

ЭФФЕКТ НЕЛИНЕЙНОГО ТЕРМИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ И ВРЕМЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Эффект нелинейного термического отражения (НТО) заключается в изменении характеристик отражающей поверхности за счет тепловой нелинейности. Если падающее на границу раздела излучение обладает достаточной мощностью и длительностью, то за счет его поглощения температура поверхности увеличивается. Так как относительный показатель преломления N сред, образующих границу, зависит от температуры, то изменяется и френелевский коэффициент отражения. При этом необходимо различать два случая [1]:

1) луч, нагревающий поверхность, претерпевает вследствие этого заметное изменение коэффициента отражения (самовоздействие);

2) нагрев обусловлен сторонним излучением, коэффициент отражения которого при изменении практически не изменяется (сторонний нагрев).

Для большинства веществ при не вызывающих необратимых изменений температурах нагрева величина ΔN порядка 10^{-2} . Однако даже для таких малых ΔN изменение коэффициента отражения весьма велико (от 20% до 95%) вблизи угла полного внутреннего отражения. Еще больше изменяется коэффициент отражения вследствие интерференции при отражении от тонкого поглощающего слоя m тепловой нелинейностью [2]. При таком отражении изменяется разность фаз лучей, отраженных от передней и задней поверхностей, что приводит к изменению R практически от 0 до 1. Очевидно, что при отражении от среды с тепловой нелинейностью легко реализуется гистерезисный режим отражения, а в интерферометрах с тепловой нелинейностью - бистабильный режим. Кроме того, в интерферометрах с тепловой нелинейностью легко наблюдаются предсказанные в работах [3-5] волны переключения [6,7].

Характер зависимости $n(T)$

Показатель преломления среды при изменении ее температуры на ΔT изменяется на величину Δn , равную [8]

$$\Delta n = \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho \Delta T + \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_T \Delta \rho. \quad (1)$$

Смысл входящих в уравнение (1) величин следующий:

$\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho \Delta T$ - изменение при постоянной плотности (то есть при постоянном количестве частиц в единице объема) за счет изменения с температурой поляризуемости отдельной молекулы;

$\left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_T \Delta \rho$ - изменение вследствие изменения плотности (изменения количества молекул в единице объема).

Характер обоих членов выражения (1) ставит необходимость совместного учета уравнения состояния среды, уравнений упругости и теплопроводности; все эти уравнения должны быть нелинейными, по крайней мере, для случая самовоздействия. Поэтому представляется целесообразным введение упрощений, естественным образом вытекающих из временного поведения показателя преломления при нагреве.

Процесс изменения n во времени при импульсном нагреве может быть разбит на несколько этапов:

$\tau_{\text{ТР}} \leq 10^{-12}$ с - время тепловой релаксации. При меньших временах понятие температуры не определено;

$\tau_{\text{ЗВ}} = \frac{\lambda}{v} = 3 \cdot 10^{-9}$ с - время "убегания" звука из приграничного слоя. При меньших временах различные точки приграничного слоя характеризуются различными значениями плотности;

$\tau_{\text{П}} = \frac{l}{v} = 10^{-7}$ с - время "убегания" звука из области нагрева.

При временах, больших, чем $\tau_{\text{П}}$, плотность однозначно определяется температурой и выражение (1) приобретает простой вид:

$$\Delta p = \delta \cdot \Delta T, \quad (2)$$

где

δ - температурный коэффициент показателя преломления;

$\tau_{\text{Тепл.}} = \frac{l^2}{a} = 10^{-5} - 10^{-3}$ с (l - размер слоя, a - коэффициент температуропроводности) - время заметного остывания слоя.

При больших временах необходимо учитывать теплопередачу.

СЛУЧАЙ $n=n(T)$

Для времен $t > \tau_{\text{П}} = 10^{-7}$ с показатель преломления однозначно определяется температурой, поэтому для определения n достаточно решить задачу теплопроводности и подставить зависимость (2) в формулы Френеля. Рассмотрим случай стороннего нагрева и самовоздействия для плоской волны [1].

