

УДК 778.38 : 535.36

ВЛИЯНИЕ ТЕРМАЛИЗАЦИИ ГАЗА НА ЗАПИСЬ ТЕПЛОВЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ

А. М. Березинская, А. М. Духовный, Д. И. Стаселько

Теоретически и экспериментально рассмотрено влияние времени термализации поглощенной световой энергии τ_T на эффективность преобразования излучения динамическими голограммами (ДГ) в поглощающих газах. Получены уравнения, описывающие нестационарное взаимодействие плоских пучков в поглощающей смеси двух газов с учетом процесса термализации. Данные экспериментов, проведенных по записи ДГ излучением неодимового лазера в поглощающей смеси окислов азота (ОА) с ксеноном (Хе) в диапазоне парциальных давлений последнего 0—45 атм, показали удовлетворительное согласие с результатами численного интегрирования полученной системы уравнений. Предложен и реализован на примере смеси ОА—Хе метод определения τ_T , основанный на подавлении прозрачным газом нестационарной записи ДГ в поглощающем газе (ОА). Найденное время τ_T исследованной смеси составило 6 нс при давлении Хе $p=42$ атм.

Газы с тепловым механизмом нелинейности за последнее время оказались в ряду перспективных сред динамической голографии при решении задач создания быстродействующих оптических дефлекторов и устройств обращения волнового фронта в связи с высокой чувствительностью газов к действию излучения [1-3]. Поскольку газы, обладающие требуемыми теплофизическими характеристиками и обеспечивающие значительные изменения показателя преломления среды при ее нагреве, например такие, как ксенон, не имеют заметного поглощения в видимой и ближайших к ней областях спектра, они применяются на практике в смеси с дополнительными газообразными веществами, поглощающими излучение на длине волны записи динамической голограммы (ДГ). В этом случае возникает проблема термализации поглощенной световой энергии, поскольку процесс передачи энергии от возбужденных молекул поглощающего газа (ПГ) к молекулам рабочего газа (РГ) протекает в газовой фазе сравнительно медленно и в отличие от жидкостей может существенно ограничивать эффективность записи ДГ [4-6]. Характерное для этого процесса время τ_T — время термализации газа — зависит от давления компонентов газовой смеси и в типичном диапазоне давлений от 1 до 50 атм оказывается сравнимым с длительностью импульсов излучения ($t_i \sim 10^{-9} \div 10^{-7}$ с), применяемых обычно для записи ДГ. Другая особенность записи тепловых голограмм в газах связана с диффузией возбужденных молекул ПГ, приводящей к снижению глубины модуляции решетки показателя преломления РГ, причем при определенных условиях такой перенос тепла может быть основным механизмом, сдерживающим рост эффективности преобразования (ЭП) пучков ДГ.

Влияние термализации газов на процессы вынужденного температурного рассеяния (ВТР) теоретически изучалось в [5] применительно к стационарным условиям его возбуждения, и была установлена зависимость инкремента стационарного усиления слабого сигнала от времени термализации, а в [6] на основе этого рассмотрения был предложен метод оценки τ_T по экспериментально измеренным величинам критического коэффициента поглощения излучения при ВТР, ширины линий накачки и показателя преломления газа. Однако в экспе-

риментах по ВТР и записи ДГ реализуется обычно нестационарный режим возбуждения, а ЭП излучения накачки не является малой [2-4].

Целью данной работы являлось теоретическое и экспериментальное изучение влияния времени термализации поглощенной световой энергии на ЭП излучения тепловыми ДГ при нестационарном взаимодействии пучков, а также обоснование и проверка метода определения τ_T , основанного на подавлении рабочим газом нестационарной записи голограмм в ПГ.

