нескольких герц. Необходимо отметить, что есть еще ошибка, связанная с точностью расчета, однако она не принципиальная, так как точность расчетов можно всегда увеличить.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
9 апреля 1966 г.

Литература

[1] M.S.Feld, J.H.Parks, H.R.Schlossberg, A.Javan. Physics of Quantum Electronics, 1966, стр.567.

[2] В.Г.Веселаго, А.Н.Ораевский, Г.М.Страховский, В.М.Татаренков, Письма ЖЭТФ, 2, 77, 1965.

[3] А.Н.Ораевский. Молекулярные генераторы, Изд. "Наука", М., 1964.

О НИТЕВИДНОЙ СТРУКТУРЕ ПУЧКОВ СВЕТА В НЕЛИНЕЙНЫХ ЖИДКОСТЯХ

В.И.Беспалов, В.И.Таланов

1. Первые наблюдения нитевидной структуры света в жидкостях в результате самофокусировки [1-7] описаны Пилипецким и Рустамовым [4]. С этим же эффектом Бломберген и Лалеман [8] связывают аномально большие значения коэффициентов усиления в экспериментах по вынужденному комбинационному рассеянию 1). Однако приведенные в [8] (со ссылкой на Келли [6]) теоретические оценки длин самофокусировки 2), требуемых для образования нитей, по крайней мере, на порядок величины превышают экспериментально наблюдаемые величины. Расхождение объясняется тем, что Бломберген и Лалеман исходят из представления о самофокусировке пучка как целого, ограничившись замечанием о возможной роли в возникновении нитей мелкомасштабных колебаний интенсивности в падающем пучке.

Ниже дана теория образования нитей. Показано, что в нелинейном диэлектрике амплитудно-фазовые возмущения плоской электромагнитной волны приводят к ее распаду [3] на отдельные пучки, имеющие разные длины самофокусировки в зависимости от масштаба первоначального возмущения. При этом есть характерный, наиболее быстро фокусирующийся масштаб, определяемый коэффициентом нелинейности среды, интенсивностью и коэффициентом эллиптичности волны.

2. Зависимость от координат для медленно меняющейся амплитуды $E_0(\bar{x},\bar{y},\bar{z})$ линейно поляризованной монохроматической волны $E = E_0 e^{i(\omega t - k\bar{z})}$ в изотропном диэлектрике с проницаемостью $\varepsilon_н/\varepsilon = 1 + \varepsilon'|E|^2$ $(k = \omega\sqrt{\varepsilon}/c = 2\pi\sqrt{\varepsilon}/\lambda_0)$ описывается нелинейным уравнением поперечной диффузии [5,6]

$$\Delta_\perp \mathcal{E} - 2i\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + |\mathcal{E}|^2\mathcal{E} = 0. \qquad (1)$$

В (1) введены безразмерные величины $\mathcal{E} = \sqrt{\varepsilon'}E_0\ (\varepsilon' > 0)$, $(x,y,z) = k(\bar{x},\bar{y},\bar{z})$.

О характере распада плоской волны можно судить по развитию ее малых возмущений. Полагая в (1) $\mathcal{E} = (\mathcal{E}_0 + e)e^{-i\Gamma z}$ $(\Gamma = \mathcal{E}_0^2/2$, $\mathcal{E}_0 = const$ – амплитуда невозмущенной волны, $|e| \ll \mathcal{E}_0$) и оставляя только члены первого порядка по $e = e_1 + ie_2$, получим:

$$\Delta_\perp e_1 + 2\frac{\partial e_2}{\partial z} + 2\mathcal{E}_0^2 e_1 = 0; \qquad \Delta_\perp e_2 - 2\frac{\partial e_1}{\partial z} = 0. \qquad (2)$$

Для возмущений типа [4] $e_{1,2} = Re\ e^0_{1,2}\exp(-i\vec{\varkappa}_\perp\vec{r} - ihz)$ найдем из (2) соотношения

$$h^2 = \frac{\varkappa_\perp^2}{4}\left(\varkappa_\perp^2 - \varkappa_{гр}^2\right); \quad \varkappa_{гр}^2 = 2\mathcal{E}_0^2 = 16\pi\varepsilon' P(cn)^{-1} \equiv \bar{\varkappa}_{гр}^2, \qquad (3)$$

где $n = \sqrt{\varepsilon}$, P – плотность потока мощности в невозмущенной волне.

