

УДК 621.378:535.36

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВРМБ-УСИЛИТЕЛЯ И ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ГИПЕРЗВУКОВОГО ОБРАЩАЮЩЕГО ЗЕРКАЛА

В. И. Беспалов, А. З. Матвеев, Г. А. Пасманик

Теоретически и экспериментально исследованы особенности преобразования слабых световых полей в нелинейно-оптических усилителях на основе ВРМБ в поле одной и двух встречных волн накачек. Экспериментально определена энергия слабого сигнала на входе нелинейно-оптического усилителя, при которой выходной сигнал выделяется на фоне шумов. Для ВРМБ-усилителя эта энергия составила $W_{\min} \approx 1,75 \cdot 10^{-14}$ Дж. Осуществлено ОВФ сигнальной волны в четырехволновом гиперзвуковом обращающем зеркале (ЧГОЗ) при энергии входного сигнала $W_{\min} \approx 1,3 \cdot 10^{-14}$ Дж. Полученные величины энергий близки к теоретически рассчитанным значениям, определяющим чувствительность ВРМБ-усилителей и ЧГОЗ.

1. ВВЕДЕНИЕ

При создании разнообразных информационных оптических систем приходится решать проблемы регистрации амплитуды и фазы сложных неоднородных во времени и пространстве и обычно слабых световых сигналов. Так, например, даже при идеальном приемнике световых волн — счетчике фотонов — существуют ограничения на объем информации, содержащейся в световой волне, которая может быть из нее извлечена.

Покажем это на следующей простой модели. Пусть приемная система представляет из себя линзу с фокусом F и диаметром D , в фокальной плоскости которой расположена матрица из счетчиков фотонов, размер отдельной ячейки которой \tilde{d} согласован с разрешающей способностью линзы, т. е. $\tilde{d} \approx F\Theta_0 \approx F\lambda/D$, где λ — длина волны интересующего нас излучения. На расстоянии $L \gg D, F$ от линзы расположен протяженный диффузно светящийся предмет, энергию излучения или рассеяния которого с единицы площади обозначим через ω . Определим ω_{\min} , при которой с помощью идеальной системы регистрации возможно извлечь информацию о предмете. Угловой элемент разрешения линзы диаметром D равен, как известно, $\Theta_0 \approx \lambda/D$. На расстоянии L от линзы до предмета этим углом определяется диаметр элемента разрешения поверхности предмета $d = L\Theta_0 = \lambda L/D$. Энергия, приходящая с этого элемента поверхности на элемент системы регистрации, $W = \omega \frac{\pi d^2}{4} \left(\frac{\pi \Theta^2}{4} / 2\pi \right)$, где $\Theta = D/L$. Для регистрации элемента поверхности размером $d = \lambda L/D$, очевидно, необходимо принять от него хотя бы один квант $\hbar\omega$. Поэтому $W > \hbar\omega$ или

$$\omega > \omega_{\min}^0, \quad \omega_{\min}^0 \approx \frac{32}{\pi} \frac{\hbar\omega}{\lambda^2}. \quad (1)$$

Для регистрации с разрешением больше дифракционного могут быть использованы матрицы, размер ячейки которых \tilde{d} превышает характерный масштаб элемента разрешения $\tilde{d} = F\lambda/D$. В этом случае условие (1) заменяется на следующее:

$$\omega > \omega_{\min}, \quad \omega_{\min} \simeq \frac{32}{\pi} \frac{\hbar\omega}{\lambda^2} (\bar{d}/\tilde{d})^2 = \frac{32}{\pi} \frac{\hbar\omega (F/D)^2}{\tilde{d}^2}. \quad (2)$$

Легко видеть, что увеличение размеров площади элемента разрешения на поверхности предмета по сравнению с дифракционным пределом равно отношению $\omega_{\min}^0/\omega_{\min}$. Таким образом, можно заключить, что чем меньше плотность излучаемой или рассеянной энергии на поверхности предмета, тем с худшим разрешением будет зарегистрировано его изображение.

Несмотря на простоту используемой модели вывод, сделанный на ее основании, достаточно универсален и не зависит от конкретного вида приемника.

Условия (1) и (2) справедливы для идеальной системы детектирования оптического излучения. Для реального же оптического детектора с квантовым выходом, меньшим 100%, значения ω_{\min}^0 и ω_{\min} могут значительно возрасти. Поэтому при приеме оптического излучения наряду с системами прямого детектирования, такими, как фотопленка, человеческий глаз, фотодиод, ПЗС-матрица и другие, квантовый выход которых обычно существенно меньше 100%, немаловажную роль играют системы детектирования с предварительным оптическим усилением. Однако эти усилители имеют собственные шумы, выходная энергия которых может быть больше, чем энергия сигнальной волны. Пример такого усилителя — традиционный импульсный лазерный усилитель. Чувствительность его в пересчете на одну поперечную моду сигнальной волны определяется числом продольных мод m собственного шума усилителя, которые усиливаются за время его включения t , т. е.

$$W_{\min} \simeq \hbar\omega m, \quad (3)$$

где W_{\min} — минимальная энергия принимаемой сигнальной волны в расчете на одну ее поперечную моду, при которой на выходе усилителя она будет выделяться на фоне шумов, $m = \Delta f t$, Δf — частотная полоса усилителя. Так, например, для лазерного усилителя на неодимовом стекле $\Delta\nu = \Delta f/c \simeq 100 \text{ см}^{-1}$, $t \simeq 10^{-4}$ с и, следовательно, $W_{\min} \simeq 10^{-10}$ Дж на одну поперечную моду. Условие (3) для приемной системы, использующей предварительный лазерный усилитель, сводится к условию (1), если $m \simeq 1$.

Таким образом, увеличения чувствительности при предварительном оптическом усилении можно достичь, уменьшая величину m . В этом отношении наиболее перспективным представляется использование нелинейно-оптических усилителей на основе ВРМБ в поле одной и двух встречных волн накачек. Такие усилители имеют узкую частотную полосу ($\Delta\nu \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$), а их время включения определяется длительностью импульсов волн накачек, составляющих на практике величины порядка $10^{-7} - 10^{-8}$ с, так что число продольных мод $m = \Delta\nu t$ обычно порядка нескольких единиц. Однако у ВРМБ-усилителя велики собственные шумы, связанные с рассеянием волн накачек на тепловых фонах среды. Приведенные ко входу усилителя эти шумы на одну продольную и поперечную моду определяются фактором $\hbar\omega\bar{n}$, где $\bar{n} = 1/2 + 1/[\exp\{k_B T/\hbar\Omega_0\} - 1]$ — число тепловых фононов на одну моду гиперзвука частоты Ω_0 . Рассеяние света происходит на гиперзвуке с частотой $\Omega_0 \ll k_B T/\hbar$, поэтому $\bar{n} \simeq k_B T/\hbar\Omega_0$. Для большинства жидкостных ВРМБ-усилителей фактор \bar{n} составляет величину $\bar{n} \sim 2 \cdot 10^3$. Так как это число существенно больше единицы, то чувствительность ВРМБ-усилителя как такового в пересчете на одну поперечную моду составляет $W \simeq \hbar\omega n m \simeq 10^{-14}$ Дж. Это значение существенно меньше величины $W \simeq \hbar\omega m \simeq 10^{-10}$ Дж, характерной для лазерных усилителей на неодимовом стекле, но тем не менее из-за большой величины фактора \bar{n} ВРМБ-усилитель еще далек от квантового предела.

Этот предел может быть достигнут, если перед ВРМБ-усилителем расположить обычный лазерный усилитель, приведенная ко входу энергия шума которого в пересчете на одну продольную и поперечную моду близка к $\hbar\omega$. Комбинация широкополосного лазерного усилителя с предельной чувствительностью на одну моду и ВРМБ-усилителя с худшей чувствительностью, но существенно более узкой полосой позволяет реализовать узкополосный приемник с предельной квантовой чувствительностью. Ключевым элементом подобного приемника является ВРМБ-усилитель. Исследование этого усилителя при накачке его одним или двумя встречными лазерными пучками и составляет цель настоящей статьи.

