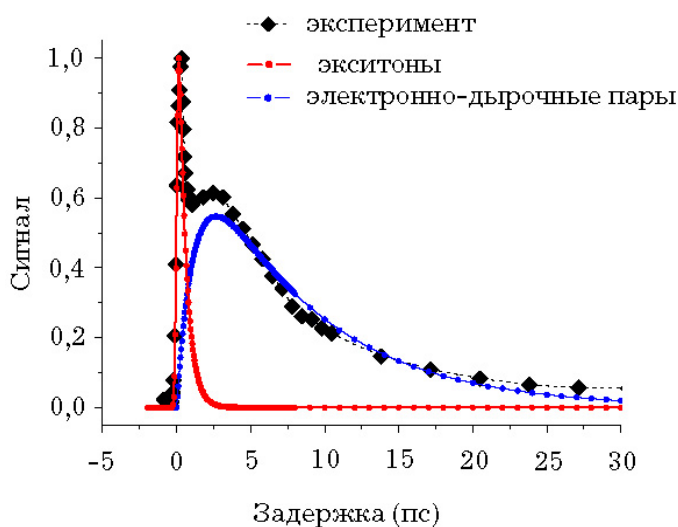


Рис. 2. Кинетика отражения для интенсивности 5,44 ГВт/см²; узкий пик отражает вклад экситонов с максимумом для задержки 0,15 пс; более широкая кривая представляет вклад в сигнал от электронно-дырочных пар

Интенсивность, ГВт/см ²	Временные параметры, пс				Амплитудные параметры, 10 ⁻⁴	
	τ_G	τ_1	τ_2	τ_3	A_{exc}	A_{eh}
5,44	0,141	0,5	7,8	1,2	6,72	3,92
2,73	0,141	0,45	7,8	0,8	3,23	1,47
1,72	0,141	0,4	10	0,7	1,72	0,85
0,54	0,141	0,35	10	0,7	1,82	0,56
0,27	0,141	0,35	13	0,5	1,30	0,43
0,16	0,141	0,38	12	0,4	1,62	0,50

Основные особенности экспериментальных кривых таковы: при максимальной интенсивности отчетливо виден второй максимум; ширина экситонного пика плавно нарастает с ростом интенсивности возбуждающего излучения; нарастание амплитуд изменения отражения происходит нелинейно с ростом интенсивности (интенсивность изменялась в 34 раза, а максимальные амплитуды сигнала – в 4 раза). На рис. 2 показаны модельные кривые для интенсивности возбуждающих импульсов излучения 5,44 ГВт/см², представляющие вклады экситонов (короткий пик максимальной амплитуды на задержке 0,15 пс) и свободных носителей (более широкий пик с максимумом для задержки в несколько пикосекунд); там же приведены экспериментальные точки.

В таблице (см. выше) приведены наилучшие значения подгоночных параметров для временных характеристик τ_G , τ_1 , τ_2 , τ_3 для ряда показателей интенсивности накачки, а также амплитудные вклады в максимальные значения $\Delta R/R$.

Из таблицы видно, что время ионизации экситонов τ_1 проявляет тенденцию к росту с ростом интенсивности возбуждающего излучения, отмеченную нами ранее в [6]. Время электронно-дырочной рекомбинации τ_2 можно считать слабо меняющимся в пределах точности модельной «подгонки» и с учетом латеральной неоднородности образца (попадание излучения возможно в соседние области образца при смене ослабляющих фильтров). Время установления

квазиравновесия свободных носителей заряда τ_3 обнаруживает тенденцию к росту с ростом интенсивности, однако это время релаксации, в отличие от τ_1 и τ_2 , трудно выделить экспериментально. В связи с этим мы отмечаем, что τ_3 составляет порядка 1 пс. Амплитудные параметры для экситонов и e - h пар нарастают с ростом интенсивности возбуждающего излучения; видна тенденция к росту относительного вклада электронно-дырочных пар для более высоких интенсивностей.

Обсуждение

Быстродействие полупроводниковых зеркал с насыщающимся поглощением определяется временем релаксации τ_2 . В прикладных работах на эту тему экспериментальные кривые типа приведенных на рис. 1 характеризуют участком спада сигнала и описывают его приближенно взвешенной суммой двух затухающих экспонент с временем затухания τ_1 и τ_2 . В данной работе мы видим, что при высоких значениях интенсивности накачки двухэкспоненциальная модель недостаточна. В нашей работе [10] мы уже сталкивались с более сложной кинетикой отражения полупроводниковых зеркал, и там нами была предложена феноменологическая модель, учитывающая нарастание сигнала от электронно-дырочных пар с характерным временем τ_3 . В данной работе нам удалось в рамках модели описать участок нарастания сигнала, обусловленного генерацией экситонов резонансным излучением, особенности формы кинетических кривых при высокой интенсивности возбуждающего излучения, обусловленные вкладом электронно-дырочных пар, а также получить оценки для параметров основных релаксационных процессов задачи.

