

УДК 535.421

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

О НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО СЛОЯ

Известно, что большинство прозрачных веществ в сильном световом поле лазерного излучения становятся оптически нелинейными, т. е. их диэлектрическая проницаемость растет с интенсивностью излучения в среде по закону

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 \bar{E}^2, \quad (1)$$

где \bar{E}^2 — среднее по времени значение квадрата напряженности электрического поля световой волны; ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды в отсутствие поля; $\varepsilon_2 = \text{const} > 0$ — коэффициент нелинейности. Основными механизмами, приводящими к такой нелинейности, являются эффект Керра и электрострикция [1]. С этой зависимостью связан ряд эффектов, возникающих как при распространении излучения в толще нелинейной среды (например, самофокусировка излучения), так и при отражении излучения на границе раздела линейной и нелинейной сред [2, 3]. В последнем случае нелинейные эффекты довольно слабы и могут надежно наблюдаться лишь в очень сильных полях (интенсивностью порядка нескольких ГВт/см²) [4]. Это связано прежде всего с малостью величины ε_2 . Из известных пока прозрачных веществ наибольшей нелинейностью обладают жидкий сероуглерод и нитробензол, у которых $\varepsilon_2 \sim 10^{-11}$ см³/эрг.

Оптическая нелинейность вещества может быть обусловлена также и нагревом его в световом поле излучения вследствие поглощения [5]. При этом, как показано в [5], для лазерных импульсов длительностью $\tau \sim 10^{-8} \div 10^{-3}$ с зависимость диэлектрической проницаемости от поля можно также представить в виде (1), где величина ε_2 уже будет зависеть от времени, а именно:

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \frac{k\tau}{c_p \rho}. \quad (2)$$

Здесь k — коэффициент поглощения; ρ — плотность среды; c_p — удельная теплоемкость; c — скорость света. При этом знак ε_2 зависит от знака коэффициента $\partial \varepsilon / \partial T$.

Существенным является тот факт, что величина ε_2 оказывается пропорциональной коэффициенту k . Для чистых жидкостей величина k обычно порядка 10^{-2} см⁻¹. Тогда при длительностях импульсов ~ 20 нс величина $\varepsilon_2 \sim 10^{-11}$ см³/эрг [5], т. е. того же порядка, что и при керровском механизме оптической нелинейности. Таким образом, увеличение k на два—три порядка и более должно привести к такому же росту ε_2 . Следовательно, сознательное увеличение коэффициента поглощения веществ в принципе может дать удобный способ для получения желаемых величин

ϵ_2 . Очевидно, что световые потоки, а следовательно, и напряженности поля световой волны, при которых может проявляться оптическая нелинейность среды, в этом случае могут быть гораздо меньшими.

Такой способ реализации сред с заданной величиной нелинейности ϵ_2 , разумеется, непригоден в случае толстых слоев вещества, поскольку он неизбежно приведет к большим потерям излучения. Однако если иметь дело с очень тонкими слоями, то общее поглощение в них можно сделать весьма малым. В то же время в световом поле лазерного излучения эти слои будут обладать существенно нелинейными свойствами.

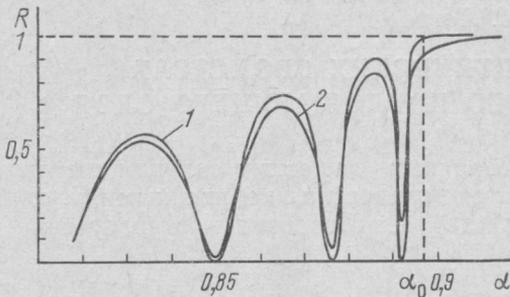


Рис. 1

подобное можно ожидать и в случае нелинейного слабо поглощающего слоя. Это ясно, например, из рис. 1, где представлена зависимость коэффициента отражения прозрачного слоя (*s*-поляризация) от угла падения α (в радианах) вблизи предельного угла полного отражения α_0 (кривая 1) и такого же поглощающего слоя ($k=100 \text{ см}^{-1}$) (кривая 2). Здесь $h/\lambda=4$, $n_1=1,738$, $n_2=1,361$.

Приведенные кривые получены на основе общих формул [7], описывающих коэффициенты отражения плоскопараллельного слоя (прозрачного либо поглощающего) при наклонном падении на него излучения. При этом лишь учтено, что окружающие слой среды — прозрачные и имеют одинаковый показатель преломления n_1 .

Из графиков (рис. 1) видно, что наличие сравнительно сильного поглощения в общем-то мало сказывается на интерференционных свойствах тонкого плоскопараллельного слоя. Наиболее существенно оно проявляется лишь в непосредственной близости к предельному углу, т. е. при $\alpha \approx \alpha_0$. Отсюда далее также следует, что при изменении ϵ должен происходить сдвиг интерференционной картины (см. рис. 1) вправо или влево (в зависимости от знака $d\epsilon/dT$). При этом коэффициенты отражения и пропускания слоя будут также изменяться.