В узкополосных усилителях на основе нелинейно-оптического эффекта типа вынужденного рассеяния при низких уровнях принимаемого сигнала часто возникает проблема фоновых засветок сигнальных волн более мощными волнами накачек, т.е. проблема технических шумов. При использовании ВРМБ-усилителей сигнальные волны и волны накачек имеют хоть и близкие, но разные частоты. В результате этого рассеяние волн накачек на оптических неоднородностях среды не приводит к зашумлению сигнальных волн. Этим ВРМБ-усилители выгодно отличаются от нелинейно-оптических усилителей на основе вырожденного взаимодействия, когда частоты всех взаимодействующих волн равны. В таких схемах уровень принимаемого сигнала снизу, как правило, ограничен светорассеянием накачек, т.е. техническими шумами, а не естественными.

Наличие встречной накачки в схемах с ВРМБ позволяет не только усиливать сигнальную волну, но и осуществлять обращение ее волнового фронта с достигнутыми в эксперименте коэффициентами отражения $R \sim 10^6$. В других схемах ОВФ не удастся достичь таких высоких значений коэффициента отражения [1].

К недостаткам ВРМБ-усилителей следует отнести определенное усложнение экспериментальной схемы, связанное с необходимостью использования световых волн разных частот. Кроме того, пороговые значения интенсивностей волн накачек в таких схемах достаточно высоки, $I \sim 10 - 100$ МВт/см². При длительностях световых импульсов в десятки и сотни микросекунд достижение порога ВРМБ назад становится затруднительным из-за побочных тепловых эффектов, возникающих при таких интенсивностях волн накачек [2]. Это в определенной степени ограничивает применимость ВРМБ-усилителей длительностями импульсов $10^{-6} - 10^{-9}$ с.

Для выявления наиболее благоприятных условий усиления и ОВФ слабых световых сигналов теоретически и экспериментально исследовались особенности преобразования световых полей в нелинейно-оптических усилителях на основе ВРМБ в поле одной и двух встречных волн накачек. Исследованы шумовые характеристики и чувствительность подобных усилителей. Рассчитана и экспериментально определена энергия слабого сигнала на входе нелинейно-оптического усилителя, при которой на его выходе он выделяется на фоне шумов.

2. ТЕОРИЯ

2.1. ВРМБ в поле одной накачки — ВРМБ усилитель. Процессы вынужденного рассеяния, протекающие в поле двух световых волн, разность частот которых близка к частоте гиперзвука нелинейной среды, изучены в настоящее время достаточно подробно [3,4]. В приближении заданного поля волны накачки $E_0^+ = \mathcal{E}_0^+ \exp(i\omega_0^+ t - ik_0^+ z) + \text{к. с.}$ усиление стоксовой $E_1^- = \mathcal{E}_1^- \exp(i\omega_1^- t + ik_1^- z) + \text{к. с.}$ и гиперзвуковой $P = P \exp(i\Omega_0 t - iqz) + \text{к. с.}$ волн описывается следующей парой уравнений:

$$-\frac{\partial \mathcal{E}_1^-}{\partial z} + \frac{i}{2k_1^-} \Delta_{\perp} \mathcal{E}_1^- = -ig_1 \mathcal{E}_0^+ P^*; \quad (4)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{T_2} P = -i g_2 \mathcal{G}_0^+ \mathcal{G}_1^{-*} + G. \quad (5)$$

Здесь g_1, g_2 — коэффициенты нелинейности, T_2 — время релаксации гиперзвука, $\Omega_0 = \omega_0^+ - \omega_1^-$ — его частота, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0^+ - \mathbf{k}_1^- \simeq 2\mathbf{k}_0^+$ — волновой вектор. В уравнении (5) введен, как обычно, ланжевенский источник G , ответственный за естественные шумы при ВРМБ, с функцией корреляции, определяемой флуктуационно-диссипативной теоремой [5]:

$$\langle G(\mathbf{r}, \Omega) G^*(\mathbf{r}', \Omega') \rangle = \frac{g_2 \hbar \Omega_0 \bar{n}(\Omega_0)}{\varepsilon_0 g_1 v_{\text{зв}} T_2} \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\Omega - \Omega').$$

Уравнения (4) и (5) решаются с помощью преобразования Лапласа по времени (см., например, [4]). Выражения для коэффициентов усиления стоксовой сигнальной волны по интенсивности и яркости шума на выходе ВРМБ-усилителя длиной L при этом оказываются идентичными:

$$K = K_0 e^M, \quad dI_1^- / d\Omega_T = K_{\text{ш}} e^M. \quad (6)$$

Величина инкремента M определяется соотношением между длительностью импульса накачки t и временем затухания гиперзвука T_2 и различна для стационарного и нестационарного ВРМБ:

$$M = \begin{cases} M_{\text{нест}} = 2 \sqrt{2g I_0^+ L t / T_2} - 2t / T_2, & t \leq (g I_0^+ L / 2) T_2 \\ M_{\text{ст}} = g I_0^+ L, & g = 2g_1 g_2 T_2, \quad t \geq (g I_0^+ L / 2) T_2 \end{cases}. \quad (7)$$

Благодаря тому, что коэффициент отражения и спектральная яркость шума определяются в основном хоть и большими, но одинаковыми экспоненциальными факторами (обычно $M \simeq 20 - 30$ и $e^M \sim \sim 10^8 - 10^{12}$), минимальный уровень усиливаемого сигнала зависит только от предэкспоненциального фактора. Но это справедливо только в том случае, если частота стоксова усиливаемого сигнала попадает точно в максимум линии усиления ВРМБ-усилителя. Небольшая частотная отстройка сигнальной волны от максимума линии усиления приводит к резкому падению коэффициента усиления K и, как следствие, падению чувствительности. Так, при $t \geq M_{\text{ст}} T_2 / 2$ для стоксовой сигнальной волны с частотой $\omega_1^- = \omega_0^+ - \Omega_0 - \Omega$

$$K(\Omega) = \exp\{\ln K(0) / [1 + (\Omega T_2)^2]\}. \quad (8)$$

Перейдем для удобства дальнейших оценок от спектральной яркости шума к мощности по формуле $P = (dI_1^- / d\Omega_T) \pi \Theta^2 S / 4$, где Θ — угол, под которым перехватывается шумовое излучение, S — площадь апертуры ВРМБ-усилителя. Тогда, пользуясь выражением (6), легко определить минимальную энергию падающей на ВРМБ-усилитель сигнальной волны W_{min} , при которой на выходе его энергия усиленного сигнала сравняется с энергией шума в угле Θ , под которым он перехватывается:

$$W_{\text{min}} = \hbar \omega \bar{n}(\Omega_0) m m_{\perp}, \quad (9)$$

где $m = \Delta \nu t$, $\Delta \nu$ — частотная полса ВРМБ-усилителя, $m_{\perp} = (\Theta / 2\Theta_{\text{д}})^2$ — число поперечных мод шумового излучения в угле Θ , $\Theta_{\text{д}} = 2\sqrt{\pi} / (k_0^+ \sqrt{S})$. Приведенное выражение легко интерпретируется, если заметить, что величина $N = m m_{\perp}$ есть не что иное, как полное число ортогональных пространственно-временных мод шума усилителя. Следовательно, минимальная энергия принимаемого сигнала есть энергия одного кванта $\hbar \omega$, умноженная на число квантов в моде $\bar{n}(\Omega_0)$ и на число мод N .

Поскольку частотная полоса ВРМБ-усилителя различна в нестационарном и стационарном режимах ВРМБ, то в этих режимах различно и число продольных мод шума:

$$m = \begin{cases} m_{\text{нест}} = M_{\text{нест}}/8, & t < M_{\text{ст}}T_2/2 \\ m_{\text{ст}} = t/(2T_2\sqrt{\pi M_{\text{ст}}}), & t > M_{\text{ст}}T_2/2 \end{cases} \quad (10)$$

Переход от нестационарного режима к стационарному происходит при длительностях импульса накачки $t \simeq t_{\text{пер}} = M_{\text{ст}}T_2/2$, при которой $M_{\text{ст}} = M_{\text{нест}}$. Однако при $t = t_{\text{пер}}$ $m_{\text{нест}} = M_{\text{ст}}/4 \gg m_{\text{ст}} = M_{\text{ст}}/(4\sqrt{\pi M_{\text{ст}}})$. Это, по-видимому, связано с тем, что стационарная ширина и форма спектра ВРМБ устанавливается позже, чем перестает увеличиваться инкремент. В реальном эксперименте обычно выполняется условие $t \sim t_{\text{пер}}$, а не $t \ll t_{\text{пер}}$ или $t \gg t_{\text{пер}}$, и поэтому оставался неясным вопрос о величине m в области $t \sim t_{\text{пер}}$.

