

УДК 534.232.742

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЛЕВИТАЦИИ

Сиротюк М. Г.

Приводятся выражения для электромеханического и механоакустического КПД излучателя и указываются оптимальные геометрические размеры основных его параметров для получения максимального КПД. Экспериментально исследуется акустическое поле стоячих волн, полученное с фокусирующим вибратором.

Для получения больших акустических интенсивностей в газах используются обычно свистки и сирены. Не менее эффективным излучателем является также электродинамический резонансный преобразователь, который в отличие от свистков и сирен, содержащих в излучаемом звуке множество гармоник, излучает чисто синусоидальную волну и в его звуковом поле отсутствуют потоки воздуха, неизбежно присутствующие в свистках и сиренах. Поэтому для решения ряда задач, например таких, как бесконтактная фиксация (левитация) тел в заданном месте газового пространства, которая может быть осуществлена в узлах стоячей акустической волны определенной формы, наиболее удобным излучателем является электродинамический. Одна из первоочередных задач, которая может быть решена при помощи акустической левитации — это проблема бестигельного приготовления стекла высокой чистоты и других материалов в условиях невесомости (на спутнике в космосе). Поэтому для уменьшения веса и энергетических затрат важно повышение КПД излучателя.

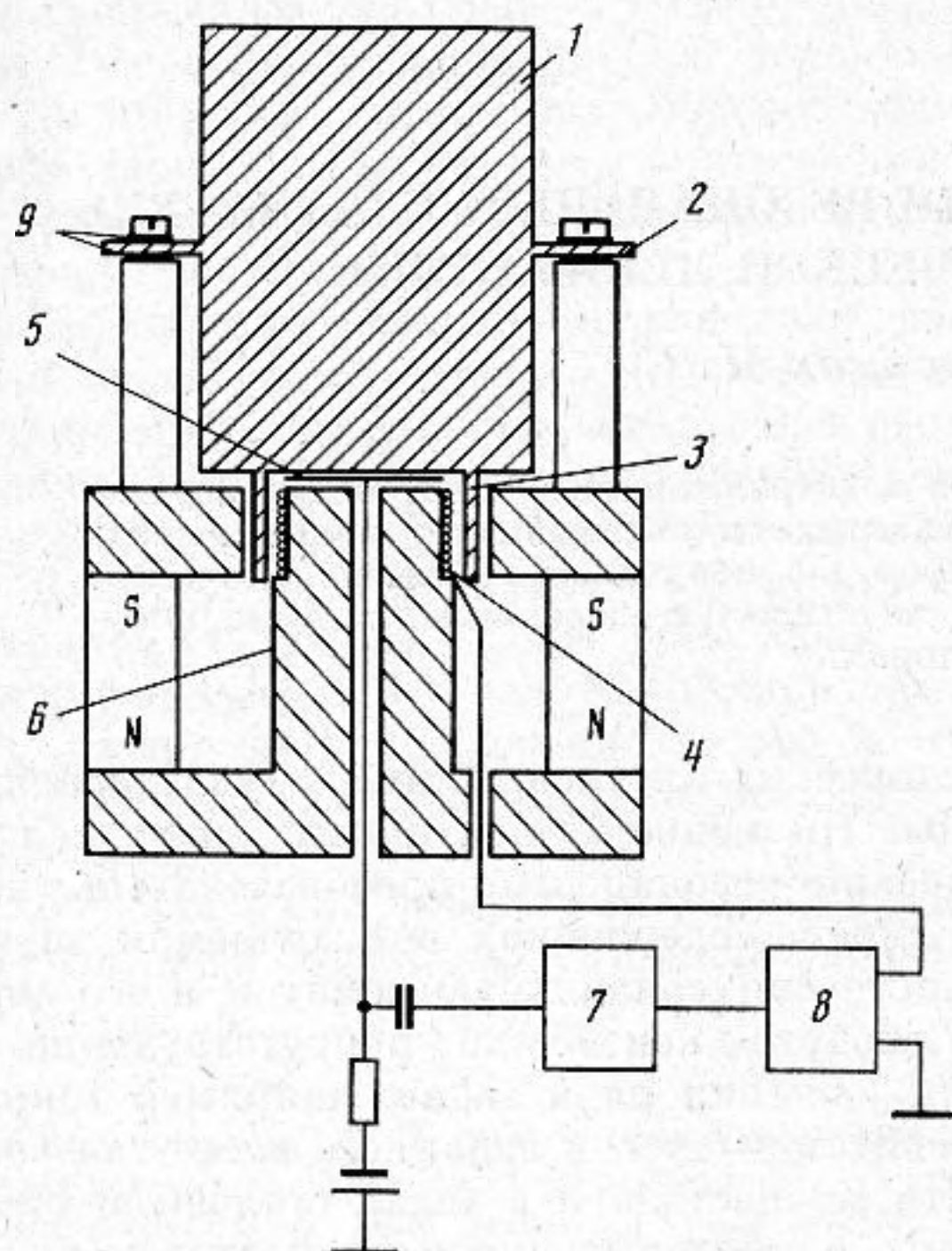
Несмотря на то что резонансный электродинамический излучатель известен давно [1], до сих пор отсутствует количественный расчет, позволяющий оптимизировать его параметры. Такой расчет сделан в настоящей работе.