Теория

Рассмотрим процесс нестационарной записи тепловых объемных фазовых ДГ в смеси поглощающего и рабочего газов, характеризуемой временем термализации τ_T . Согласно [5, 7], для описания взаимодействия световых волн в такой среде к волновому уравнению

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon E)}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

и уравнению теплопроводности РГ, определяющему глубину модуляции его температуры T_1

$$c_p \rho_0 \frac{\partial T_1}{\partial t} - \lambda_T \nabla^2 T_1 = \frac{u(t)}{\tau_T}, \quad (2)$$

необходимо добавить уравнение для приращения объемной плотности внутренней энергии ПГ $u(t)$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - D \nabla^2 u = \frac{nc\kappa E^2}{4\pi} - \frac{u}{\tau_T}, \quad (3)$$

где D — коэффициент диффузии возбужденных молекул ПГ, κ — коэффициент поглощения света, n — показатель преломления, c — скорость света в вакууме. Тепловая решетка, образованная ПГ, определяется уравнением

$$c'_p \rho'_0 \frac{\partial T'_1}{\partial t} - \lambda'_T \nabla^2 T'_1 = \frac{nc\kappa E^2}{4\pi} - \frac{u}{\tau_T}, \quad (4)$$

λ'_T — эффективная теплопроводность ПГ — зависит от давления РГ и при высоких парциальных давлениях последнего определяется диффузией молекул ПГ в РГ. Выражения (2) и (4) справедливы в предположении, что за время записи ДГ давление на периоде решетки Λ успевает выравняться ($t_n \geq \Lambda/2v_{zv}$ [2]), где v_{zv} — скорость звука в смеси газов); c_p , ρ_0 и c'_p , ρ'_0 — удельные теплоемкости и плотности РГ и ПГ соответственно.

Пусть световое поле E , распространяющееся в ДГ, состоит из двух плоских волн E_1 и E_2 с неодинаковыми амплитудами на входе голограммы ($|E_1|_{\text{вх}} > |E_2|_{\text{вх}}$), близкими направлениями распространения, частотами ω_1 и ω_2 ($\omega_1, \omega_2 \gg \omega = \omega_1 - \omega_2$) и векторами поляризации, перпендикулярными плоскости падения

$$E(z, t) = \frac{1}{2} [E_1(z, t) e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + E_2(z, t) e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + \text{к. с.}]. \quad (5)$$

Ось z направлена перпендикулярно к поверхности ДГ, а волновые векторы k_1 и k_2 составляют с нею небольшие углы.

Подставляя (5) в (1)–(4) и оставляя в полученных выражениях лишь члены, медленно меняющиеся в пространстве и времени, получим аналогично [8] систему уравнений для амплитуд попутных волн \tilde{E}_1 и \tilde{E}_2 , нормированных на граничное значение $E_1(0, 0)$

$$\frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial z} = -\frac{\kappa}{2} \tilde{E}_1 + i(\delta\varepsilon)_E \tilde{E}_2, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial z} = -\frac{\kappa}{x} \tilde{E}_2 + i(\delta\varepsilon)_E^* \tilde{E}_1, \quad (7)$$

$$\frac{\partial (\delta\varepsilon)}{\partial t} = \delta\varepsilon \left(i\omega - \frac{1}{\tau} \right) + \frac{\tilde{G}_0}{\tau} F(t) \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^*, \quad (8)$$

$$\frac{\partial (\delta \varepsilon')}{\partial t} = \delta \varepsilon' \left(i\omega - \frac{1}{\tau} \right) + \frac{\tilde{G}_0'}{\tau'} [1 - F(t)] \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^* \quad (9)$$

где $(\delta \varepsilon)_{\Sigma} = \delta \varepsilon + \delta \varepsilon'$ — суммарная амплитуда модуляции диэлектрической проницаемости среды; τ, τ' — времена релаксации тепловых ДГ, образованных соответственно РГ и ПГ,

$$\tilde{G}_0 = G_0/l = \frac{\chi k_0}{c_p \rho_0} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_p I_1(0, 0) \tau, \quad (10)$$

$$\tilde{G}_0' = G_0'/l = \frac{\chi k_0}{\rho_0 c_p'} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_p' I_1(0, 0) \tau' \quad (11)$$

— стационарные коэффициенты усиления ДГ слабых пучков при оптимальных частотных сдвигах $\omega = 1/\tau, 1/\tau'$,

$$I_1(0, 0) = \frac{cn}{8\pi} |E_1(0, 0)|^2, \quad k_0 = \frac{\omega_1}{c} \simeq \frac{\omega_2}{c},$$

l — толщина нелинейной среды. Функция

$$F(t) = \frac{\tau^*}{\tau_T} \frac{1}{1 - i\omega\tau^*} \left[1 - \exp\left(\frac{i\omega\tau^* - 1}{\tau^*} t\right) \right]$$

