

Б. Б. Бойко, И. З. Дживладари, Г. И. Олефир, Н. С. Петров, В. А. Чернявский

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПОГЛОЩАЮЩИХ СЛОЕВ ВБЛИЗИ ПРЕДЕЛЬНОГО УГЛА ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ

*Приводятся результаты экспериментального исследования нелинейных оптических свойств тонких поглощающих слоев. Получена зависимость отражательной способности поглощающего плоскопараллельного слоя от плотности энергии падающего излучения при различных толщинах слоя и углах падения. Показано, что вблизи предельного угла полного отражения коэффициент отражения тонких (порядка нескольких микрометров) поглощающих слоев может изменяться в довольно широких пределах (практически от 0 до 1). Этот результат есть следствие проявления в тонком слое теплового механизма нелинейности показателя преломления в сочетании с интерференцией. Реализован моноимпульсный режим работы лазера с использованием в качестве модулятора добротности тонкого плоскопараллельного поглощающего слоя. Энергия моноимпульсов при этом составляла 1—1,5 Дж при длительностях по полуширине 140—30 нс соответственно.*

В работе [1] было показано, что для управления лазерным излучением удобно использовать явление нелинейного отражения света от тонких слоев вблизи предельного угла полного внутреннего отражения (ПВО). В частности, тонкий (порядка нескольких микрометров) поглощающий слой может обеспечить изменение коэффициентов отражения (пропускания) в зависимости от энергии падающего на него излучения практически от 0 до 1. Это возможно вследствие проявления в таком слое теплового механизма нелинейности показателя преломления в сочетании с интерференцией.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования коэффициентов отражения тонких поглощающих слоев при воздействии на них лазерного излучения, а также рассматривается возможность реализации моноимпульсного режима работы лазера с использованием в качестве модулятора добротности тонкого плоскопараллельного поглощающего слоя.

Плоскопараллельный слой представлял собой зазор между двумя стеклянными призмами с показателем преломления  $n_1=1,74$ , заполненный раствором хлористого кобальта ( $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) в этиловом спирте ( $n_2=1,36$ ). Максимум поглощения этого раствора приходится на красную область спектра. Коэффициент поглощения  $K$  раствора на длине волны излучения рубинового лазера ( $\lambda=0,694$  мкм) изменялся в пределах 20—260  $\text{см}^{-1}$ . В синей области спектра слой оставался практически прозрачным. Исследовались слои толщиной  $h=1,6$ —8 мкм. На рис. 1 приведена зависимость коэффициента отражения такого слоя от угла  $\beta=\alpha_0-\alpha$  ( $\alpha_0$  — предельный угол ПВО,  $\alpha$  — угол падения) для углов падения, меньших предельного, в случае s-поляризации [2].

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Импульс рубинового лазера  $I$  длительностью по полуширине  $\tau \approx 20$  нс с максимальной плотностью энергии  $W=1,1$  Дж/см<sup>2</sup>, падающий на слой 4 почти нормально, нагревал его, что приводило к изменению показателя преломления раствора и в конечном счете коэффициента отражения слоя. Длительность и форма моноимпульса рубинового лазера контролировались с помощью фотоприемника  $\mathcal{E}$  и скоростного осциллографа, а энергия — калориметром  $II$ . Плотность энергии нагревающего излучения варьировалась введением в пучок нейтральных светофильтров 2. Изменение коэффициента отражения погло-

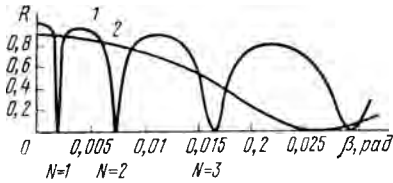


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения слоя для  $\lambda=0,694$  мкм от угла  $\beta=\alpha_0-\alpha$  при  $h/\lambda=6,8$  (1) и 2,5 (2),  $K=0$  (1) и  $38 \text{ см}^{-1}$  (2),  $n_1=1,74$  (1) и 1,46 (2),  $n_2=1,36$ .

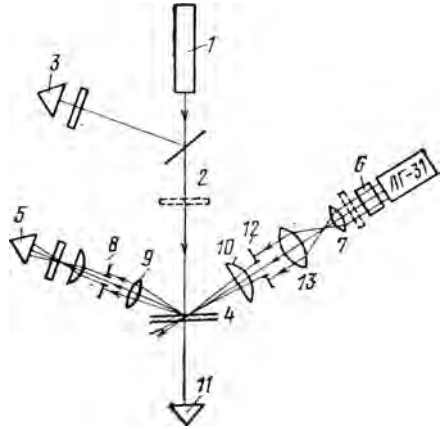


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования коэффициентов отражения тонких поглощающих слоев при воздействии на них лазерного излучения.

