

ются, а темновой ток ФП растет, поэтому такая задача должна решаться с учетом особенностей схемы формирования выходного сигнала для конкретного прибора.

Литература

- [1] Ezeziel S., Balsamo S. R. — Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, p. 478.
- [2] Sanders G. A., Prentiss M. G., Ezeziel S. — Opt. Lett., 1981, v. 6, p. 569.
- [3] Ярич А. Введение в оптическую электронику. М., 1983.
- [4] Бузанова Л. К., Глиберман А. Я. Полупроводниковые фотоприемники. М., 1976.
- [5] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Я. О. Климонтовича. М., 1974.

Поступило в Редакцию 1 июля 1984 г.

УДК 539.238

Опт. и спектр., т. 60, в. 4, 1986

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ КОМПОЗИЦИЙ Bi-Ga

Гартаковская И. Х., Пусан В. Ф., Стрекалов Г. М.,
Кондратенко В. В.

Исследованию оптических и электрофизических свойств слоистых тонкопленочных композиций в настоящее время уделяется все большее внимание. Это связано с широкими возможностями их практического использования, например, в оптическом приборостроении в качестве многослойных интерференционных фильтров, в электронной технике при создании пленочных интегральных схем и т. д. Свойства таких слоистых композиций зависят от структурного состояния каждого слоя и от эффектов межфазных взаимодействий, которые могут оказывать значительное влияние как на процессы формирования контактирующих слоев, так и на их поведение при различных внешних воздействиях [1].

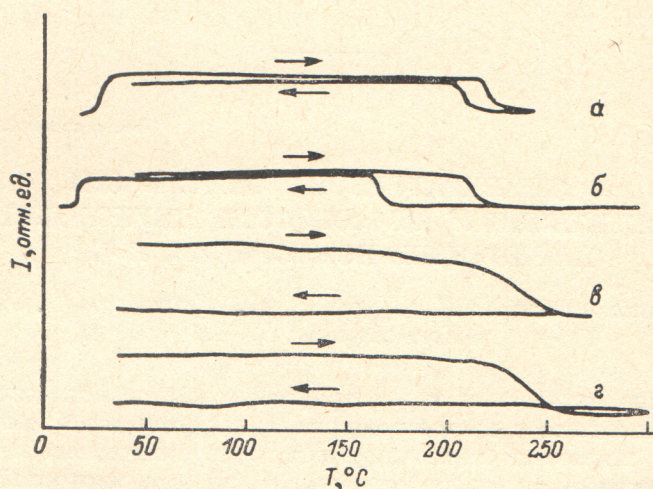
В данной работе проведено изучение отражательной способности и микроструктуры образцов двухслойных пленочных композиций Bi-Ga , нанесенных на подложки фторфлогопита и полированного титана при температуре -196°C в вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ Па при использовании безмасляных средств откатки. Толщина слоев Bi и Ga составляла $0.3-0.5$ мкм. Исследования проводились на воздухе и в вакууме с помощью специальной установки, позволяющей фиксировать скачкообразный и плавный характер изменения отражательной способности пленок в процессе циклов нагрева—охлаждения в широком интервале температур с одновременной фотосъемкой микроструктуры образцов в процессе испытаний [2].

С помощью фотоспротивления типа ФСК-1, обладающего большой интегральной чувствительностью в видимой области спектра [3], регистрировалось изменение величины фототока, пропорциональной изменению отражательной способности поверхности образцов. Значения интегрального коэффициента отражения R_0 в спектральной области длин волн $0.3-2.4$ мкм измерялись фотометром ФМ-59. В процессе циклов нагрева—охлаждения выполнялась автоматическая запись термограмм с помощью двухкоординатного потенциометра ПДС-021.

На рисунке (а, б) приведены термограммы двухслойных пленок Bi-Ga , характеризующие зависимость величины фототока от температуры в процессе последовательных циклов нагрева—охлаждения в интервале $25-250^\circ\text{C}$ (а) и $25-300^\circ\text{C}$ (б). Галлий и висмут, как известно [4], относятся к группе полуметаллов, изменяющих при плавлении тип связи, структуру и характеристики плотности, электропроводности, отражательной способности. Наблюдае-

мый на термограмме скачок величины фототока при $\sim 30^\circ\text{C}$ связан с повышением отражательной способности слоя галлия при плавлении. По мере нагрева при достижении температурного интервала $215\text{--}225^\circ\text{C}$ на диаграмме отмечается новый резкий скачок величины фототока, свидетельствующий, наоборот, о снижении величины отражательной способности образцов. Этот новый уровень величины отражения сохраняется по мере дальнейшего нагрева до 300°C .

В процессе охлаждения после некоторого температурного интервала переохлаждения, величина которого зависит от температуры нагрева, наблюдается обратный оптический переход (показано стрелкой на рисунке, *a, б*), свидетельствующий о повышении величины отражения до прежнего уровня. Указанный переход является обратимым и отчетливо виден при многократных циклах нагрева—охлаждения даже при визуальном наблюдении.



Зависимость величины фототока от температуры в процессе циклов нагрева—охлаждения: *a, б* — для двухслойных пленок Bi-Ga; *в, г* — для пленок Bi.