описывает изменение глубины модуляции диэлектрической проницаемости решеток во времени, связанное с инерционностью процесса термализации поглощенной энергии; $\tau^* = [1/\tau_r + 1/\tau_D]^{-1}$ — время, характеризующее скорость уменьшения глубины пространственной модуляции внутренней энергии ПГ благодаря термализации, а также диффузии его молекул, вклад которой определяется временем $\tau_D = (K^2 D)^{-1}$, где $K = 2\pi/\Lambda$. В случае слабой диффузии ($D=0$) и быстрой термализации ($\tau_r = \tau^* = 0$), что соответствует записи тепловых ДГ в жидкостях, $F(t) = 1$ и система (6)–(9) переходит в систему уравнений, описывающую попутное взаимодействие световых пучков в поглощающих жидкостях [8].

Аналогичным образом можно получить систему уравнений для записи отражательных тепловых ДГ в смеси газов

$$\frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial z} = \left[i(\delta \varepsilon'')_{\Sigma} - \frac{\chi}{2} \right] \tilde{E}_1 + i(\delta \varepsilon)_{\Sigma} \tilde{E}_2, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_2}{\partial z} = \left[\frac{\chi}{2} - i(\delta \varepsilon'')_{\Sigma} \right] \tilde{E}_2 - i(\delta \varepsilon)_{\Sigma}^* \tilde{E}_1, \quad (13)$$

$$\frac{\partial (\delta \varepsilon)}{\partial t} = \delta \varepsilon \left(i\omega - \frac{1}{\tau} \right) + \frac{\tilde{G}_0}{\tau} F(t) \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^*, \quad (14)$$

$$\frac{\partial (\delta \varepsilon')}{\partial t} = \delta \varepsilon' \left(i\omega - \frac{1}{\tau'} \right) + \frac{\tilde{G}_0'}{\tau'} [1 - F(t)] \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^*, \quad (15)$$

$$\frac{\partial (\delta \varepsilon'')}{\partial t} = \frac{\tilde{G}_0''}{\tau} F(t) (|\tilde{E}_1|^2 + |\tilde{E}_2|^2), \quad (16)$$

$$\frac{\partial (\delta \varepsilon'')'}{\partial t} = \frac{(\tilde{G}_0'')'}{\tau'} [1 - F(t)] (|\tilde{E}_1|^2 + |\tilde{E}_2|^2), \quad (17)$$

где $(\delta \varepsilon'')_{\Sigma} = \delta \varepsilon'' + (\delta \varepsilon'')$ характеризует изменение среднего значения диэлектрической проницаемости нелинейной среды; $\tilde{G}_0'' = G_0''$, $(\tilde{G}_0'')' = G_0'''$ при выполнении условия $v_{\text{зв}} t_n \geq r$ (r — радиус пучков, формирующих ДГ); в случае обратного неравенства индекс «р» (давление) в (10), (11) заменяется на V (объем).

В актуальном для практики случае вырожденных по частоте пучков ($\omega = 0$) и достаточно малых τ_T и DK^2 ($DK^2 \tau \ll 1$), что соответствует случаю высоких парциальных давлений РГ, обеспечивающих быструю передачу энергии возбуждения молекул ПГ и затрудняющих их диффузию, а также при сравнительно низких пространственных частотах (запись пропускающих ДГ)

$$F(t) = 1 - \exp(-t/\tau_T^*)$$

влияние термализации РГ на запись ДГ определяется лишь временем τ_T . Уменьшение давления РГ и переход к записи голограмм на высоких пространственных частотах (отражательные ДГ) вследствие того, что $\tau_T, D \sim 1/p$ [4, 5] и $K \sim 1/\lambda$, сопровождается усилением роли диффузии молекул ПГ, которая становится определяющей при $DK^2\tau > 1$. Оценки указанных условий с использованием типичных для газов при нормальных условиях значений τ_T [4] и D показывают, что для пропускающих ДГ условие $DK^2\tau_T < 1$ реализуется при давлениях РГ начиная с атмосферного, тогда как для отражательных ДГ лишь при давлениях РГ ≥ 10 атм.

