

УДК 537.86 : 621.373.826

**Н. Д. Голдина**  
(Новосибирск)

**СИНТЕЗ ВЫСОКООТРАЖАЮЩЕГО ДИСПЕРСИОННОГО  
ЗЕРКАЛА С ТОНКИМ ПРОСВЕТЛЯЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ  
ДЛЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ**

Предложена новая структура металл – диэлектрик – полупроводник в качестве насыщающегося поглотителя для пассивной синхронизации мод в фемтосекундных лазерах. В результате численных расчетов получены дисперсионные характеристики высокоотражающей многослойной структуры, необходимой для резонаторов фемтосекундных лазеров в спектральной области 1,3 мкм.

**Введение.** В связи с быстрым прогрессом в развитии фемтосекундных лазеров в последние годы большое количество работ посвящено исследованию нового элемента для пассивной синхронизации мод резонатора и стабилизации режима генерации [1–4]. Этот элемент является дополнительным зеркалом резонатора, в структуру которого входит насыщающийся поглотитель – тонкий полупроводниковый слой с квантовой ямой. В мировой литературе такой элемент получил название SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror). При его использовании в различных лазерах представляют интерес следующие характеристики SESAM: время релаксации (быстродействие) нелинейного поглощающего слоя, глубина модуляции коэффициента отражения по спектру, ненасыщенные потери (потери на рассеяние и поглощение в других слоях), интенсивность насыщения и порог лучевого повреждения.

Для фемтосекундных лазеров существенны и фазовые характеристики отражателя в широком спектральном диапазоне, определяющие время группового запаздывания или опережения импульса при отражении. Поскольку SESAM является дополнительным зеркальным элементом резонатора, перспективным и желательным будет создание в одной конструкции многослойной структуры возможностей не только нелинейного поглощения, но и компенсации дисперсии других элементов (в первую очередь активного элемента). В настоящее время существует несколько методов для создания отражательных элементов с соответствующими оптимальному режиму генерации фемтосекундных импульсов дисперсионными характеристиками, однако универсального метода не существует.

Для того чтобы получить линейный наклон частотной характеристики групповой задержки (ГЗ), необходимый для создания постоянной величины дисперсии групповой задержки (ДГЗ), в тонкослойной системе существуют

---

две возможности. Первая связана с частотно-зависимым постепенным изменением глубины проникновения электрического поля, а следовательно, с изменением времени задержки, максимальная величина которого равна  $2d/c$ , где  $c$  – скорость света,  $d$  – полная толщина слоев «антирезонансной chirпованной надстройки» на многослойной структуре высокоотражающего зеркала (chirped mirror) [5–7]. Вторая возможность соответствует резонансной структуре типа интерферометра Gires – Tournois (G – T), где максимальное поле сосредоточено в промежуточном слое [5, 8, 9]. Между этими двумя вариантами трудно провести резкую границу.

В данной работе предлагается новая тонкослойная структура второго типа с металлическим зеркалом, которая может использоваться как дисперсионный зеркальный элемент оптического резонатора фемтосекундного лазера и, кроме того, может работать как элемент SESAM при замене одного из слоев слоем с нелинейным насыщающимся поглощением.

Для определенности выбран ближний ИК спектральный диапазон (средняя длина волны 1,3 мкм), представляющий интерес для волоконной оптической связи с минимальными оптическими потерями. В этом диапазоне металлы Ag и Au имеют высокие коэффициенты отражения, позволяющие конструировать на их основе эффективные элементы SESAM [2–4].