Сторонний нагрев

Задаче соответствуют наиболее общие граничные условия четвертого рода: отсутствие на границе источников и стоков тепла и непрерывность температуры:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial z}; \quad T_0(0, t) = T_2(0, t). \quad (3)$$

Общее решение приведено в [1] и является достаточно громоздким. Для малых времен решение записывается в виде

$$T(t) = \frac{\sigma}{c(1+k)} \left[1 - \frac{4\sigma \sqrt{a_2}}{3\sqrt{\pi}} t^{\frac{1}{2}} \right] \int_0^t I(t) dt,$$

где

- σ - бугеровское поглощение;
- k - коэффициент тепловой активности;
- a_2 - температуропроводность;
- $I(t)$ - интенсивность излучения.

При $t \ll \frac{dQ}{dv}$ выражение приобретает вид

$$T(t) = \frac{dQ(t)}{dv} \frac{1}{c(1+k)}, \quad (4)$$

где $\frac{dQ}{dv}$ - объемная плотность количества теплоты на границе.

Самовоздействие

При самовоздействии функциями интенсивности падающего на поверхность излучения являются как коэффициент отражения, так и объемная плотность тепловыделения (последнее обусловлено зависимостью угла преломления от температуры). Учет этих зависимостей в условиях, удовлетворяющих (4), приводит к следующему уравнению для температуры границы раздела [9]:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\sigma \cdot I(t)}{c(1+k)} \left[2 \left(1 - \frac{\sin \varphi}{N_0 - \delta T} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} [1 - R(T)], \quad (5)$$

где

$R(T) = R(n(T))$ - коэффициент Френелевского отражения;

N_0 - начальное значение относительного показателя преломления;

φ - угол падения.

Уравнение (5) справедливо при $\tau_n < t < \tau_{\text{тепл.}}$, то есть в диапазоне $10^{-7} - 10^{-4}$ с (более подробные оценки границ применимости приведены в [1]).

СЛУЧАЙ $n=n(\rho, T)$ ($\tau_{\text{зв}} < t < \tau_n$)

Решение задачи в пренебрежении процессом теплопроводности, но с учетом конечной скорости звука получено в работе [10] для случая стороннего нагрева как для неограниченного, так и для тонкого слоя с тепловой нелинейностью. Система уравнений для приращения температуры и плотности имеет вид

$$\frac{d\Delta T}{dt} - \frac{\gamma-1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right) = \frac{\gamma \sigma I(t)}{\rho c_v};$$

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right) = A \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right) + \frac{a \sigma}{\rho c} I(t),$$

где

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v};$$

A - комбинация констант, образующих границу раздела веществ.

На рис. 1 приведена зависимость $\Delta n(t)$ от времени при изменении интенсивности $I(t)$ по параболическому закону. Видно, что с увеличением времени различие Δn при отражении от тонкого слоя и от свободного слоя становится достаточно малым.

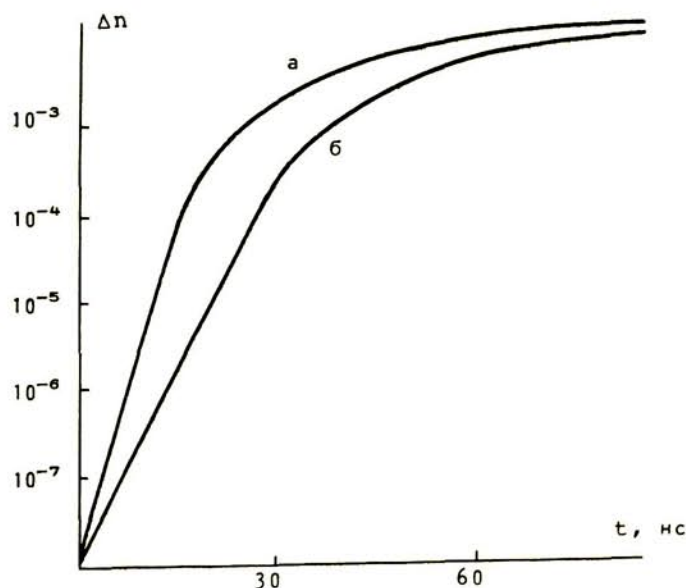


Рис. 1. Зависимость изменения Δn от времени при отражении от свободного слоя (а) и от тонкого слоя, заключенного между двумя пластинами (б)