щающего слоя регистрировалось при помощи луча газового лазера ЛГ-31 ( $\lambda=0,44$  мкм), зондирующего слой вблизи предельного угла ПВО, фотоприемника 5 и осциллографа.

Оптическая система, состоящая из телескопа 13, 7 с 30-кратным увеличением, диафрагмы 12, цилиндрической линзы 10 и объектива 9, формировала в плоскости диафрагмы 8 изображение интерференционной картины отражения слоя (полосы равного наклона). Диафрагма 8 представляла собой щель шириной 80 мкм, что для описываемой системы соответствовало углу  $1,2'$ . Перемещение ее в плоскости изображения позволяло измерять коэффициенты отражения слоя для различных углов падения зондирующего излучения без дополнительной юстировки системы.

Импульс излучения лазера ЛГ-31 формировался модулятором 6 и имел длительность около 4 мс. Генерация рубинового лазера происходила с задержкой 2—3 мс относительно начала зондирующего импульса. Если показатель преломления слоя во время прохождения зондирующего излучения не изменялся (слой не подвергался нагреву), на экране осциллографа наблюдался импульс (пьедастал), амплитуда которого однозначно определяется величиной начальной коэффициента отражения слоя. Если же происходил нагрев слоя, то на фоне пьедастала наблюдался импульс, полярность которого зависела от знака изменения  $\Delta R$  начального коэффициента отражения слоя, а амплитуда — от величины  $\Delta R$ . Такая методика позволяет фиксировать на одной осциллограмме как значение начального коэффициента отражения  $R$  слоя, так и изменение этого коэффициента  $\Delta R$  в процессе нагрева и последующего остывания слоя. В опытах длительность фронта импульса, соответствующего  $\Delta R$ , по уровню 0,9 составила 100 нс, т. е. была равна полной длительности импульса нагревающего излучения. Время тепловой релаксации слоя  $\tau_T=200-400$  мкс находится в хорошем соответствии с теоретическими оценками, сделанными по формулам работы [3].

На рис. 3, а представлены результаты измерения коэффициентов отражения слоя толщиной  $h/\lambda=6,8$  ( $\lambda=0,44$  мкм) с коэффициентом поглощения  $K=90 \text{ см}^{-1}$ . Измерения проводились при различных углах падения, соответствующих минимумам начального коэффициента отражения ( $N$  — номер минимума  $R$ , отсчитываемый от предельного угла (см. рис. 1)).

Как видно из рис. 3, а, изменение коэффициента отражения слоя при одной и той же поверхностной плотности энергии нагревающего излучения существенно зависит от номера минимума  $N$ . Это связано с тем, что полуширина минимума  $\Delta\delta$  (см. рис. 1) начального коэффициента отражения,

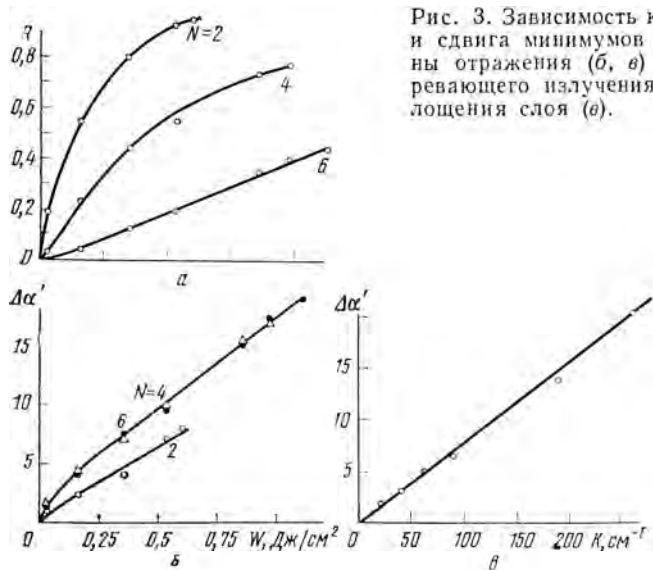


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения (а) и сдвига минимумов интерференционной картины отражения (б, в) от плотности энергии нагревающего излучения (а, б) и коэффициента поглощения слоя (в).

определяемая формулой

$$\Delta\delta \approx \frac{N^2}{\pi (n_1 h / \lambda)^3 \cos \alpha_0 \sin 2\alpha_0} \quad (1)$$

быстро растет с  $N$  (вывод (1) аналогичен выводу выражения для полуширины многолучевых интерференционных полос в плоскопараллельной пластине [4]). Так, например, для указанного слоя ( $h/\lambda=6,8$ ) полуширина минимума в случае  $N=2$  составляет  $\sim 3'$ , а при  $N=4$  —  $\sim 17'$ .

