Толщина $k_f H$	Номер модели неоднородного упругого слоя			
	1	2	3	4
1,85	2460,38	2003,80	2169,12	2460,35
18,5	1593,79	1593,62	1593,73	1593,79

фазовые скорости нулевой моды существенно отличаются и равны $C_{x1}=1855{,}13$ м/с, $C_{x2}=3273{,}99$ м/с соответственно. В случае толщины $k_f H=18{,}5$ значения фазовой скорости становятся практически одинаковыми и равны $C_{x1}=1596{,}60$ и $C_{x2}=1593{,}76$ м/с. Для случая $k_f H=185$, когда первые двенадцать мод носят поверхностный характер, значения фазовой скорости нулевой моды совпадают вплоть до второго знака после запятой $C_{x1}=C_{x2}=1501{,}43$ м/с, а первой и второй мод отличаются во втором и первом десятичном знаке. Таким образом, при достаточно больших толщинах жидкого слоя на формирование звукового поля, основной вклад в которое вносят моды первых номеров, главное влияние оказывает неоднородность и структура именно водного слоя, в случае уменьшения толщины — все большее значение приобретает влияние характеристик дна.

Рассмотрим теперь вопрос аппроксимации линейно-неоднородного слоя несколькими однородными упругими слоями с различными параметрами. На рис. 1, линии *2*, *3* и *4*, представлены случаи с 3, 5, 10 ступеньками соответственно. Приведем сравнительные значения фазовых скоростей нулевой моды для двух случаев толщины жидкого слоя (таблица).

В первом случае, как уже выше обсуждалось, значение скорости определяется в основном параметрами твердого полупространства. Наглядно видно, как степень аппроксимации влияет на величину скорости и, когда толщина одной «ступеньки» становится равной $k_t \bar{H}_p=0{,}1 k_t H_p=0{,}34$, что по порядку величины сравнимо с шагом интегрирования в случае линейной неоднородности (step=0,15 при точности расчетов 10^{-6}), значения скорости совпадают вплоть до десятых долей метра. Более грубая аппроксимация ведет к существенному искажению результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Агеева Н. С., Крупин В. Д.* Некоторые особенности затухания мод в мелком море с трехслойным поглощающим дном // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 1–6.
2. *Безруков А. В., Приходько В. Ю., Тютекин В. В.* Расчет характеристик нормальных волн мелкого моря с упругим дном (импедансный метод) // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 805–813.
3. *Мачевариани М. М., Тютекин В. В., Шкварников А. П.* Импедансный метод расчета характеристик упругих слоисто-неоднородных сред // Акуст. журн. 1971. Т. 17. № 1. С. 97–102.
4. *Тютекин В. В.* Нормальные волны твердых слоисто-неоднородных волноводов // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 373–379.
5. *Лидский В. Б., Негауз М. Г.* К методу прогонки в случае самосопряженной системы второго порядка // ЖВМ и МФ. 1962. Т. 2. Вып. 1. С. 161–165.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30.III.1988

УДК 621.373.826 : 681.7.068

ЛАЗЕРНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК

Белова Г. Н., Солдатов П. В.

В известных системах оптической обработки акустической информации лазер используется в качестве оптического источника, излучение которого модулируется расположенным вне лазера акустооптическим устройством [1]. Однако для решения ряда задач более перспективным может оказаться создание лазера, выполняющего одновременно функции источника света и акустического датчика, т. е. лазера, содержащего в качестве одного из внутрирезонаторных элементов звукочувствительное устройство. Такой лазерный датчик должен обладать миниатюрностью и низковольтным автономным питанием. Кроме того, он должен хорошо стыковаться с волоконно-оптической линией передачи. Наиболее полно эти требования могут быть удовлетворены при использовании полупроводникового инжекционного лазера. О первых успешных попытках создания лазерного акустического датчика (гидрофона) на базе полупроводникового лазера с внешним резонатором сообщается в работах [2, 3]. Принцип работы датчика основан на эффекте модуляции фазы световой волны в резонаторе лазера, внешнее зеркало которого колеб-

лется под действием акустического сигнала. Фазовая модуляция световой волны преобразуется лазером в модуляцию интенсивности излучения.