Экспериментальные результаты

Имеется ряд экспериментальных работ по отражению при тепловой нелинейности [1,2,11,12,13,14]. В них изучалось отражение от границы твердое тело - жидкость и от интерферометров, материалами которых являлись жидкости и полупроводники. В работе [1] проведено сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей $R(t)$ при стороннем нагреве и самовоздействии. Обнаружено хорошее совпадение результатов расчета с экспериментом. В работе [2] подтверждено изменение от 0 до 1 при отражении от интерферометра с тепловой нелинейностью. Исследование отражения от интерферометра с тепловой нелинейностью проведено также в работах [12-14].

Отдельной темой являются предсказанные в [3-5] и исследованные теоретически и экспериментально в работах [6,7,15-17] волны переключения в интерферометрах с тепловой нелинейностью. В таких интерферометрах нелинейная и немонотонная зависимость отражения от температуры приводит к возникновению бистабильности. Так как имеется диффузия температуры, граница двух различных стабильных состояний может перемещаться по интерферометру.

Впервые волны переключения наблюдались в работе [6], в которой получено также выражение для скорости волн переключения. Волны переключения наблюдались в пленках двуокиси ванадия [15] и в напыленных пленках ZnS и ZnSe [17]. В последней работе проведено измерение скорости волн переключения в различных точках интерферометра. В работах [7,18] экспериментально и теоретически исследовано взаимодействие волн переключения, а также предложено использовать волны переключения для пространственной модуляции излучения. Вопросам устойчивости волн переключения, возникающих вследствие флуктуаций температуры, посвящена работа [19].

Применения

Одним из применений отражения при тепловой нелинейности было использование этого эффекта для модуляции добротности лазера [20]. На рис. 2 приведен вид осциллограммы интенсивности такого лазера с активным элементом из Nd-стекла.

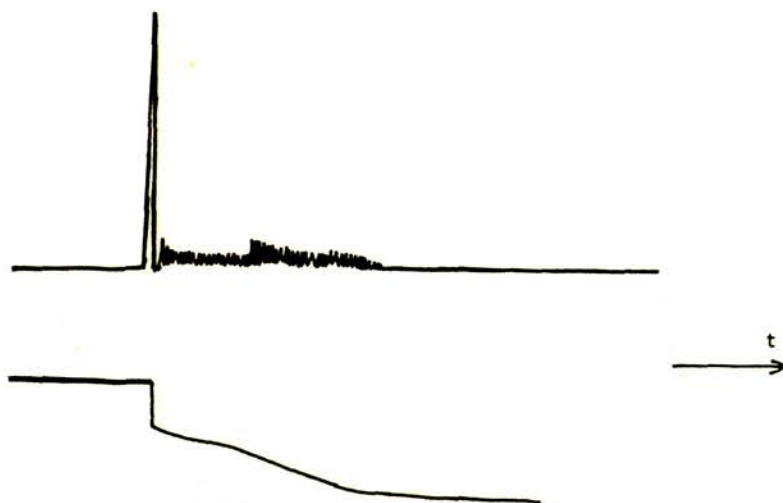


Рис. 2. Вид осциллограммы при модуляции добротности на основе эффекта НТО. Вверху - интенсивность, внизу - энергия излучения

Видно, что после излучения гигантского импульса излучается значительное количество пиков свободной генерации, так как после гигантского импульса коэффициент отражения границы раздела близок к единице и добротность резонатора достаточно велика, а уровень накачки достаточно высок. При изменении энергии накачки энергия гигантского импульса практически не изменяется, энергия свободной генерации изменяется практически от 0 до 75% полной излученной энергии. Проведенное в работах [1,21] исследование параметров моноимпульса продемонстрировало возможность легко изменять его мощность и длительность изменением угла падения излучения и показателя поглощения. Таким образом, использование нелинейного отражения дает возможность простого надежного управления параметрами лазерного излучения. Затворы на этом эффекте являются пассивными, просты, дешевы и обладают очень высокой фотостойкостью. В работах [21,22] проведено исследование спектрального состава излучения при использовании таких модуляторов.