Принцип работы резонансного электродинамического излучателя и его устройство не отличается от обычного электродинамического громкоговорителя. Отличие существует лишь в конструкции (фиг. 1). В короткозамкнутом кольце \mathcal{Z} индуцируется ток от возбуждающей катушки \mathcal{A} , намотанной на керне \mathcal{B} магнитопровода. Когда частота переменного тока, протекающего по обмотке \mathcal{A} , совпадает с собственной частотой механических колебаний вибратора, высота которого равна половине длине волны, наступает резонанс и интенсивность колебаний вибратора резко возрастает. Из-за высокой механической добротности вибратора (обычно отоженный дюралюминий) ширина резонансной кривой получается очень острой (несколько герц). Для стабильной работы такого излучателя обычно используется электромеханическая обратная связь, обеспечивающая работу системы генератор — излучатель в режиме самовозбуждения на частоте механических колебаний вибратора. Такая связь может осуществляться с помощью емкостного \mathcal{B} или акустического приемника, расположенного сбоку вибратора.

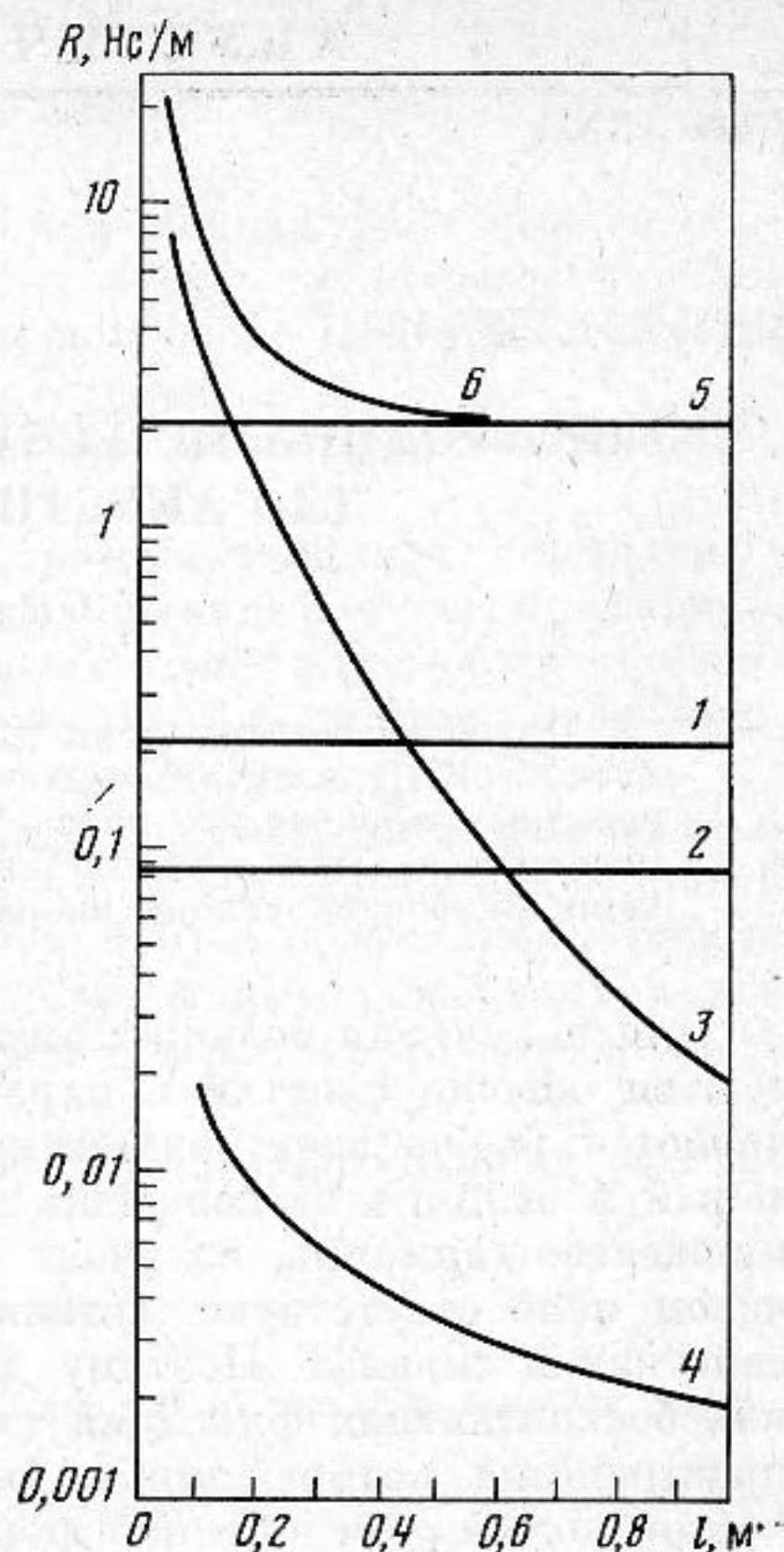
Проведем расчет КПД такого излучателя.