Последующий анализ систем уравнений (6)—(9) и (12)—(17) проводился путем их численного решения на ЭВМ при $\omega=0$ в пренебрежении диффузией ПГ, что соответствовало условиям экспериментов, выполненных в [2]. Расчеты энергетической ЭП световых пучков

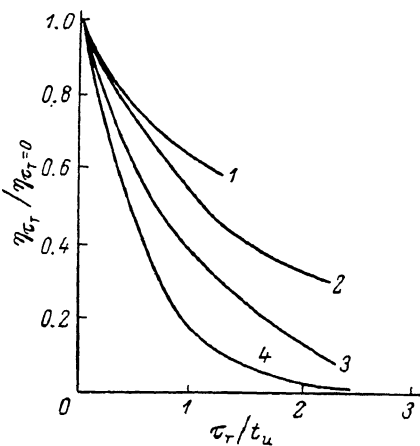


Рис. 1. Зависимость нормированной ЭП пучков отражательными ДГ от величины отношения времени термализации к длительности импульса.

$$\eta = \frac{1}{t_x (|\tilde{E}_1(0, 0)|^2 + |\tilde{E}_2(0, 0)|^2)} \int_0^{t_x} |\tilde{E}_2(l, t)|^2 dt$$

проводились в двух предельных случаях, когда основной вклад в формирование ДГ вносят решетки, создаваемые либо в РГ, либо в ПГ. Влияние изменения среднего значения коэффициента преломления при расчете отражательных ДГ не учитывалось, поскольку в типичных условиях экспериментов с плоскими интенсивными пучками диаметром ≥ 1 мм и импульсами длительностью $10^{-7} - 10^{-8}$ с звуковые волны не успевают пробежать радиусы пучков и изменение n , как отмечалось выше, описывается коэффициентом $(dn/dT)_V$, значительно меньшим по абсолютной величине, чем $(dn/dT)_P$. Параметр G_0 , определяющий нелинейность среды, изменялся при $l=1$ см от 5 до 400; τ_T/t_x — от 0 до 4; прозрачность среды $T_0=0.1 \div 1.0$; отношение интенсивностей пучков, падающих на ДГ, $M=I_{(1, 0, 0)}/I_{(0, 0, 0)}=20 \div 200$.

На рис. 1 приведен пример расчетов ЭП пучков отражательной решеткой, формируемой в РГ импульсами прямоугольной формы, в зависимости от отношения τ_T/t_x при $M=25$, $T_0=0.4$, $G_0=400$ (1), 200 (2), 100 (3) и 50 (4) (ЭП нормировалась на значения, вычисленные при $\tau_T=0$, т. е. в условиях мгновенной термализации РГ). Видно, что инерционность процесса термализации оказывает сильное влияние на ЭП световых пучков, особенно при снижении величины G_0 . Этого и следовало ожидать, поскольку, согласно (14), влияние конечного времени термализации сводится в итоге к снижению эффективной плотности энергии записывающих ДГ пучков. Влияние же такого снижения менее заметно при высоких значениях плотностей энергий сильного пучка, а следовательно, и G_0 , когда зависимость ЭП от энергии пучков становится более слабой и происходит насыщение ЭП с ростом последней [8]. Результаты (рис. 1) позволяют также найти отношение времен τ_T/t_x и, следовательно, величину τ_T , однако для этого требуется знать параметр G_0 и величину η при каком-либо значении τ_T , которое должно быть известно заранее или оценено. Значительно более удобным путем определения τ_T , не требующим знания каких-либо дополнительных параметров, является изучение ЭП пучков решеткой, создаваемой не РГ, а ПГ в условиях, когда восприимчивость РГ χ оказывается значительно меньше, чем у ПГ ($\chi \ll \chi'$), и добавление РГ не увеличивает, а подавляет ЭП. Такая ситуация может быть реализована в эксперименте при записи пропускающих

