АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIV 1968 Вып. 3

УДК 534.232

МИНИАТЮРНЫЙ ФОКУСИРУЮЩИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛА СУЛЬФИДА КАДМИЯ НА ЧАСТОТУ 60 *Мгц*

Е. К. Грищенко

Описаны конструкция и результаты экспериментального исследования фокусирующего излучателя с диффузионным слоем на частоту 60 *Мгц*. При подводимой к излучателю электрической мощности в 2 *вт* и нагрузке его на воду интенсивность в фокусе составила 1 *квт/см*^{2}.

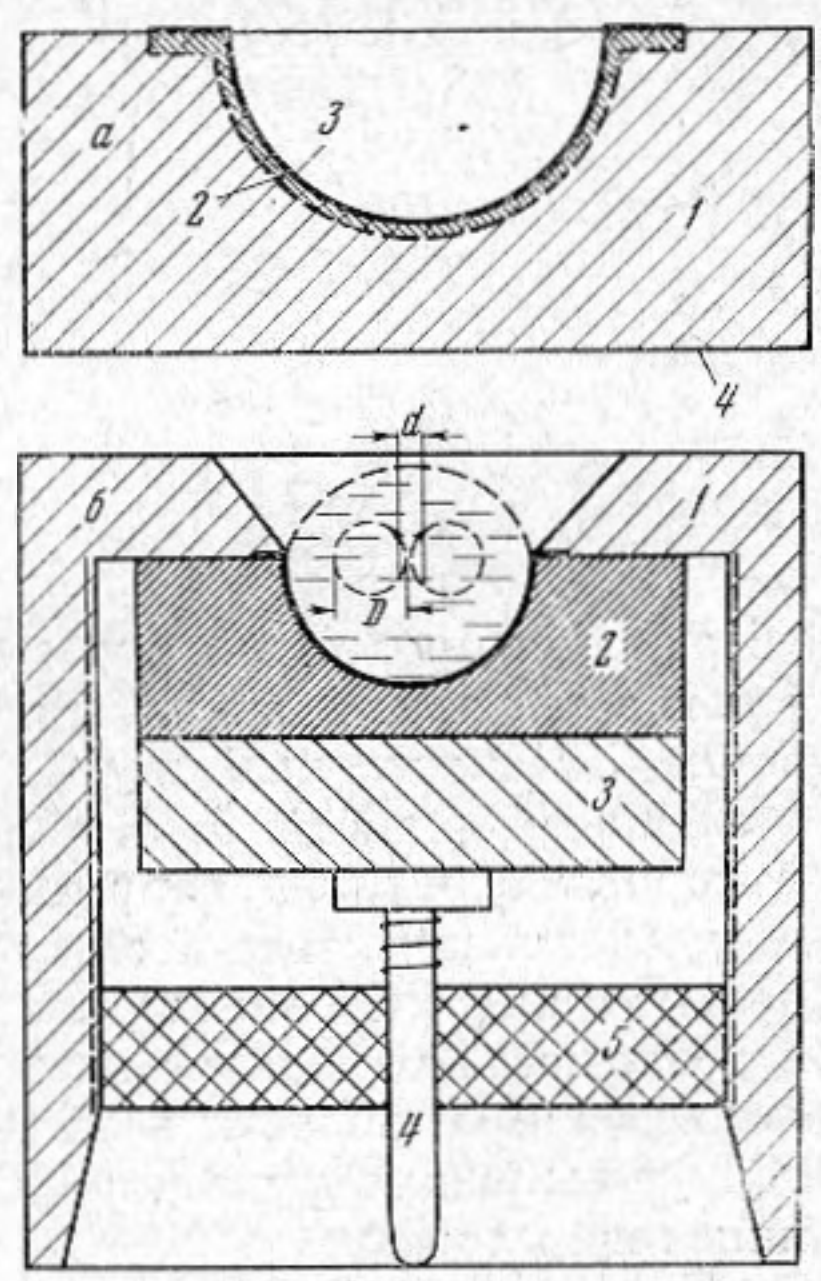
Выражение для интенсивности звука I_F в центре фокального пятна сферического излучателя с углом раскрытия $\alpha_m = \pi/2$ при учете затухания в среде имеет вид [1]

$$I_F = \pi \frac{W}{\lambda^2} e^{-\beta(f)R}, \tag{1}$$

где W — поток фокусируемой энергии, λ — длина звуковой волны в среде, $\beta(f)$ — показатель затухания в среде по энергии, R — радиус кривизны излучателя, f — частота. (Здесь предполагается, что $R \gg \lambda$.)

