взаимодействии волн, с помощью этого эффекта можно обнаружить пузырьки газа и определять их размеры.

Кроме описанных выше экспериментов по распространению звука в жидкости с пузырьками газа, которые получались искусственным путем, были проведены исследования особенностей работы параметрического излучателя в режимах, сопровождающихся газовой кавитацией. Обычно интенсивная кавитация наблюдалась, когда излучатель работал в свежей водопроводной воде с повышенным содержанием растворенного газа [3]. Средняя частота волн накачки была 320 кГц, разностная частота – 5 кГц. Амплитуда взаимодействующих волн около 10^5 Па. Излучатель работал в импульсном двухполосном режиме. Переходя от режима с большой скважностью (длительность пауз много больше длительности импульса) к режиму с меньшей скважностью, можно было вызвать в области взаимодействия газовую кавитацию. Пузырьки газа увеличивали нелинейный параметр этой области среды, что, в конечном счете, приводило к увеличению амплитуды ВРЧ на оси излучателя. На фиг. 2 приведена осциллограмма, показывающая поведение амплитуды ВРЧ при различных режимах работы излучателя. Рост амплитуды ВРЧ связан с началом газовой кавитации и появлением пузырьков в области взаимодействия, уменьшение – прекращением кавитации (при увеличении скважности импульсов волн накачек) и всплытием пузырьков.

Подбирая режим работы параметрического излучателя, можно вызывать в области взаимодействия газовую кавитацию, о наличии и интенсивности которой можно судить по поведению амплитуды ВРЧ. В опытах после возникновения газовой кавитации амплитуда ВРЧ обычно возрастала в несколько раз. Так как интенсивность газовой кавитации зависит от концентрации растворенного газа, то использование параметрического излучателя в режиме с изменяемой скважностью дает возможность судить об этой концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Островский Л. А., Сутин А. М.* Нелинейные акустические методы диагностики газовых пузырьков в жидкости // Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С. 139–150.
2. *Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И.* Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение. 1981. С. 82.
3. *Владимиров Ю. М., Дружинин Г. А., Михайлов А. А., Токман А. С.* Самоусиление параметрического взаимодействия акустических волн в воде с растворенным газом. Л.: Вестн. ЛГУ. 1984. № 10. Вып. 2. С. 113–114.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова, физический факультет

Поступило в редакцию 25.XI.1986

УДК 534.232

ТЕРМИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

Жамалетдинова Е. В., Козлов А. И., Плесский В. П.

Возбуждение акустических волн в волоконных световодах представляет интерес в связи с возможностями воздействия на оптическое излучение (акустооптика) и создания различного рода датчиков [1–3]. В настоящее время, однако, эта задача не имеет удовлетворительного решения, в особенности при высоких частотах звука.

В этом плане может представить интерес термическая генерация звука, широко используемая для возбуждения объемных волн в жидкостях [4] и поверхностных акустических волн в твердых телах [5]. Об использовании фотоакустического метода при исследовании волоконных световодов сообщалось в работе [6].

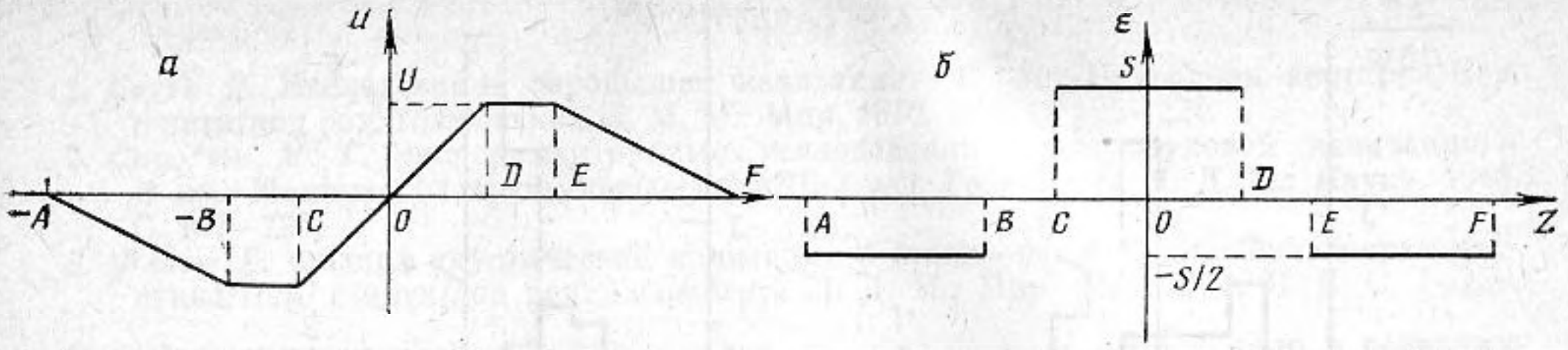
Рассмотрим однородный упругий стержень (волокно), участок которого длиной $2L \gg d$ (d – диаметр волокна) подвергается нестационарному нагреву. Пусть $W(z, t)$ (в Вт/м) – линейная плотность источников тепла. Нагрев считаем однородным по сечению волокна, рассматриваем одномерный случай в пренебрежении теплопроводностью.

