

Г. П. МОТУЛЕВИЧ и И. Л. ФАБЕЛИНСКИЙ

## ОБ ОДНОМ ОПТИЧЕСКОМ СПОСОБЕ КОНТРОЛЯ ХАРАКТЕРА АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

(Представлено академиком Г. С. Ландсбергом 22 X 1951)

1. Во многих акустических исследованиях и в приложениях акустических методов к изучению самых разнообразных вопросов необходимо иметь плоскую звуковую волну одного направления или, по крайней мере, количественно оценить, какой процент по отношению к энергии прямой волны составляет энергия волн, идущих в других направлениях. Кварцевые и другие электромеханические преобразователи, как правило, излучают волны разных направлений, причем характер акустического поля заранее предвидеть не удается. Величина отклонения от желаемого случая одной плоской волны может зависеть от целого ряда побочных обстоятельств, например от способа закрепления кварца в оправе. В развитом нами методе <sup>(1)</sup> измерения динамического значения  $\rho d\epsilon/d\rho$  (где  $\epsilon$  — оптическая диэлектрическая постоянная, а  $\rho$  — плотность) знание характера акустического поля и количественная оценка доли энергии, заключенной в волнах, распространяющихся в направлениях, отличных от выбранного, имеет решающее значение.

В ряде случаев можно попытаться известным способом освободиться от косых волн, если „отфильтровать“ их при помощи интерференционных фильтров направления. Действительно, поставим на пути волн звука, излучаемых пьезокварцем, пластинку толщиной  $t = n\lambda/2$  ( $n$  — целое число). Эта пластинка будет почти „прозрачна“ для звуковых волн, падающих перпендикулярно к ее поверхности. Волны же, попавшие на пластинку под углом, отличным от нуля, будут в значительной степени отражены. Таким образом, за интерференционным фильтром окажется волна практически единственного направления. Интерференционный фильтр может быть изготовлен из металла, стекла или другого материала с малым коэффициентом поглощения звука. Фильтры, на толщине которых укладывается большее число полуволн, лучше отфильтровывают косые пучки, но требуют более точной установки (плоскости фильтра и фронта волны должны быть параллельны). Следует, однако, помнить, что неправильная установка фильтра не только не улучшает, но может значительно ухудшить характер акустического поля. Поэтому применение интерференционных фильтров, предназначенных для выравнивания акустического поля, имеет смысл лишь в том случае, если можно осуществить контроль его действия, что и достигается предложенным нами способом.

Этот способ основан на исследовании распределения интенсивности первого дифракционного максимума света в зависимости от направления распространения ультразвуковой волны.

2. Краткая теория предложенного метода контроля состоит в следующем. Если на плоскую звуковую волну, распространяющуюся в плоскости  $xu$  под углом  $\varphi$  к оси  $y$  (см. рис. 1), падает параллельный пучок света в направлении оси  $x$ , то интенсивность света, диффракированного под углом  $\theta$  к оси  $x$ , для малых амплитуд звука определяется выражением (2):

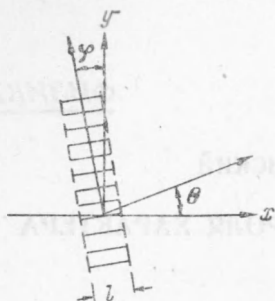


Рис. 1. К теории метода контроля акустического поля. Световая волна распространяется в направлении оси  $x$ . Первый диффракционный максимум наблюдается под углом  $\theta$  к оси  $x$ . Ультразвуковая волна распространяется под углом  $\varphi$  к оси  $y$ .  $l$  — ширина ультразвукового столба

$xu$ , можно получить экспериментальную зависимость между интенсивностью 1-го диффракционного максимума и углом поворота нормали к кварцу. За нуль отсчета угла принимается направление нормали кварца, соответствующее наибольшей интенсивности диффракционного максимума. Нормируя экспериментальную и теоретическую кривые так, чтобы максимумы их равнялись единице, мы получим совпадение обеих кривых, если излучается плоская волна одного направления, и расхождение, если акустическое поле имеет другой характер. Произведенные нами измерения распределения интенсивности в зависимости от угла  $\psi$  показали, что это распределение нередко существенно отличается от теоретического (рис. 2).

$$I = C \frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi l}{2\lambda} \theta (\theta - 2\varphi) \right]}{\left[ \frac{\pi l}{2\lambda} \theta (\theta - 2\varphi) \right]^2} \frac{\sin^2 \left[ \frac{\pi a}{\lambda} \left( \theta \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\left[ \frac{\pi a}{\lambda} \left( \theta \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \right]^2}.$$

Здесь  $l$  — ширина ультразвукового столба, пересекаемого светом;  $a$  — размер звукового столба по оси  $z$ ;  $\lambda$  и  $\Lambda$  — соответственно, длина волны света и звука;  $C$  — постоянная величина для данной жидкости и для определенной длины волны света.

Для  $\theta = \pm \lambda/\Lambda$ , что соответствует направлению на  $\pm 1$ -й диффракционный максимум, распределение интенсивности будет

$$I(\psi) = C \frac{\sin^2 \frac{\pi l}{\Lambda} \psi}{\left[ \frac{\pi l}{\Lambda} \psi \right]^2}, \quad (1)$$

где  $\psi = \varphi \mp \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}$ .