Возмущения с поперечными волновыми числами $0 < \varkappa_\perp < \varkappa_{гр}$ неустойчивы по z $(h^2 = -\Gamma^2 < 0)$, тогда как возмущения меньшего масштаба $\varkappa_\perp > \varkappa_{гр}$ – устойчивы $(h^2 > 0)$. Инкремент неустойчивых возмущений $\Gamma = (2\mathcal{E}_0^2 - \varkappa_\perp^2)^{1/2}\varkappa_\perp/2$ имеет наибольшую величину $\Gamma_{макс} = \mathcal{E}_0^2/2$ при $\varkappa_\perp = \varkappa_н = \mathcal{E}_0$, что соответствует характерным масштабам $\Lambda_\perp = \pi/\varkappa_н = \pi/\mathcal{E}_0$ и $\Lambda_\parallel = \Gamma_{макс}^{-1}$, или в размерных переменных

$$\bar{\Lambda}_{\perp} = \lambda_0 c^{1/2} (32\pi n \varepsilon' P)^{-1/2}; \quad \bar{\Lambda}_{\parallel} = (k\Gamma_{макс})^{-1} = 4n\Lambda_{\perp}^2 (\pi\lambda_0)^{-1}. \quad (4)$$

Для достаточно больших (по интенсивности) возмущений падающего пучка величину $\bar{\Lambda}_{\parallel}$ можно принять в качестве характерного масштаба развития неустойчивости (возникновения светящейся нити). Оценка величин $\bar{\Lambda}_{\perp}$, $\bar{\Lambda}_{\parallel}$ для пучка диаметром 2 мм, мощностью I Мвт при $\varepsilon' = 10^{-11}$ ед. $CGSE$ (данные Келли [6]) дает значение $\bar{\Lambda}_{\parallel} = 9$ см, хорошо согласующееся с экспериментом [8], а характерный масштаб $\bar{\Lambda}_{\perp} = 180$ мк естественно превышает наблюдаемые размеры нитей ($20 \div 80$ мк)[8], определяемые дальнейшей самофокусировкой светящегося канала.

Мощность отдельной нити (оцениваемая как поток энергии через сечение площадью $\pi\bar{\Lambda}_{\perp}/4$).

$$W_H \simeq \pi \bar{\Lambda}_{\perp}^2 P/4 = c\lambda_0^2 (128 n\varepsilon')^{-1} \quad (5)$$

с точностью до коэффициента порядка единицы равна критической мощности стационарного пучка [3]. Так как мощность W_H не зависит от мощности исходного пучка, то с ростом последней растет лишь число нитей, а не их интенсивность.

Приближенное рассмотрение образования нитей на основе линеаризованных уравнений (2) подтверждается и результатами численного решения нелинейного уравнения (I). На рис. I показано изменение амплитуды поля в плоскости $x=0$ для начального возмущения вида $e = 2\cos \varkappa_{\perp} x$ при $\xi_0 = 20$ и разных значениях $\varkappa_{\perp}$[5]. Изменение амплитуды той же волны в точке $r=0$ при непериодических возмущениях гауссового профиля $e = 2\exp(-r^2/b^2)$ показано на рис. 2. В обоих случаях наблюдается описанная выше зависимость скорости нарастания амплитуды от ширины области начального возмущения.