Тогда механические смещения u в волокне (вдоль оси OZ его) и распределение температуры описываются уравнениями:

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \alpha\frac{\partial T}{\partial z} \qquad (1)$$

$$S\rho c\frac{\partial T}{\partial t} = W(z, t) \qquad (2)$$

где v, ρ, c, α – соответственно скорость продольных волн в стержне, плотность,



Распределение смещений в световоде: *а* – при импульсном нагреве участка $|z| \leqslant L$, *б* – распределение напряжений в тот же момент времени t. Координаты точек на графиках обозначены: $A=-(3L+tv)$, $B=-(L+tv)$, $C=-L$, $D=L$, $E=L+tv$, $F=3L+tv$, $U=\alpha L\Delta T$, $S=\alpha\Delta T$

удельная теплоемкость и линейный коэффициент теплового расширения в материале волокна, S – площадь поперечного сечения волокна.

Амплитуда u_0 возбуждаемой волны определяется функцией $W(z, t)$, описывающей нестационарное выделение тепла в волокне. Физическая природа источников тепла может быть различной. Рассмотрим два частных случая. При периодическом нагреве ограниченного участка волокна $W(z, t)=0{,}5w_0(1+\cos\omega t)\,\theta(L-|z|)$ ($\theta(x)$ – функция Хэвисайда). В этом случае периодическая составляющая температуры имеет амплитуду $T_0=W_0/2\rho cS\omega$, а величина смещения в стержне дается формулой:

$$u_0=\alpha LT_0\frac{\sin kL}{kL} \tag{3}$$

При импульсном нагреве такого же по длине участка световода температура на всем участке скачком повышается на величину $\Delta T=E_0/(2L\rho cS)$, где E_0 – энергия импульса. При этом формируются две области сжатия (фигура), бегущие от нагретого участка волокна в противоположных направлениях со скоростью v. Деформация $\varepsilon=\partial u/\partial z$ в этих областях равна $-0{,}5\alpha\Delta T$. При энергии импульса $E_0=10^{-3}$ Дж и длине нагреваемой области $2L=0{,}2$ мм в кварцевом световоде диаметром 100 мкм скачок температуры составляет $\Delta T\sim 300$ К, а деформация $\varepsilon\sim 10^{-4}$, т. е. весьма значительна.

Бесконтактность термооптического возбуждения звука, а также возможность в широких пределах менять параметры источников тепла (например, используя модулированное лазерное излучение, поглощаемое участком световода) могут оказаться полезными при исследовании волоконно-оптических световодов.

Авторы благодарны С. Н. Антонову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Davies D. E. N., Kingsley S. A.* Method of Phase-Modulating Signals in Optical Fibres: Application to Optical Telemetry Systems // Electronics Lett., 1974. V. 10. № 2. P. 21–22.
2. *Howard D., Hall T.* Interaction of High-Frequency Sound with Fibres-Guided Coherent Light // Electronics Lett., 1978. V. 14. № 22. P. 620–621.
3. *Новиков В. П., Новиков М. А.* Оптико-акустическая спектроскопия элементов волоконной и интегральной оптики // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 6. С. 372–376.
4. *Лямшев Л. М.* Оптико-акустические источники звука // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637–667.
5. *Карабутов А. А.* Лазерное возбуждение ПАВ: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 605–620.
6. *Burt J. A., Ebeling K. J., Efthimiades D.* Observation of the Optoacoustic Effect in an Optical Fibre-Optics Communications. 1980. V. 32. № 1. P. 59–62.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
13.VIII.1986

УДК 532.528

ВЛИЯНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА КАВИТАЦИОННУЮ ПРОЧНОСТЬ ВОДЫ

Макаров В. К., Супрун С. Г., Чулкова Н. В.

Согласно работам [1, 2] разброс значений порога акустической кавитации жидкости в малой реакционной камере, последовательно наполняемой из резервуара большого объема, характеризует распределение по прочности [1], или по размерам [2] зародышей кавитации, взвешенных в объеме жидкости, заполняющей большой резервуар.