

Как видно из таблицы, большинство наблюдаемых термопиков, видимо, связано с  $F^{+}$ -,  $M$ -,  $N$ - и  $R$ -центрами окраски. Термомаксимум 200—205 эВ ( $E_T \approx 0,4$  эВ), возможно, связан с дырочной ловушкой. В результате исследований оказалось, что выражения (1), (2) и (5), вероятно, справедливы и для  $VaS$ -фосфоров.

В таблице  $E_\lambda$ ,  $E_\lambda^{(1)}$ ,  $E_\lambda^{(2)}$  — оптическая энергия активации экспериментальная и рассчитанная по соотношениям (1) и (2) соответственно;  $E_T$ ,  $E_T^{ИК}$ ,  $E_T^{(1)}$ ,  $E_T^{(2)}$  — термическая энергия активации экспериментальная и рассчитанная по формуле (5), исходя из значений  $E_\lambda$ ,  $E_\lambda^{(1)}$ ,  $E_\lambda^{(2)}$  соответственно.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ормонт Б. Ф. Структура неорганических веществ. М.—Л.: ГИТТЛ, 1950, 967 с. [2] Воолайд Х. И., Отс А. Е. О природе глубоких центров захвата в фосфорах  $CaS$  и  $ZnS$ .—Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, № 11, с. 2310—2312. [3] Ivey H. F. Spectral location of the absorption due to color centers in alkali halide crystals.—Phys. Rev., 1947, 72, p. 341—343. [4] Chandra A., Holcomb D. F. Taxonomy of F-aggregate centers in  $NaF$ .—J. Chem. Phys., 1969, 51, p. 1509—1523. [5] Спроул Р. Современная физика. М.: Наука, 1974, с. 253. [6] Борн М., Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: ИЛ, 1958, 488 с. [7] Сканави Г. И. Физика диэлектриков. М.—Л.: ГИТТЛ, 1949, 500 с. [8] Ефанова Е. П., Лебедева А. И., Михайлин В. В. О центрах свечения и захвата в кристаллофосфорах на основе сульфида бария.—Деп. ВИНТИ, № 1926—79 Деп., 14 с. [9] Мотт М., Генри Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. М.: ИЛ, 1950, 304 с.

Поступила в редакцию  
29.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 4

УДК 681.883.67:534.232

#### МАЛОГАБАРИТНЫЕ НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ПОДВОДНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ НА БАЗЕ ДИСКРЕТНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

М. А. Конева, П. И. Кравчун, К. В. Чернышев

(кафедра акустики)

Малогобаритными будем называть преобразователи, размеры которых значительно меньше длины излучаемой или принимаемой ими звуковой волны. Интерес к этому виду преобразователей объясняется, в частности, тем, что увеличение дальности передачи гидроакустических сигналов возможно прежде всего путем снижения частоты сигнала [1, 2]. Используемые обычно в гидроакустике распределенные резонансные системы из пьезокерамических и магнитострикционных материалов не удовлетворяют требованию малогобаритности. Поэтому целесообразно создавать колебательные системы преобразователей на основе структур с сосредоточенными постоянными. У таких структур отсутствует однозначная связь между линейными размерами и резонансными частотами.

В настоящей работе исследуются пьезоэлектрические преобразователи с сосредоточенными параметрами. Наиболее распространенный вид конструкции таких преобразователей рассматривается в работах [3, 4]. В этих конструкциях активный элемент — пьезоэлектрический стержень — играет роль упругости, понижение же частоты достигается за счет увеличения пассивных инерционных элементов (масс), со-

единенных с торцами стержня. Такой метод обладает внутренним противоречием с точки зрения создания малогабаритных устройств: для понижения частоты необходимо увеличивать массу, а следовательно, и размеры пассивной части конструкции.

