ЛИТЕРАТУРА

1. *Гутман Т. Л., Клещев А. А.* Дифракция волн в упругой среде на упругом сфероиде.– Тр. ЛКИ, 1974, вып. 19, с. 31–37.
2. *Клещев А. А.* Рассеяние звука сфероидальными телами, находящимися у границы раздела сред.– Акуст. журн., 1977, т. 23, № 3, с. 404–410.
3. *Клещев А. А.* Трехмерные и двухмерные (осесимметричные) характеристики упругих сфероидальных рассеивателей.– Акуст. журн., 1986, т. 32, № 2, с. 268–270.
4. *Фок В. А.* Теория дифракции от параболоида вращения. Сб. Дифракция электромагнитных волн на некоторых телах вращения. М.: Сов. радио, 1957.
5. *Oguchi T.* Eigenvalues of spheroidal wave functions and their branch points for complex values of propagation constants.– Radio Science, 1970, v. 5, № 8, 9, p. 1207–1214.
6. *Клещев А. А., Шейба Л. С.* Рассеяние звуковой волны идеальными вытянутыми сфероидами.– Акуст. журн., 1970, т. 16, № 2, с. 264–268.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступило в редакцию 25.XI.1985

УДК 534.26

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

Козлов А. И., Плесский В. П.

В последнее время появился ряд работ (см., например, [1–4]), в которых экспериментально и теоретически исследуется лазерное возбуждение поверхностных акустических волн ПАВ Рэлея. Такой метод возбуждения рэлеевских волн обладает определенными преимуществами по сравнению с традиционными методами. Так, в работе [4] продемонстрирована возможность точного бесконтактного измерения скорости ПАВ с использованием лазерного возбуждения этих волн и лазерного зонда для их регистрации.

В работе [5] было показано, что эти две функции может выполнять луч одного лазера, т. е. можно регистрировать дифракцию на ПАВ того излучения, которое генерирует поверхностные волны. При этом использовалась импульсная или амплитудная модуляции интенсивности излучения. Покажем, что тот же эффект можно наблюдать в непрерывном режиме при сдвиге частоты одного из лучей лазера и при этом требуется лазер меньшей мощности, чем использованный в работе [5].

1, *2* – исходные лучи лазера, *1'*, *2'* – отраженные лучи, +1 – один из дифракционных порядков

Пусть на поверхность звукопровода (фигура) падают два потока лазерного излучения под углами α и β по отношению к нормали к поверхности, причем частота света одного из лучей сдвинута на величину $\Omega=2\pi f$ по отношению к частоте света другого луча. Легко показать, что в этом случае на поверхности $y=0$ звукопровода образуется интерференционная система светлых и темных полос с периодом $l=\lambda/(\sin\alpha+\sin\beta)$ (здесь λ – длина световой волны), движущаяся со скоростью $v=lf$. Поглощаясь в материале звукопровода, излучение порождает бегущую температурную волну и волну тепловых механических напряжений. При одинаковой интенсивности I_0 двух лучей переменная составляющая интенсивности засветки $I=2I_0\cos[k_0\cdot(\sin\alpha+\sin\beta)x-\Omega t]$ (здесь $k_0=2\pi/\lambda$ – волновое число света) представляет собой волну, скорость которой $v=f\lambda/(\sin\alpha+\sin\beta)$ на определенной частоте f может равняться скорости ПАВ Рэлея v_R. В этом случае волны Рэлея, возбуждаемые отдельными областями освещаемой поверхности, будут складываться в фазе, и амплитуда возбуждаемых волн Рэлея резонансно нарастает вдоль интерференционной структуры. Амплитуда вертикальной компоненты смещений u_y поверхности звукопровода определяется по формуле

$$u_y=2A\frac{\alpha_T}{\rho cf}I_0(1-R)\frac{L}{\Lambda}.$$

Здесь α_T, ρ, c – соответственно коэффициент теплового расширения, плотность и удельная теплоемкость материала звукопровода, R – коэффициент отражения света, L – длина освещаемой области, Λ – длина волны Рэлея. (Выражение $\alpha_T I_0/\rho c f$ определяет амплитуду объемной волны, возбуждаемой в простейшей одномерной геометрии [1].) Множитель A сложным образом зависит от коэффициента Пуассона σ материала и определяется структурой волн Рэлея (для алюминия $A\simeq 0{,}2$), тогда как множитель L/Λ учитывает резонансное накопление амплитуды ПАВ при $v=v_R$.

Из формулы (1) видно, что амплитуда генерируемой волны Рэлея не зависит от частоты ($f\Lambda=v_R$) и от фокусировки излучения по оси x (такая фокусировка не меняет произведение I_0L).