В связи с этим численно была определена величина m для прямоугольного во времени импульса накачки длительностью t в зависимости от t и $M_{\text{ст}}$. Результаты численного счета m представлены на рис. 1 сплошной линией, пунктирной линией — теоретическая кривая $m(t)$, даваемая выражением (10). Звездочкой на кривой $m(t)$ отмечена точка, в которой $t = t_{\text{пер}}$. Кривые 1 и 2 построены при $M_{\text{ст}} = 20$ и $M_{\text{ст}} = 30$ соответственно. Видно, что стационарная ширина линии, согласно численному счету, устанавливается при длительностях импульса накачки, примерно в 2 раза больших, чем $t_{\text{пер}}$, что согласуется с представлениями о затягивании процесса установления стационарной ширины линии при ВРМБ. Кривые $m(t)$, определяемые численно и аналитически по выражению (10), имеют при $t \gg t_{\text{пер}}$ одинаковый наклон, но смещены друг относительно друга. Следовательно, абсолютная ошибка при определении $m(t)$ по формуле (10) с ростом t при сравнении с численными счетами почти не меняется, относительная же падает. При определении $m_{\text{ст}}(t)$ предполагалось, что мощность шума и усиленной сигнальной волны не зависит от времени, что справедливо для $t > t_{\text{пер}}$. А интегрирование по времени этих величин заменялось их умножением на t . При этом допускалась некоторая ошибка, связанная с тем, что для времен $t < t_{\text{пер}}$ значения мощностей шума и сигнальной волны меньше их стационарных значений, а величины $t_{\text{пер}}$ различны для шума и сигнальной волны. Чтобы показать, что упомянутая выше разница между величинами $m(t)$, определяемыми аналитически и численно, связана именно с этим, на рис. 1 приведена штрихпунктирная кривая величина $m(t)$,

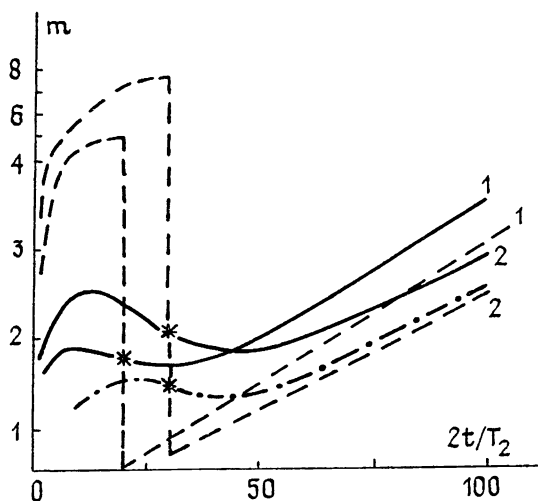


Рис. 1.

при численном определении которой энергии шума и сигнальной волны были заменены соответствующими значениями мощностей ($M_{\text{ст}} = 30$). Видно, что разница между этой величиной и $m_{\text{ст}}(t)$ становится с ростом t незначительной.

2.2. ВРМБ в поле двух встречных волн накачек — четырехволновое гиперзвуковое обращающее зеркало (ЧГОЗ). ВРМБ-усилитель можно рассматривать как устройство, осуществляющее в реальном масштабе времени запись голограммы сигнальной волны в поле волны

накачки на отражательных гиперзвуковых решетках. Если для восстановления такой голограммы направить на ВРМБ-усилитель встречную волну накачки, то, как известно, образуется точно обращенная волна по отношению к сигнальной волне. Таким образом, ЧГОЗ представляет собой, по существу, разновидность схемы четырехволнового смешения в динамической голографии.

Отметим характерные особенности, присущие данной схеме. Записываемая в ЧГОЗ отражательная голограмма перемещается со скоростью гиперзвука, возбуждаемого в среде. Для эффективной ее записи необходимо, чтобы разность частот между сигнальными волнами и соответствующими волнами накачек была близка к частоте гиперзвука. Кроме того, если одна из сигнальных волн смещена в стоксовую область относительно частоты своей накачки, то другая волна будет смещена на том же гиперзвуке в антистоксовую область, но уже по отношению к частоте своей накачки.

В ЧГОЗ процессы записи и восстановления голограммы влияют друг на друга. Это выражается в том, что фактически в записи голограммы участвуют не две, а четыре волны и изменение показателя преломления $\Delta n \sim \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*} + \mathcal{E}_0^{-*} \mathcal{E}_1^+$ определяется взаимной фазировкой двух интерференционных полей $\mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*}$ и $\mathcal{E}_0^{-*} \mathcal{E}_1^+$. Здесь \mathcal{E}_0^+ — амплитуда накачки, \mathcal{E}_1^- — амплитуда записываемой с ней гиперзвуковую решетку сигнальной волны, \mathcal{E}_0^- — амплитуда встречной накачки, записываемой голограмму с сигнальной волной амплитуды \mathcal{E}_1^+ . Из закона сохранения энергии следует, что рост стоксовой сигнальной волны в поле волны накачки сопровождается ростом амплитуды гиперзвуковой волны, рост же антистоксовой сигнальной волны ведет к уменьшению амплитуды гиперзвука. Это приводит к тому, что в обычных условиях интерференционные поля $\mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*}$ и $\mathcal{E}_0^{-*} \mathcal{E}_1^+$ находятся в противофазе. Иными словами, в этом случае между процессом записи и считывания голограммы существует отрицательная обратная связь, приводящая к установлению некоторого стационарного режима. Если же при записи голограммы используются интерференционные поля $\mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*}$ с частотой, слегка отличной от частоты гиперзвука, то это должно привести к падению дифракционной эффективности данной голограммы. Действительно, в этом случае падает коэффициент нелинейности, определяющий процесс записи голограммы. Но при этом меняется и взаимная фазировка интерференционных полей $\mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*}$ и $\mathcal{E}_0^{-*} \mathcal{E}_1^+$, и при достаточно большой интенсивности волн накачек отрицательная обратная связь между процессом записи и восстановления сменяется положительной. Тот же самый процесс происходит и с введением волновой расстройки четырех взаимодействующих волн. Это приводит к развитию в поле встречных волн накачек абсолютной неустойчивости с экспоненциальным нарастанием во времени сигнальных волн.

Уравнения, описывающие ВРМБ в приближении заданных плоских встречных волн накачек, легко получаются обобщением системы уравнений (4), (5) [4]:

$$\frac{\partial \mathcal{E}_1^+}{\partial z} + \frac{i}{2k_1^+} \Delta_{\perp} \mathcal{E}_1^+ = -ig_1 \mathcal{E}_0^- P; \quad (11)$$

$$-\frac{\partial \mathcal{E}_1^-}{\partial z} + \frac{i}{2k_1^-} \Delta_{\perp} \mathcal{E}_1^- = -ig_1 \mathcal{E}_0^+ P^* \exp(-i\delta k z); \quad (12)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{P}{T_2} = -ig_2 [\mathcal{E}_1^+ \mathcal{E}_0^{-*} + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*} \exp(-i\delta k z)] + G. \quad (13)$$

Здесь $\delta k = k_0^- + k_1^+ - k_0^+ - k_1^-$ — волновая расстройка. Предполагается, что $\omega_0^+ - \omega_1^- = \omega_1^+ - \omega_0^- = \Omega_0$. Решение уравнений (11)–(13) основано

на преобразовании Лапласа по времени [4]. Анализ этого решения показывает, что абсолютная неустойчивость развивается, если суммарный инкремент волн накачек $M = g(I_0^+ + I_0^-)L$ превышает некоторое пороговое значение $M_{\text{пор}}$, которое зависит только от волновой расстройки δkL и отношения интенсивностей волн накачек $a = I_0^-/I_0^+$. Характерное поведение $M_{\text{пор}}$ в зависимости от a при фиксированной расстройке $\delta kL = 3\pi/2$ приведено на рис. 2а. Видно, что при некотором оптимальном a_0 , которое, как показывают численные счета, всегда меньше единицы, $M_{\text{пор}}$ достигает минимального значения $M_0(\delta kL)$. Зависимость M_0, a_0 от δkL представлена на этом же рис. 2б. Отметим, что с ростом δkL M_0 растет незначительно: при изменении δkL от π до 40π M_0 изменяется от 7,5 до 20.