Зависимость коэффициента отражения слоя от плотности энергии нагревающего излучения при фиксированном угле падения  $\alpha$  легко понять, если учесть, что с изменением показателя преломления слоя картина, представленная на рис. 1, сдвигается либо влево (при  $\Delta n_2 > 0$ ), либо вправо (при  $\Delta n_2 < 0$ ). Величину сдвига  $\Delta\alpha$  минимумов коэффициента отражения при изменении  $n_2$  можно найти, продифференцировав по  $n_2$  выражение для углов падения  $\alpha$ , соответствующих этим минимумам [4]:

$$(2h/\lambda) \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha} = N,$$

в результате чего получаем

$$\Delta\alpha = \frac{n_2 \Delta n_2}{\sqrt{n_2^2 - \left(\frac{N}{2 \frac{h}{\lambda}}\right)^2} \sqrt{n_1^2 - n_2^2 + \left(\frac{N}{2 \frac{h}{\lambda}}\right)^2}}. \quad (2)$$

Расчеты, проведенные по этой формуле для  $n_1=1,74$  и  $n_2=1,36$ , показали, что величина  $\Delta\alpha$  в довольно широком диапазоне углов практически не зависит ни от толщины слоя, ни от номера минимума  $N$ . Это отсутствие зависимости  $\Delta\alpha$  от  $h$  и  $\alpha$  (или  $N$ ) для слоев толщиной 1,6 — 8 мкм наблюдалось и в эксперименте. Поэтому при сравнении экспериментальных данных для слоев различной толщины и разных углов падения удобно пользоваться величиной углового сдвига, а не величиной изменения коэффициента отражения.

Зависимость  $\Delta\alpha$  от плотности энергии падающего излучения для слоя толщиной  $h/\lambda=6,8$  при коэффициенте поглощения  $K=90 \text{ см}^{-1}$ , полученная из экспериментальных данных (см. рис. 3, а), приведена на рис. 3, б.

Отклонение экспериментальных результатов от рассчитанных по формуле (2) для  $N=2$  объясняется тем, что при измерениях  $\Delta R$  для минимумов, полуширина которых меньше либо сравнима с угловым размером диафрагмы  $\delta$  (см. рис. 2; для слоя  $h/\lambda=6,8$  это как раз минимумы с  $N=1, 2$ ), получаются заниженные результаты.

Очевидно, величину углового сдвига  $\Delta\alpha$  можно менять, изменяя либо поверхностную плотность энергии нагревающего излучения, либо коэффициент поглощения слоя. Зависимость  $\Delta\alpha$  от коэффициента поглощения  $K$  раствора при постоянной плотности энергии падающего на слой излучения ( $W=0,5$  Дж/см<sup>2</sup>) представлена на рис. 3, в.

Зависимость коэффициента отражения слоя от поглощенной энергии может быть использована для пассивной модуляции добротности резонатора лазера. Действительно, помещая такой слой в резонатор под углом, близким к предельному углу ПВО для падающего на слой излучения, можно обеспечить требуемый перепад потерь в системе за счет нагрева слоя самим излучением, формируемым в резонаторе. При этом, однако, надо иметь в виду, что, поскольку оптические характеристики слоя зависят от ряда параметров (показателей преломления слоя и окружающей его среды, коэффициента поглощения слоя и его толщины), при выборе слоя возникает задача оптимизации этих параметров. Для эффективной работы такого слоя в качестве модулятора добротности, с одной стороны, необходимо обеспечить достаточное изменение  $\Delta n_2$ , что может быть достигнуто за счет сравнительно большого удельного поглощения слоя ( $K$  порядка нескольких сот обратных сантиметров); с другой стороны, для того чтобы потери излучения в системе были невелики, интегральное поглощение в слое должно быть мало, т. е. слои должны быть тонкими.

На первый взгляд, выгодно уменьшать толщину слоя и увеличивать его коэффициент поглощения. Однако как то, так и другое возможно до определенных пределов. В частности, увеличение коэффициента поглощения может существенно ухудшить оптические характеристики слоя, так как именно вблизи предельного угла поглощение сказывается наиболее заметно. Например, для слоя с  $h/\lambda=6,8$  и  $K=100$  см<sup>-1</sup> разница между коэффициентами отражения при предельном угле  $R_{\alpha_0}$  и в первом минимуме вблизи предельного  $R_{N=1}$  составляет всего 0,36, в то время как для прозрачного слоя  $R_{\alpha_0} - R_{N=1} = 1$ .