На рис. 2,  $I$  представлен график формулы (1). Поворачивая излучатель в плоскости

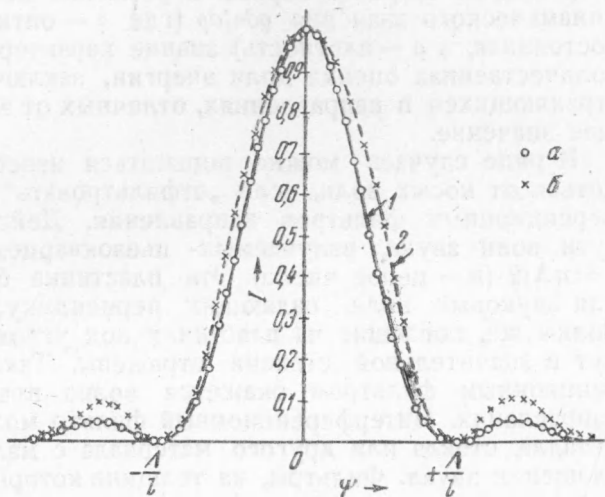


Рис. 2. Распределение интенсивности в первом диффракционном максимуме в зависимости от угла  $\psi = \varphi \mp \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}$ . 1 — график формулы (1); 2 — экспериментальная кривая, полученная без интерференционного фильтра.  $a$  — экспериментальные данные, полученные с интерференционным фильтром,  $b$  — без фильтра

Для количественной оценки энергии звукового пучка, направление распространения которого отличается от выбранного на угол  $\alpha$ , рассмотрим 2 случая.

1. Пусть  $\alpha \geq \psi_0 = \Lambda/l$ . Тогда в экспериментальной кривой  $I = I(\psi)$  появится дополнительный максимум, соответствующий  $\psi = -\alpha$ . Площадь кривой, соответствующей этому максимуму, будет пропорциональна энергии этого пучка. В нашем случае мы легко могли обнаружить косые пучки, энергия которых составляла 0,5% и больше от энергии основной волны. Так как мы работали на частоте  $10^7$  гц с длиной ультразвукового столба  $l = 1,5$  см, то  $\psi_0 = 0,01$ .

2. Пусть  $\alpha < \psi_0$ . Тогда отношение площади экспериментальной и теоретической кривых равно отношению полной энергии звукового поля к энергии „эффективной волны“, т. е. волны, распространяющейся по направлению, соответствующему максимуму экспериментальной кривой, с некоторой „эффективной амплитудой“. „Эффективная амплитуда“ в данном случае определяется условием равного оптического действия действительного и „эффективного“ звуковых пучков.

В самом деле, рассмотрим две плоские звуковые волны, характеризующиеся амплитудами  $A_1$  и  $A_2$  и направлениями распространения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  ( $\alpha_i$  — угол между направлением распространения пучка  $i$  и направлением, соответствующим максимуму экспериментальной кривой;  $i = 1, 2$ ). Интенсивность 1-го дифракционного максимума будет пропорциональна выражению  $A_1^2 f(\psi - \alpha_1) + A_2^2 f(\psi - \alpha_2)$ , где  $f$  — функция вида (1).

Экспериментальная кривая будет представлена формулой

$$I_{\text{эксп}}(\psi) = \frac{1}{A_1^2 f(-\alpha_1) + A_2^2 f(-\alpha_2)} [A_1^2 f(\psi - \alpha_1) + A_2^2 f(\psi - \alpha_2)].$$

Теоретическая кривая будет представлена формулой

$$I_{\text{теор}}(\psi) = f(\psi).$$

Соответствующие площади будут:

$$S_{\text{эксп}} = \int I_{\text{эксп}}(\psi) d\psi, \quad S_{\text{теор}} = \int I_{\text{теор}}(\psi) d\psi.$$

Нетрудно видеть, что

$$\frac{S_{\text{эксп}}}{S_{\text{теор}}} = \frac{A_1^2 + A_2^2}{A_1^2 f(-\alpha_1) + A_2^2 f(-\alpha_2)} = \frac{A_1^2 + A_2^2}{A_{\text{эфф}}^2}.$$

Соответствующий вывод можно распространить на случай любого числа волн.

Если необходимо более точно знать характер ультразвукового пучка в случае 2, то следует разложить экспериментальную кривую на кривые вида (1). Это даст амплитуды и направления распространения всех пучков, входящих в состав исследуемого поля.

Рис. 2 иллюстрирует действие интерференционного фильтра на распределение интенсивности в 1-м дифракционном максимуме в зависимости от угла  $\psi$ . Кривая 2 получена экспериментально без интерференционного фильтра.  $a$  — экспериментальные данные, соответствующие измерениям при установленном стеклянном фильтре толщиной  $3/2\Lambda$ . На рис. 2 видно, что надлежащая установка фильтра приводит к существенному улучшению поля.

Описанный здесь метод контроля акустического поля представляет, конечно, интерес и в тех случаях, когда интерференционный фильтр отсутствует, и, следовательно, может быть применен для изучения характера акустического поля в твердых прозрачных телах.

Выражаем сердечную благодарность акад. Г. С. Ландсбергу за постоянное внимание к нашей работе и интересную дискуссию описанного метода и М. А. Исаковичу за ценные предложения.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
22 VI 1951

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Г. П. Мотулевич и И. Л. Фабелинский, Изв. АН СССР, сер. физ., 14, 542 (1950).   <sup>2</sup> С. М. Рытов, там же, 2, 223 (1937).