Отражение при тепловой нелинейности использовалось для создания оптических затворов [11,13] и оптических триггеров. Достигнуто время переключения порядка $5 \cdot 10^{-8}$ с и время выключения $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ с для затвора на основе напыленной полупроводниковой пленки. В работе [21] обсуждается также возможность использования оптических триггеров малого размера.

При отражении от задней поверхности слоя с тепловой нелинейностью набег фазы определяется оптической длиной пути в этом слое. Так как показатель преломления является функцией температуры, зависящей от интенсивности излучения, фаза отраженного пучка может принимать различные значения по его сечению. Таким образом, возникает возможность создания управляемой фазовой пластины. Поскольку интенсивность греющего излучения зависит от времени, такая фазовая пластина является динамической, что, в частности, предоставляет возможность сканирования излучения широкого спектрального диапазона.

Управление пространственным распределением излучения

Для различных задач оптики требуется использование "мягких диафрагм" - устройств, обеспечивающих плавное пространственное изменение интенсивности излучения по заданному закону. Отражение при тепловой нелинейности может быть использовано для этой цели [23], причем показана возможность обеспечить любое заданное распределение пропускания [24]. Принцип действия такого устройства заключается в том, что на поверхности с помощью стороннего излучения создается температурный рельеф, обеспечивающий распределение температуры, однозначно соответствующее необходимому распределению пропускания.

Для случая стороннего нагрева рассмотрим задачу с радиальной симметрией. Пусть на границу раздела со стороны непоглощающей среды 1 падает излучение с пространственным распределением интенсивности $I(r)$, постоянное во времени. Будем искать стационарное, то есть установившееся, распределение температуры. Уравнения теплопроводности в этом случае имеют вид

$$\frac{\partial^2 T_2(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2(r, z, t)}{\partial z^2} + \frac{\sigma I(r)}{ca_2} e^{-\sigma z} = 0;$$

$$\frac{\partial^2 T_1(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2(r, z, t)}{\partial z^2} = 0$$

и граничные условия четвертого рода (3).

Установившееся на границе раздела распределение температуры записывается в следующем виде:

$$T(r) = \frac{\sigma}{a_2 c (1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1})} \int_0^{\infty} \frac{r H(\xi)}{\xi + \sigma} I_0(r\xi) d\xi, \quad (6)$$

где

$$H(\xi) = \int_0^{\infty} I(r) r I_0(\xi r) dr;$$

I_0 - функция Бесселя.

Поскольку последние уравнения удовлетворяют условиям теоремы о существовании и единственности решения интегрального уравнения, для любого заданного распределения температуры $T(r)$, а следовательно и для любого необходимого распределения пропускания, всегда можно подобрать обеспечивающее его распределение интенсивности $I(r)$.

Расчеты, проведенные по соотношению (6), иллюстрирует рис. 3. На рисунке приведены пространственные стационарные распределения коэффициента отражения, соответствующие различным значениям мощности греющего излучения, а также форма установившегося распределения температуры. Считалось, что греющее излучение имеет гауссовский профиль ($I(r) = I_0 \exp\{-\frac{r^2}{2\rho^2}\}$).