ДГ, если скорость распространения звука в ПГ выше, чем в РГ, и угол схождения пучков выбран так, что звук успевает за время импульса распространиться на половину периода решетки в ПГ, но не в РГ [2]. Тогда, как показали расчеты, выполненные при $M=20$, $T_0=0.6$, величина ЭП η пропускающих ДГ линейно зависит от средних значений

$$G'_{cp} = \frac{1}{t_n} \int_0^{t_n} G'_0 (1 - F(t)) dt$$

в весьма широком диапазоне ($G'_{cp}=5 \div 30$). Это позволяет найти параметр t_n/τ_T при любом давлении РГ по отношению к измеренным значениям η_p при данном давлении p и η_0 — ЭП в отсутствие РГ — с помощью соотношения

$$\frac{\eta_p}{\eta_0} = \frac{\tau_T}{t_n} (1 - e^{-t_n/\tau_T}), \quad (18)$$

не прибегая к каким-либо дополнительным измерениям, в отличие от рассмотренного ранее случая ($\chi \gg \chi'$), а также способа [6] с принятыми в нем допущениями. В случае сравнимых значений χ и χ' ($\chi \approx \chi'$), как и при $\chi \gg \chi'$, требуется проведение экспериментов в достаточно широком диапазоне давления РГ, включая такие, при которых происходит практически полная термализация РГ и ЭП перестает зависеть от его давления. Следует отметить, что результаты измерений ЭП отражательных ДГ при пониженных давлениях РГ, когда выполняется условие $DK^2\tau_T < 1$, могут быть, согласно (1)–(4), использованы для определения коэффициентов диффузии ПГ и РГ. Определенный практический интерес для исследования явлений диффузии и термализации в газах могло бы представить, по-видимому, изучение более сложных систем с последовательной термализацией в смеси двух и более газов, отличающихся восприимчивостью к записи тепловых ДГ, временами термализации и диффузии. С другой стороны, измерения ЭП в экспериментах с контролируемым значением множителя $F(t)$ позволяют найти параметры G_0 , G'_0 , связывающие целый ряд важных теплофизических величин, в том числе и такие, которые сравнительно трудно определяются другими методами, например температурный коэффициент показателя преломления газов.

Экспериментальные результаты

Условия экспериментов по записи ДГ были в основном аналогичны [2]. Одномодовый лазер на неодимовом стекле с длительностью импульсов излучения от 10 до 25 нс обеспечивал возможность записи пропускающих и отражательных ДГ пучками диаметром 6 мм при плотностях энергии до 4 Дж/см². ДГ записывались в кювете длиной 5 см, которая заполнялась ПГ при парциальном давлении $p_{ПГ}=1 \div 3$ атм либо смесью ПГ при тех же $p_{ПГ}$ и РГ при парциальных давлениях от 0 до 45 атм. В качестве рабочего газа использовался ксенон (Xe) или углекислый газ (CO₂), а ПГ состоял главным образом из окислов азота (ОА) NO, NO₂ и N₂O₄ и получался в результате химической реакции нитрита натрия с серной кислотой непосредственно в кювете высокого давления для записи ДГ. Это вносит некоторую неопределенность в идентификацию окисла азота, ответственного за поглощение излучения с $\lambda=1.06$ мкм, однако из дополнительно проведенных экспериментов было установлено, что увеличение парциального давления ОА ведет к снижению поглощения на 1.06 мкм и одновременно к визуально наблюдаемому обесцвечиванию ОА. Последнее же, как известно, связано с димеризацией при высоких давлениях в N₂O₄ двуокиси азота NO₂ — единственного из ОА, имеющего окраску (бурый цвет). Это дает основание предположить, что газом, поглощающим излучение неодимового лазера, являлась двуокись азота.

Поглощение газовой смеси $1-T_0$ было линейным и спектрально неселективным [2], а его величина выбиралась на основании расчетов ЭП в приближении мгновенной термализации исходя из оптимальных значений (рис. 2) и составляла $1-T_0=0.1 \div 0.4$, для пропускающих и $0.4-0.9$ для отражательных ДГ.

