

Г. В. АБРАМОВ, Л. А. НАЗАРОВА

**СИНТЕЗ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ  
ПЛОСКОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ  
В РАСКРЫВЕ ПЛОСКО-ВОГНУТЫХ  
ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЛИНЗ И РЕФЛЕКТОРОВ**

Проблема синтеза излучателя, обеспечивающего получение плоского поля в раскрыве плоско-вогнутых эллиптических линз и рефлекторов, может быть сведена к двум этапам:

определение аналитического выражения диаграммы направленности излучателя;

конструирование излучателя с требуемой диаграммой направленности.

Первая из этих задач не вызывает особых трудностей, так как проведенный расчет поля в раскрыве плоско-вогнутых эллиптических линз и рефлекторов (для случая изотропного излучателя)\* дает несложные аналитические выражения для функции распределения интенсивности и фазы.

Действительно, пусть функция распределения интенсивности в раскрыве линзы или рефлектора имеет вид  $F(\alpha)$ ,

где  $\alpha$  — текущий угол раскрыва.

Если поместить в фокусе направленный излучатель, диаграмма направленности которого будет  $\Phi(\alpha)$ , то функция распределения интенсивности в раскрыве примет вид  $F(\alpha) \cdot \Phi^2(\alpha)$ ,

где  $\Phi(\alpha)$  — диаграмма направленности излучателя по давлению.

Как известно, плоское ультразвуковое поле характеризуется тем, что функция распределения интенсивности по волновому

\* Г. В. Абрамов, Л. А. Назарова. Расчет функции распределения интенсивности и фазы ультразвукового поля в раскрыве плосковогнутых эллиптических линз и рефлекторов при облучении изотропным излучателем, наст. б., стр. 3.

фронту не зависит от угла раскрыва и является постоянной величиной, то есть  $F(\alpha) \cdot \Phi^2(\alpha) = \text{const}$ . Следовательно, для получения постоянной величины интенсивности по волновому фронту в раскрыве диаграмма направленности излучателя  $\Phi(\alpha)$  должна быть обратна корню квадратному из функции распределения  $F(\alpha)$ , то есть

$$\Phi(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{F(\alpha)}}.$$

Вторая задача — техническая реализация излучателя по заданной диаграмме направленности — является более сложной и может быть решена только с определенным приближением.

Рассмотрим более подробно первый этап синтеза излучателей и определим диаграммы направленности излучателей для формирования плоского ультразвукового поля в раскрыве плоско-вогнутых эллиптических линз и рефлекторов.

Как показано выше, функция распределения интенсивности ультразвукового поля по фронту волны в раскрыве плоско-выпуклой эллиптической линзы имеет вид:

$$\Psi'(\alpha) = \frac{16m^2}{(1+m)^2} \frac{\sin(\nu - \alpha)}{\sin \nu} \cdot \frac{(1 - n \cos \alpha)^2}{\left[1 + m \frac{\sin(\nu - \alpha)}{\sin \nu}\right]^2} \times \\ \times 10^{-0,1} \left[ k_{\text{ср}} f \frac{1-n}{1-n \cos \alpha} + k_n f \frac{1-\cos \alpha}{1-n \cos \alpha} \right] \quad (1)$$

или

$$\Psi'(\alpha) = k \frac{\sin(\nu - \alpha)}{\cos \alpha - n} \cdot \frac{(1 - n \cos \alpha)^2}{\left[1 + m \frac{\sin(\nu - \alpha)}{\sin \nu}\right]^2} \times \\ \times 10^{-0,1} \left[ k_{\text{ср}} f \frac{1-n}{1-n \cos \alpha} + k_n f \frac{1-\cos \alpha}{1-n \cos \alpha} \right], \quad (1a)$$

где

$$k = \frac{16m^2}{(1+m)^2(1-n^2)} = \text{const}.$$

Пусть диаграмма направленности излучателя (по давлению)  $\Phi(\alpha)$ , тогда  $\Psi(\alpha) = \text{const}$  при условии, что  $\Phi(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{\Psi(\alpha)}}$ , или исходя из выражения (1):

$$\Phi(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{k}} \sqrt{\frac{\cos \alpha - n}{\sin(\nu - \alpha)}} \cdot \frac{1 + m \frac{\sin(\nu - \alpha)}{\sin \nu}}{1 - n \cos \alpha} \times \\ \times 10^{0,05} \left[ k_{\text{ср}} f \frac{1-n}{1-n \cos \alpha} + k_n f \frac{1-\cos \alpha}{1-n \cos \alpha} \right] \quad (2)$$

Следовательно, для получения равномерного распределения интенсивности по волновому фронту в раскрыве плоско-вогнутой эл

лишней линзы диаграмма направленности излучателя должна описываться выражением (2).

