

УДК 535.421

И. З. Джилавдари, Г. И. Олефир, Н. С. Петров

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СВОЙСТВ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО СЛОЯ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Известно, что явление отражения света вблизи предельного угла полного отражения характеризуется резкой зависимостью коэффициента отражения R от угла падения α (при $\alpha \rightarrow \alpha_0$, где α_0 — предельный угол, $\frac{dR}{d\alpha} \rightarrow \infty$). При заданном угле падения вблизи того же предель-

ного угла существует аналогичная зависимость коэффициента отражения и от величины относительного показателя преломления обеих сред. Следовательно, если показатель преломления одной из сред, на границе раздела которых возможно полное отражение, каким-то образом изменится, то условия отражения вблизи предельного угла будут также меняться и отражение из полного может переходить в частичное или наоборот в зависимости от знака изменения показателя преломления среды. На этом, в частности, основаны различные способы управления интенсивностью или направлением распространения излучения (см., напр., [1]).

В условиях опыта обычно более удобно изменять показатель преломления отражающей среды при заданном угле падения. Для этого используются различные физические эффекты, например, электрооптические [2] или эффекты, связанные с насыщением поглощения, т. е. с просветлением вещества, либо с его нагревом [3, 4]. Можно использовать также нелинейные свойства прозрачных диэлектриков, показатель преломления которых зависит от интенсивности излучения вследствие эффекта Керра [5, 6].

Однако в случае отражения от полубесконечной среды указанные механизмы управления величиной коэффициента отражения не обеспечивают изменения его в достаточно широком интервале значений между 0 и 1. Это связано прежде всего с тем, что само изменение показателя преломления отражающей среды, обусловленное упомянутыми механизмами, невелико ($\Delta n \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$). Кроме того, изменение коэффициента отражения в этом случае (для границы раздела двух полубесконечных сред) с изменением угла падения или показателя преломления второй среды, несмотря на резкую зависимость его в непосредственной близости к предельному углу, все же довольно медленное. Для примера на рис. 1 представлена зависимость коэффициента отражения R_s излучения с вектором \mathbf{E} , перпендикулярным плоскости падения (s -поляризация), от Δn при фиксированном угле падения (1, 2) и зависимости R_s от α при фиксированных показателях преломления обеих сред (3). Из рисунка следует, что в первом случае $\Delta R_s \approx 0,3$ при $\Delta n = 3,5 \cdot 10^{-3}$ и $\alpha = \alpha_0 - 0,003$; во втором случае $\Delta R_s \approx 0,6$ при $\Delta \alpha = \alpha_0 - \alpha = 0,02$. Очевидно, за счет подбора показателей преломления сред более близкими друг к

другу можно добиться несколько больших величин ΔR при тех же значениях $\Delta\alpha$ и Δn . Однако это не всегда удобно при практическом использовании, поскольку тогда угол α_0 близок к $\pi/2$.

Оказывается, на основе тех же механизмов изменения показателя преломления отражающей среды можно получить значительно большие изменения коэффициентов отражения, если использовать отражение не от полубесконечной среды, а от плоскопараллельного слоя. Как известно, при этом зависимость коэффициента отражения слоя от угла для

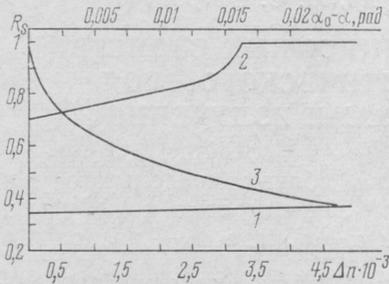


Рис. 1. Зависимость энергетического коэффициента отражения (s -поляризация) на границе раздела двух сред ($n_1=1,74$, $n_2=1,36$) от величины Δn при фиксированных углах падения $\alpha=\alpha_0-0,03$ (1) и $\alpha_0-0,003$ (2) и от угла падения α (3) при тех же значениях n_1 и n_2