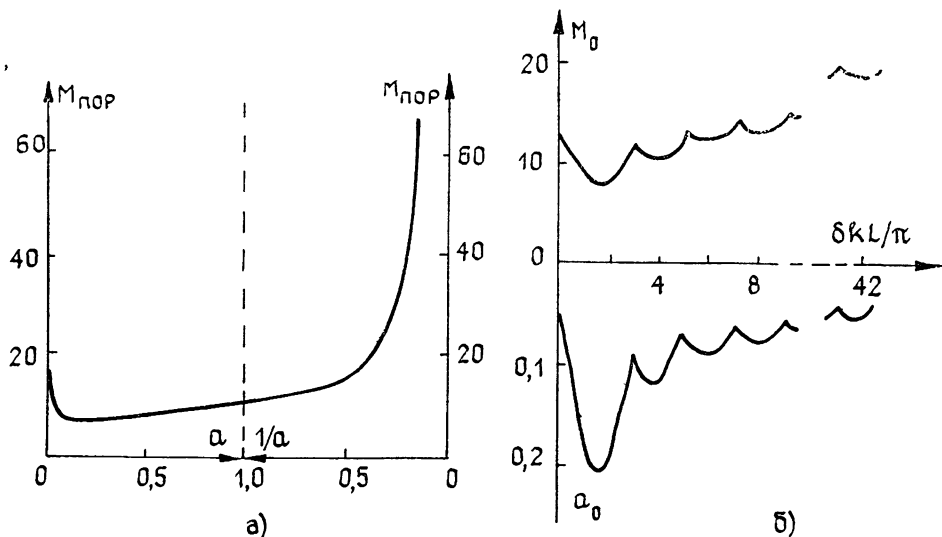


Рис. 2.

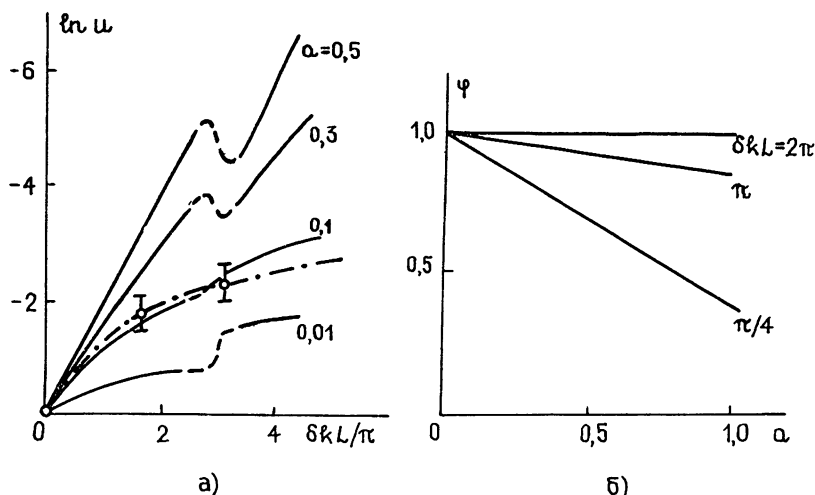


Рис. 3.

При использовании ЧГОЗ в качестве устройства ОВФ слабых сигналов, в принципе, возможны 4 варианта схем, в которых сигнальная волна направляется либо навстречу более мощной накачке, либо навстречу менее мощной; либо со стоксовым относительно ее частоты сдвигом, либо с антистоксовым. Из условия $\hbar\omega_0^+ = \hbar\omega_1^- + \hbar\Omega_0$ и $\hbar\omega_1^+ = \hbar\omega_0^- - \hbar\Omega_0$ следует, что для эффективного роста гиперзвуковой волны необходимо, чтобы стоксовая сигнальная волна направлялась

навстречу более мощной накачке, а антистоксовая — менее мощной. В этом случае в процессе роста сигнальной волны прирост акустических фононов за счет распада квантов более мощной накачки будет превалировать над убылью фононов вследствие их слияния с квантами менее мощной накачки. Эти соображения подтверждаются численными расчетами уравнений (11)–(13), согласно которым $M_{\text{пор}}(a < 1) \ll M_{\text{пор}}(1/a)$. Следовательно, в условиях развития абсолютной неустойчивости навстречу более мощной волне накачки распространяется излучение в основном со стоксовым относительно ее частоты сдвигом, антистоксовая же составляющая в этом излучении незначительна, поскольку порог абсолютной неустойчивости для нее значительно выше, чем для стоксовой составляющей. Навстречу же менее мощной накачке распространяется излучение с антистоксовым сдвигом частоты. Это позволяет ограничить исследование уравнений (11)–(13) областью, в которой $a < 1$, т. е. $I_0^- < I_0^+$. В этой области, как показывают численные расчеты, наибольшая чувствительность реализуется в случае, когда сигнальная волна со стоксовым сдвигом частоты падает навстречу более мощной накачке. Действительно, из простейших оценок, сделанных на основании уравнений (11)–(13), следует, что для шумового излучения $\mathcal{E}_{1\text{ш}}^+ \sim \mathcal{E}_0^- P \sim \mathcal{E}_0^- G$, $\mathcal{E}_{1\text{ш}}^- \sim \mathcal{E}_0^+ P^* \sim \mathcal{E}_0^+ G^*$. Следовательно, $P_{1\text{ш}}^+/P_{1\text{ш}}^- \sim I_0^-/I_0^+ < 1$, т. е. шум, распространяющийся навстречу более мощной накачке, больше шума, распространяющегося навстречу менее мощной накачке. Коэффициенты же отражения сигнальной волны и в том и в другом случае одинаковы, поскольку $\mathcal{E}_1^+ \sim \mathcal{E}_0^- P \sim \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^+$, т. е. $R \sim I_0^- I_0^+$, а $\mathcal{E}_1^- \sim \mathcal{E}_0^+ P^* \sim \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^-$ и $R \sim I_0^- I_0^+$. Если коэффициенты отражения равны, то большая чувствительность реализуется со стороны меньшего шума.

Для оптимизации параметров четырехволнового зеркала был проведен численный расчет уравнений (11)–(13). Согласно этому расчету в режиме абсолютной неустойчивости, когда $M > M_{\text{пор}}$, коэффициенты отражения сигнальной волны в обращенную нарастают во времени с тем же инкрементом $\bar{G} = 2t(M/M_{\text{пор}} - 1)/T_2$, что и мощность шумового излучения:

$$R_1^+ = \frac{I_1^+(z=L)}{I_1^-(z=L)} = R_1^- = \frac{I_1^-(z=0)}{I_1^+(z=0)} = R = R_0 e^{\bar{G}t}; \quad (14)$$

$$P_{1\text{ш}}^+(z=L) = \rho_0 e^{\bar{G}t} \sigma^+, \quad P_{1\text{ш}}^-(z=0) = \rho_0 e^{\bar{G}t} \sigma^-; \quad (15)$$

$$\rho_0 = (\Theta/2 \Theta_n)^2 \frac{\hbar\omega}{2\pi T_2} n(\Omega_0). \quad (16)$$

Интересно сравнить мощность шума «вперед» $P_{1\text{ш}}^+$ с мощностью шума «назад» $P_{1\text{ш}}^-$: $P_{1\text{ш}}^+/P_{1\text{ш}}^- = \sigma^+/\sigma^-$. В случае $\delta kL = 0$ $\sigma^+ = a\sigma^-$, что подтверждает приведенные выше простые соображения. С введением волновой расстройки отличие мощностей увеличивается. На рис. 3а приведены результаты численного счета величины $u = \sigma^+/a\sigma^-$. Значительное падение u с ростом δkL связано с тем, что с наибольшим инкрементом нарастает такая гиперзвуковая волна, у которой пространственный период более подходящий для эффективного рассеяния мощной накачки, чем слабой. Представленная на том же рисунке штрихпунктирной кривой, эта зависимость $u(\delta kL)$, снятая экспериментально в работе [6], находится в неплохом соответствии с численными расчетами.

