

07

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА  
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВРМБ ПОД НЕБОЛЬШИМИ УГЛАМИ  
РАССЕЯНИЯ В СХЕМЕ  
С ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Д.А. Николаев, В.И. Одинцов

В отличие от обратного ВРМБ, широко использующегося для обращения волнового фронта (ОВФ) лазерного излучения, ВРМБ под малыми углами ранее для этой цели не применялось. В настоящей работе ВРМБ под малыми углами возбуждалось в режиме генерации с параметрической обратной связью, позволяющем получать ОВФ накачки при значительном снижении ее пороговой интенсивности [1-4]. По сравнению с обратным ВРМБ, рассеяние под малыми углами имеет меньшую величину частотного сдвига и меньший порог возбуждения при достаточно большой длительности лазерного импульса. Если при обратном ВРМБ возможности ОВФ широкополосной накачки ограничены ввиду необходимости превышения критической спектральной плотности накачки, то при рассеянии под малыми углами эти ограничения отсутствуют.

Принципиальная схема возбуждения ВРМБ представлена на рис. 1,а. Пучок накачки  $L^+$  проходит через нелинейную среду 1 и зеркалами 2, 3 вновь направляется на нее в виде пучка  $L^-$ . Излучение ВРМБ с частотным сдвигом, соответствующим углу рассеяния  $\psi$ , и с обращенным по отношению к накачке волновым фронтом распространяется по тому же пути в обратном направлении (пучки  $S^+, S^-$ ). При наличии двух пучков накачки  $L^+$  и  $L^-$  и стоксова пучка  $S^-$  происходит параметрическое возбуждение другого стоксова пучка  $S^+$ . Этот пучок после отражения от зеркал направляется в кювету справа и переходит в пучок  $S^-$ , что и обеспечивает обратную связь.

В теоретическом рассмотрении будем считать, что пучки  $L^+, S^\pm$  распространяются в прямоугольном световоде, как это имело место в описанном ниже эксперименте. Представим поля пучков накачки  $L^+$  и  $L^-$  на частоте  $\omega_L$  в виде  $E_L^\pm(\vec{r}) = \sum \varepsilon_L^\pm(\vec{\alpha}) \exp[-ik_L^\pm(\vec{\alpha}) \vec{r}]$ , где  $|k_L^\pm(\vec{\alpha})| = k_L = \frac{\omega_L n_L}{c}$ ,  $n_L = n(\omega_L)$  - показатель преломления,  $\vec{\alpha} = \vec{k}_L^\pm(\vec{\alpha})_\perp$  - перпендикулярная к оси  $z$  составляющая  $\vec{k}_L^\pm(\vec{\alpha})$ . Стоксово поле на частоте  $\omega_S$  будем искать в виде  $E_S^\pm(\vec{r}) = \sum_{\vec{\beta}} f^\pm(\vec{\beta}, z) \varepsilon_L^{\mp*}(-\vec{\beta}) \exp[-ik_S^\pm(\vec{\beta}) \vec{r}]$ , где  $|k_S^\pm(\vec{\beta})| = k_S = \frac{\omega_S n_S}{c}$ ,  $\vec{k}_S^\pm(\vec{\beta})_\perp = \vec{\beta}$ ,  $f^\pm$  - детерминированные функции  $\vec{\beta}$ .

Считая усиление  $S$ -волн на длине корреляции поля накачки малым и пренебрегая осциллирующей некогерентной частью параметрического усиления, получим уравнения для функций  $f^\pm$ :

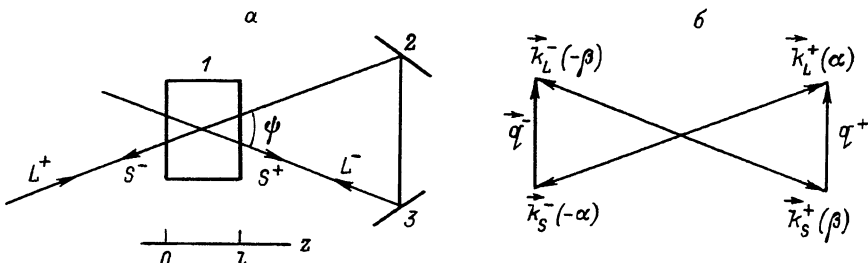


Рис. 1. Принципиальная схема возбуждения ВРМБ (а) и схема волновых векторов (б).