3. Не останавливаясь на деталях, приведем основные результаты, относящиеся к возникновению нитевидной структуры в поле эллиптически поляризованной волны. Жидкость под воздействием такой волны приобретает анизотропные свойства, описываемые нелинейной поляризацией [9].

$$\mathcal{P}_i^{NL} = A E_i (\vec{E}\vec{E}^*) + \frac{B}{2} E_i^* (\vec{E}\vec{E}). \quad (6)$$

Здесь A и B – некоторые константы. В частности, если нелинейные свойства обусловлены ориентацией анизотропно поляризуемых молекул (высокочастотный эффект Керра), то $A = B/6 = \varepsilon\varepsilon'/16\pi$, где ε' – коэффициент нелинейности для линейно поляризованной волны. Для стрикционной нелинейности $B = 0$.

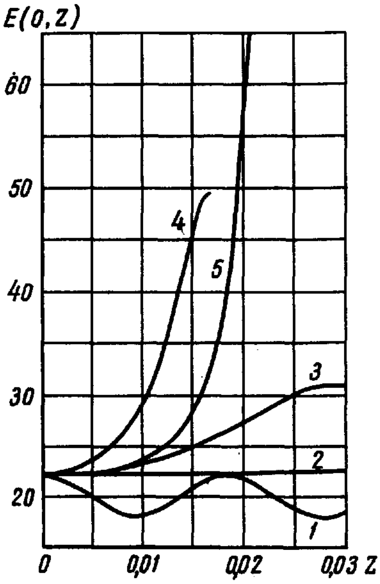

Рис. I. Изменение амплитуды поля $\mathcal{E}(0,z)$ в плоскости $x = 0$ при $\mathcal{E}(x,0) = 20 + 2\cos\varkappa_1 x$. $\varkappa_1^2 = 3\varkappa_н^2$ (1); $2\varkappa_н^2 = \varkappa_{гр}^2$ (2); $\varkappa_н^2(1+\sqrt{3}/2)$ (3); $\varkappa_н^2$ (4); $\varkappa_н^2(1-\sqrt{3}/2)$ (5)

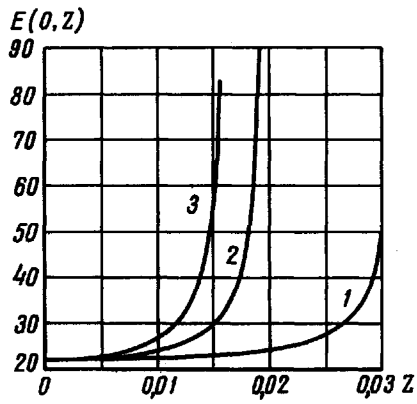

Рис. 2. Изменение амплитуды поля $\mathcal{E}(0,z)$ на оси пучка $r = 0$ при $\mathcal{E}(r,0) = 20 + 2\exp(-r^2/b^2)$. $b = 0,5$ (1); $0,25$ (2); $0,15$ (3)

Рассмотрение развития возмущений амплитуд право- и левополяризованных волн, на которые удобно в рассматриваемом случае разложить полное поле, приводит по-прежнему к характеристическому уравнению (3), в котором $\varkappa_{гр}^2$ теперь может принимать два значения. В частности, в случае Керр-эффекта $\varkappa_{гр\,1,2}^2 = \bar{\varkappa}_{гр}^2 F_{1,2}(\beta)$, где $F_{1,2}(\beta) = \left\{1 \pm \left[1+48(1-\beta^2)(1+\beta^2)^{-1}\right]^{1/2}\right\}$ – множитель, зависящий от коэффициента эллиптичности β (отношения осей эллипса) невозмущенной волны. Поскольку $F_1 > 0$, а $F_2 < 0$, то только одна пара корней $(\pm h_1)$ уравнения (3) отвечает неустойчивым возмущениям при $0 < \varkappa_1^2 < \varkappa_{гр1}^2$. При увеличении коэффициента эллиптичности от 0 (линейная поляризация) до

I (круговая поляризация) граничное значение $\varkappa_{гр1}$ меняется от $\bar{\varkappa}_{гр}$ до $\bar{\varkappa}_{гр}/2$. Следовательно, волны с круговой поляризацией пространственно более устойчивы; это связано с уменьшением эффективного параметра нелинейности до $\varepsilon'/4$, что уже отмечалось в работе Зельдовича и Райзера [10]. Заметим, что из-за неоднородности поля величина поворота эллипса поляризации [9] будет функцией поперечных координат. Это обстоятельство наряду с деформацией исходного эллипса, вызванной самофокусировкой, может быть причиной деполяризации излучения, прошедшего через нелинейную среду [8].