Воспользовавшись выражениями (14)–(16), несложно определить предельную энергию W_{min} принимаемой сигнальной волны, при которой энергия отраженного сигнала на выходе четырехволнового зеркала сравнивается с энергией шума, перехваченного в угле Θ :

$$W_{\text{min}} = \rho_0 t \frac{\sigma^+}{R_0} = \hbar\omega \bar{n}(\Omega_0) m_{\perp} m_{\varphi}, \quad (17)$$

где $m = \Delta vt$, $\Delta v = \bar{G}/4$ — ширина линии ЧГОЗ, $m_{\perp} = (\Theta/2\Theta_d)^2$, φ — функция только a и δkL , поведение которой представлено на рис. 3б. Стремление φ к единице объясняется тем, что с ростом δkL основной вклад в антистоксовое шумовое излучение дают не все тепловые фононы, распределенные внутри среды, а лишь те, которые сосредоточены вблизи границ. В результате этого зависимости R и $P_{\text{ш}}^+$ от a и δkL носят одинаковый характер.

3. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 4. Волной накачки E_0^+ , распространяющейся по оси z , служило линейно-поляризованное до ромба Френеля 3 одноимодовое одночастотное излучение лазера на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06$ мкм, $t_0 = 35$ нс, $W_0 = 0,5 - 2$ Дж, $d = 1$ см) с расходимостью $\Theta_0^+ \simeq 10^{-4}$ рад. Встречная волна накачки E_0^- образовывалась за счет ВРМБ накачки E_0^+ в кювете 2. При этом использовалась как однокюветная генераторная схема ВРМБ, в которой излучение мощной накачки E_0^+ непосредственно фокусировалось в кювету 2, так и двухкюветная генераторно-усилительная схема ВРМБ [7]. В последнем случае излучение подвергающейся ОВФ накачки проходило параллельным пучком через одну кювету, а затем только фокусировалось после ослабления фильтром 11' во вторую. Вторая схема, как известно, является более предпочтительной при ОВФ мощного лазерного излучения. Действительно, расходимость встречной накачки, полученная в генераторно-усилительной схеме ВРМБ, $\Theta_0^- \simeq 1,3 \cdot 10^{-4}$, оказалась в 2 — 3 раза меньше, чем в генераторной схеме ($\Theta_0^- \simeq 3 - 4 \cdot 10^{-4}$).

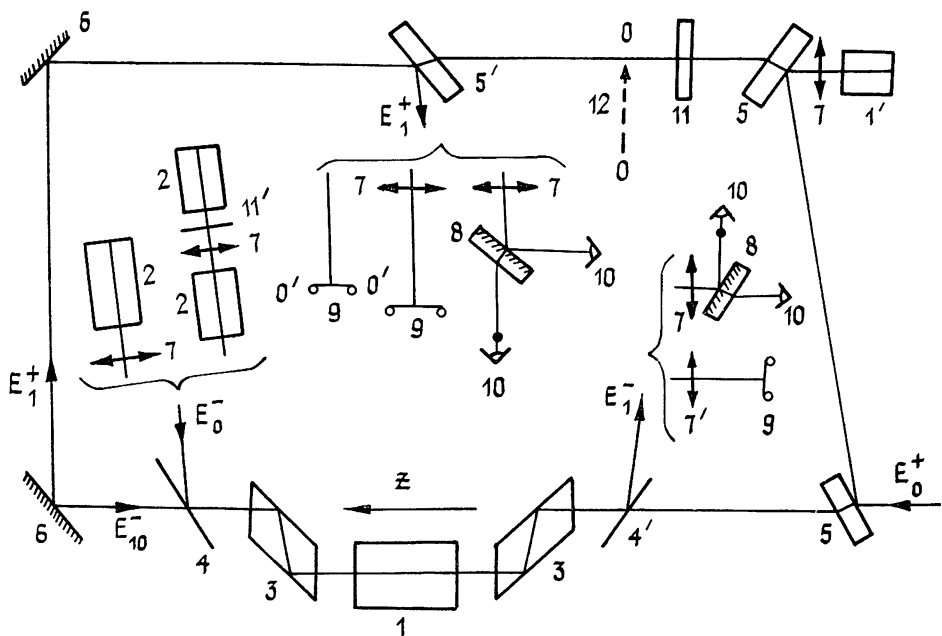


Рис. 4.

Для того чтобы в кювете 1 с TiCl_4 , которая служила ВРМБ-усилителем и ЧГОЗ, избежать взаимодействия волн накачек E_0^\pm , ВРМБ в кювете 2 осуществлялось в среде с другой частотой гиперзвука Ω_0 , а именно: в смеси 70% CCl_4 и 30% ацетона [8]. Этой же цели служили два ромба Френеля 3, благодаря которым волны нака-

чек в кювете 1 были циркулярно поляризованы и ортогональны. Кроме того, вместе с поляризатором 4 они позволяли пространственно разделять сигнальные волны и волны накачек на выходе ЧГОЗ. Длина кюветы 1 ($L=25$ см) была выбрана так, чтобы волновая расстройка четырех взаимодействующих в ней волн $\delta kL = (k_0^- + k_1^+ - k_0^+ - k_1^-)L \simeq \simeq 6,5$ была близка к оптимальной $(\delta kL)_0 \simeq 5$.

Часть излучения накачки E_0^+ с помощью светоделительной пластины 5 ответвлялась во вспомогательную кювету 1' с TiCl_4 , за счет ВРМБ в которой образовывалась сигнальная волна E_{10}^- с расходимостью $\Theta_{10}^- \simeq 1,85 \cdot 10^{-4}$. Калиброванные фильтры 11 ослабляли ее до необходимого уровня.

Усиленная ВРМБ-услителем волна E_1^- направлялась поляризатором 4 на систему регистрации, состоящую из линзы 7, 50-процентного зеркала 8 и двух фотодиодов 10. При этом в фокальной плоскости линзы 7 перед одним из фотодиодов располагалась проволочка с шириной $\Delta = 10 F \Theta_1^-$, где F — фокус линзы 7. Таким образом, один из фотодиодов регистрировал энергию усиленного сигнала W_c плюс энергию шума $W_{ш}$, идущего в угол видения системы регистрации Θ , другой же фотодиод — только энергию шума $W_{ш}$. Совместные показания обоих фотодиодов позволяли определить как W_c , так и $W_{ш}$. Помимо системы фотодиодов для анализа усиленной сигнальной волны использовалась линза с $F=1600$ мм, в фокусе которой располагалась фотопленка. В этом случае нас интересовал не весь шум в угле Θ , а лишь одна его поперечная мода ($\Theta \simeq 2\Theta_d$). При необходимости амплитуда сигнальной волны модулировалась по поперечному сечению металлической сеточкой 12. Фотопленка же 9 располагалась не в фокусе линзы 7', а в плоскости изображения этой сеточки. Зная расстояние от линзы 7' до кюветы 1 и до сеточки 12 и определив

тем самым угол $\tilde{\Theta}$, в пределах которого сосредоточен шум, выходящий из ВРМБ-усилителя 1 и наложенный на изображение сеточки, несложно по формуле (9) оценить минимальную энергию сигнальной волны E_{10}^- , при которой усиленное изображение сеточки может быть выделено на фоне шума.