Полезно заметить, что в отличие от случая записи пропускающих ДГ максимальные значения ЭП пучков отражательными ДГ достигаются при малых величинах T_0 и не ограничиваются величиной поглощения среды (рис. 2). Это связано с тем, что при взаимодействии встречных волн энергообмен между пучками реализуется главным образом в приграничной области нелинейной среды [8]. Отметим также, что при использовании в качестве РГ Хе поглощение смеси по сравнению с ОА возрастало до 2.5 раз с увеличением парциального давления Хе от 0 до 45 атм, в то время как добавление CO_2 к ПГ в том же диапазоне давлений практически не меняло поглощения смеси.

На рис. 3 представлены результаты экспериментов по записи пропускающих ДГ с использованием ксенона в качестве РГ в условиях подавления им записи

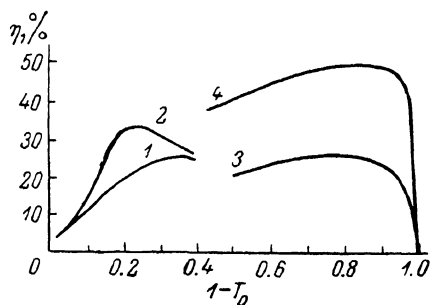


Рис. 2. Теоретические зависимости ЭП пучков пропускающими (1, 2) и отражательными (3, 4) ДГ от поглощения среды при $N = \bar{G}_0/\chi = 30$ (1), 60 (2), 20 (3), 40 (4) и $M = 25$.

тепловых ДГ в ОА [2], нормированные с учетом влияния на ЭП изменения поглощения и скорости звука смеси газов при увеличении давления РГ. На основании этих данных с помощью выражения (18) были оценены значения τ_T при различных давлениях Хе. Оказалось, что зависимость τ_T от $p_{\text{Хе}}$ в исследованном интервале $p_{\text{Хе}}$ сравнительно хорошо описывается известным соотношением

$$\tau_T = 1/\beta p_{\text{Хе}}$$

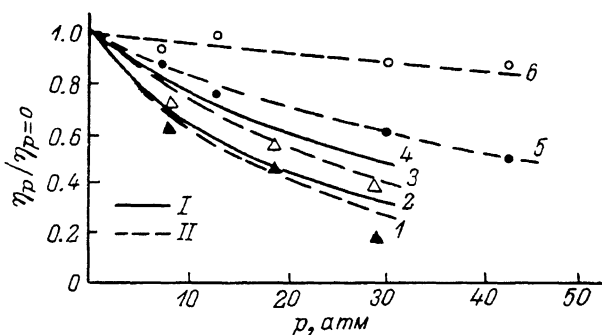


Рис. 3. Теоретическая (I) и экспериментальная (II) зависимости нормированной ЭП пучков пропускающими ДГ ($\Lambda^{-1} = 65$ лин./мм) в газовых смесях ОА—Хе (1—4) и ОА— CO_2 (5, 6) от парциального давления рабочего газа при $i_{\text{н}} = 23$ (1, 2, 5), 13 нс (3, 4, 6) и $w_1(0, 0) = 1.4$ Дж/см².

с параметром $\beta \approx 4 \cdot 10^{-3}$ атм⁻¹·нс⁻¹. В частности, при $p_{\text{Хе}} = 42$ атм τ_T составляло ~ 6 нс.

На рис. 3 зависимость (18) с учетом указанного соотношения изображена в виде функции

$$\frac{\eta_p}{\eta_0} = \frac{1}{\beta p_{\text{Хе}} t_{\text{н}}} (1 - e^{-\beta p_{\text{Хе}} t_{\text{н}}}) \quad (19)$$

для использовавшихся в эксперименте значений длительностей импульсов $t_{\text{н}}$. Видно, что в исследованном диапазоне давлений экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами расчетов. На рис. 3 приведены также экспериментальные значения ЭП, полученные при использовании в качестве РГ углекислого газа. В этом случае скорости распространения звука в ПГ и РГ были примерно одинаковыми и условие пробега звуком за время импульса половины периода решетки выполнялось для обоих газов. Снижение ЭП пучков ДГ при добавлении РГ связано, видимо, с меньшими значениями теп-