На примере излучателя мы рассматриваем принцип конструирования низкочастотных малогабаритных преобразователей, лишенный указанного противоречия. Сущность его заключается в использовании резонансных систем с сосредоточенными параметрами, в которых инерционные элементы являются активными, а упругие — пассивными. Путем увеличения податливости упругих элементов можно добиться значительного понижения рабочей частоты преобразователя, не увеличивая размеров и веса пассивной части конструкции. Кроме того, используя колебательные системы со многими степенями свободы (дискретные структуры), можно создавать преобразователи с достаточно сложными частотными характеристиками, пригодные, например, для использования в многочастотной гидролокации.

Настоящая работа посвящена определенному классу таких преобразователей — низкочастотному излучателю, построенному на основе периодических дискретных структур типа «масса-пружина».

Будем считать, что излучатель представляет собой одномерную цепочку, состоящую из  $N$  звеньев, инерционные элементы которых являются пьезоактивными. В каждое  $i$ -е звено цепочки (рис. 1) входит пружина жесткости  $\kappa$  и пьезоэлектрическая пластина массы  $m$ , длины  $l$ , к обкладкам которой приложено напряжение  $\tilde{U}_i = U_i \exp[j(\omega t + \varphi_i)]$  ( $j$  — мнимая единица,  $\omega$  — круговая частота,  $\varphi_i$  — фаза подаваемого напряжения). Будем считать, что пружина первого звена укреплена на жесткой стенке, а излучающий (правый) торец  $N$ -го звена нагружен на механический импеданс излучения  $Z$ . Предположим также, что все пьезопластины выполнены из одного материала и обладают продольным пьезоэффектом.

В колебательной системе малогабаритного низкочастотного преобразователя резонансные частоты каждого звена конструкции намного меньше собственных частот колебаний пьезопластин, следовательно, справедливо неравенство

$$\kappa l / SE \ll 1, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь торцов (обкладок) пьезопластины,  $E$  — модуль упругости пьезоматериала при постоянной электрической индукции. Неравенство (1) означает, что упругость пружины в каждом звене намного меньше собственной упругости пьезопластины.

Если верхняя граница диапазона частот, в котором исследуется поведение системы, не намного превышает наибольшую из частот сосредоточенных резонансов системы, то справедливо также неравенство

$$(\omega/c)l \ll 1, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость звука в пьезоэлектрике.

Если условия (1) и (2) выполнены, то каждую пьезопластину можно представить как две сосредоточенные массы  $m/2$ , между которыми помещен генератор смещений, вызывающий колебания торцов пластины. Будем считать, что разность смещений торцов пластины изменяет-

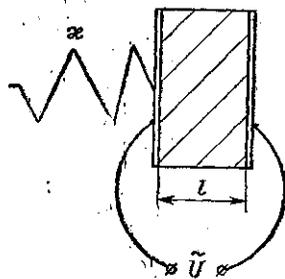


Рис. 1

ся по закону  $2\hat{A}_i \exp(j\omega t) = 2A_i \exp[j(\omega t + \varphi_i)]$ . Учитывая условия (1) и (2), из уравнений пьезоэффекта [5] можно получить приближенную формулу для величины  $A_i$ :

$$A_i = \frac{1}{2h} \frac{k_T^2}{1 - k_T^2} U_i,$$

где  $h$  — пьезоэлектрическая константа,  $k_T = h(\epsilon/E)^{1/2}$  — коэффициент электромеханической связи пьезопластины при продольных колебаниях,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость пьезоматериала при постоянной деформации.

Обратимся теперь к решению задачи о нахождении резонансных частот системы и о колебаниях излучающего торца на выходе цепочки.