При исследовании ЧГОЗ обращенная волна E_1^+ с помощью светоделительной пластинки 5' ответвлялась на систему регистрации, которая, так же как и при исследовании ВРМБ-усилителя, состояла из системы фотодиодов и линзы, в фокальной плоскости которой располагалась фотопленка. Следует отметить, что несмотря на поляризационные развязки часть излучения мощной накачки E_0^+ проникала через поляризатор 4 в канал сигнальной волны, приводя к паразитной засветке. Чтобы избавиться от нее, сигнальная волна E_{10}^- и волна накачки E_0^+ перекашивались друг относительно друга на угол порядка $5 \cdot 10^{-3}$, а система регистрации располагалась достаточно далеко от кюветы 1.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

4.1. ВРМБ-усилитель. Исследование чувствительности ВРМБ-усилителя проводилось при 1,5—2-кратном превышении порога ВРМБ, который в эксперименте был равен 0,8—1 Дж. С помощью системы фотодиодов определялась зависимость величины $\chi = W_c / (W_c + W_{ш})$ от энергии подающего сигнала W_{c0} . Угол перехвата шума системой регистрации составлял величину $\Theta \simeq 10^{-2}$. Результаты представлены на рис. 5 сплошной кривой. Условие, когда $W_c = W_{ш}$, т. е. $\chi = 0,5$, выполнялось при $W_{c0} = W_1^{\min} \simeq (1,4 \pm 0,15) \cdot 10^{-11}$ Дж, тогда как теоретическая оценка согласно (9) дает $W_{c0}^r = W_{\min}^r \simeq 3,0 \cdot 10^{-12}$ Дж. Величина $m = \Delta vt$ была выбрана равной 1,8 согласно численным счетам, представленным на рис. 1. Для определения величины Θ_d измерялся на выходном окне кюветы 1 диаметр стокова шумового излучения, оказавшийся рав-

ным $d \approx 8,0$ мм, что дает $\Theta_d \approx 8 \cdot 10^{-5}$. С данной величиной согласуются косвенные оценки Θ_d на основании измерения характерного размера сфокусированного спекл-неоднородного шума в фокальной плоскости линзы. Коэффициент усиления слабого сигнала $K = W_c/W_{c0}$ при измерениях χ был порядка 10^8 (см. пунктирную кривую рис. 5.).

Усиленный сигнал анализировался и с помощью линзы и расположенной в ее фокальной плоскости фотопленки. При $W_{c0} = W_{\min} \approx \approx 1,75 \cdot 10^{-14}$ Дж сигнал лишь незначительно выделялся на фоне шумов. Теоретическая оценка при $\Theta \approx 2\Theta_d$ дает $W_{\min}^T \approx 7,4 \cdot 10^{-16}$ Дж. Отличие в 25 раз теоретической и экспериментальной оценок отчасти объясняется тем, что расходимость усиленной сигнальной волны была

$\Theta_1^- \approx 2,1 \cdot 10^{-4}$ при $\Theta_{10}^- \approx \approx 1,8 \cdot 10^{-4}$, т. е. примерно вдвое больше Θ_d . Соответственно в фокусе линзы сигнал был вдвое шире характерного размера спекл-неоднородного шума, что дает следующую теоретическую оценку $W_{\min}^T \approx \approx 3 \cdot 10^{-15}$ Дж.

Исследовались также возможности ВРМБ-усилителя при усилении пространственно неоднородных сигналов, для чего на пути сигнальной волны E_{10}^- размещалась металлическая сеточка 12. При этом усиленное изображение сеточки выделялось на фоне

шума вплоть до энергий падающей сигнальной волны $W_{c0} = W_{\min} \approx 2,4 \cdot 10^{-11}$ Дж. На рис. 7д представлено это изображение при $W_{c0} \approx 2,7 \cdot 10^{-10}$ Дж. В эксперименте значение $\tilde{\Theta}$ было $\tilde{\Theta} \approx 8,4 \cdot 10^{-3}$ и, следовательно, согласно (9) $W_{\min}^T \approx \approx 2,1 \cdot 10^{-12}$ Дж.

Анализ полученных результатов показывает, что во всех трех случаях определения величины W_{\min} теоретическая оценка дает величину, примерно в 5 — 7 раз меньшую экспериментальной. Такое отличие связано, по-видимому, с тем, что сигнальная волна, образуемая в кювете 1', имела частоту, слегка отстроенную от центра линии усиления кюветы 1. Были проведены дополнительные исследования усиления слабых сигналов различной частоты. Для этого $TiCl_4$ в кювете 1' был заменен сначала CCl_4 , а затем смесью 70% CCl_4 и 30% ацетона, а с помощью системы фотодиодов определялась величина W_{\min} . В первом случае она оказалась равной $W_2^{\min}(CCl_4) \approx 10^{-9}$ Дж, а во втором — W_3^{\min} (смесь) $\approx 7 \cdot 10^{-5}$ Дж. Кроме того, с помощью Фабри — Перо с базой $L = 3$ см были определены сдвиги частоты при ВРМБ в используемых жидкостях: $\nu_0 \approx 0,1036 \pm 0,001$ см $^{-1}$ — в $TiCl_4$ кюветы 1, $\nu_1 \approx 0,1054 \pm 0,001$ см $^{-1}$ — в $TiCl_4$ кюветы 1', $\nu_2 \approx 0,1 \pm 0,001$ см $^{-1}$ — в CCl_4 , $\nu_3 \approx 0,0904 \pm 0,001$ см $^{-1}$ — в смеси. Отличие ν_0 и ν_1 связано, видимо, с тем, что $TiCl_4$ заливался в кюветы 1 и 1' разной степени очистки.

Объяснить усиление ВРМБ-услителем сигнальной волны с отстроенной от центра линии усиления частотой возможно с помощью двух упрощенных моделей. В первой из них крылья частотного спектра сигнальной волны, который по какой-либо причине аномально уширился (в кювете 1' осуществлялось ВРМБ с 10 — 20-кратным превышением порога), усиливаются центром линии усиления ВРМБ-усилителя. Во второй, наоборот, центр линии сигнальной волны усиливается крылом линии усиления. Коэффициент усиления в обоих случаях будет

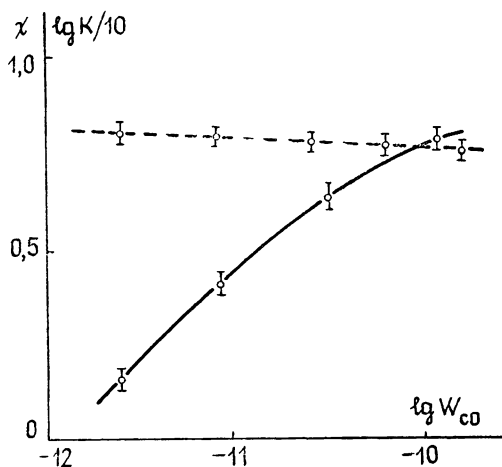


Рис. 5.

различным: $K_1 \sim \exp(M)$, $K_2 \sim \exp\{M/[1+(\Omega T_2)^2]\}$, где Ω — отстройка частоты сигнальной волны от центра линии усиления. Изменение интенсивности накачки I_0^+ , т. е. M , приведет к различному изменению K_1 и K_2 . Исследование усиления сигнальной волны, образуемой за счет ВРМБ в кювете I' с CCl_4 , при различных I_0^+ подтвердило справедливость второй упрощенной модели. Дополнительным аргументом в ее пользу послужил и тот факт, что при изменении в 3 раза превышения над порогом ВРМБ в кювете I' величина W_{\min} практически не изменялась. Воспользовавшись выражениями (8) и (9), несложно определить изменение W_{\min} при усилении сигнала с отстройкой частотой:

$$W_{\min} \simeq \hbar \omega \bar{n}(\Omega_0) m m_{\perp} \exp\{-\ln K(0) (\Omega T_2)^2/[1+(\Omega T_2)^2]\}. \quad (18)$$

