Math-Net.Ru
All Russian mathematical portal

M. V. Bunkina, V. V. Morozov, K. N. Firsov, Possibility of using vibrational-translational relaxation in an amplifying medium for wavefront reversal,
Kvantovaya Elektronika, 1980, Volume 7, Number 9, 2026–2028

https://www.mathnet.ru/eng/qe10703

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
https://www.mathnet.ru/eng/agreement

Download details:
IP: 18.97.14.90
December 5, 2025, 06:14:08

«Квантовая электроника», 7, № 9 (1980) УДК 535.375

М. В. Бункина, В. В. Морозов, К. Н. Фирсов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ VT-РЕЛАКСАЦИИ В УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ ДЛЯ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Предлагается использовать для компенсации фазовых искажений вынужденное температурное рассеяние света (ВТР) назад в инверсной среде. Обсуждаются условия, необходимые для наблюдения этого эффекта. Приведены результаты численного счета, подтверждающие возможность создания обращающего «зеркала» в усиливающей среде на основе ВТР.

Явление обращения волнового фронта (ОВФ) при вынужденном рассеянии света назад (ВРМБ, ВКР) исследовалось в работах [1, 2]. При ОВФ поле рассеянной назад волны $E_s(\mathbf{r})$ совпадает с комплексно-сопряженным полем накачки $E_L^*(\mathbf{r})$, т. е. $E_s(\mathbf{r})=\mathrm{const}\, E_L^*(\mathbf{r})$. Это явление используется для компенсации фазовых искажений волнового фронта, возникающих при распространении света в различных оптических системах.

Из общности механизма ОВФ при вынужденных рассеяниях назад следует, что это явление должно наблюдаться при определенных условиях и для других видов вынужденных рассеяний, например вынужденного температурного рассеяния (ВТР) [3], вынужденного концентрационного [4] и др. В настоящей работе проводится сравнение эффективности ВРМБ и ВТР и исследуется возможность обращения волнового фронта за счет ВТР в инверсной среде усилителя.

Вынужденное тепловое (или температурное) рассеяние в различных средах представляет собой нелинейный процесс взаимодействия возбуждающей и рассеянной на тепловых флуктуациях волн, обусловленный поглощением света в среде. Количество тепла Q, выделяемое в среду, пропорционально квадрату напряженности суммарного электрического поля возбуждающей и рассеянной световых волн [3]:

$$\dot{Q}=\underline{\mathbf{E}}\,\dot{\vec{\mathcal{P}}}=(2\pi)^{-1}k_\omega nc\underline{\mathbf{E}}^2, \tag{1}$$

где n — показатель преломления света в среде; c — скорость света в среде; k_ω — коэффициент поглощения света; $\vec{\mathcal{P}}$ — поляризация среды; $\mathbf{E}$ — напряженность суммарного электрического поля. При этом возбуждается «температурная волна» с частотой

$$\nu_\text{т}=n^2\chi k^2/\pi, \tag{2}$$

где χ — температуропроводность среды; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число. Спектр ВТР назад представляет собой компоненту, сдвинутую по отношению к возбуждающему свету на $\delta\nu_p$ в антистоксову область.

При слабой интенсивности возбуждающего света в рассеянном свете присутствуют как компоненты Мандельштама—Бриллюэна, так и температурного рассеяния, отношение их интенсивностей определяется соотношением Ландау — Плачека [5] $I_\text{т}/2I_\text{МБ}=\gamma-1$, где $\gamma=c_p/c_V$; c_p, c_V — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме. В газах $\gamma\approx1{,}4$, поэтому $I_\text{т}\approx I_\text{МБ}$.

В поглощающих средах, когда интенсивность возбуждающего света превышает пороговые величины, относительная эффективность ВРМБ и ВТР определяется отношением их коэффициентов усиления [6]:

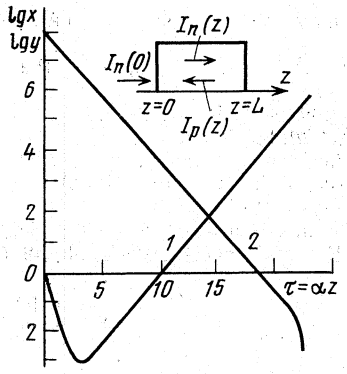
$$\frac{g_\text{МБ}}{g_\text{т}}=\frac{2(n^2-1)(n^2+2)\pi\nu_L c_p}{3k_\omega vc^2\beta_s}, \tag{3}$$

где v — скорость звука в среде; β_s — объемный коэффициент теплового расширения; ν_L — частота возбуждающего света. В газовой среде при нормальных условиях и длине волны возбуждающего света $\lambda=10{,}6$ мкм

$$g_\text{МБ}/g_\text{т}\approx10^{-5}\ \text{см}^{-1}/k_\omega, \tag{4}$$

т. е. $g_\text{МБ}\approx g_\text{т}$ при $k_\omega\approx10^{-5}$ см$^{-1}$, если же $k_\omega=10^{-1}$—10^{-2} см$^{-1}$, коэффициент усиления за счет ВТР на три-четыре порядка выше, чем коэффициент усиления при ВРМБ.