Система уравнений движения центров масс пьезопластин цепочки имеет вид:

$$\|D_0\| \cdot \begin{vmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \vdots \\ \xi_N \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \\ \vdots \\ \gamma_N \end{vmatrix}, \quad (3)$$

где

$$\|D_0\| = \begin{vmatrix} 2x & 1 & 0 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 1 & 2x & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 1 & 2x & 1 & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & 1 & 2x & 1 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & 1 & F(Z) \end{vmatrix},$$

$\xi_i$  — координата центра масс  $i$ -й пьезопластины,  $\gamma_i = \hat{A}_{i+1} - \hat{A}_{i-1}$  ( $1 \leq i \leq N-1$ ,  $\hat{A}_0 = 0$ ),  $\gamma_N = [j\omega Z(m\omega_0^2)^{-1} - 1] \hat{A}_N - \hat{A}_{N-1}$ ,  $\omega_0 = (x/m)^{1/2}$  — собственная частота отдельного звена структуры,  $x = (\omega/\omega_0)^2/2 - 1$ ,  $F(Z) = 1 + 2x - j\omega Z(m\omega_0^2)^{-1}$ .

Из решения системы уравнений (3) находим выражение для амплитуды смещений излучающего торца:

$$\xi_N = \frac{(-1)^{N-1} \{ C_N^{(1)}(x) \hat{A}_1 + \sum_{i=2}^N (-1)^i [C_{i-2}^{(1)}(x) - C_i^{(1)}(x)] \hat{A}_i \}}{\left(1 - j \frac{\omega Z}{m\omega_0^2}\right) C_{N-1}^{(1)}(x) + C_N^{(1)}(x)}, \quad (4)$$

где  $C_\beta^{(\alpha)}(x)$  — ультрасферический полином степени  $\beta$  порядка  $\alpha$  [6].

Представляет интерес проанализировать выражение (4) в общем виде с тем, чтобы установить некоторые общие свойства изучаемых систем.

Резонансные частоты излучателя могут быть определены из уравнения

$$\left(1 + \frac{\omega X}{m\omega_0^2}\right) C_{N-1}^{(1)}(x) + C_N^{(1)}(x) = 0, \quad (5)$$

где  $X$  — мнимая часть импеданса излучения. Сопротивлением излучения (реальной частью импеданса излучения) в данном случае можно пренебречь, так как для малогабаритных излучателей оно невелико вследствие малого волнового размера излучающей поверхности и пре-

небрежение им может привести лишь к небольшому изменению расчетных резонансных частот. Отметим, что на частотах, близких к резонансным, основной вклад в смещения излучающего торца вносят его колебания, обусловленные смещениями центра масс  $N$ -й пьезопластины, амплитуда которых вблизи резонансов намного превышает амплитуду деформационных колебаний пьезопластины.

Найдем далее значения сдвигов фаз между генераторами смещений, при которых реализуется экстремум амплитуды колебаний излучающего торца системы. Положим фазу на первом генераторе  $\varphi_1 = 0$ , тогда  $\varphi_i$  будет соответствовать сдвигу фаз между  $i$ -м и первым генераторами. Из условия экстремума функции  $|\xi_B|$  многих переменных  $\varphi_i$  получаем систему уравнений

$$a_j \sum_{i=1}^N a_i \sin(\varphi_j - \varphi_i) = 0, \quad (j = 2, 3, \dots, N),$$

где  $a_q = (-1)^{N+q-1} [C_{q-2}^{(1)}(x) - C_q^{(1)}(x)] A_q$ . Эта система удовлетворяется для всех частот только при значениях сдвигов фаз, подчиняющихся условию

$$\varphi_i = 0 \text{ или } \pi \quad (0 \leq \varphi_i < 2\pi). \quad (6)$$

Важно отметить, что если резонансные частоты активной цепочки приближенно соответствуют резонансным частотам аналогичной пассивной цепочки и практически не зависят от режима работы излучателя, то частоты и количество антирезонансов для каждой из масс активной цепочки не могут быть определены из соответствующей пассивной модели и их необходимо определять отдельно для каждого из режимов возбуждения пьезоактивных масс (под антирезонансом понимается явление останова колебаний пьезопластины на определенной частоте).