Заметим, что в отличие от прозрачного слоя, где «работает» керровский механизм нелинейности и где существенна интенсивность светового потока (МВт/см^2), в случае поглощающего слоя «срабатывает» тепловой механизм оптической нелинейности, причем конечный результат (изменение показателя преломления среды, а вместе с ним и коэффициента отражения) здесь зависит от энергии излучения, поглощенной в единице объема слоя к данному моменту времени. Следовательно, такой поглощающий слой может выполнять функции фильтра энергии излучения, т. е. автоматически переключать оптическую систему из состояния почти полного пропускания в состояние почти полного отражения в зависимости от падающей на него энергии. Это должно приводить к тому, что при прохождении излучения через такой слой (или при отражении от него) форма импульса излучения будет также изменяться.

В [6] показано, что при отражении плоской электромагнитной волны плоскопараллельным нелинейным прозрачным слоем, диэлектрическая проницаемость которого зависит от поля волны по закону (1), вблизи предельного угла полного отражения коэффициенты отражения и пропускания могут меняться с изменением интенсивности падающего излучения практически от единицы до нуля. Нечто подобное

С целью проверки самой идеи фильтрации излучения тонким поглощающим слоем последний помещался внутри резонатора рубинового ОКГ у его выходного отражателя. Система настраивалась таким образом, чтобы угол падения излучения на слой отвечал одному из минимумов коэффициента пропускания. В качестве поглощающего оптического материала был взят раствор соли $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (хлористый кобальт) в этиловом спирте с $k=20 \text{ см}^{-1}$, который заполнял зазор между двумя стеклянными пластинами, установленными параллельно друг другу на некотором расстоянии h . Пластины имели показатель преломления $n_1 =$

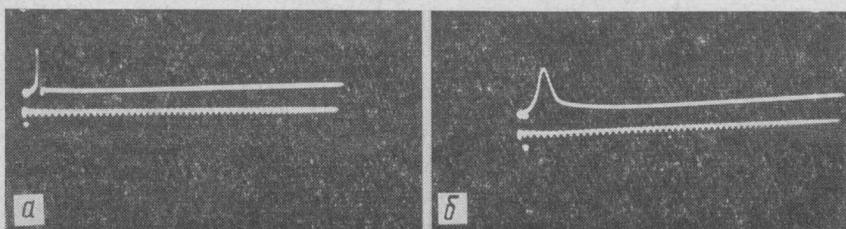


Рис. 2

$=1,738$. Параметры слоя были следующими: $n_2=1,361$, $h/\lambda=4$ ($\lambda=0,7 \text{ мкм}$).

Типичные осциллограммы пичка излучения рубинового генератора в режиме свободной генерации с фильтром (а) и без фильтра (б) представлены на рис. 2. Из них видно, что при помещении фильтра в резонатор форма импульса излучения действительно меняется. Расчеты коэффициентов отражения поглощающего плоскопараллельного слоя для значений параметров n_1 , n_2 , h/λ , k , использованных в описанном эксперименте, проведенные на основании тех же формул [7], показывают, что для существенного изменения коэффициента отражения поглощающего слоя ($\Delta R \sim 50\%$) необходимы изменения показателя преломления материала слоя $\Delta n_2 \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ в зависимости от угла падения на него излучения. Достижимые в условиях опыта величины Δn_2 в случае теплового механизма нелинейности могут быть еще большими (10^{-2} , см., напр., [8]).

Таким образом, резкое изменение формы пичка генерации при наличии в системе тонкого поглощающего слоя свидетельствует, на наш взгляд, об изменении добротности резонатора в процессе генерации, связанном с нагревом слоя и изменением его коэффициента отражения (пропускания). Это явление может быть использовано для модуляции добротности резонатора ОКГ.

Summary

A method is proposed for obtaining optical media with a given nonlinearity coefficient ϵ_2 by introducing absorbing addition agents into a transparent medium. It is shown that in the case of a thin plane parallel absorbing layer (of the order of a few wavelengths) by virtue of the heat mechanism of nonlinearity of the refraction index, reflection (transmission) coefficients of the layer near the critical angle of total reflection can change practically from 0 to 1, depending on the energy adsorbed in a unit volume of the layer by a given moment of time. This would bring about a change in the shape of the emission pulse passing through or reflected by this layer. This relationship was observed in an experiment in free generation conditions.

Литература

1. Действие лазерного излучения. М., «Мир», 1968.
2. Бойко Б. Б., Джилавдари И. З., Петров Н. С. ЖПС, 23, 888, 1975.
3. Каплан А. Е. Письма в ЖЭТФ, 24, 132, 1976.
4. Lequime M., Mlynec J., Hermann J. Opt. Commun., 19, 423, 1976.
5. Литвак А. Г. Письма в ЖЭТФ, 4, 341, 1966.
6. Бойко Б. Б., Джилавдари И. З., Петров Н. С. ЖПС, 28, 441, 1978.
7. Бойко Б. Б., Петров Н. С., Джилавдари И. З. Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. Минск, «Наука и техника», 1974, стр. 460.
8. Корда И. М., Рубинов А. Н. Квантовая электроника. 1, 1877, 1974.

*Поступило в редакцию 26 сентября 1977 г.,
после доработки — 30 июня 1978 г.*