В данной работе показана возможность создания на основе инжекционного лазера с внешним резонатором лазерного акустического датчика, работающего на другом по сравнению с [2, 3] эффекте — акустической модуляции добротности внешнего резонатора.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Многомодовый инжекционный лазер *1* на AlGaAs работал в непрерывном режиме на длине волны $\lambda \simeq 0{,}85$ мкм. За счет нанесения специальных покрытий коэффициенты отражения граней лазерного кристалла составляли 0,98 и 0,04. Внешний резонатор длиной 30 см образован плоским зеркалом *2*. Использовались зеркала с коэффициентами отражения 0,5 и 1. Объектив *3* ($F=6$ мм, $NA=0{,}2$), установленный со стороны грани

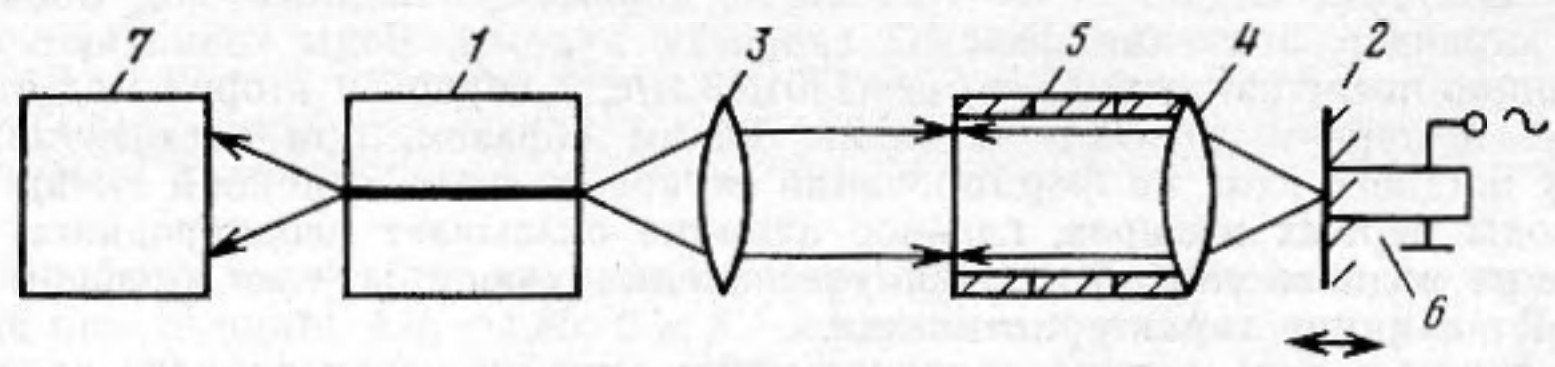

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

лазерного кристалла с коэффициентом отражения 0,04, коллимировал излучение лазера *1*. Второй объектив *4* ($F=4$ мм, $NA=0{,}4$), закрепленный на трубке *5* из пьезокерамики, фокусировал световой пучок на зеркале *2*. Пьезоэлектрическая трубка *5* использовалась для совмещения начального положения зеркала *2* с фокальной плоскостью объектива *4* и изменения расстояния между ними. При подаче электрического напряжения она обеспечивала перемещение объектива *4* на ±8 мкм. Акустические колебательные системы *6* разного типа возбуждали колебания зеркала *2* вдоль оси резонатора с частотой в диапазоне 0,5÷42 кГц и амплитудой до 15 мкм. Излучение лазера регистрировалось фотодиодом *7*, сигнал с которого подавался на вольтметр постоянного тока и анализатор спектра.

Интенсивность излучения лазера и режим модуляции зависели от начального положения зеркала относительно фокальной плоскости фокусирующего объектива. При смещении зеркала в ту или иную сторону от нее на расстояние l интенсивность излучения лазера I уменьшалась от максимального значения I_0 при $l=0$ до значения $I=I_0(1-al^2)$, где a — константа. Периодические колебания зеркала из-за нарушения оптической юстировки приводили к изменению потерь во внешнем резонаторе и соответственно к модуляции интенсивности излучения лазера. В случае точной юстировки системы ($l=0$) частота модуляции была равна удвоенной частоте колебаний зеркала $2f$. Однако в гармоническом спектре модулированного оптического сигнала присутствовали все гармоники частоты f. Смещение зеркала относительно фокальной плоскости объектива приводило к изменению соотношений между компонентами спектра, а при $l=3\div4$ мкм компонента с частотой f становилась главной, превышая в 10 раз компоненту с частотой $2f$. При дальнейшем увеличении l частота модуляции сохранялась равной частоте колебаний зеркала, но при этом уменьшались интенсивность излучения лазера и глубина модуляции интенсивности.