Поскольку излучатель всегда работает в резонансном режиме, его электрическую эквивалентную схему с достаточной для практики точностью можно представить состоящей только из последовательно включенных активных сопротивлений (индуктивность катушки возбуждения компенсируется емкостью): $r_0 + r_k + r_m + r_r$.

$r_0 = \sigma_0 Ln/d \approx \sigma_0 Ln^2/l_0 h$ — сопротивление потерь в возбуждающей катушке, где σ_0 — удельное сопротивление проволоки, L — длина одного витка



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Схема устройства излучателя: 1 — резонансный вибратор, 2 — фланец, расположенный в узловой плоскости, 3 — короткозамкнутое кольцо вибратора, 4 — возбуждающая катушка, 5 — емкостной датчик, 6 — kern магнитопровода, 7 — предварительный усилитель и фазовращатель, 8 — усилитель мощности, 9 — резиновые шайбы

Фиг. 2. Зависимость механических сопротивлений от толщины зазора l : 1 — сопротивление излучения $R_{и}$, 2 — сопротивление излучения от противоположной поверхности $R_{и}'$, 3 — сопротивление вязкого трения в зазоре емкостного датчика $R_{в}$, 4 — сопротивление вязкого трения в зазоре вокруг короткозамкнутого кольца $R_{в}'$, 5 — сопротивление потерь на внутреннее трение в вибраторе $R_{т}$, 6 — сумма всех механических сопротивлений $R_{м}$