довой нелинейности РГ по сравнению с ПГ при установившемся давлении. Поскольку снижение η с ростом p_{CO_2} было сравнительно небольшим, а значения восприимчивостей χ и χ' не были известны, точная оценка времени τ_T для данной смеси оказалась затруднительной. Все же сопоставление данных по ЭП при добавлении CO_2 для $t_n = 13$ и 23 нс показывает, что термализация данного газа за эти времена не успевала завершиться и, следовательно, τ_T превосходит 15—20 нс. Это не противоречит данным [6] о термализации смеси NO_2-CO_2 , где было найдено, что $\tau_T = 60$ нс при $p_{CO_2} = 67$ атм.

Полученные данные о времени термализации Хе, а также его теплофизические параметры, известные из [8], были использованы для расчетов ЭП отражательных тепловых ДГ при различных давлениях Хе. Результаты этих расчетов (рис. 4, I) в целом удовлетворительно согласуются с соответствующими измерениями ЭП отражательных ДГ при использованных давлениях Хе (от 8 до 42 атм), что показывает возможность применения теории ДГ с учетом термализации РГ для количественного описания преобразования световых пучков тепловыми ДГ с записью в поглощающих газах. В экспериментальном исследовании записи отражательных ДГ в смеси ОА— CO_2 наблюдался значительный рост ЭП пучков

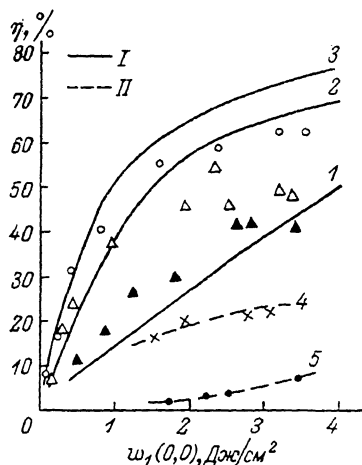


Рис. 4. Теоретическая (I) и экспериментальная (II) зависимости ЭП пучков отражательными ДГ ($\Lambda^{-1} \approx 1800$ лин/мм) от плотности энергии сильного пучка на входе голограммы $\omega_1(0,0)$ в смеси газов ОА—Хе (1—3), ОА— CO_2 (4), ОА (5) при парциальных давлениях рабочего газа 8 (1), 29 (2), 42 атм (3, 4) и $t_n = 13$ нс.

при $p_{CO_2} = 42$ атм по сравнению с отсутствием РГ (кривые 5, 4 на рис. 4). Этот результат не может быть связан с термализацией РГ по соображениям, изложенным при обсуждении рис. 3, и объясняется, по нашему мнению, замедлением диффузии возбужденных молекул ПГ с ростом давления РГ. Действительно, оценка времени диффузии молекул ПГ для записи отражательных голограмм, согласно соотношению $1/\tau_D = K^2 D$ при $D \sim 0.2$ см²/с, $K \sim 10^5$ см⁻¹ и использованных в эксперименте давлений ОА 1—3 атм, дает значение $\tau_D \sim 1$ нс, что должно приводить к неоднократному диффузионному стиранию решетки в ПГ за время импульса, тогда как при $p \sim 40$ атм τ_D возрастает более чем на порядок и превосходит длительность импульса, что значительно снижает влияние диффузии на запись ДГ.

Результаты теоретического и экспериментального исследования ЭП световых пучков тепловыми ДГ, выполненные в данной работе, а также в [10], позволяют определить область параметров нестационарной записи таких ДГ в газах и жидкостях, в пределах которых можно реализовать высокую ЭП. Согласно [10], в жидкостях для этого необходимо выполнение двух условий, связывающих длительность импульсов записывающего излучения и период ДГ Λ . С одной стороны, длительность должна быть достаточно короткой по сравнению с временем релаксации тепловой решетки

$$t_n \leq \tau = \Lambda^2 / 4\pi^2 \chi_T \quad (20)$$

(χ_T — температуропроводность среды), чтобы поглощенная энергия шла на образование решетки, а не на компенсацию ее распада во времени, а с другой стороны, достаточно большой, чтобы за время t_n успевало происходить локальное тепловое расширение среды, определяемое скоростью звука