На рис. 2 приведены амплитудные зависимости глубины модуляции интенсивности для двух режимов работы лазера: частота модуляции равна f ($l=3$ мкм – кривая *1*) и $2f$ ($l=0$ – кривая *2*). Как видно, глубина модуляции интенсивности M_f и M_{2f}, соответствующая каждому режиму, при определенной амплитуде колебаний зеркала достигает максимального значения (при $f=500$ Гц $M\simeq10\%$), а затем с дальнейшим увеличением амплитуды ξ падает из-за быстрого роста гармоник с более высокими частотами. В области значений ξ, соответствующих росту глубины модуляции, коэффициент нелинейных искажений в режиме модуляции с частотой $2f$ составляет около 0,5, тогда как при модуляции с частотой f он не превышает 0,05.

Установлено, что глубина модуляции интенсивности зависит от частоты колебаний зеркала: с повышением частоты M_f уменьшается пропорционально $1/\sqrt{f}$, а $M_{2f}\sim1/f$. Кроме того, с повышением частоты возрастает порог чувствительности лазерной системы к акустическому воздействию $\xi_п$. Величина $\xi_п$ характеризует минимальную амплитуду колебаний зеркала, при которой может быть зарегистрирован оптический сигнал, промодулированный с частотой f или $2f$, в полосе частот 1 Гц на фоне собственных шумов лазера и фотоприемника. Как показал анализ экспериментальных данных, в режиме модуляции с частотой f порог чувствительности зависит от частоты как $f^{3/2}$ и на частоте 500 Гц составляет $\sim3\cdot10^{-3}$ нм. Во втором режиме модуляции частотная зависимость $\xi_п$ имеет сложный характер: в области частот от 0,5 до 4 кГц она может быть аппроксимирована как $\xi_п\sim f^{3/2}$, тогда как при $f\geqslant5$ кГц $\xi_п\sim f^{1/4}$; $\xi_п$ на частоте 500 Гц составляет около 10 нм, а на частоте 40 кГц — порядка 100 нм. Наблюдавшиеся нелинейные искажения модулированного оптического сигнала и частотные зависимости глубины модуляции и порога чувствительности непосредственно связаны с нелинейной зависимостью процесса генерации инжекционного лазера с внешним резонатором от оптических потерь в этом резонаторе.

Следует указать, что с уменьшением коэффициента отражения зеркала резонатора в 2 раза (от 1 до 0,5) глубина модуляции интенсивности оставалась неизменной (с точностью до 15%), тогда как увеличение фокусного расстояния объектива в 3 раза (с 4 до 12 мм) привело к понижению глубины модуляции интенсивности в ~10 раз.

Таким образом, из двух возможных режимов работы лазерной системы режим модуляции с частотой, равной частоте акустического сигнала, обеспечивает более высокую чувствительность к акустическому воздействию и позволяет отображать акустическую информацию в оптическую с минимальными искажениями.