Из формулы (1) следует, что с повышением рабочей частоты сферического излучателя ($W = \text{const}$, $R = \text{const}$) интенсивность в фокусе растет до тех пор, пока усиление не станет компенсироваться затуханием в среде на расстоянии R. Поэтому обычно выбирают $R \leqslant 1/\beta(f)$; тогда коэффициент усиления излучателя по интенсивности растет пропорционально квадрату частоты.

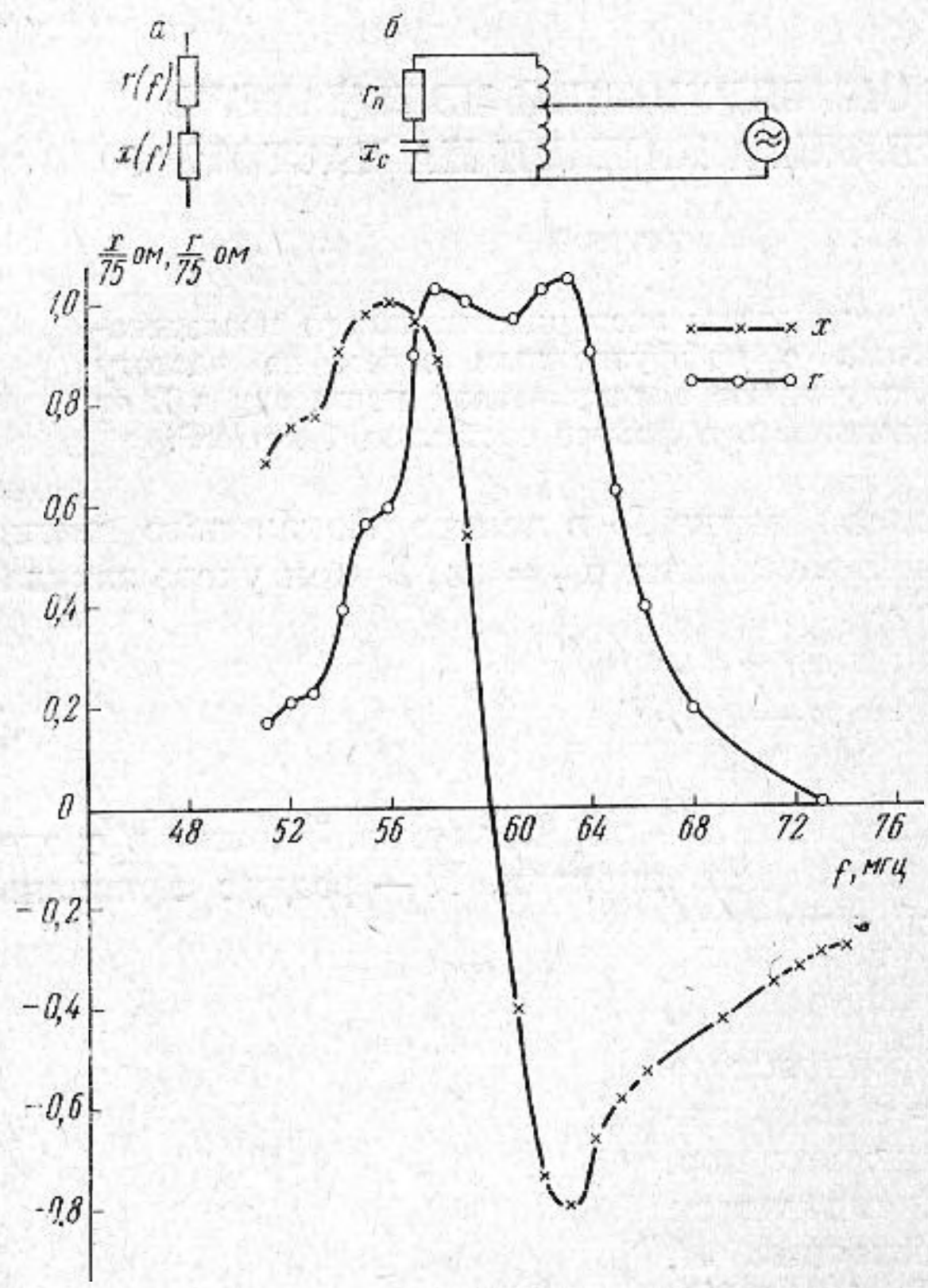
Значительно повысить рабочую частоту излучателя, а следовательно, и его коэффициент усиления, позволяют разработанные в настоящее время тонкослойные высокочастотные преобразователи [2]. Нами был построен и исследован фокусирующий излучатель ультразвука из монокристалла сульфида кадмия с диффузионным слоем на частоту 60 *Мгц*.