**Структура.** В классическом варианте интерферометр G – T представляет собой двухзеркальную систему с промежуточным полуволновым слоем для центральной длины волны. Заднее зеркало имеет коэффициент отражения, равный единице, и энергетический коэффициент отражения всего интерферометра также равен единице (в отсутствие потерь). Если переднее зеркало представляет собой просто границу между двумя диэлектриками (один слой на поверхности заднего зеркала), то интерферометр имеет частотную характеристику групповой задержки в виде периодических экстремумов [8], напоминающих картину для коэффициента пропускания в интерферометре Фабри – Перо. Резкость пиков зависит от коэффициента отражения переднего зеркала. Для центральной частоты ГЗ имеет минимум, при этом дисперсия групповой задержки равна нулю. Вблизи центральной частоты может быть выбран участок, где ГЗ имеет склон, близкий к линейному. На этом небольшом участке ДГЗ близка к постоянной величине (для резонаторов лазеров необходима отрицательная ДГЗ). В интерферометре G – T могут быть получены большие значения отрицательных ДГЗ в зависимости от величины коэффициента отражения переднего зеркала. Задача состоит в том, чтобы расширить этот постоянный участок ДГЗ в выбранном спектральном диапазоне в пределах полосы высокого отражения всего интерферометра. Структура переднего зеркала может быть трансформирована соответствующим образом [5, 9] для получения квадратичной зависимости изменения фазы от длины волны в более широком спектральном диапазоне.

При подборе оптимальной толщины слоев материалов, выбранных для переднего зеркала, необходим численный метод синтеза интерференционной многослойной структуры. Полуволновая толщина промежуточного слоя сдвигается в сторону более длинных волн, чтобы обеспечить смещение характеристики ГЗ к необходимому линейному склону, и далее численным методом оптимизируются толщины слоев переднего зеркала. Поверх всей структуры наносится просветляющий слой для удаления отражения от первой (со стороны падения света) границы полупроводникового слоя, чтобы не было удвоения интерферометров G – T.

**Результаты.** Существует несколько вариантов построения SESAM. Что касается заднего зеркала, то его коэффициент отражения может быть увеличен путем добавления дополнительных пар диэлектрических слоев, тем самым будут снижены потери на ненасыщенное поглощение. Это выгодно и с физической точки зрения, так как экспериментально обнаружено, что без диэлектрических слоев между металлом и полупроводниковым слоем коэффициент отражения золота снижается из-за морфологии границы металл–полупроводник или образования химической связи на границе [2]. Добавление двух пар диэлектрических слоев  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  увеличивает коэффициент отражения золота на 2 % (с 97,7 % до 99,8 %) [2]. В данной работе для расчетов взят комплексный показатель преломления  $\text{Au } n - ik = 0,15 - i \cdot 5,0$  [10].

На рис. 1 показан один из вариантов многослойной структуры металл – диэлектрик – полупроводник с тонким нелинейным поглощающим слоем. Здесь, как говорилось выше, добавлены две пары диэлектрических слоев с показателями преломления 1,5/2,5, затем промежуточный слой с показателем преломления 1,5 и, наконец, полупроводниковый слой AlAs, внутри которого замурован тонкий поглощающий слой InGaAs с показателем преломления 3,4 (зубец на рисунке). Верхний просветляющий слой структуры имеет показатель преломления 1,65. На рисунке представлены две характеристики: профиль показателя преломления слоев в зависимости от толщины всей структуры (тонкая сплошная кривая) и профиль усредненного во времени квадрата электрического поля стоячей волны в каждом из слоев зеркаль-