Однако следует отметить, что форма линии усиления $\exp\{\ln K(0)/[1+(\Omega T_2)^2]\}$ справедлива в стационарном режиме ВРМБ. В эксперименте же режим ВРМБ был переходным. Для оценок предположим, что в этом режиме форма линии усиления остается той же, что и в стационарном режиме, но ширина линии — другая, определяемая из экспериментальных результатов. Воспользовавшись величиной коэффициента усиления сигнальной волны на частоте $(\nu_0^+ - \nu_1)$, полученной в эксперименте и равной $K(\nu_1) \simeq 10^8$, на основании выражения (18) составим три уравнения:

$$\frac{\ln K(0)}{1+x_1^2} = \ln 10^8, \quad \frac{\ln K(0)}{1+x_i^2} = \frac{\ln K(0)}{1+x_1^2} - \ln \frac{W_i^{\min}}{W_1^{\min}}, \quad i = 2, 3, \quad (19)$$

где $x_i = (\Omega_0 - \Omega_i) T_2'$. Последние два уравнения позволяют определить $\ln K(0)$, T_2' , а третье — одну из величин, например $(\nu_1 - \nu_0)$, определенных другим способом. Опуская простые выкладки, получаем следующее: $\ln K(0) \simeq 20,1$, $T_2' \simeq 1$ нс, $|\nu_1 - \nu_0| \simeq 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что согласуется со спектральными измерениями $|\nu_1 - \nu_0| \simeq 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Величина, близкая к T_2' , получается, если в выражение (10) для стационарного режима подставить определенную численно величину $m = \Delta \nu t \simeq 1,8 : T_2' \simeq 1,1$ нс. Таким образом, на основании сделанных оценок следует ожидать для сигнала с отстройкой частоты $\Delta \nu \simeq \simeq 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ухудшения чувствительности ВРМБ-усилителя согласно (18) в 5,5 раз, что, по-видимому, и наблюдалось в эксперименте.

4.2. Четырехволновое гиперзвуковое обращающее зеркало. Исследование чувствительности четырехволновых зеркал проводилось при 2—2,5-кратном превышении порога наблюдения абсолютной неустойчивости, которое в эксперименте было несколько ниже порога ВРМБ в поле одной накачки. На рис. 6 представлена экспериментальная зависимость $\chi = W_c/(W_c + W_m)$ от W_{c0} , полученная с помощью системы фотодиодов. Кривые 1 и 2 соответствуют случаю, когда встречная накачка образовывалась в однокюветной генераторной схеме ВРМБ, а отношение интенсивностей встречных накачек было равным $a=0,06$ и $a=0,2$ соответственно. Кривая же 3 получена в двухкюветной генераторно-усилительной схеме ВРМБ при отношении интенсивностей встречных накачек $a=0,05$. Определяемая из условия $W_c = W_m$, т. е. при $\chi=0,5$, минимальная энергия принимаемого сигнала W^{\min} оказалась в первых двух случаях практически равной (в пределах ошибки измерений): $W_2^{\min} \simeq (1,25 \pm 0,15) \cdot 10^{-11}$ Дж, $W_1^{\min} \simeq (1,1 \pm 0,15) \cdot 10^{-11}$ Дж, а в последнем $W_3^{\min} \simeq (5,25 \pm 0,9) \cdot 10^{-11}$ Дж была в пять раз выше. Такое падение чувствительности четырехволнового зеркала объясняется, по-видимому, тем, что при образовании встречной накачки в двухкюветной генераторно-усилительной схеме возрастает время запаздывания ее прихода в кювету 1 по сравнению с моментом прихода мощной накачки. В результате этого собственные шумы ЧГОЗа стартуют уже не с теплового уровня, а с уровня, определяемого процессом

ВРМБ, развивающимся в поле мощной накачки за время запаздывания встречной накачки. Для оценки минимальной энергии принимаемого сигнала воспользуемся тем, что в эксперименте шумовое излучение, диаметр которого на выходном окне кюветы 1 был порядка 8,0 мм ($\Theta_d \approx 8 \cdot 10^{-5}$), перехватывалось системой фотодиодов под углом $\Theta \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Коэффициент отражения сигнальной волны в обращенную $R = W_0/W_{c0}$, представленный на рис. 6 пунктирной кривой, был при этом около $3,5 \cdot 10^6$ и, следовательно, $m = \bar{G}t/4 \approx \ln R/4 \approx 4$. Тогда по формуле (17) получаем следующую оценку: $W_{\min}^r \approx 1,7 \cdot 10^{-12}$ Дж.

Кроме того, обращенный сигнал анализировался с помощью линзы и фотопленки в фокальной плоскости последней. На рис. 7а — в представлены фотографии обращенной волны (яркое пятно в центре кадра) на фоне шума при различных энергиях падающей сигнальной волны: а) $W_{c0} \approx 5,8 \cdot 10^{-12}$ Дж; б) $W_{c0} \approx 1,36 \cdot 10^{-12}$ Дж; в) $W_{c0} \approx 4,5 \cdot 10^{-13}$ Дж. На последней фотографии обращенную сигнальную волну практически не видно, причем при повторных реализациях ОБФ сигнальной волны с $W_{c0} \approx 4,5 \cdot 10^{-13}$ Дж обращенная волна на ряде снимков была видна, а на ряде — отсутствовала. Для более точного определения нижней границы энергии принимаемой сигнальной волны осуществлялось в эксперименте усреднение по шести близким реализациям (6 реализаций обращенной волны на фоне шума впечатывались в один кадр, см. рис. 7д). При этом сигнальная волна с $W_{\min} \approx 2,7 \cdot 10^{-13}$ Дж надежно регистрировалась на фоне шумов. Теоретическая оценка при $\Theta \approx 2\Theta_d$ дает величину $W_{\min}^r \approx 1,7 \cdot 10^{-15}$ Дж. Отличие теоретической оценки от экспериментальной, так же как и в случае ВРМБ-усилителя, связано с аномальным уширением углового спектра обращенной волны, равного в эксперименте $\Theta_1^+ \approx (4-5) \cdot 10^{-4}$ (обращенная волна была 2—3-модовая). Такая расходимость обращенной волны была связана с плохим качеством ОБФ мощной накачки при ВРМБ в однокюветной генераторной схеме 2, в которой образовывалась встречная накачка E_0^- с расходимостью $\Theta_0^- \approx (3-4) \cdot 10^{-4}$. Для достижения предельной чувствительности на пути сигнальной волны непосредственно перед ЧГОЗ располагалась диафрагма с диаметром $d=3$ мм. В результате этого обращенная волна после диафрагмы имела расходимость, близкую к $\Theta_1' \approx \lambda/d \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Величина же W_{\min} , полученная в эксперименте, оказалась равной $W_{\min} \approx 1,3 \times 10^{-14}$ Дж.

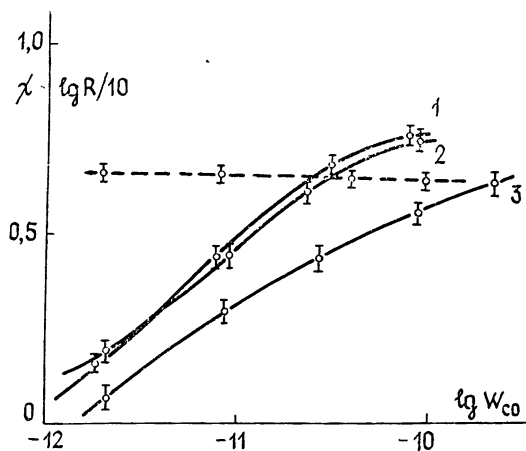


Рис. 6.

