ЖУРНАЛ ПРИКЛАДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Том XXII, выпуск 3 Март 1975 г.

УДК 535.312

Б. Б. Бойко, И. З. Джилавдари, Н. С. Петров

ОБ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ. ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

В экспериментах по усилению электромагнитных волн при полном отражении от усиливающих сред [1, 2] получена величина коэффициента отражения больше 10^3. В то же время было показано [2—4], что при отражении плоской электромагнитной волны от однородной полубесконечной усиливающей среды коэффициент отражения ограничен величиной $\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}$. Причину этого несоответствия объясняют [2, 4, 5] неоднородностью усиливающей среды, которая может возникать в процессе накачки. При этом полное отражение света может происходить не на границе раздела, а внутри неоднородной усиливающей среды. В [4] в качестве модели такой неоднородной усиливающей среды рассматривалась среда, у которой показатель преломления n_2 изменялся по закону

$$n_2 = n_2^0 - \Delta\left[1 - \exp\left(-2\,\frac{\omega}{c}\,\gamma z\right)\right] + i\varkappa, \tag{1}$$

где z — расстояние от границы раздела $(z \geqslant 0)$; $\varkappa = \mathrm{const}$ — коэффициент отрицательного поглощения $(\varkappa \leqslant 0)$; Δ — полный перепад показателя преломления; γ — положительная постоянная, характеризующая профиль показателя преломления. Было показано, что если угол падения α удовлетворяет условию

$$n \geqslant \sin\alpha \geqslant n\,(1 - \Delta'), \tag{2}$$

где $n = \frac{n_2^0}{n_1}$ и $\Delta' = \frac{\Delta}{n_2^0}$ (n_1 — показатель преломления однородной среды, из которой падает свет), то происходит полное отражение света внутри неоднородной среды на глубине z_0. Последняя, если ограничиться не очень большими усилениями и пренебречь $\varkappa^2$, определяется соотношением

$$\frac{z_0}{\lambda} = \frac{1}{4\pi\gamma}\ln\frac{\Delta'}{\sin\alpha - n\,(1 - \Delta')}, \tag{3}$$

где λ — длина волны света. При этом в случае $z_0/\lambda \gg 1$ и $\Delta \gg |\varkappa|$ коэффициент отражения R_s на границе раздела для излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения, имеет вид

$$R_s = \frac{1 + n^2 - 2\sin^2\alpha - 2\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}\,\cos\alpha\,\mathrm{th}\,2m_1}{1 + n^2 - 2\sin^2\alpha + 2\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}\,\cos\alpha\,\mathrm{th}\,2m_1}.$$

Здесь $m_1 \leqslant 0$ определяется из выражения $m_1 - im_2 = \int\limits_{\zeta_0}^{0} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}\, d\zeta$, где ζ_0 — комплексная точка, в которой подынтегральное выражение обращается в нуль $\Bigl($при предельном угле падения $\sin \alpha = n(1 - \Delta')$ величина $2m_1 \approx -\pi \dfrac{\sqrt{n_2^0 |\varkappa|}}{\gamma}\Bigr)$. При $n = 1$ R_s принимает максимальное значение

$$R_s^{\max} \approx \frac{1 - \operatorname{th} 2m_1}{1 + \operatorname{th} 2m_1}.$$

Обращает на себя внимание резкое уменьшение величины R_s даже при небольшом отклонении n от единицы. Такое поведение коэффициента отражения связано, по-видимому, с отражениями излучения на границе раздела, которая в данном случае играет роль экрана, препятствующего как проникновению излучения внутрь усиливающей среды, так и выходу излучения обратно. Большие значения коэффициента отражения лишь вблизи $n=1$ затрудняют использование явления усиления при внутреннем отражении на практике, так как при малых неоднородностях усиливающей среды, с которыми мы обычно имеем дело, полное отражение, как это видно из (2), наступает при углах падения, близких к 90°.

Методом, использованным в [4], можно получить выражение для коэффициента отражения R_p от неоднородной усиливающей среды (1) в случае излучения, поляризованного в плоскости падения:

$$R_p = \frac{n^4 \cos^2 \alpha + n^2 - \sin^2 \alpha - 2n^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}\, \cos \alpha \operatorname{th} 2m_1}{n^4 \cos^2 \alpha + n^2 - \sin^2 \alpha + 2n^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}\, \cos \alpha \operatorname{th} 2m_1}. \tag{4}$$

Нетрудно убедиться, что при $n<1$ $R_p>R_s$, а при $n=1$ R_p и R_s совпадают.

Рассмотрим теперь случай, когда на границе раздела угол падения совпадает с углом Брюстера ($\operatorname{tg}\alpha=n$) и выполняется в то же время условие (2). Подставляя в (4) $n=\operatorname{tg}\alpha$, получаем, что в этом случае

$$R_p = \frac{1 - \operatorname{th} 2m_1}{1 + \operatorname{th} 2m_1} = \exp(-4m_1) = R_s^{\max}. \tag{5}$$

Такое поведение коэффициента отражения подтверждает сделанное выше предположение о влиянии экранирующего действия границы раздела на усиление света при внутреннем отражении. Избежать этой экранировки, используя угол Брюстера, при малых Δ трудно, так как величина n должна быть достаточно малой ($n \approx \sqrt{2\Delta'}$). Однако границу раздела можно просветлить. В этом случае при любом соотношении показателей преломления на границе раздела для предельного угла падения $\sin\alpha = n(1-\Delta')$ максимальный коэффициент отражения будет определяться выражением (5). Действительно, при отсутствии границы раздела энергетический коэффициент отражения в некоторой точке z равен квадрату модуля отношения амплитуды волны, подходящей к этой точке, к амплитуде волны, отходящей от нее. В нашем случае (в точке $z=0$) он равен [4, 6]

$$R = \Bigl|\exp\Bigl(-2i \int\limits_{\zeta_0}^{0} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}\, d\zeta\Bigr)\Bigr|^2 = |\exp(-2m_1 + 2im_2)|^2 = \exp(-4m_1),$$

что совпадает с (5). Следовательно, можно ожидать, что просветление границы раздела позволит достигнуть максимума коэффициента отражения при любых предельных углах падения и для любой поляризации.

Литература

1. Б. Я. Коган, В. М. Волков, С. А. Лебедев. Письма в ЖЭТФ, **16**, 144, 1972.

2. С. А. Лебедев, В. М. Волков, Б. Я. Коган. Опт. и спектр., **35**, 976, 1973.

3. Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джилавдари. ЖПС, **18**, 727, 1973.

4. Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джилавдари. Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. Минск, «Наука и техника», 1974.

5. И. З. Джилавдари. Тезисы докладов на X научно-техн. конференции молодых специалистов. Л., 1974.

6. Дж. Хединг. Введение в метод фазовых интегралов (метод ВКБ). М., «Мир», 1965.

Поступило в редакцию 23 апреля 1974 г.