Для объяснения выявленного эффекта были проведены сравнительные эксперименты по изучению влияния температуры на характер изменения морфологии поверхностного рельефа и отражательной способности двухслойных пленок Bi-Ga и одного слоя Bi при циклах нагрева—охлаждения образцов. В результате этих исследований обнаружена определенная корреляция оптических и морфологических данных. Так, для слоя Bi без верхнего слоя Ga в интервале температур $180\text{--}250^\circ\text{C}$ наблюдается процесс постепенного снижения отражательной способности, который имеет необратимый характер (см. рисунок, *в, г*) и обусловлен агломерированием структуры слоя висмута при его плавлении. Для двухслойных пленок Bi-Ga в интервале температур, соответствующих зоне выявленного оптического перехода, при нагреве наблюдается заметная фрагментация структуры, которая имеет обратимый характер при циклах нагрева—охлаждения образцов. По-видимому, в случае двухслойной композиции Bi-Ga подслоя Bi, удерживаемый верхней пленкой Ga от необратимой агломерации силами межфазного поверхностного натяжения, как бы «дышит» вследствие изменения удельного объема при плавлении—кристаллизации (с уменьшением при плавлении [4]). При этом верхний слой жидкого Ga, покрытый окисной пленкой, реагирует на объемные изменения подслоя Bi, вызывая обратимые морфологические и оптические эффекты за счет разглаживания и сморщивания окисной пленки с размерами неровностей возникающего микрорельефа, сравнимыми с длинами волн видимой и ближней ИК области спектра.

Следует отметить, что величина обратимого изменения фототока для исследованных пленок соответствует изменению отражательной способности R_s на $0.1\text{--}0.15$ и зависит от толщины слоев и степени окисления галлия. Так, при слабом окислении поверхности пленок номинальные значения R_s при комнатной температуре составляют 0.6 , а величина скачка отражательной способности

достигает 0.15. Температурные границы оптического перехода определяются температурами плавления и кристаллизации подслоя V_i , которые зависят от толщины пленки и температуры нагрева.

Обратимый оптический эффект, выявленный для данной пленочной композиции, по-видимому, имеет общий характер для пленочных систем, в которых обратимые изменения удельного объема подслоя могут быть проявлены морфологическими перестройками верхней жидкой пленки, реагирующей на эти изменения.

Литература

- [1] Федоренко А. И. — Автореф. докт. дис. Харьков, 1978. 36 с.
 [2] Палатник Л. С., Тартаковская И. Х., Никитский В. П., Пусан В. Ф., Свечкин В. П. — Деп. в ВИНТИ 7.06.79, № 2037-79 деп.
 [3] Фоторезисторы. — Радио, 1969, № 12, с. 52—53.
 [4] Хрущев Б. И. — ЖСХ, 1971, т. 12, № 6, с. 958—963.

Поступило в Редакцию 17 апреля 1985 г.

УДК 535.2+535.36

Опт. и спектр., т. 60, в. 4, 1986

ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ

Афанасьев А. А., Самсон Б. А.

В последние годы появилось большое число работ, посвященных проблеме обращения волнового фронта (ОВФ) при вынужденных рассеяниях (ВР) света (см., например, [1]). Общим для ОВФ при ВР является более эффективное усиление коррелированной с накачкой $\mathcal{E}_0 = E_0(\mathbf{r}_\perp, z) \exp i(k_0 z - \omega_0 t)$ части рассеянного назад излучения по сравнению с некоррелированной, т. е. выделение обращенной моды из распространяющегося навстречу накачке рассеянного пучка $\mathcal{E}_c = E_c(\mathbf{r}_\perp, z) \exp i(-k_c z - \omega_c t)$. Важные приложения ОВФ определяют актуальность поиска новых механизмов эффективного обращения оптического излучения. В [2] показана возможность ОВФ в резонансно-поглощающих средах на динамических решетках, индуцируемых излучением накачки с широким угловым спектром. Обсуждаемый в [2] механизм ОВФ в условиях совпадения частот накачки и считывающего излучения ($\omega_0 = \omega_c$) обусловлен преимущественным нелинейным поглощением некоррелированной моды. Качественно иная ситуация возникает при вынужденном резонансном рассеянии (ВРР) на смещенной частоте, когда ω_0 и ω_c различны. В этом случае под воздействием мощной волны $\mathcal{E}_0(\omega_0)$ в спектре рассеянного излучения возникают области усиления [4], что может приводить к эффективной генерации обращенной волны. Исследованию ОВФ при частотно-невырожденном ВРР в линейном по слабому полю \mathcal{E}_c приближении и посвящена данная работа.

Пусть в резонансно-поглощающей среде (двухуровневая модель) в противоположных направлениях распространяются две монохроматические волны, имеющие сложную пространственную структуру: мощная волна накачки $\mathcal{E}_0(\omega_0)$ и слабая — рассеянного излучения $\mathcal{E}_c(\omega_c)$. Уравнения, описывающие распространение этих волн в параксиальном приближении, могут быть записаны в виде [5]

$$\frac{\partial E_0}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_\perp E_0 = - \frac{\rho_0}{1 - i\delta} \frac{E_0}{1 + a_0 |E_0|^2}, \quad (1)$$

$$- \frac{\partial E_c}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_\perp E_c = - \frac{\rho_0}{1 + \delta^2} \frac{\Omega + i\varepsilon (1 - i\delta) a_0 |E_0|^2 / 2}{\sqrt{(1 + a_0 |E_0|^2)(1 + a |E_0|^2)}} E_c = -\rho_0 \sigma E_c, \quad (2)$$

где $\Omega = (1 - i\varepsilon T_1/T_2)[1 + i(\delta - \varepsilon)]$, $\nu = \Omega[1 - i(\delta + \varepsilon)]/(1 + \delta^2)$, $a = a_0 \frac{1 - i\varepsilon}{1 - i\varepsilon T_1/T_2} \times$