Фиг. 1

Схема излучателя показана на фиг. 1, *а*. Он представляет собой прямоугольный монокристаллический образец *1* низкоомного сульфида кадмия с размерами $10 \times 10 \times 4$ *мм*. Большая грань образца ориентирована нормально относительно гексагональной оси кристалла. Со стороны одной из больших граней путем механической обработки образована вогнутая полусферическая поверхность ($R = 2{,}24$ *мм*), ось симметрии которой совпадает с

гексагональной осью кристалла. Способом, описанным в работе [3], на всей сферической поверхности и частично на плоскости образца образован высокоомный диффузионный слой *2* с эффективной толщиной 38 *мк*. Так как излучатель предназначался для работы в воде, то для предохранения диффузионного слоя от коррозии, а также для создания хорошего электрического контакта поверх диффузионного слоя был нанесен слой серебра *3* толщиной ~ 1 *мк*. Для создания электрического контакта на противоположную грань образца наносился слой индия *4*. Геометрические размеры излучателя и его рабочая частота были выбраны так, что выполнялись следующие условия. Затухание ультразвука в воде на расстоянии R было мало́, т. е. реализовалось условие $R < 1/\beta$; отклонение поверхности излучателя от сферической не превышало 0,05 λ и соблюдалось условие $R \gg \lambda$. Наконец, величина статической емкости диффузионного слоя была не слишком велика. Поэтому компенсирующая ее на резонансной частоте индуктивность была много больше индуктивности подводящих элементов кристаллодержателя.



Фиг. 2

На фиг. 1, *б* показан кристаллодержатель *1* с помещенным в нем излучателем *2*. В углубление, образованное излучающей полусферой и конусной частью кристаллодержателя, наливалась дистиллированная вода, верхняя граница которой вследствие несмачиваемости поверхности кристаллодержателя была близка к шарообразной. При этом принимались специальные меры для устранения протекания воды между кристаллом и кристаллодержателем. Противоположная грань кристалла была нагружена на поглотитель ультразвука *3*. Центральный подводящий электрод *4* изолировался от корпуса тефлоновой шайбой *5*. Кристаллодержатель мог подключаться либо к измерителю полных сопротивлений непосредственно, когда измерялись элементы эквивалентной электрической схемы излучателя [4], либо параллельно с индуктивностью, настроенной на резонансную частоту преобразователя, когда измерялись параметры электрического контура, составленного из индуктивности и элементов эквивалентной схемы. Одновременно контур выполнял функции устройства, согласующего излучатель с питающим генератором.

На фиг. 2, *а*, *б*, показаны эквивалентные электрические схемы контура, а на графике фиг. 2 — экспериментально полученная зависимость активной $r(f)$ и реактивной $x(f)$ составляющих сопротивления контура от частоты. Видно, что на резонансной частоте 75-омный выход генератора был полностью согласован с нагрузкой. Параметры элементов эквивалентной схемы излучателя приведены в табл. 1.