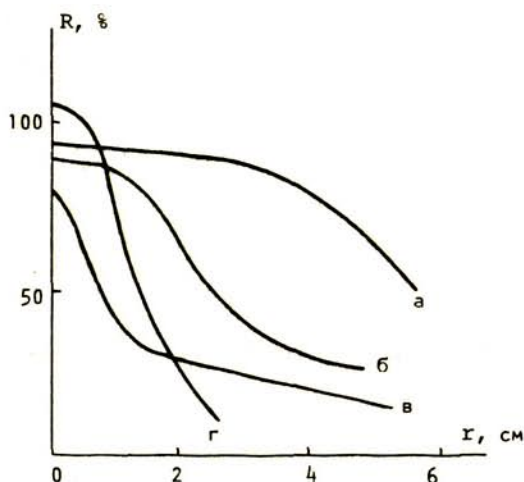


Рис. 3. Распределение коэффициента отражения по радиусу при мощности греющего излучения 10 Вт (а), 3 Вт (б), 1 Вт (в); профиль стационарного распределения температуры (г)

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Чернов С.П., Шепелев А.В. Вестник МГУ, Сер. 3, 1983, т. 24, № 1, с. 41.
2. Джилавдари И.З., Олефир Г.И., Петров Н.С. ЖПС, 1979, т. 30, № 4, с. 699.
3. Розанов Н.Н., Семенов В.Е. Оптика и спектроскопия, 1980, т. 48, с. 108.
4. Розанов Н.Н. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 1, с. 96.
5. Розанов Н.Н. Оптика и спектроскопия, 1983, т. 55, № 6, с. 1081.
6. Григорьянц А.В., Голик Л.Л., Елинсон М.И., Балкарей Ю.И. Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 8, с. 1714.
7. Григорьянц А.В., Голик Л.Л., Елинсон М.И., Ржанов Ю.А., Балкарей Ю.И. Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 5, с. 1065.

8. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.
9. Шепелев А.В. Вестник МГУ. Сер. 3, 1979, т. 20, № 3, с. 90.
10. Бойко Б.Б., Инсарова Н.И., Олефир Г.И., Петров Н.С. ЖПС, 1989, т. 39, № 2, с. 273.
11. Зуев В.И., Иванова О.Н., Чернов С.П., Шепелев А.В., Эссельбах П.Б. Тез. докл. 2-й Всесоюзной конференции "Применение лазеров". № 51979, с. 273.
12. Апанасевич С.П., Карпушко Ф.В., Сеницын Г.В. ЖПС, 1983, т. 38, № 2, с. 330.
13. Карпушко Ф.В., Сеницын Г.В. Тез. докл. 12-й Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. 1985, ч. 2, с. 269.
14. Карпушко Ф.В., Сеницын Г.В. ЖПС, 1978, т. 29, № 5, с. 828.
15. Биленко Д.И., Лодгауз В.А. Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 1, с. 177.
16. Апанасевич С.П., Сеницын Г.В. Тез. докл. 12-й Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, 1985, ч. 1, с. 289.
17. Апанасевич С.П., Карпушко Ф.В., Сеницын Г.В. Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 2, с. 387.
18. Григорьянц А.В., Голик Л.Л., Елинсон М.И., Балкарей Ю.И. Тез. докладов 12-й Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, 1985, ч. 1, с. 325.
19. Розанов Н.Н., Сулягин А.Н., Ходова Г.В. Тезисы докладов 12-й Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, 1985, ч. 1, с. 302.
20. Корда И.М., Рубинов А.Н. Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 8, с. 1877.
21. Бойко Б.Б., Инсарова Н.И., Олефир Г.И., Петров Н.С., Чернявский В.А. ЖПС, 1983, т. 39, № 1, с. 32.
22. Карпушко Ф.В., Киреев А.С., Морозов И.А., Сеницын Г.В., Стриженок Н.В. ЖПС, т. 26, № 2, с. 269.
23. Зуев В.И., Зыбин Д.Н., Тарасов В.И., Чернов С.П., Шепелев А.В., Эссельбах П.Б. Тез. докл. 2-й Всесоюзной конференции "Применение лазеров". М., 1979, с. 272.
24. Китаева Г.Х., Шепелев А.В. Тез. стендовых докладов 2-й Всесоюзной научно-технической конференции "Проблемы развития радиооптики". М., 1985, с. 142.