Пороговые интенсивности для ВТР и ВРМБ в приближении заданного поля можно получить из условия $g_\text{МБ,т}I_\text{п,МБ,т}-2k_\omega=0$, откуда следует, что пороговые интенсивности ВТР и ВРМБ связаны следующим соотношением: $I_\text{п,т}=(g_\text{МБ}/g_\text{т})I_\text{п,МБ}$, и при указанных k_ω пороговая интенсивность для ВТР на три-четыре порядка ниже,



Изменение интенсивностей возбуждающего $x=I_n(z)/I_n(0)$ (1) и рассеянного назад света $y=I_p(z)/I_n(0)$ (2) в усиливающей среде при $y_0=I_p(z=0)/I_n(0)=10^8$, $a=g_\text{т}I_n(0)/\alpha=10^{-7}$. Вверху схема, поясняющая модель расчета вынужденного рассеяния назад в лазерном усилителе

чем при ВРМБ, однако даже в этом случае, как показывают оценки, $I_{\text{п,т}}\approx10^7$ Вт/см^2.

В инверсной среде, если сдвиг частот ВТР и ВРМБ меньше полосы пропускания усилителя, эти явления становятся практически беспороговыми, но их относительная эффективность по-прежнему определяется соотношением (3). Для возбуждения ВТР в инверсной среде нужно, чтобы в этой среде осуществлялось энерговыделение в виде тепла. Такой механизм можно реализовать в усилителях, в которых нижний рабочий уровень не совпадает с основным, тогда необходимое энерговыделение в среде будет обеспечиваться в результате безызлучательных переходов между этими уровнями (VT-релаксации).

При этом необходимо выполнение следующих условий:

1. Сдвиг частоты рассеянного света $\delta\nu_\text{р}\approx\nu_\text{т}$ должен быть меньше полосы пропускания усилителя $\Delta\nu_L$.

2. Частота температурной волны должна удовлетворять условию $1/\tau_\text{и}\ll\nu_\text{т}\ll1/\tau_\text{р}$, где $\tau_\text{р}$ — время релаксации нижнего рабочего уровня усилителя; $\tau_\text{и}$ — длительность импульса возбуждающего излучения. В этом случае можно считать, что энерговыделение в среде при усилении света описывается выражением, аналогичным (1), т. е. $\dot{Q}=(2\pi)^{-1}\beta nc\mathbf{E}^2$, где $|\beta|\sim|k_\omega|$. Эти условия могут быть выполнены, например, в четырехуровневых усилителях на газовой смеси CO_2—N_2—He при общем давлении, близком к нормальному, и использовании соответствующих добавок, уменьшающих время VT-релаксации. Так, если в смеси находится несколько процентов воды или H_2, время VT-релаксации будет порядка 10^{-8}с [7, 8], а частота температурной волны согласно формуле (2) $\nu_\text{т}\approx2{,}5\cdot10^6$ с$^{-1}$. Полоса пропускания такого усилителя [9] $\Delta\nu_L\approx10^9$ с$^{-1}$.

Для выяснения особенностей этого механизма взаимодействия численными методами решалась система уравнений, описывающая ВТР в усилителе,

$$\frac{dx}{d\tau}=(1-ay)\,x,$$

$$\frac{dy}{d\tau}=-(1+ax)\,y,$$

где $x=I_n(z)/I_n(0)$; $y=I_p(z)/I_n(0)$; $\tau=\alpha z$; $a=g_\text{т}I_n(0)/\alpha$; $I_n(z)$, $I_p(z)$ — интенсивности возбуждающего и рассеянного назад излучений соответственно; $I_n(0)$ — интенсивность возбуждающего излучения при $\tau=0$ (рисунок); в нашем случае коэффициент усиления $|\alpha|\approx|2k_\omega|$, с граничными условиями $x(\tau=0)=1$, $y(\tau=0)=I_p(0)/I_n(0)$.