(а также короткозамкнутого кольца, длины которых можно приравнять, так как диаметры их разнятся на толщину воздушного зазора, весьма малого по сравнению с диаметром), n — число витков, d — сечение проволоки, l_0 — толщина катушки, h — высота катушки (а также кольца). $r_{к} = \sigma_{к} L^2 n / l_{к} h$ — сопротивление короткозамкнутого кольца, пересчитанное в возбуждающую катушку, здесь $\sigma_{к}$ — удельное сопротивление материала кольца, $l_{к}$ — толщина кольца. $r_{м} = B^2 L^2 n / R_{м}$ — механическое сопротивление колеблющегося вибратора, пересчитанное в электрическую цепь, где B — магнитная индукция в зазоре, $R_{м} = F / v$ — механическое сопротивление колеблющегося вибратора; здесь F — сила, действующая на короткозамкнутое кольцо, v — эффективное значение колебательной скорости короткозамкнутого кольца. $r_{г}$ — сопротивление, характеризующее потери на гистерезис и токи Фуко, образующиеся в керне, на котором намотана возбуждающая катушка. Для уменьшения величины $r_{г}$ эту часть керна целесообразно изготовить из ферромагнитного материала с малыми потерями на токи Фуко и гистерезис (например, магнитодиэлектрика) или же выполнить часть керна из тонких коаксиальных разрезных колец, входящих одно в другое и склеенных между собой без электрического контакта. Эксперименты показали, что в таком керне указанные потери существ-

венно меньше, чем в керне с радиальными щелями; этими потерями можно пренебречь при расчетах.

По определению, электромеханический КПД излучателя равен $\eta_{эм} = r_m/r_m + r_0 + r_k$. После подстановки получим

$$\eta_{эм} = \frac{1}{1 + \frac{R_m(\sigma_0 l_k + \sigma_k l_0)}{B^2 L h l_0 l_k}}$$

Поскольку возбуждающая катушка и короткозамкнутое кольцо представляют собой трансформатор, наибольший КПД которого имеет место при равенстве активных сопротивлений первичной обмотки и приведенного сопротивления вторичной, то из равенства $r_0 = r_k$ следует, что

$$l_k = l_0 \frac{\sigma_k}{\sigma_0},$$

тогда

$$\eta_{эм} = \frac{1}{1 + \frac{2R_m \sigma_0}{B^2 L h l_0}} \quad (1)$$

Как видно, повышение $\eta_{эм}$ возможно за счет увеличения объема $L h l_0$, занимаемого возбуждающей обмоткой и толщины короткозамкнутого кольца, которые являются функцией l_0 . В то же время при увеличении l_0 и l_k падает индукция в зазоре B , поэтому последнюю целесообразно выразить через геометрические параметры магнитной цепи. Связь между объемами магнитного зазора и магнита (с точностью до 15%) может быть найдена поэтапным расчетом по способам, изложенным в [2]. Однако для оценки влияния параметров излучателя на его $\eta_{эм}$ на основании [2] можно приближенно положить, что $B \approx \mu H V_m / \kappa S_z (l_0 + l_k)$, где μ — магнитная проницаемость, H — напряженность магнитного поля, V_m — объем магнита, $S_z = L h$ — площадь сечения зазора, $(l_0 + l_k)$ — толщина зазора (вместе с воздушным промежутком), κ — коэффициент рассеяния магнитного потока. Для случая, когда керн расположен непосредственно на магните, $\kappa = 1 + \frac{5(l_0 + l_k)}{h} \frac{D_m}{D_k}$; здесь D_m и D_k — диаметры магнита и керна. Тогда

формула (1) запишется в виде (при $D_m = D_k$)

$$\eta_{эм} \approx \frac{1}{1 + \frac{2R_m l_0 L [h + 5(l_0 + l_k)]^2 (\sigma_0 + \sigma_k)^2}{\mu^2 H^2 V_m^2 h \sigma_0}} \quad (2)$$

причем максимальное значение $\eta_{эм}$ имеет место при $h = 5(l_0 + l_k)$.

Следует иметь в виду, что высота короткозамкнутого кольца h и равная ей по высоте обмотка возбуждения) не должна превышать $\lambda/4$ во избежание появления противофазной силы, действующей на кольцо. Диаметр же короткозамкнутого кольца зависит от диаметра вибратора и выбирается исходя из равномерности приложения силы к его торцу. Механическое сопротивление R_m колеблющегося вибратора может быть определено из выражения для его механической добротности (которая легко находится экспериментально) $Q = 2\pi f M / R_m$, где f — резонансная частота вибратора, $M = S l \rho / 2$ — эквивалентная сосредоточенная масса вибратора, S — площадь торца вибратора, ρ — плотность, $l = \lambda/2$ — высота. Учитывая, что скорость звука в вибраторе $c = f \lambda$, получим

$$R_m = 1/2 \rho c S \delta, \quad (3)$$

где $\delta = \pi/Q$ — логарифмический декремент затухания.