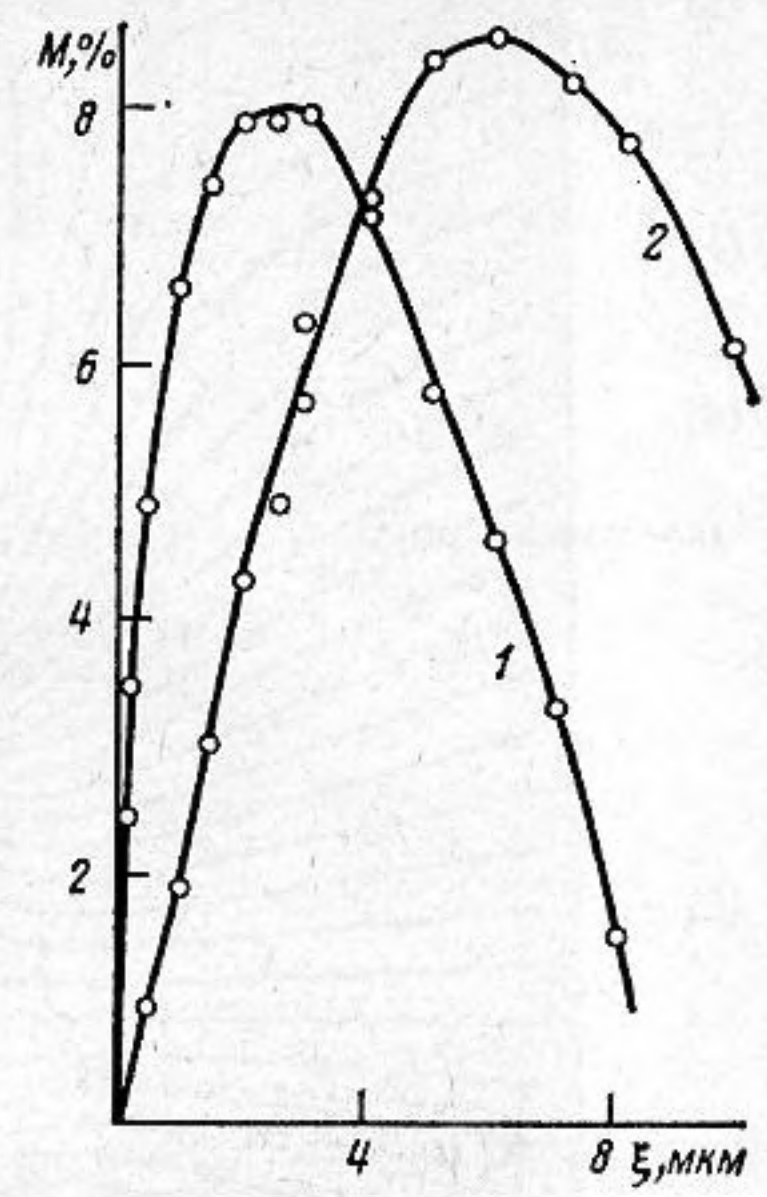

Рис. 2. Амплитудные зависимости глубины модуляции излучения лазера с частотой f (*1*) и $2f$ (*2*)

Полученные результаты позволяют заключить, что рассмотренная оптическая система с инжекционным лазером, работающая в указанном оптимальном режиме при использовании внешнего зеркала резонатора в виде тонкой мембраны с отражающим диэлектрическим покрытием, может служить датчиком акустических сигналов. Этот новый лазерный датчик по своим параметрам не уступает известным лазерным [2, 3] и волоконно-оптическим [4—6]. При этом по сравнению с лазерным датчиком [2, 3], работающим на эффекте модуляции фазы световой волны, он обладает таким важным преимуществом, как отсутствие каких-либо ограничений на длину когерентности (ширину линии генерации) излучения инжекционного лазера, а значит, и на длину внешнего резонатора. Это упрощает настройку датчика и позволяет использовать его в сочетании с многомодовой волоконной линией передачи. Преимущества нового датчика по сравнению с волоконно-оптическими [4—6] обусловлены отсутствием системы формирования опорного луча, делителей луча, элементов ввода и вывода светового пучка.

Авторы выражают благодарность В. Л. Величанскому и А. С. Зиброву за полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лямшев Л. М.* Лазеры в акустике // УФН. 1987. Т. 151. № 3. С. 479—527.
2. *Dandridge A., Miles R. O., Giallorenzi T. G.* Diode laser sensor // Electron. Letters. 1980. V. 16. № 25. P. 948—949.
3. *Быковский Ю. А., Дедушко К. Б., Мамаев А. Н.* Лазерный гидрофон // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 345—346.
4. *Spilman W. B., Gravel R. L.* Moving fiber-optic hydrophone // Optics Letters. 1980. V. 5. № 1. P. 30—31.
5. *Spilman W. B., Mc Mahon D. H.* Schliren fiber-optic hydrophone // Appl. Phys. Letters. 1980. V. 37. № 2. P. 145—147.
6. *Lagakos M., Litovitz T., Macedo P. et al.* Multimode Optical Fiber displacement sensor // Appl. Optics. 1981. V. 20. № 2. P. 167—168.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
5.XI.1988

УДК 534.26

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О НАХОЖДЕНИИ НЕЛИНЕЙНОГО АКУСТИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОТВЕРСТИЯ

Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Хирных К. Л.

Если аналитические методы решения нелинейных уравнений применимы в очень ограниченном ряде случаев, то вычислительные методы позволяют значительно расширить круг рассматриваемых задач. В большинстве из них результатом численного решения являются величины полей (как стационарных, так и нестационарных) в узлах сетки, занимающей некоторую область пространства. Для акустических и гидродинамических задач это, как правило, поля скоростей и давлений. Основная трудность при реализации разностных схем состоит в том, что для разрешения мелкомасштабных явлений (вихри, шлихтинговские циркуляции и т. п.) приходится уменьшать шаг сетки, что приводит к значительному увеличе-