Результаты счета представлены на рисунке; $a=10^{-7}$, что соответствует $I_n(0)=1$ Вт/см^2. Как видно из полученных результатов, при $\alpha=0{,}05$ см$^{-1}$ можно получить существенно усиленное рассеянное назад излучение $I_p(L)\approx I_n(0)\cdot10^8$ при длине взаимодействия $L=4$ м. В то же время усиление для возбуждающего излучения на этой длине будет примерно на четыре порядка меньше.

В наших расчетах не учитывался характер источника начальных рассеянных фотонов $I_p(L)$. Таким источником может служить или тепловое рассеяние, или спонтанное излучение инверсной среды. Оценки показывают, что интенсивность теплового рассеяния значительно меньше интенсивности спонтанного излучения инверсной среды. Кроме того, используя диффузный отражатель, установленный на расстоянии $z>L$, можно создать внешний источник затравочного излучения необходимой интенсивности $I_p(L)$.

Таким образом, возбуждение ВТР в инверсной среде может привести к созданию усиливающего «зеркала», одновременно обращающего волновой фронт.

1. О. Ю. Носач, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов. *Письма в ЖЭТФ*, **16**, 617 (1972).
2. Б. Я. Зельдович, Н. А. Мельников, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Рагульский. *Письма в ЖЭТФ*, **25**, 41 (1977).
3. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский. *УФН*, **98**, 441 (1969).
4. И. М. Арефьев, В. В. Морозов. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 448 (1969).
5. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. — М.: Наука, 1965.
6. D. Pohl, J. Reinhold, W. Haiser. *Phys. Rev. Letts*, **20**, 1141 (1968).
7. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. — М.: Наука, 1977.
8. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. — М.: ИЛ, 1957.
9. В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш. *Труды ФИАН*, **85**, 49 (1976).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступило в редакцию
4 апреля 1980 г.

M. V. Bunkina, V. V. Morozov, K. N. Firsov. **On Possible Use of VT Relaxation in an Amplifying Medium for Wavefront Reversal.**

Stimulated thermal backscattering in an inverse medium is suggested to be used for compensation for phase distortions. Conditions are discussed which are necessary to observe the effect. Results are presented of numerical calculations which confirm possible development of a time-reversed «mirror» in the amplifying medium on the basis of the stimulated thermal scattering.

«*Квантовая электроника*», 7, № 9 (1980) УДК 621.372.826

О. Парье *), В. А. Сычугов, А. В. Тищенко

О ВОССТАНОВЛЕНИИ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ДИФФУЗИОННЫХ ВОЛНОВОДАХ

Предложен простой способ измерения показателя преломления $n(x)$ на поверхности диффузионного волновода, позволяющий однозначно восстановить профиль $n(x)$ волновода по спектру его мод. Описана методика измерения эффективных показателей преломления мод в волноводе с использованием решеточного элемента ввода света в него. Обсуждается вопрос о профиле $n(x)$ в одномодовых волноводах.

Оптические диффузионные волноводы находят в настоящее время все большее применение в интегральной оптике. Для создания таких волноводов используются как кристаллические, так и аморфные среды. К последним относятся различные типы стекол, в которых волноводы получают диффузией в них металлов, путем ионного обмена, а также методом эффузии. Успешная реализация интегрально-оптических устройств на основе диффузионных волноводов требует знания прежде всего профиля показателя преломления внутри волноводного слоя.

Наиболее распространенным способом восстановления профиля показателя преломления диффузионного волновода по измеренному спектру его мод (т. е. по измеренным значениям эффективных показателей преломления n_m^* мод, где $m=1, \ldots, M$) является способ, использующий дисперсионное уравнение, которое описывает в ВКБ-приближении связь между параметрами волновода и константами распространения мод [1]. Как показывает опыт, для однозначного восстановления профиля $n(x)$ необходимо знать показатель преломления n_0 на поверхности градиентного волновода. На рис. 1 показаны разнообразные профили $n(x)$, полученные для одного и того же набора измеренных значений n_m^* диффузионного волновода, но при различных значениях n_0. Ранее в работе [2] был предложен весьма простой метод оценки показателя преломления на поверхности волновода и вида функции $n(x)$ вблизи его верхней границы. Однако имеются ситуации, когда выбор между линейным, параболическим и экспоненциальным приближениями в оценке n_0 должен быть сделан при анализе физического процесса, лежащего в основе метода получения волноводов. Сложность процесса диффузии в стеклянных волноводах часто не позволяет сделать определенного выбора и требуются прямые измерения показателей преломления на поверхности волновода. В настоящее время имеется два метода таких измерений [3]. Однако оба

*) Национальный политехнический институт, Гренобль, Франция.