Сопротивление R_m можно представить в виде суммы сопротивлений $R_m = R_n + R_n' + R_n'' + R_n + R_n' + R_n + R_k$. $R_n = S \rho_0 c_0$ — сопротивление излучения открытого торца вибратора в пространство с волновым сопротивлением $\rho_0 c_0$ (при $ka > 1$). $R_n' = S' \rho_0 c_0$ — сопротивление излучения от противополож-

ной поверхности; в некоторых случаях (фокусирующий вибратор) излучает только часть поверхности, площадью S' . R_{κ}'' — сопротивление излучения в зазор между торцем вибратора и керном магнита или емкостным датчиком. Если этот зазор, окруженный короткозамкнутым кольцом, рассматривать как отрезок трубы, то импеданс

$$z_0 = S \rho_0 c_0 \operatorname{cth}(\beta l_c + j \alpha l_c), \quad (4)$$

где l_c — длина зазора, β — коэффициент затухания, α — фазовая постоянная, $\alpha l_c = \omega l_c / c_0$. R_{ν} — сопротивление вязкого трения в зазоре между торцем вибратора и керном магнита (емкостным датчиком). При колебании вибратора в зазоре возникают радиальные потоки воздуха, что приводит к появлению вязкого (активного) сопротивления. Его величина найдена в [3]:

$$R_{\nu} = \frac{2\pi r P}{\omega \alpha' l_3} \left(\frac{\operatorname{ber} \alpha' r \operatorname{bei} \alpha r + \operatorname{ber} \alpha' r \operatorname{ber}' \alpha' r}{\operatorname{ber}^2 \alpha' r + \operatorname{bei}^2 \alpha' r} \right), \quad (5)$$

где r — радиус демпфирующей поверхности, P — атмосферное давление, $\operatorname{ber} \alpha' r$, $\operatorname{bei} \alpha' r$ — функции Томсона, $\alpha' = \sqrt{\omega R / P}$; здесь $R = 12\mu / l_3^2$ — коэффициент сопротивления для движущегося слоя между параллельными стенками, находящимися на весьма малом расстоянии l_3 , μ — вязкость. R_{ν}' — сопротивление вязкого трения, которое испытывает короткозамкнутое кольцо вибратора, колеблюсь между параллельными стенками керна и фланца магнитопровода. Его величину можно получить также из работы [3],

$$R_{\nu}' = 24\mu L h / l_3', \quad (6)$$

где l_3' — зазор между кольцом и керном (или фланцем магнитопровода при равенстве зазоров). R_{τ} — сопротивление потерь на внутреннее трение колеблющегося вибратора. Его можно определить из выражения (3), когда отсутствуют излучение и вязкие потери в зазоре и в креплении ($\delta_{\kappa} + \delta_{\nu} + \delta_{\tau} = 0$). Средняя величина внутренних потерь в дюралюминевом вибраторе ($\delta_{\tau} \approx 6,5 \cdot 10^{-5}$). R_{κ} — сопротивление, вызванное потерями в местах крепления вибратора.

На фиг. 2 для оценки показаны некоторые сопротивления R и их зависимости от толщины l рабочего зазора. Расчет произведен для электродинамического излучателя с вибратором из дюралюминия ($\rho c = 1,3 \cdot 10^7$ Н/м²с), работающего в воздух при $f = 21$ кГц с радиусом 4 см, $L = 22$ см, $h = 2$ см, по формулам (3) — (6).

Значение R_{κ}'' , вычисленное по формуле (4), имеет величину на несколько порядков меньше, чем R_{κ} , и поэтому на графике не показано.

Из анализа фиг. 2 следует, что при конструировании излучателя вязкими потерями в кольцевом зазоре магнитопровода R_{ν}' можно пренебречь, в то же время при тонком зазоре в емкостном датчике сильно возрастают потери R_{ν} на вязкое трение, поэтому целесообразнее увеличить этот зазор и использовать в качестве датчика обратной связи акустический приемник.