Важно подчеркнуть также, что поглощающий слой не может быть сколь угодно тонким. Дело в том, что выбор толщины слоя и соответствующего угла падения обусловлен тем, что для наибольшего изменения потерь резонатора расходимость генерируемого излучения, очевидно, должна быть меньше полуширины того минимума коэффициента отражения, который отвечает выбранному углу падения излучения на слой. Из (1) видно, что полуширину минимума при заданных  $n_1$  и  $n_2$  можно увеличить, уменьшая толщину слоя. Однако ввиду того, что сдвиг  $\Delta\alpha$  при этом остается практически неизменным, это будет приводить к уменьшению возможных значений  $\Delta R$  при  $W=\text{const}$ . Поэтому увеличить полуширину минимума коэффициента отражения без существенного уменьшения величины  $\Delta R$  при заданном  $\Delta n_2$  (и соответственно  $W$ ) можно лишь выбрав  $n_1$  и  $n_2$  близкими друг другу. В этом случае одновременно с ростом полуширины  $\Delta\delta$  растет и величина сдвига  $\Delta\alpha$  (см. (2)). Из этих соображений в опытах по модуляции добротности резонатора рубинового лазера в качестве материала призм, между которыми заключен поглощающий слой, был выбран кварц ( $n_1=1,46$ ).

Схема эксперимента изображена на рис. 4, а. Поглощающий слой 2 ( $h/\lambda=2,5$  и  $K=38$  см<sup>-1</sup> для  $\lambda=0,694$  мкм), заключенный между основа-

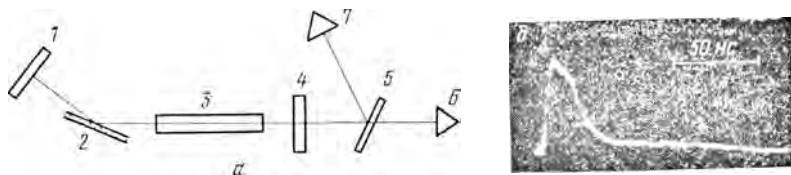


Рис. 4. Схема эксперимента по модуляции добротности резонатора (а) и типичная осциллограмма моноимпульса (б).

ниями двух кварцевых призм, помещался в резонатор рубинового лазера 3, образованного диэлектрическим зеркалом 1 с коэффициентом отражения 0,99 и плоскопараллельной пластиной 4 из стекла К8. Излучение, генерируемое в резонаторе, падало на боковые грани призм под углом Брюстера. Угол падения излучения на слой соответствовал первому минимуму коэффициента отражения для длины волны излучения He — Ne-лазера ( $\lambda = 0,633$  мкм), с помощью которого проводилась юстировка всей схемы. Энергия генерации измерялась калориметром 6, временной ход регистрировался с помощью фотоэлемента ФК-09 7 и скоростного осциллографа. Излучение на ФК-09 отводилось пластиной 5.

Типичная осциллограмма моноимпульса, генерируемого в такой схеме, представлена на рис. 4, б. При этом энергия моноимпульсов составляла около 1,5 Дж при длительности по полуширине порядка 30 нс (рубиновый элемент РЛ  $8 \times 120$  мм).

Изменяя угол падения излучения на слой поворотом призм, можно плавно изменять величину начальных потерь резонатора и таким образом управлять энергией и длительностью генерации. Так, при уменьшении угла падения излучения на слой примерно на  $2^\circ$  относительно исходного энергия генерации плавно уменьшалась до 1 Дж, а длительность возрастала до 140 нс.

Таким образом, тонкие поглощающие слои можно использовать в качестве нелинейных оптических элементов для эффективного управления параметрами лазерного излучения. В частности, реализованные на их основе пассивные модуляторы добротности выгодно отличаются от часто применяемых фототронных затворов повышенной фотостойкостью. Кроме того, на этом принципе сравнительно просто могут быть созданы пассивные затворы на любую область спектра.

1. Б. Б. Бойко, И. З. Джилавдари, Г. И. Олефир, Н. С. Петров. Тезисы докл. на IX Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Ч. 1. — М., 1978, с. 171.
2. Б. Б. Бойко, И. З. Джилавдари, Н. С. Петров. В кн.: Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. — Минск: Наука и техника, 1974, с. 449.
3. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967.
4. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. — М.: Наука, 1973.

Институт физики твердого тела  
и полупроводников АН БССР,

Поступила в редакцию  
15 мая 1979 г.

B. B. Boyko, I. Z. Dzhlavdari, G. I. Olefir, N. S. Petrov, V. A. Chernyavskii. A Study of Nonlinear Optical Properties of Thin Absorbing Layers in the Vicinity of the Critical Angle of Total Reflection.

Results are given of an experimental study into nonlinear optical properties of thin absorbing layers. A dependence is obtained of the reflectivity of the absorbing plane-parallel layer on the incident radiant energy density for different layer thicknesses and incidence angles. It is shown that the reflection factor of the thin (in the order of a few microns) absorbing layers may vary within a fairly wide range (practically from 0 to 1) in the vicinity of the critical angle of total reflection. This result is due to the thermal mechanism of the refractive index nonlinearity in combination with the interference.