углов падения $\alpha > \alpha_0$ характеризуется монотонным возрастанием R до 1 по мере того, как $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}$. При углах же падения, меньших предельного, зависимость R от α имеет осциллирующий характер. В случае излучения с s -поляризацией эту зависимость можно представить в виде

$$R_s^{cl} = \frac{(\eta_0^2 - \eta_1^2)^2 \sin^2 \theta}{(\eta_0^2 - \eta_1^2)^2 \sin^2 \theta + 4\eta_0^2 \eta_1^2}, \quad (1)$$

где $\eta_0 = n_1 \cos \alpha$; $\eta_1 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}$; $\theta = 2\pi n_1 \frac{h}{\lambda}$; n_1 и n_2 — показатели преломления соответственно окружающей среды и слоя; h — толщина слоя; λ — длина волны излучения в вакууме. В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость (1), рассчитанная для случая $n_1 = 1,74$; $n_2 = 1,36$ и $h/\lambda = 3,4$. Отсюда видно, что вблизи предельного угла α_0 величина R_s^{cl} меняется с углом падения α практически от 0 до 1. С увеличением толщины слоя частота осцилляций будет расти, а их амплитуда стремиться к единице.

Обращает на себя внимание тот факт, что эта зависимость оказывается весьма чувствительной к изменению показателя преломления отражающего слоя. На рис. 3 представлен график зависимости R_s от Δn для случая, когда угол падения α соответствует одному из минимумов коэффициента отражения слоя, а именно

$$\sin^2 \alpha = \sin^2 \alpha_N^0 = \left(\frac{n_2^0}{n_1} \right)^2 - \left(\frac{N}{2n_1 \frac{h}{\lambda}} \right)^2, \quad (2)$$

где N — номер минимума R_s^{cl} , отсчитываемый от предельного угла (см. рис. 2); n_2^0 — исходный показатель преломления слоя. Для таких углов падения зависимость R_s^{cl} от Δn можно получить, подставив выражение (2) в (1). Характер этой зависимости легко себе представить, если учесть, что изменение n_2 может приводить к сдвигу интерференционной картины (рис. 2)

влево (при $\Delta n > 0$) или вправо (при $\Delta n < 0$). Можно показать, что при заданной, согласно (2), величине угла падения α_N^0 , т. е. при фиксированном значении $N/h/\lambda$, величина сдвига минимумов коэффициента отражения вблизи предельного угла ($\alpha_N^0 \approx \alpha_0$) определяется выражением

$$\alpha_N^0 - \alpha_N = \Delta\alpha = -\operatorname{tg} \alpha_0 \cdot \frac{\Delta n}{n_2^0}, \quad (3)$$

т. е. практически не зависит от толщины слоя h и от номера N . Заметим, что это соотношение совпадает с соответствующим выражением

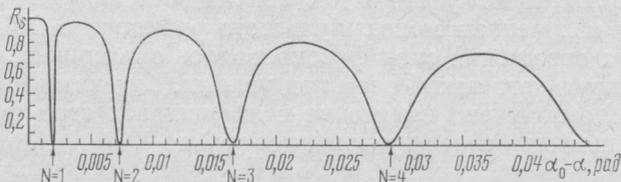


Рис. 2. Зависимость энергетического коэффициента отражения слоя (s -поляризация) ($h/\lambda=3,4$; $n_2=1,36$) от угла падения α ($n_1=1,74$)

для сдвига предельного угла полного отражения в случае границы раздела двух полубесконечных сред. Однако, как мы уже видели (рис. 3), величины изменения коэффициентов отражения оказываются при этом существенно различными. Из (3), в частности, следует, что для получения больших $\Delta\alpha$ необходимо подбирать показатели преломления сред n_1 и n_2 по возможности близкими друг к другу. Например, для $n_2=1,36$ и $n_1=1,74$ $\Delta\alpha \approx -0,92 \Delta n$, а для $n_2=1,36$ и $n_1=1,40$ $\Delta\alpha \approx -3 \Delta n$.