Определим диаграмму направленности излучателя для формирования плоского ультразвукового поля в раскрыве рефлектора.

Функция распределения интенсивности по волновому фронту в раскрыве рефлектора имеет вид:

$$G(\alpha) = \frac{(1 + \cos \alpha)^2}{4}. \quad (3)$$

Следовательно, для получения равномерного распределения интенсивности в раскрыве рефлектора диаграмма направленности излучателя должна описываться выражением:

$$\Phi(\alpha) = \frac{2}{1 + \cos \alpha}. \quad (4)$$

На рис. 1 и 2 представлены диаграммы направленности излучателей, построенные на основании выражений (2) и (4) для  $0^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$ , материал линзы — алюминиевый сплав АМГ-6.

Задачей второго этапа синтеза является конструирование излучателя, обладающего определенными свойствами. В качестве основных исходных данных при этом служат частота излучаемых колебаний, излучаемая мощность и диаграмма направленности.

В настоящее время для возбуждения продольных колебаний в жидкости применяются излучатели, основным эле-

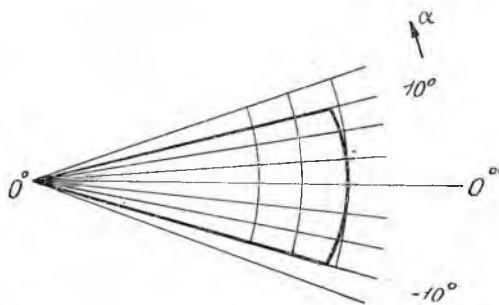


Рис. 1. Диаграмма направленности излучателя, формирующего плоское ультразвуковое поле в раскрыве плоско-вогнутой эллиптической линзы

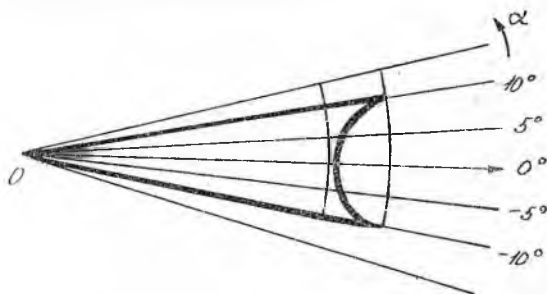


Рис. 2. Диаграмма направленности излучателя, формирующего плоское ультразвуковое поле в раскрыве рефлектора

ментом которых является пластинка из кварца (X-срез или срез Кюри), титаната бария ( $BaTiO_3$ ) и цирконата титаната свинца.

Что касается мощности излучаемых колебаний, то при разработке конструкции нужно стремиться лишь к тому, чтобы сопротивление изоляции конструктивных элементов

излучателя и характеристики изоляционных материалов не оказывали существенного влияния на выходной каскад возбуждителя (так как предполагается длительная эксплуатация излучателя в воде).

Необходимо также обращать внимание на электрическую и механическую прочность пластины и на связь этих характеристик с излучаемой частотой, то есть толщиной пластины. Как показано в работе [2], линейный закон Гука для кварца справедлив вплоть до деформаций, приводящих к механическому разрушению пластины. Для грубой оценки порядка интенсивности, при которой наступает механическое разрушение пластины, можно исходить из закона линейной акустики. При этом расчеты для максимальной интенсивности дают величину порядка  $10^5$  вт/см<sup>2</sup>. Электрический импеданс кварца велик и это требует довольно высоких напряжений для получения больших интенсивностей. Электрическая прочность кварцевых пластин, как показывают эксперименты, является нелинейной функцией толщины пластины. В работе [1] указывается, что для  $f = 100$  кгц ÷ 4 Мгц максимально допустимая напряженность электрического поля в кварце изменяется от 19 до 124 кВ/см<sup>2</sup>. При этом предельные интенсивности ультразвука изменяются соответственно от 17 до 739 вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, основным при конструировании излучателя является соответствие диаграммы излучателя расчетной. Известно, что диаграмма направленности круглой пластины описывается выражением