$$t_n \geq \Lambda / 2v_{зв} \quad (21)$$

На диаграмме $t_n-\Delta$, построенной в логарифмическом масштабе (рис. 5), границы выполнения условий (20)–(24) представляют собой прямые линии (1, 2) с наклонами, равными 1/2 и 1 соответственно, положение которых слабо зависит от типа жидкости, а область эффективного преобразования излучения нестационарными тепловыми ДГ представляет собой клин, заключенный между этими прямыми. В случае газов (3) область высоких ЭП в целом заметно сжата по сравнению с жидкостями, а положение ее границ зависит от давления, раздвигаясь с ростом давления в сторону меньших значений Δ благодаря уменьшению температуропроводности и увеличению времени тепловой релаксации и дости-

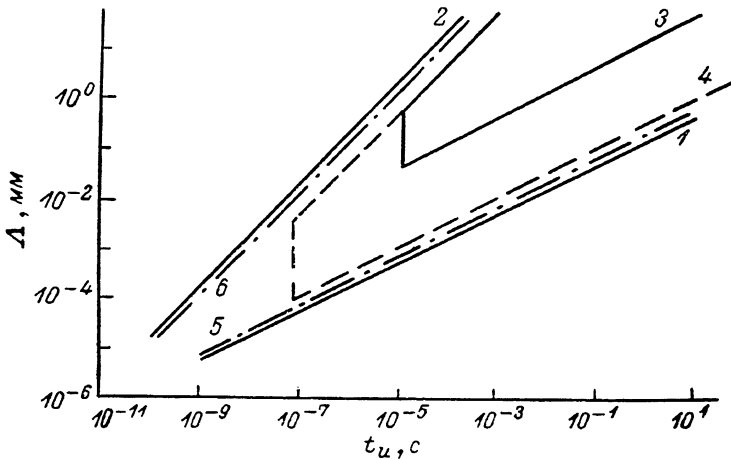


Рис. 5. Области эффективного преобразования световых пучков тепловыми динамическими голограммами в жидкостях (1, 2), газах при нормальных условиях (3), высоких давлениях (4) и сжиженных газах (5, 6).

гая в конце концов предела, соответствующего жидкостям. Конечная величина времени термализации дополнительно ограничивает область высоких ЭП со стороны малых длительностей импульсов условием $t_n \geq 2\tau_T$, следующим из приведенных выше результатов, которые на диаграмме $t_n-\Delta$ изображаются вертикальной линией, смещающейся влево с ростом давления РГ.

Таким образом, хотя изменение давления РГ не влияет на предельную восприимчивость тепловой среды к записи ДГ

$$\chi = \left(\frac{dn}{dT} \right)_p \frac{1}{c_p \rho} \quad [8],$$

увеличение $(dn/dT)_p$ с его ростом компенсируется примерно таким же увеличением плотности газа ρ (см. также [5]), однако вследствие зависимости от давления температуропроводности, времени термализации РГ, а также времени диффузии молекул ПГ применение повышенных давлений РГ позволяет существенно расширить область записи эффективных ДГ.

Литература

- [1] Goldhar J. Appl. Opt., 1984, v. 23, N 1, p. 113–117.
- [2] Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 15, с. 905–909.
- [3] Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. Опт. и спектр., 1986, т. 61, № 5, с. 1085–1089.
- [4] Wiggins T. A., Cho C. W., Dietz D. R., Foltz N. D. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, N 16, p. 831–834.
- [5] Cray M. A., Herman R. M. Phys. Rev., 1969, v. 181, N 1, p. 374–379.
- [6] Dietz D. R., Cho C. W., Wiggins T. A. Phys. Rev., 1969, v. 182, N 1, p. 259–261.
- [7] Batra J. P., Enns R. H., Pohl D. Phys. Stat. Sol. (B), 1971, v. 48, N 11, p. 11–63.
- [8] Грозный А. В., Духовный А. М., Лецев А. А. и др. В сб.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1979, с. 92–122.
- [9] Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
- [10] Березинская А. М., Духовный А. М., Стаселько Д. И. ЖТФ, 1983, т. 53, № 3, с. 499–507.