$$\frac{\partial f^{\pm}(\vec{\beta}, z)}{\partial z} = \frac{k_s}{k_{sz}^{\pm}(\vec{\beta})} \sum_{\vec{\alpha}} \varkappa^{\pm}(\rho) \varrho^{\pm}(\vec{\alpha}) [f^{\pm}(\vec{\beta}, z) + f^{\mp}(-\vec{\alpha}, z) e^{i\alpha^{\pm} z}]. \quad (1)$$

Здесь  $\varkappa^{\pm} = \frac{1}{2g} \pm \frac{1+i\rho}{1+\rho^2}$ ,  $g^{\pm} = bI_L^{\pm}$ ,  $\rho = \frac{2(\Omega - \bar{\Omega})}{\Delta\Omega}$ ,  $\Omega = \omega_L - \omega_S$ ,  $\bar{\Omega} = |\vec{q}^{\pm}(\vec{\alpha}, \vec{\beta})| \hat{v}$ ,  $\vec{q}^{\pm}(\vec{\alpha}, \vec{\beta}) = \vec{k}_L^{\pm}(\vec{\alpha}) - \vec{k}_S^{\pm}(\vec{\beta})$ ,  $\hat{v}$  - скорость гиперзвука,  $\Delta\Omega$  - ширина линии спонтанного рассеяния,  $\delta$  - удельный коэффициент усиления при  $\Omega = \bar{\Omega}$  в поле плоской волны накачки,  $I_L^{\pm} = \sum I_L^{\pm}(\vec{\alpha})$ ,  $I_L^{\pm}(\vec{\alpha}) = \frac{c n_L}{8\pi} |\mathcal{E}_L^{\pm}(\vec{\alpha})|^2$ ,  $\varrho^{\pm}(\vec{\alpha}) = \frac{I_L^{\pm}(\vec{\alpha})}{I_L^{\pm}}$ ,  $\Delta^{\pm} = \vec{q}_x^{\pm}(-\vec{\beta}, -\vec{\alpha}) - \varrho_x^{\pm}(\vec{\alpha}, \vec{\beta})$ ,  $\varrho_x^{\pm}$  и  $k_{sz}^{\pm}$  - проекции  $\vec{q}^{\pm}$  и  $\vec{k}_S^{\pm}$  на ось  $z$ .

Требование малости усиления на длине корреляции накачки выполняется, если  $g^{\pm} \ll k_L \psi \theta_{\omega}^{\pm}$ , где  $\theta_{\omega}^{\pm}$  - полуширины угловых спектров лазерных пучков в плоскости угла  $\psi$ . Параметрическое взаимодействие между парами пучков  $L^+, S^+$  и  $L^-, S^-$  основано на сфазированности фоновых волн с волновыми векторами  $\vec{q}^+$  и  $\vec{q}^-$  (рис. 1, б), имеющие место при сопряжении  $L$  - и  $S$  - полей.

При  $\theta_{\omega}^{\pm} \ll \frac{\Delta\Omega}{\bar{\Omega}}$ , где  $\Omega_0 = 2k_L \hat{v}$  - частотный сдвиг обратного ВРМБ, можно пренебречь вариацией  $|\vec{q}^{\pm}|$  и положить  $|\vec{q}^{\pm}| \approx k_L \psi$ ,  $\Omega = \frac{1}{2} \Omega_0 \psi$ . Тогда при не зависящих от  $\vec{\beta}$  граничных значениях  $f^+(0) = 0$ ,  $f^-(\vec{\beta}, l) = f^-(l)$  функции  $f^{\pm}$  в (1) не зависят от  $\vec{\beta}$ , что соответствует полностью обращенному полю  $\mathcal{E}_S^{\pm}$ . Уравнения (1) принимают вид

$$\frac{df^{\pm}}{dz} = \pm \varkappa^{\pm}(\rho) (f^{\pm} + f^{\mp} e^{\mp i 2\delta z}), \quad (2)$$

где положено  $|k_L^{\pm}, s_z^{\pm}| \approx k_{L, S}$ ,  $\Delta^{\pm} \approx \mp 2\delta$ ,  $\delta = k_L - k_S$ . Решение (2) имеет вид

$$\begin{aligned} f^+(z) &= f^-(l) e^{-i\delta(l+z)} \varkappa^+(e^{-\mu_2 z} - e^{-\mu_1 z}) [a_1(l) - a_2(z)]^{-1}, \\ f^-(z) &= f^-(l) e^{-i\delta(l-z)} [a_1(z) - a_2(z)] [a_1(l) - a_2(l)]^{-1}, \end{aligned} \quad (3)$$