Отметим, что если для какого-либо номера  $q$  ( $2 \leq q \leq N-2$ ) выполняется условие  $A_{q-2} = A_q = A_{q+2}$ , то полином  $C_q^{(1)}(x)$  не входит в выражение для  $\xi_B$ . Например, если возбуждение всех элементов производится синфазно ( $\varphi_i = 0$ ;  $1 \leq i \leq N$ ) и с одинаковой амплитудой  $A$ , то формула (4) принимает вид

$$\xi_B = \frac{(-1)^{N-1} + C_N^{(1)}(x) - C_{N-1}^{(1)}(x)}{\left(1 - j \frac{\omega Z}{m\omega_0^2}\right) C_{N-1}^{(1)}(x) + C_N^{(1)}(x)} A,$$

откуда видно, что действие всех элементов, кроме 2-го,  $(N-1)$ -го и  $N$ -го, взаимно компенсируется.

Весьма важным является вопрос об эффективности излучателей рассматриваемого типа. Увеличение эффективности при заданной площади излучающей поверхности и заданном электрическом возбуждении может быть достигнуто путем увеличения амплитуды колебаний рабочей поверхности за счет согласования преобразователя с акустической и электрической сторон (вопрос о согласовании выходит за рамки данной работы), а также за счет уменьшения внутренних потерь энергии в преобразователе. В случае малогабаритного преобразователя вопрос о внутренних потерях в конструкции представляет особый интерес, так как вследствие малости сопротивления излучения мощность внутренних потерь энергии может оказаться того же порядка, что и излучаемая мощность. Оценим влияние внутренних потерь на примере простейшего излучателя, состоящего из одного звена.

Мощность  $W$ , излучаемая таким преобразователем, определяется соотношением

$$W = R \frac{\omega^2 \{[(2\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_1^2 - \omega^2) + \delta^2] + \delta^2 \omega_1^4\} A^2}{2[(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \delta^2]^2},$$

где  $\delta = (\eta + R)(m + M)^{-1}$ ,  $\eta$  — коэффициент трения, характеризующий внутренние механические потери,  $R$  — сопротивление излучения,  $M = X/\omega$  — присоединенная масса излучателя,  $\omega_1 = (\kappa/(m + M))^{1/2}$  — резонансная частота при излучении во внешнюю среду. Следует указать, что коэффициент  $\eta$  не учитывает внутренние (вязкие, тепловые и диэлектрические) потери энергии в пьезоэлектрике, так как в принятом приближении величина разности смещений торцов пьезопластины является, независимо от потерь в пьезоэлектрике, заданной. Таким образом, основное влияние на резонансные свойства преобразователей рассматриваемого типа оказывают механические потери в конструкции, не связанные с внутренними потерями в пьезоэлектрике.

На частоте  $\omega_1$  мощность  $W$  становится равной

$$W = \frac{\kappa^2 A^2}{2} \frac{R}{(\eta + R)^2}.$$

Из последнего соотношения видно, что особую роль с точки зрения увеличения эффективности изучаемых преобразователей играет уменьшение внутренних механических потерь в конструкции, ибо превыше-

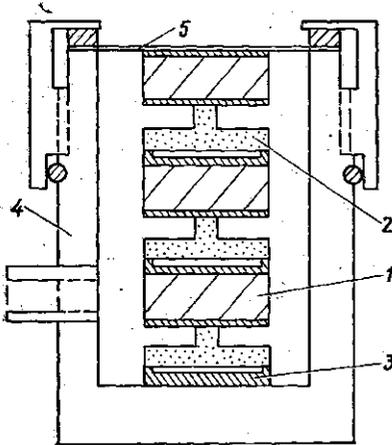


Рис. 2

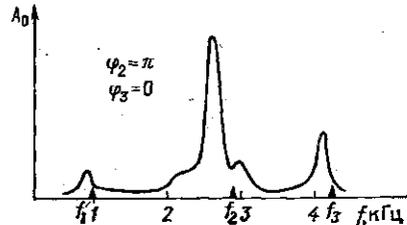
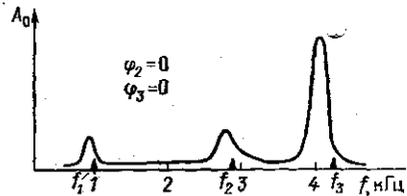


Рис. 3

ние коэффициента  $\eta$  над величиной  $R$  ведет к быстрому уменьшению излучаемой мощности и к большим потерям энергии на внутреннем механическом сопротивлении излучателя.