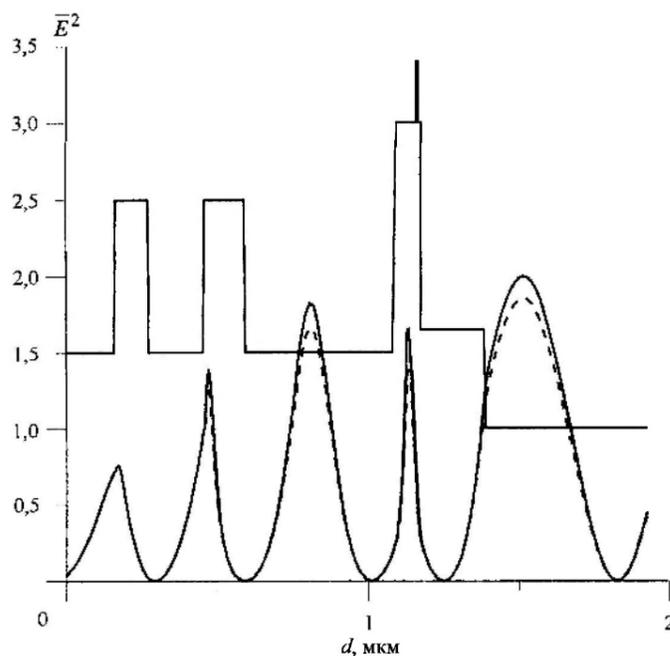


Рис. 1. Распределение поля в структуре, профиль показателя преломления которой показан тонкой сплошной кривой, в зависимости от физической толщины: поглощение отсутствует (утолщенная сплошная кривая), поглощение введено в тонкий слой (пунктирная кривая)

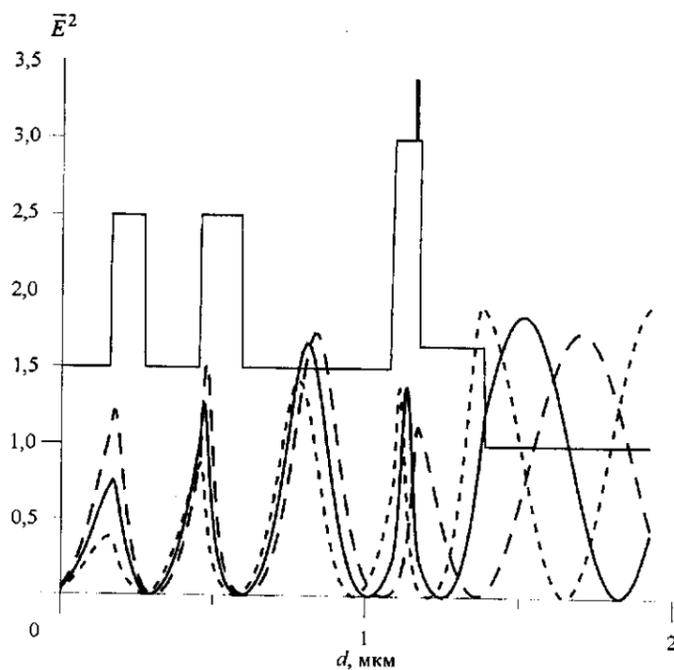


Рис. 2. Распределение поля для трех длин волн: 1,15 (пунктирная кривая), 1,25 (утолщенная сплошная кривая) и 1,35 мкм (штриховая кривая) с учетом поглощения в слоях

ной структуры. По оси  $X$  отсчитывается физическая толщина структуры, причем начало отсчета совпадает с поверхностью металлического зеркала, а поверх тонкослойной структуры для полноты картины показан примерно полуволновой слой воздуха. Пунктирной линией показано распределение электрического поля с учетом поглощения в тонком слое InGaAs с квантовой ямой, внедренном в полупроводниковый слой AlAs без поглощения. Утолщенной сплошной кривой показан профиль напряженности электрического поля при насыщении поглощения, т. е. в отсутствие потерь. При расчете не учитывались ненасыщенные потери в остальных слоях.

На рис. 2 для той же структуры показано распределение электрического поля в спектральном интервале  $\Delta\lambda/\lambda_0 = \pm 0,09$ . Видно, что в пределах толщины полупроводникового слоя AlAs тонкий поглощающий слой InGaAs попадает на разный уровень интенсивности электрического поля для разных длин волн. Так как известно, что край поглощения и дисперсионная зависимость поглощения в полупроводнике с квантовой ямой зависят от многих факторов (композиции материалов, температуры роста и отжига и т. д.), то необходимо численное моделирование размещения тонкого поглощающего слоя внутри полупроводникового слоя для получения оптимальной спектральной зависимости коэффициента поглощения в конкретных лазерных системах.