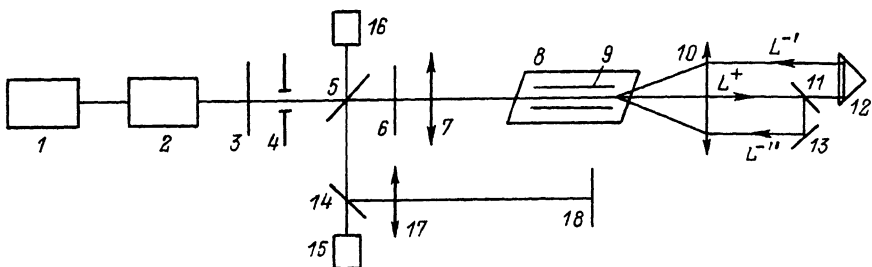


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 - одномодовый рубиновый лазер, 2 - усилитель, 3 - ослабитель, 4 - диафрагма, 5, 14 - делительные пластинки, 6 - фазовая пластинка, 7, 10, 17 - линзы, 8 - кювета, 9 - световод, 11 - полупрозрачное зеркало, 12 - поворотная призма, 13 - глухое зеркало, 15 - интерферометр Фабри-Перо, 16 - термоэлемент, 18 - фотопластинка.

где  $\mu_{j2} = \frac{\alpha^+ - \alpha^-}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha^+ - \alpha^-}{2}\right)^2 + i\delta(\alpha^+ + \alpha^-) - \delta^2}$ ,  $a_j(z) = (\alpha^+ + i\delta - \mu_j) e^{\mu_j z}$ ,  $j = 1, 2$ . Связь полей  $E_{L,S}^-$  с  $E_{L,S}^+$  определяемая обходом „петли“, дает  $f^-(l) = f^+(l) R \exp[i(\Omega t + 2\delta l)]$ , где  $\tau$  - время пролета излучения от плоскости  $z = l$  по „петле“ с возвращением в ту же плоскость,  $R$  - эффективный коэффициент отражения, определяющий потери излучения на „петле“,  $\alpha^- = R\alpha^+$ . Подставляя в это соотношение  $f^+(l)$  из (3), находим условие стационарной генерации

$$e^{(\mu_1 - \mu_2)l} = 1 + \frac{\mu_1 - \mu_2}{\alpha^+(1 + Rl(i\Omega\tau) + i\delta - \mu_1)} \quad (4)$$

Условие (4) определяет резонансные частоты  $\omega_s$  и пороговые интенсивности накачки.

При  $\delta l \ll 1$  минимальная величина порогового инкремента  $G_{пор}^+ = \beta_{пор}^+ l = \frac{2}{1-R} l \ln \frac{1+R}{2R}$  достигается при  $\tau = \frac{2\pi}{\Omega} m$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , когда параметрический резонатор настроен на центр полосы усиления среды  $\omega_s = \omega_c - \Omega$ . При  $R \rightarrow 1$  имеем  $G_{пор}^+ \rightarrow 1$ , что лишь немного превышает пороговый инкремент возбуждения обратного ВРМБ в работе [1].

При больших  $\theta_{L1}^{\pm}$  когда изменение  $\bar{\Omega}(l^{\pm})$  велико ( $\geq \Delta\Omega$ ), зависимость  $f^{\pm}$  от  $\beta$  становится существенной, что приводит к уменьшению доли обращенной части  $S$ -поля в моде параметрического резонатора и возрастанию порога генерации. Для уменьшения  $\theta_{L1}^{\pm}$  можно увеличить ширину световода в плоскости угла  $\psi$   $D_{лп}$  а фокусировку накачки в световод производить цилиндрической линзой.

При одинаковых наклонах пересекающихся  $L$ - и  $S$ -пучков к оси световода допустимая ширина спектра накачки  $\Delta\omega_L = \frac{\Delta\omega_L}{2\pi c}$  огра-

ничивается условием  $\Delta\omega_L \ll \frac{2}{D_{||}\psi}$ , обеспечивающим перекрытие областей когерентности пучков  $L^+$  и  $S^+$  на всей ширине световода  $D_{||}$ .