Отметим, что полученные соотношения (4), (5) и (6) представляют собой основу для расчета и проектирования излучателей с дискретными периодическими структурами исследуемого типа.

Для экспериментальной проверки излучателя, построенного на основе дискретных структур, была разработана конструкция, состоящая из трех одинаковых звеньев. Излучатель рассчитывался таким образом, чтобы частота нижнего резонанса была равна 1 кГц.

Конструкция излучателя изображена на рис. 2. Роль инерционных элементов конструкции выполняли цилиндрические пластины из пьезо-

керамики ЦТС-19 (1) диаметром 2,9 см и толщиной 1,2 см. В качестве пружин применялись дюралевые балки (2), которые опирались на кольцевые выступы металлических дисков (3). Резонансная частота балки, нагруженной массой, т. е. собственная частота отдельного звена цепочки, определялась по формулам, приведенным в работе [7], и составляла в данном случае  $f_0=2,46$  кГц. Вся система помещалась в цилиндрический дюралевый корпус (4), который герметично закрывался тонкой пластиной из латуни (5). Рабочая поверхность преобразователя имела диаметр 5 см.

Измерения проводились по следующей схеме. Синусоидальное напряжение звуковой частоты подавалось с генератора на исследуемый излучатель и частотомер. Прием звукового сигнала с излучателя осуществлялся с помощью приемника. После усиления сигнал приемника поступал на осциллограф. Амплитуда сигнала измерялась в относительных единицах на экране осциллографа.

На рис. 3 приведены результаты экспериментов для синфазного ( $\varphi_2=\varphi_3=0$ ) и противофазного ( $\varphi_2=\pi, \varphi_3=0$ ) возбуждения пьезопластин, представленные в виде графиков зависимости относительной амплитуды сигнала на экране осциллографа от частоты, а также теоретически рассчитанные значения резонансных частот ( $f_1, f_2$  и  $f_3$ ). Из графиков следует, что расчетные резонансные частоты достаточно хорошо совпадают с измеренными экспериментально. Нижний из наблюдаемых резонансов имеет частоту около 1 кГц, что в 180 раз ниже частоты нижнего распределенного (полуволнового) резонанса использованных пьезопластин. Небольшое превышение расчетных частот над измеренными может быть объяснено тем, что расчет резонансных частот нагруженных балок с помощью метода Рэлея дает несколько завышенное значение частоты [7].

Приведенные результаты на конкретном примере доказывают возможность использования дискретных структур с пьезоактивными инерционными элементами в качестве многочастотных излучателей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Простаков А. Л. Гидроакустические средства флота. М.: Воениздат, 1974, 127 с.
- [2] Sherman C. H. Underwater sound — a review. Part 1. Underwater sound transducers. — IEEE Trans. Sonic and Ultrasonic, 1975, SU-22, N 5, p. 281—290.
- [3] Ультразвуковые преобразователи. Под ред. Е. Кичуи. М.: Мир, 1972, 424 с.
- [4] Свердлин Г. М. Прикладная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1976, 280 с.
- [5] Домаркас В. И., Кажис Р.-И. Ю. Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: Минтис, 1975, 256 с.
- [6] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1974, с. 776.
- [7] Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. М.: Наука, 1967, с. 30.

Поступила в редакцию  
03.07.79

УДК 534.222

#### СИНТЕЗ НЕПРЕРЫВНЫХ СОГЛАСУЮЩИХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ СТЕРЖНЕВЫМИ ВОЛНОВОДАМИ

Е. В. Именитова, К. В. Чернышев

(кафедра акустики)

Стержневыми будем называть твердые волноводы, диаметр которых мал в сравнении с длиной распространяющейся волны. В таких волноводах может распространяться только одна, низшая, мода. Вли-