Вопрос качества ОБФ сигнальной волны при отражении от ЧГОЗ детально исследовался в работах [9, 10]. Поэтому в настоящем исследовании мы ограничились лишь демонстрацией факта ОБФ. Для этого на пути сигнальной волны помещалась в плоскости 00 маска 12 в виде креста, а в сопряженной плоскости $0'0'$ относительно плоскости делительной пластины 5 размещался фотоаппарат. Фотография усиленной обращенной волны при энергии $W_{c0} \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ Дж приведена на рис. 7е. Следует отметить, что геометрия эксперимента была такова, что не все компоненты углового спектра падающей сигнальной волны попадали в угол видения ЧГОЗ. В частности, это касается компонент, идущих под большими углами относительно волнового вектора k^- сигнала-

льной волны и формирующих резкие границы изображения. Этим, а не плохим качеством ОВФ объясняется размытие изображения креста на рис. 7е. В дальнейшем маска 12 убиралась и анализировались фотографии обращенной волны на фоне шумов, получаемые в плоскости $O'O'$, т.е. исследовалась фактически ближняя зона обращенной волны. Расстояние от четырехволнового зеркала до плоскости $O'O'$ в эксперименте было $L \simeq 580$ см, а диаметр обращенной волны в этой же плоскости $D \simeq 8$ мм. Следовательно, в плоскости $O'O'$ на изображение сигнальной волны накладывался шум ЧГОЗа в угле $\theta \simeq D/L \simeq \simeq 1,4 \cdot 10^{-3}$. Воспользовавшись этой величиной, несложно определить минимальную энергию сигнальной волны, при которой обращенная волна выделится на фоне шумов в плоскости $O'O'$: $W_{\min}^1 \simeq 1,2 \cdot 10^{-13}$ Дж. Значение этой величины в эксперименте оказалось равным $W_{\min} \simeq \simeq 7,1 \cdot 10^{-13}$ Дж.

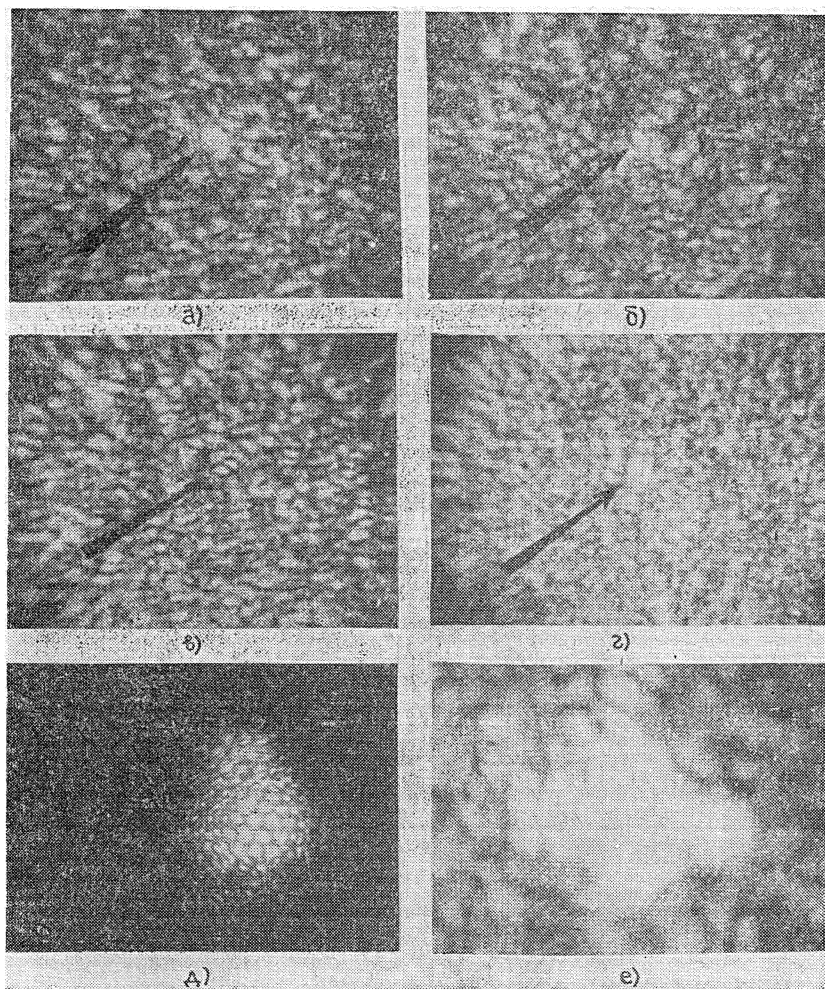


Рис. 7.

Так же как и при исследовании ВРМБ-усилителя, во всех трех случаях определения величины W_{\min} теоретическая оценка оказалась ниже экспериментальной примерно в 6,5 раз. По-видимому, это также связано с тем, что сигнальная волна, образуемая в кювете I' , слегка отстроена от центра линии усиления ЧГОЗ. Оценить это влияние удастся лишь грубо, поскольку форма линии ЧГОЗ известна лишь в линейном режиме абсолютной неустойчивости: лоренцева форма линии с шириной по уровню 0,5, равной $\bar{G}/2$. В эксперименте же реализуется нелинейный режим. Если воспользоваться лоренцевой формой линии,

то следует ожидать для сигнала с отстройкой частоты $\Delta\nu \simeq 1,8 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ ухудшения чувствительности в 3,5 раза.

Описанные выше эксперименты показали возможность достижения чувствительности усилителей на ВРМБ в поле одной и двух встречных волн накачек, близкой к предельной. Так, при использовании ВРМБ-усилителя удалось усилить сигнал с энергией $W_{\min} \simeq 1,75 \cdot 10^{-14}$ Дж, в случае же ЧГОЗ осуществлено ОВФ сигнальной волны с энергией $W_{\min} \simeq 1,3 \cdot 10^{-14}$ Дж, что всего в 5—7 раз выше предельных расчетных значений.

Высокая чувствительность четырехволновых обращающих зеркал делает их перспективными для использования в системах ОВФ слабых световых сигналов. Для дальнейшего увеличения чувствительности ОВФ систем необходимо включение в эти системы предварительных лазерных усилителей. Такие системы ОВФ при достаточно большом коэффициенте усиления лазерных усилителей $K > n(\Omega_0)$ будут сочетать в себе, как уже отмечалось, положительные качества как лазерного, так и нелинейно-оптического усилителя. В частности, собственные шумы такой системы будут носить квантовый характер шума суперлюминесценции лазерного усилителя с $n=1$, а ширина линии и время включения определяться нелинейно-оптическими усилителями. Следовательно, минимальная энергия принимаемой сигнальной волны будет определяться величиной

$$W_{\min} \simeq \hbar \omega m_{\perp} m, \quad (20)$$

т. е. в $\bar{n}(\Omega_0) \simeq 2 \cdot 10^3$ раз меньше той, которая была реализована с помощью одних только ВРМБ-усилителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bloom D M, Liao P. F., Esopomou N. P. — Opt. Lett., 1978, 2, № 3, p. 58.
2. Васильев М. В., Сидорович В. Г., Шляпочникова Н. С. — Опт. и спектр., 1983, 54, № 4, с. 663.
3. Зельдович Б. Я., Пилинецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта — М.: Наука, 1985.
4. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. — М.: Наука, 1985.
5. Рытов С. М. — ЖЭТФ, 1957, 33, № 1, с. 166.
6. Бубис Е. Л., Кулагин О. В., Пасманик Г. А., Шилов А. А. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 6, с. 1211.
7. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г и др — Квантовая электроника, 1981, 8, № 10, с. 2191.
8. Андреев Н. Ф. — Опт. и спектр, 1982, 53, вып 1, с 7.
9. Беспалов В. И., Пасманик Г. А., Шилов А. А. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 7, с. 1352.
10. Андреев Н. Ф., Беспалов В. И., Дворецкий М. А., Пасманик Г. А. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 7, с. 1476.

Институт прикладной физики
АН СССР

STUDY OF THE LIMITING SENSITIVITY OF SMBS AMPLIFIER AND FOUR-WAVE HYPERSONIC PHASE-CONJUGATE MIRROR

V. I. Bespalov, A. Z. Matvejev, G. A. Pasmanik

Characteristic features of the weak light field transformation into the field of one or two pumping counterwaves in SMBS nonlinear optical amplifiers are studied theoretically and experimentally. The weak signal energy at the input of a nonlinear optical amplifier, at which the output signal is distinct against the noises, is measured to be $W_{\min} \simeq 1,75 \cdot 10^{-14}$ J. Phase conjugation of a signal wave in a four-wave hyper-sonic phase-conjugate mirror (FHPM) is carried out at $W_{\min} \simeq 1,3 \cdot 10^{-14}$ J. The measurements agree with the predicted sensitivity of SMBS amplifier and FHPM.