В таблице обозначено: $r_п = r_{эл} + r_{ак}$, $r_{эл}$ — сопротивление электрических потерь излучателя, $r_{ак}$ — сопротивление излучения, а x_C — сопротивление емкости диффузионного слоя. Величины $r_п$ и x_C измерялись экспериментально, а для вычисления $r_{ак}$ мы воспользовались соотношением $r_{ак} \simeq x_C / 35$ [5], которое верно, вообще говоря, только в случае излучения плоским диффузионным слоем, ориентированным нормально относительно гексагональной оси кристалла. Точный расчет электрических и акустических параметров такого излучателя довольно сложен, поскольку нужно учитывать анизотропию свойств кристалла. В данной работе мы ограничи-

Таблица 1

f, *Мгц*	$r_п$, *ом*	x_C, *ом*	$r_{эл}$, *ом*	$r_{ак}$, *ом*
60	1,12	15,4	0,68	0,44

ваемся учетом пьезосвойств кристалла только вдоль гексагональной оси и полукачественными оценками величин, характеризующих работу излучателя. Из табл. 1 и эквивалентной схемы фиг. 2, *б* следует, что только $\sim 40\%$ подводимой к излучателю мощности преобразуется в ультразвуковую.

Для оценки отношения энергии, излучаемой диффузионным слоем в воду, к энергии, излучаемой в кристалл, можно воспользоваться формулой для коэффициента прохождения акустической энергии $K_{W_{пл}}$ через плоскую границу раздела двух сред $K_{W_{пл}} = \frac{4z_1z_2}{(z_1+z_2)^2}$ (здесь z_1 и z_2 — волновые сопротивления воды и кристалла), а затем учесть влияние кривизны поверхности излучателя. Такой подход здесь оправдан, поскольку акустические параметры диффузионного слоя очень мало отличаются от акустических параметров остальной части кристалла [6]. Подстановка численных значений волновых сопротивлений в приведенную формулу дает $K_{W_{пл}} \approx \approx 0{,}3$. Учет кривизны поверхности путем усреднения квадрата радиальной скорости по поверхности излучателя уменьшает коэффициент прохождения энергии в воду $K_{W_{сф}}$ еще в 3 раза. Отсюда $K_{W_{сф}} \approx 0{,}1$, т. е. из 40% излучаемой диффузионным слоем энергии $\sim 4\%$ излучается в воду, а $\sim 36\%$ — в кристалл.

Работа излучателя исследовалась с помощью микроскопа по движению взвешенных в воде частиц размером $3 \div 10$ *мк*. Кавитации или ультразвукового фонтана при работе излучателя не наблюдалось.

Основной причиной движения частиц были микропотоки, возникающие в озвученной жидкости вследствие вязкости [7]. Влияние радиационного давления на скорость частиц мы не учитывали, поскольку экспериментально было установлено, что их скорость в данном случае не зависит ни от формы, ни от размеров частиц [8]. Это позволило отождествлять в каждой точке объема жидкости скорость движения частиц со скоростью потока.

Частицы двигались по замкнутым траекториям, близким к окружности (фиг. 1, *б*). Скорость частиц на различных участках траектории была неодинаковой. Наибольшей скоростью частицы обладали в области фокуса излучателя. В результате визуальных наблюдений удалось выделить центральную трубку тока диаметром $d \approx 100$ *мк*, через которую проходили все траектории частиц, движущихся вверх. Поперечное сечение этой трубки естественно отождествить с размером фокального пятна излучателя. Скорость потока в фокусе U_F можно оценить по формуле, связывающей эту скорость с площадью поперечного сечения трубки тока, а именно $U_F = U_0 \frac{4D^2}{d^2}$, где U_0 — средняя скорость движения частиц по траектории

диаметром D. В свою очередь, для вычисления U_0 можно воспользоваться соотношением $U_0 = \frac{\pi n D}{60}$, где n — среднее число полных циклов движения частицы в 1 *мин*.

Основные параметры потоков приведены в табл. 2.