Возможность глубокой модуляции коэффициента отражения (а вместе с ним и коэффициента пропускания) плоскопараллельного слоя вблизи предельного угла полного отражения делает его применение весьма перспективным в устройствах для управления параметрами лазерного излучения. При этом в зависимости от механизма изменения показателя преломления коэффициент отражения слоя может быть функцией интенсивности падающего излучения либо энергии. Первый случай можно осуществить, если использовать прозрачный нелинейный слой. Тогда изменение показателя преломления Δn , а вместе с ним и коэффициент отражения (или пропускания) слоя будут зависеть от интенсивности падающего излучения. Для реализации второго случая можно использовать тонкий слой с обычным линейным поглощением. Дело в том, что в случае тонких поглощающих слоев (толщиной порядка нескольких микрон) наличие даже сравнительно сильного поглощения ($K \sim 100 \text{ см}^{-1}$) мало сказывается на их отражательной способности [7]. Очевидно, что в случае импульсного лазерного нагрева изме-

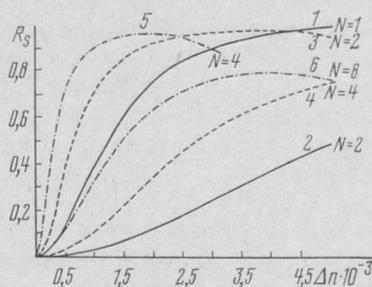


Рис. 3. Зависимость энергетического коэффициента отражения слоя ($n_2=1,36$) от величины Δn при различных фиксированных углах падения, определяемых равенством (2), и толщинах слоя соответственно $h/\lambda=3,4$ (1, 2); 6,8 (3, 4) и 13,6 (5, 6)

нение показателя преломления таких слоев будет уже зависеть от энергии падающего излучения Q (Дж/см²), а именно

$$\Delta n \approx \frac{KQ}{C\rho} \frac{dn}{dT}, \quad (4)$$

где C — удельная теплоемкость слоя; ρ — его плотность; dn/dT — температурный коэффициент изменения показателя преломления материала слоя.

Последний случай был нами реализован. В условиях опыта осуществлялся нагрев тонких поглощающих слоев различной толщины ($h=1 \div 6$ мкм) с разным коэффициентом поглощения ($K=20 \div 200$ см⁻¹, $\lambda=0,694$ мкм) излучением моноимпульсного рубинового ОКГ. Изменение коэффициента отражения слоя фиксировалось с помощью луча газового лазера, зондирующего такой слой под углами, близкими к предельному. При этом было получено изменение коэффициента отражения и пропускания поглощающих слоев практически от 0 до 1.

Summary

The reflection coefficient of a plane parallel layer near the critical angle of total reflection is considered. It is shown that by virtue of the appearance of various nonlinear phenomena (Kerr effect, absorption saturation effect, etc.) possible slight changes in the refraction index of the layer may lead to considerable modulation of the reflection coefficient (practically from 0 to 1).

Литература

1. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве. М., «Сов. радио», 1977.
2. Электрооптическое волноводное устройство. Патент США № 3781081, 1968.
3. Рубинов А. Н., Корда И. М. Квантовая электроника, № 4, 96, 1973.
4. Корда И. М., Рубинов А. Н. Квантовая электроника, 1, 1877, 1974.
5. Бойко Б. Б., Джилавдари И. З., Петров Н. С. ЖПС, 23, 888, 1975.
6. Lequime M., Miunek J., Hermann J. Opt. Comm., 19, 423, 1976.
7. Бойко Б. Б., Джилавдари И. З., Олефир Г. И., Петров Н. С. ЖПС, 30, вып. 3, 1979.

Поступило в редакцию 23 января 1978 г.