В экспериментальной установке (рис. 2) пучок пространственно когерентной накачки диаметром 6 мм падал на фазовую пластинку 6, увеличивавшую его угловую расходимость от 2 до 6 мрад, и линзой 7 ( $f = 2,5$  см) фокусировался в металлический световод 9 (сечение  $2 \times 2$  мм<sup>2</sup>,  $l = 5$  см), расположенный в кювете с четыреххлористым углеродом 8. Линза 10 ( $f = 6$  см) устанавливалась на фокусном расстоянии от световода. Для равномерного заполнения световода излучением накачки пучок  $L^-$  образовывался из двух пучков  $L^{-1}$  и  $L^{-2}$ , получавшихся разделением выходящего из световода пучка  $L^+$  полупрозрачным зеркалом 11. (как и в [1], это зеркало не вносит потерь для обращенной компоненты ВРМБ). Угол рассеяния  $\psi$  составлял  $15^\circ$ . Длительность импульса накачки была  $\sim 150$  нс, а ее спектральная ширина  $\sim 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>. Отметим, что в описанной схеме из-за разных наклонов пучков  $L^+$  и  $L^-$  к оси световода на  $\Delta\omega_L$  накладывается дополнительное ограничение  $\Delta\omega_L \ll \frac{2}{l\psi^2}$ , а различие оптических длин двух путей накачки от зеркала 11 до среды должно быть много меньше длины когерентности  $(\Delta\omega_L)^{-1}$ .

Порог возбуждения определялся по появлению на фотопластинке 18 пятна ВРМБ с энергией  $\sim 1\%$  от энергии накачки. Доля обращенной части в пятне составляла  $\sim 0.6$ . Частотный сдвиг, определявшийся с помощью интерферометра 15, оказался равным  $1.9 \times 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>, что соответствует взятому углу рассеяния. Минимальная пороговая мощность накачки достигалась при длине „петли“  $\sim 35$  см ( $\tau \sim \frac{2\sqrt{l}}{c}$ ) и составляла  $\sim 2$  МВт. Из данных, приведенных в [5], при  $\Omega = 1.9 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup> имеем  $\Delta\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup> и  $l \approx 8 \cdot 10^{-3}$  см/МВт, что дает экспериментальное значение  $C_{пор}^+ \sim 2$ . Двукратное увеличение порога по сравнению с приведенной выше оценкой обусловлено потерями излучения на „петле“ и в световоде, волновой расстройкой ( $\delta l \sim 1$ ) и относительно большой величиной  $\theta_{L||}^+ \sim 10^{-2}$  рад, сравнимой с отношением  $\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ .

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Одинцов В.И., Рогачева Л.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. В. 8. С. 281.
- [2] Cronin - Golomb M., Fischer B., White J.O., Yariv A. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. N 11. P. 919.
- [3] Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 5. С. 887.

- [4] Анникеев И.Ю., Басов Н.Г., Глазков Д.А., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 4. С. 661.
- [5] Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.

Московский государственный  
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
29 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19 12 октября 1989 г.

06.3

## СТРУКТУРА И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЛЕНОК $ZnSe:Ga,As$ ВЫРАЩЕННЫХ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

П.П. Сидоров, О.В. Александров,  
И.В. Карпов, С.Н. Максимовский,  
М.И. Случ

1. Полупроводниковое соединение  $ZnSe$  привлекает интерес в связи с возможностью его использования для создания электролюминесцентных диодов [1] и лазеров [2], излучающих в голубой части видимого диапазона. Развитие технологических методов получения пленок  $ZnSe$  направлено на достижение интенсивной краевой люминесценции при комнатной температуре. Один из путей решения этой проблемы заключается в легировании  $ZnSe$  атомами III и V групп. Интенсивная голубая фотолюминесценция при 300 К была получена в пленках  $ZnSe$ , легированных  $Ga$ , выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией [3] и в пленках  $ZnSe$ , легированных  $M$ , выращенных металл-органической эпитаксией из паровой фазы [4].

Одной из технологий, позволяющей получать пленки  $ZnSe$  высокого качества, является фотостимулированная эпитаксия в атмосфере водорода [5]. Этой технологией были получены качественные напряженные гетероструктуры  $ZnSe/Si$  и  $ZnSe/ZnS$ . В спектрах ФЛ при 77 К слоев  $ZnSe$  присутствовали интенсивные линии экситонного излучения, что указывало на их совершенство.

Настоящая работа посвящена получению пленок  $ZnSe$ , легированных  $Ga$  и  $As$ , обладающих интенсивной голубой люминесценцией при комнатной температуре.

2. Пленки выращивались в атмосфере чистого водорода под воздействием излучения в диапазоне 0.25–1.2 мкм от ксеноновой лампы высокого давления и интенсивностью 0.1 Вт/см<sup>2</sup>. В качестве подложек использовались пластинки  $GaAs$  с ориентацией (100) и отклонением на 2° в направлении  $\langle 110 \rangle$ . Температура подложек составляла 500 °С, скорость роста – 0.5 мкм/час. Легирова-