Таблица 2

n, Цикл/*мин*	D, *см*	d, *см*	U_0, *см/сек*	U_F, *см/сек*
33	0,12	10^{-2}	0,21	120

Скорость потока U_F и интенсивность звука I_F связаны в плоской волне формулой Эккарта [7]

$$I_F \simeq \frac{3}{4} \cdot \frac{U_F \cdot \rho c^2}{\left(\frac{kd}{2}\right)^2}, \tag{2}$$

где c — скорость звука в воде, ρ — плотность, k — волновое число.

В нашем случае $\frac{kd}{2} = 13{,}6$, поэтому волну в фокальной плоскости можно считать плоской. Подставляя в формулу (2) значение скорости потока в фокусе, получим, что средняя интенсивность в фокусе $I_F = 1{,}1 \cdot 10^3$ *вт/см*^{2}.

Полученному значению интенсивности I_F в поле плоской ультразвуковой волны соответствуют колебательная скорость $v_F = 3{,}8 \cdot 10^2$ *см/сек* и давление $p_F = 5{,}7 \cdot 10^7$ *бар*. Заметим, что приведенные значения интенсивности, скорости и давления являются усредненными по площади фокального пятна. Максимальное значение этих величин в центре фокального пятна для интенсивности в 2,5 раза, а для скорости и давления в 1,6 раза больше средних.

Мощность W_F, проходящую через фокальное пятно, можно оценить по формуле $W_F = I_F \cdot \frac{\pi d^2}{4} = 8{,}6 \cdot 10^{-2}$ *вт*. Поскольку W_F, по нашим оценкам, составляет 4% потребляемой излучателем электрической мощности W, то $W = 2{,}15$ *вт*. Полученное значение хорошо согласуется с величиной электрической мощности, реально подводившейся к излучателю (около 2 *вт*).

Определим коэффициент усиления фокусирующего излучателя по интенсивности K_I, предполагая, что вся полусфера излучает равномерно, а фокусируемая энергия вся проходит через фокальное пятно.

При этих предположениях $K_I = \frac{S}{s} = 4 \cdot 10^3$, где S — площадь поверхности полусферы, s — площадь фокального пятна.

Интересно отметить, что описанный фокусирующий излучатель, согласно работе [1], должен бы иметь размер фокального пятна $d = \lambda = 23$ *мк* и коэффициент усиления $K_I = 6{,}8 \cdot 10^4$. В действительности нормальная составляющая скорости распределена по излучающей поверхности неравномерно, что приводит к увеличению размеров фокального пятна до 100 *мк* и, как следствие этого, к уменьшению на порядок коэффициента усиления излучателя по интенсивности. Для учета распределения скорости по поверхности излучателя пришлось бы принимать во внимание анизотропию свойств и все пьезоконстанты кристалла.

В заключение автор выражает благодарность Л. Д. Розенбергу и А. А. Чабану за полезное обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Розенберг. Фокусирующие излучатели ультразвука. В кн. «Физика и техника мощного ультразвука», т. I. Источники мощного ультразвука. М., «Наука», 1967.
2. D. L. White. The Depletion Layer and Other High — Frequency Transducers Using Fundamental Modes. Phys. acoustics, 1, B, New York — London, Acad. Press, 1964, 321—352.
3. Е. К. Грищенко. Широкополосный электроакустический преобразователь на диффузионном слое в сернистом кадмии. Акуст. ж., 1967, **13**, 3, 446—448.
4. Е. К. Грищенко, Л. А. Сысоев. Метод исследования характеристик диффузионных слоев в полупроводниковых кристаллах. Акуст. ж., 1967, **13**, 3, 361—366.
5. N. F. Foster. Ultra-High Freqency cadmium — sulphide transducers, IEEE Trans. son. and ultras., 1964, Su-11, 63—67.
6. A. R. Hutson, D. L. White. Elastic wave propagation in piezoelectric semiconductors. J. Appl. Phys., 1962, **33**, 1, 40—47.
7. C. Eckart. Vortices and streams caused by sound waves. Phys. Rew., 1948, **73**, 1, 68—76.
8. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком. М., Гидрометиоиздат, 1959.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
15 марта 1967 г.