$$R(\alpha) = \frac{2J_1\left(\frac{\pi d \sin \alpha}{\lambda}\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha} \quad (5)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка;  
 $d$  — диаметр излучателя.

Обозначив  $z = \frac{\pi d \sin \alpha}{\lambda}$ , имеем

$$R(\alpha) = \frac{2J_1(z)}{z} \quad (5a)$$

Ширина диаграммы направленности по нулям определяется [2] из условия  $z = 3,82$ ; по уровню  $0,7 - z = 1,63$ . Например, при  $d = 20$  мм,  $\lambda = 0,2 - 1$  мм ширина диаграммы направленности по нулям лежит в пределах  $2\alpha 40' \div 3^\circ 30'$ .

Можно показать, что для получения плоского поля в объеме  $500 \times 500 \times 500$  мм<sup>3</sup> диаметр плоско-вогнутой эллиптической линзы должен быть равен 750 мм, а фокусное расстояние — 2 м. При этом угловой раскрыв линзы составляет около  $21^\circ$ , и приведенная выше диаграмма направленности излучателя ( $2\alpha = 40' - 3^\circ 30'$ ) не обеспечивает облучение линзы; следовательно, для расширения диаграммы направленности излучателя необходимо использовать искусственные методы, к которым, в частности, относится применение

ние рассеивающих линзовых насадок, конструкция которых предложена сотрудниками ЦНИИ им. Крылова. Изменяя радиус кривизны линзовой насадки, можно получить требуемый угол раствора диаграммы направленности.

В качестве материала для насадки рекомендуется применять полистирол. Расчет геометрической формы рассеивающей линзовой насадки для получения сферического фронта волны показал, что линзовая насадка должна иметь эллиптическую форму. Профиль насадки рассчитывается по формуле

$$\frac{(x-a)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$

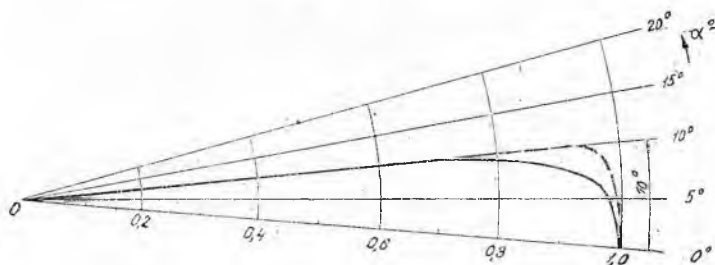


Рис. 3. Теоретическая и экспериментальная диаграмма направленности излучателя для облучения линзы  
 ————— экспериментальная кривая;  
 - - - - - теоретическая кривая.

где  $a$  и  $b$  зависят от диаметра излучателя и заданной ширины диаграммы направленности. Экспериментальная проверка синтезированного излучателя с рассеивающей линзовой насадкой для плоско-вогнутой эллиптической линзы (при диаметре излучателя  $d = 20$  мм и заданной ширине диаграммы направленности излучателя порядка  $21^\circ$ ) показала, что сформированная диаграмма направленности имеет максимальное отклонение от требуемой (2) не более  $0,5$  дБ по уровню  $0,7$  (рис. 3).

Полученный результат можно считать удовлетворительным, так как формируемое в раскрыве плоско-вогнутой эллиптической линзы ультразвуковое поле (объемом  $500 \times 500 \times 500$  мм<sup>3</sup>) удовлетворяет предъявленным требованиям в отношении амплитудных и фазовых неоднородностей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. Физматгиз. 1960.
2. А. М. Тюрин, А. П. Сташкевич, Э. С. Таранов. Основы гидроакустики. Издательство «Судостроение», Л, 1966.