На рис. 3 и 4 изображены дисперсионные характеристики групповой задержки, соответствующие этой же структуре. В спектральном интервале 1,15–1,35 мкм наблюдается приблизительно линейный рост ГЗ и, следова-

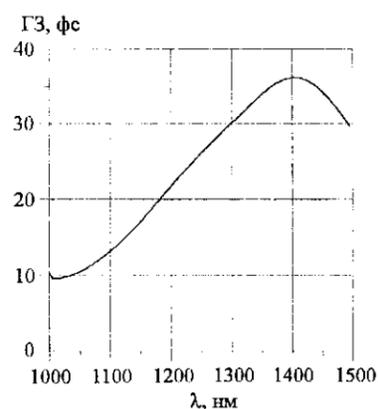


Рис. 3. Спектральная зависимость групповой задержки

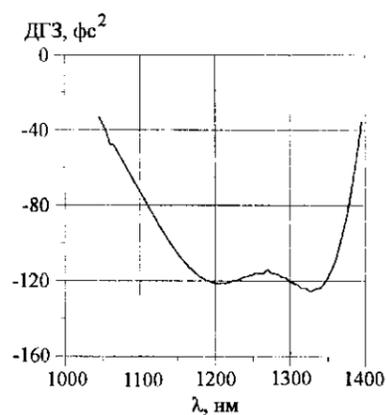


Рис. 4. Спектральная зависимость дисперсии групповой задержки

тельно, примерно постоянная зависимость ДГЗ в этом интервале. Волнообразная зависимость может быть скомпенсирована двукратным отражением от двух разных зеркал со слегка смещенными по спектру кривыми ДГЗ. Существует еще один вариант сглаживания волн этой кривой (см. рис. 4) благодаря изменению оптических толщин слоев, но при этом сужается спектральный интервал. Изменения характеристик ГЗ и ДГЗ с включением поглощения несущественны и не видны в данном масштабе.

Рис. 5 демонстрирует зависимости коэффициента отражения  $R$  описываемой структуры, блокированной также Au-зеркалом. Нижняя кривая показывает, как изменяется коэффициент отражения при включении поглощения в тонкий слой, а верхняя кривая рассчитана для случая без потерь. Здесь поглощение считается однородным по толщине слоя. Величина коэффициента поглощения тонкого слоя InGaAs выбрана в соответствии с экспериментальными результатами работы [2].

**Обсуждение результатов.** Новая тонкослойная структура металл – диэлектрик – полупроводник, синтезированная численно в данной работе, имеет характеристики ГЗ и ДГЗ, сравнимые с опубликованными ранее результатами для диэлектрических структур на основе мультиполостного интерферометра G – T [5, 9], и может использоваться как дисперсионное зеркало в резонаторе фемтосекундного лазера. Кроме того, в данной работе впервые рассмотрена идея размещения тонкого слоя с нелинейным поглощением в полупроводниковом слое и придания этой структуре свойств SESAM.

Для различных типов лазеров возможно регулирование характеристик от-

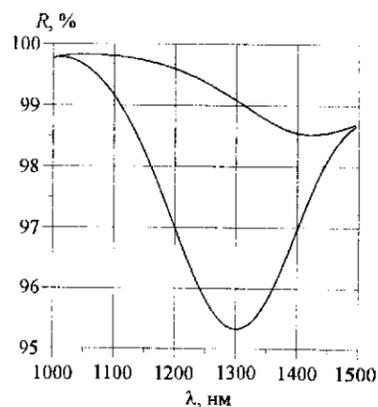


Рис. 5. Спектральная зависимость коэффициента отражения всей структуры: в отсутствие поглощения (верхняя кривая), с поглощением (нижняя кривая)

рицательных ДГЗ: ровной, приблизительно постоянной линии в узкой полосе и волнообразной кривой в более широкой полосе частот. Последняя характеристика может быть исправлена путем суммирования двух отражений от разных зеркал со смещенными спектральными зависимостями.