На возбуждаемой ПАВ будут дифрагировать оба исходных луча света, падающих на поверхность. При этом углы дифракции зависят только от углов падения α и β исходных лучей. Например, +1-й порядок дифракции первого луча (см. фигуру) распространяется под углом γ_{+1}, определяемым соотношением $\sin\gamma_{+1}=2\sin\alpha+\sin\beta$.

Интенсивность продифрагировавшего излучения определяется по формуле $I_{+1}\simeq \simeq Ru_y^2k_0^2I_0$ – для +1-го порядка дифракции. Приведем численные оценки для алюминия. Пусть $I_0Ld=100$ мВт, $L=1$ см, ширина освещаемой области $d=0{,}1$ см, $\lambda=0{,}63$ мкм; $\alpha_T=6{,}9\cdot 10^{-5}$ К$^{-1}$, $\rho=2{,}7\cdot 10^3$ кг/м^3, $C=900$ Дж/кг·К, $R=0{,}9$. По формуле (1) получаем $u_y=2\cdot 10^{-14}\ I_0(1-R)L=2\cdot 10^{-13}$ м. При этом $I_{+1}Ld=3\cdot 10^{-13}$ Вт, что вполне доступно регистрации. Полоса частот резонансного возбуждения ПАВ $\Delta f/f$ и угол расходимости продифрагировавшего излучения обратно пропорциональны числу полос интерференционной картины: $\Delta f/f\sim\Delta\gamma\sim\Lambda/L$.

Авторы выражают благодарность С. Н. Антонову и В. И. Григорьевскому за полезное обсуждение задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ash E. A., Dieulesaint E., Rakouth H.* Generation of Surface Acoustic Waves by Means of a c. w. Laser.– Electron. Lett., 1980, v. 16, № 12, p. 470–472.
2. *Крылов В. В., Павлов В. И.* Термооптическое возбуждение поверхностных акустических волн в твердом теле.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 6, с. 836–837.
3. *Дыхне А. М., Рысев Б. П.* О возможности возбуждения упругих поверхностных волн большой амплитуды в твердом теле при тепловом воздействии лазерного излучения.– Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, № 6, с. 17–21.
4. *Burov J. I., Branzalov K. P., Ivanov D. V.* High Accuracy Noncontact Laser-Optical Method for Measuring Surface Acoustic Wave Velocity and Attenuation.– Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, № 2, p. 141–142.
5. *Cachier G.* Optical Excitation of High-Amplitude Surface Waves.– Appl. Phys. Lett., 1970, v. 17, № 10, p. 419–421.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
3.III.1986

УДК 534.26

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН, БЕГУЩИХ ВДОЛЬ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАСТИНЫ В ЖИДКОСТИ

Лапин А. Д.

Пусть тонкая пластина лежит на жидком однородном полупространстве $z<0$ и пусть над ней находится вакуум. Предположим, что скорость изгибной волны в свободной пластине больше скорости звука в жидкости. Тогда по нагруженной однородной пластине могут бежать две поверхностные волны – незатухающая и затухающая [1]. Обозначим волновые числа этих волн соответственно через ξ_1 и $\xi_0+i\delta$, где $\delta\ll \ll\xi_0<\xi_1$, δ – коэффициент затухания. Представляет интерес исследовать взаимодействие незатухающей и затухающей поверхностных волн в нагруженной неоднородной пластине. Ниже выполнено соответственное исследование для пластины с переменной толщиной $H(x)$. Величину $H(x)$ зададим в виде $H=H_0+2a\cos(\beta x)$ на участке $0<x<L$ и $H=H_0$ вне этого участка, где $2a\ll H_0\ll 2\pi/\xi_0$, $2\pi/\beta$ – период неоднородностей. Пусть из области $x<0$ на неоднородности падает незатухающая поверхностная волна. В ней все величины пропорциональны множителю $\exp(i\xi_1x)$. Исследуем рассеяние ее от синусоидальных неоднородностей с периодами $\Lambda_1=2\pi/(\xi_1-\xi_0)$ и $\Lambda_2=2\pi/(\xi_1+\xi_0)$. Согласно соотношению Брэгга, эти неоднородности интенсивно рассеивают падающую волну в затухающие поверхностные волны, бегущие соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси x. Решение задачи о рассеянии звука получим методом связанных мод [2, 3].

Обозначим поперечное смещение пластины и звуковое давление в жидкости соответственно через $w(x)$ и $p(x, z)$. Уравнение колебаний пластины при учете реакции жидкости имеет вид

$$\frac{d^2}{dx^2}\left\{D(x)\frac{d^2w}{dx^2}\right\}-\omega^2\rho_1H(x)w-p(x,0)=0, \tag{1}$$