Выводы

В данной работе показано, что нарастание сигнала отражения полупроводникового зеркала с насыщающимся поглощением определяется фронтом импульса фемтосекундного излучения и временем жизни экситонов (обусловленным их ионизацией при взаимодействии с фононами при комнатной температуре). Короткий пик большой ам-

плитуды в начале кривой отражает процесс фотогенерации и ионизации экситонов. Показано, что время ионизации экситонов τ_1 нарастает с ростом интенсивности возбуждающего излучения, что согласуется с нашими результатами [6]. Вклад свободных носителей заряда проявляется через время установления квазиравновесия порядка 1 пс, а исчезает с характерным временем электронно-дырочной рекомбинации около 10 пс, что определяет быстродействие зеркала. Мы показали, что вид кривых отражения может существенно зависеть от интенсивности насыщающего излучения.

Список литературы

1. Litvinenko K., Birkedal D., Lyssenko V. G., Hvam J. M. Exciton dynamics in GaAs/AlGa_{1-x}As quantum wells // Phys. Rev. B 1997. Vol. 59. No 15. P. 10255–10260.
2. Литвиненко К. Л., Гориунов А., Хвам Й. М., Лысенко В. Г. Динамика экситонных состояний в GaAs/AlGaAs квантовых ямах // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66, вып. 3. С. 139–144.
3. Knox W. H., Fork R. L., Downer M. C., Miller D. A. B., Chemla D. S., Shank C. V., Gossard A. C., Wiegmann W. Femtosecond Dynamics of Resonantly Excited Excitons in Room-Temperature GaAs Quantum Wells // Phys. Rev. Letters. 1985. Vol. 54. P. 1306.
4. Becker P. C., Lee D., Johnson A. M., Prosser A. G., Feldman R. D., Austin R. F., Behringer R. E. Femtosecond Dynamics of Resonantly Excited Room-Temperature Excitons in II–VI CdZnTe/ZnTe Quantum Wells // Phys. Rev. Letters. 1992. Vol. 68. P. 1876.
5. Rubtsova N. N., Borisov G. M., Ledovskikh D. V., Kovalyov A. A., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Semyagin B. R., Kisel' V. E., Rudenkov A. S., Kuleshov N. V., Pavlyuk A. A. Fast mirrors for femtosecond passive mode-locked near-infrared lasers // Laser Physics. 2016. Vol. 26. No. 12. P. 125001–125005.
6. Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н. Фемтосекундная кинетика отражения зеркал с насыщающимся поглощением // Автоматика. 2016. Т. 52, № 2. С. 52–56.
7. Rubtsova N. N., Borisov G. M., Gol'dort V. G., Kovalyov A. A., Ledovskikh D. V. Reflectivity kinetics of saturable absorbers for laser mir-

rors // Laser Physics. 2016. Vol. 26. P. 025001–025006.

8. Langlois P., Joschko M., Thoen E. R., Koontz E. M., Kärtner F. X., Ippen E. P., Kolodziejski L. A. High fluence ultrafast dynamics of semiconductor saturable absorber mirrors // Applied Physics Letters. 1999. Vol. 75. No. 24. P. 3841–3843.

9. Kersting R., Schwedler R., Wolter K., Leo K., Kurz H. Dynamics of carrier transport and carrier capture in InGaAs/InP hetero-

structures // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. No. 3. P. 1639–1648.

10. Рожин А. А., Кочубей С. А., Рубцова Н. Н., Шамирзаев Т. С., Ковалёв А. А., Семягин Б. Р., Преображенский В. В., Путьято М. А., Буганов О. В., Тихомиров С. А. Воздействие ультрафиолетового излучения на наноструктуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2012. Т. 7, вып. 4. С. 117–126.

Материал поступил в редколлегию 25.06.2017

G. M. Borisov^{1,2}, V. G. Fol'dort¹, A. A. Kovalyov¹
D. V. Ledovskikh¹, N. N. Rubtsova¹

¹ A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS
13 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

² Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

rubtsova@isp.nsc.ru

REFLECTIVITY KINETICS OF THE FAST SEMICONDUCTOR MIRROR

The shape of kinetic curves for reflectivity of the fast semiconductor A_3B_5 mirror with saturable absorption is investigated by single-frequency pump-probe technique centered at 1035 nm with the pulse duration of 130 fs and the repetition rate of 70 MHz in the exciting radiation intensities region of 0.16–5.44 GW/cm². Modeling and comparison with the experiment is accomplished. It is shown that the signal increase is determined by the femtosecond radiation pulse front and by the excitons lifetime; the short peak at the beginning of the curve reflects the process of excitons ionization. The charge free carriers contribution appears after quasi-equilibrium installation time of about 1 ps, and it disappears with the characteristic electron-hole recombination time of about 10 ps, which controls the mirror's performance.

Keywords: quantum wells, fast semiconductor A_3B_5 mirrors with absorption saturation, passive mode-locking of lasers.