Хотя в данной работе в качестве заднего зеркала использован металл, эта структура может быть перенесена на высокоотражающее четвертьволновое зеркало. В зависимости от конкретной задачи коэффициент отражения структуры при насыщенном поглощении может быть повышен за счет увеличения количества диэлектрических слоев или замены Au на Ag [10]. Учет объемных потерь в диэлектрических слоях существенно не меняет дисперсионные характеристики отражателя, но должен быть проведен для конкретных материалов при экспериментальной реализации структуры. В работе не обсуждаются экспериментальные трудности, но, судя по опубликованным работам [2, 4], такая структура металл – диэлектрик – полупроводник вполне может быть изготовлена методами современных технологий. Разумеется, новая структура должна быть проверена экспериментально.

**Заключение.** В результате проведенного численного моделирования получена многослойная зеркальная структура с тонким нелинейным полупроводниковым поглощающим слоем, имеющая в отраженном свете характеристики, необходимые для резонаторов фемтосекундных лазеров, в частности лазера на Cr : форстерите в спектральной области 1,3 мкм. Отражатель составлен из высокоотражающего металлического зеркала (Ag или Au), нескольких слоев диэлектриков и полупроводникового слоя, внутри которого помещен тонкий слой с квантовой ямой с соответствующим области генерации краем поглощения в спектре. Рассчитанная в данной работе структура имеет высокий коэффициент отражения (98,5–99,5 %) при насыщенном поглощении и приблизительно постоянную дисперсию групповой задержки ( $-120 \pm 7$  фс<sup>2</sup>) с шириной полосы ~35 ТГц.

Автор выражает благодарность В. И. Трунову за полезное обсуждение работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jung I. D., Kartner F. X., Matuschek N. et al. Semiconductor saturable absorber mirrors supporting sub-10-fs pulses // *Appl. Phys.* 1997. **B65**. P. 137.
2. Zhang Z., Torizuka K., Itatani T. et al. Broadband semiconductor saturable-absorber mirror for a self-starting mode-locked Cr : forsterite laser // *Opt. Lett.* 1998. **23**, N 18. P. 1465.
3. Schon S., Haiml M., Keller U. Ultrabroadband AlGaAs/CaF<sub>2</sub> semiconductor saturable absorber mirrors // *Appl. Phys. Lett.* 2000. **77**, N 6. P. 782.
4. Zhang Z., Nakagawa T., Torizuka K. et al. Gold-reflector-based semiconductor saturable-absorber mirror mode-locked Cr : YAG lasers // *Appl. Phys.* 2000. **B70**. P. S59.
5. Szpocs R., Kohazi-Kis A., Lako S. et al. Negative dispersion mirrors for dispersion control in femtosecond lasers: chirped dielectric mirrors and multi-cavity Gires – Tournois interferometers // *Ibid.* P. S51.
6. Dods S. R. A., Zhang Z., Ogura M. Highly dispersive mirror in Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> for femtosecond lasers designed by inverse spectral theory // *Appl. Opt.* 1999. **38**, N 21. P. 4711.

7. Goldina N. D., Pestryakov E. V., Trunov V. I. Synthesis of dispersion-controlled mirror based on the semiconductor materials for near IR femtosecond lasers // Proc. SPIE. 2000. 4352. P. 48.
8. Kuhl J., Heppner J. Compression fs-optical pulses with dielectric multilayer interferometers // IEEE Q. El. 1986. QE-22, N 1. P. 182.
9. Golubovic B., Austin R. R., Steiner-Shepard M. K. et al. Double Gires–Tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers // Opt. Lett. 2000. 25, N 4. P. 275.
10. American Institute of Physics Handbook. N. Y.: McGraw-Hill, 1972. P. 6–136.

*Институт лазерной физики СО РАН,  
E-mail: ngold@laser.nsc.ru*

*Поступила в редакцию  
23 апреля 2001 г.*

---

**Подписка на наш журнал – залог Вашего успеха!**