4. Плоская волна в нелинейной среде неустойчива не только относительно малых возмущений поля, но и относительно малых случайных возмущений среды. Рассеянное на неоднородностях поле можно в некотором сечении $z>0$ принять за начальное возмущение и проводить рассмотрение способом, изложенным выше. Более последовательное решение задачи сводится к исследованию системы (2) (или соответствующей системы для эллиптически поляризованного света) с правой частью, характеризующей рассеяние невозмущенной волны на неоднородностях. Анализ функции корреляции описываемого этими уравнениями поля показывает, что при $z \backsim \Lambda_{\parallel}$ область корреляции возмущений порядка $\Lambda_{\perp}$, а интенсивность рассеянного поля максимальна в том случае, когда размеры неоднородности $\backsim \Lambda_{\perp}$.

Неустойчивость плоской волны в нелинейной среде с $\varepsilon'>0$ относительно возмущений поля или среды может сказаться и непосредственно на структуре поля, излучаемого лазером, особенно в тех случаях, когда наряду с нелинейностью активного вещества на поле воздействуют нелинейности других материалов, помещенных для тех или иных целей внутрь резонатора ОКГ (например, при использовании насыщающихся затворов).

Авторы признательны А.В.Гапонову и М.А.Миллеру за обсуждение результатов и В.Н.Гольдбергу и Р.Э.Эрм за проведение вычислений на электронной счетной машине.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступило в редакцию
12 апреля 1966 г.

Литература

[1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.

[2] В.И.Таланов. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 7, 564, 1964.

[3] R.Y. Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys.Rev. Lett., 13, 479, 1964.

[4] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма ЖЭТФ, 2, 88, 1965.

[5] В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 2, 222, 1965.

[6] P.L.Kelley. Phys.Rev. Lett., 15, 1005, 1965.

[7] В.И.Таланов. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 9, 410, 1966.

[8] P.Lallemand, N.Bloembergen. Phys.Rev. Lett., 15, 1013, 1965.

[9] P.D.Maker, R.W.Terhune, C.M.Savage. Phys.Rev.Lett., 12, 507, 1964.

[10] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Письма ЖЭТФ, 3, 137, 1965.

---

1) Предположения о роли автолокализации в процессах вынужденного рассеяния света высказывались ранее [3].

2) Длину самофокусировки L_{φ} аксиально симметричного пучка с гауссовым распределением амплитуды приближенно можно оценить по формуле $L_{\varphi} = ka^2 (W_{\Pi} W_{кр}^{-1} - 1)^{-1/2}$, где a - радиус пучка, W_{Π} - мощность пучка, $W_{кр}$ - минимальная мощность пучка, необходимая для автолокализации. Этот результат следует из уравнения (8) работы Таланова [5].

3) Неустойчивость плоской волны в нелинейном диэлектрике была отмечена Р.В.Хохловым на I Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике (Минск, июнь 1965 г.)

4) Произвольные возмущения можно представить как суперпозицию таких полей.

5) Инвариантность уравнения (1) относительно замены $\mathcal{E} \to \alpha \mathcal{E}$, $\vec{r}_{\perp} \to \alpha \vec{r}_{\perp}$, $z \to \alpha^2 z$ позволяет всегда перейти от приведенных численных значений к физически осуществимым величинам $\mathcal{E}_0$, $e \ll 1$ [7].