Подставив значение R_{τ} из (3) в выражение (2), получим формулу, позволяющую выбрать оптимальную конструкцию излучателя для получения максимального $\eta_{\text{эм}}$:

$$\eta_{\text{эм}} \approx \frac{1}{1 + \frac{\rho c S \delta l_0 [h + 5(l_0 + l_{\kappa})]^2 (\sigma_0 + \sigma_{\kappa})^2}{\mu^2 H^2 V_{\text{м}}^2 h \sigma_0}}. \quad (7)$$

Рассмотрим теперь влияние материала вибратора и способов его крепления на механоакустический КПД. По определению, он равен $\eta_{\text{ма}} = R_{\kappa} / R_{\text{м}}$. Подставив значения R_{κ} и $R_{\text{м}}$, получим

$$\eta_{\text{ма}} = 2\rho_0 c_0 / \delta \rho c. \quad (8)$$

Величину δ можно представить в виде суммы декрементов $\delta = \delta_{\kappa} + \delta_{\nu} + \delta_{\tau} + \delta_{\kappa}$, δ_{κ} — логарифмический декремент затухания, обусловленный сопротивлением излучения. Если предположить, что в вибраторе нет ника-

ких потерь ($\delta_n + \delta_t + \delta_k = 0$), то $\eta_{ма} = 1$. Тогда из (8) получим

$$\delta_n = 2\rho_0 c_0 / \rho c \approx 6,3 \cdot 10^{-5}. \quad (9)$$

δ_n — логарифмический декремент затухания колеблющегося вибратора, обусловленный вязким трением потоков воздуха в зазоре емкостного датчика (керна). Как уже указывалось, эти потери можно сделать пренебрежимо малыми, увеличив зазор. δ_t — логарифмический декремент затухания, неизбежно присутствующий в реальной конструкции излучателя из-за демпфирования колебаний вибратора в местах его крепления. Жесткое крепление вибратора обеспечивается зажатием тонкого фланца (в нескольких точках через резиновые шайбы), расположенного в его узловом сечении. При больших амплитудах колебаний в месте крутого перехода тела цилиндра во фланец появляется усталостный излом, который можно предотвратить, если сделать плавный переход от тела цилиндра к фланцу. Так, эксперименты показали, что если при радиусе закругления в 4 мм демпфирование еще не увеличивается, то при радиусе кривизны 10 мм оно возрастает приблизительно в 3 раза. Жесткое крепление (при небольшом демпфировании) может быть также осуществлено в трех точках, лежащих в узловой плоскости, посредством трех винтов (через 120°) с острями на концах. Однако из-за деформации в радиальном направлении крепление быстро ослабевает. Еще большее уменьшение потерь в местах крепления можно получить, если вибратор укрепить на острие или на стержне в центре тяжести. Эксперименты показали, что такое крепление по сравнению с креплением через фланец уменьшает декремент затухания приблизительно в 2 раза.

На основании выражения (9) формулу (8) можно переписать в виде $\eta_{ма} = \delta_n / \delta$.

Электромеханический КПД, вычисленный по формуле (7), может легко достигать 90%. Так, например, для типового излучателя ($\rho c = 1,3 \cdot 10^7$ Н/м²с; $S = 5 \cdot 10^{-3}$ м²; $\sigma_0 = 1,72 \cdot 10^{-8}$ ом·м; $L = 2,2 \cdot 10^{-1}$ м; $l_0 = 8 \cdot 10^{-1}$ м; $h = 2 \cdot 10^{-2}$ м; $\delta = 3,7 \cdot 10^{-4}$; $B = 8 \cdot 10^{-4}$ т) $\eta_{эм} \approx 75\%$.

Оценим влияние декрементов затухания (или сопротивлений потерь) на $\eta_{ма}$. Если бы отсутствовали все потери, кроме диссипативных в самом материале вибратора, то (для средней величины $\delta_t \approx 6,5 \cdot 10^{-5}$) $\eta_{ма} = \delta_n / (\delta_n + \delta_t) \approx 90\%$, в то время как реальный КПД составляет (для $\delta = 3,7 \cdot 10^{-4}$) $\eta_{ма} = \delta_n / \delta \approx 17\%$.

Видно, что основные потери обусловлены демпфированием колебаний вибратора в местах его крепления.

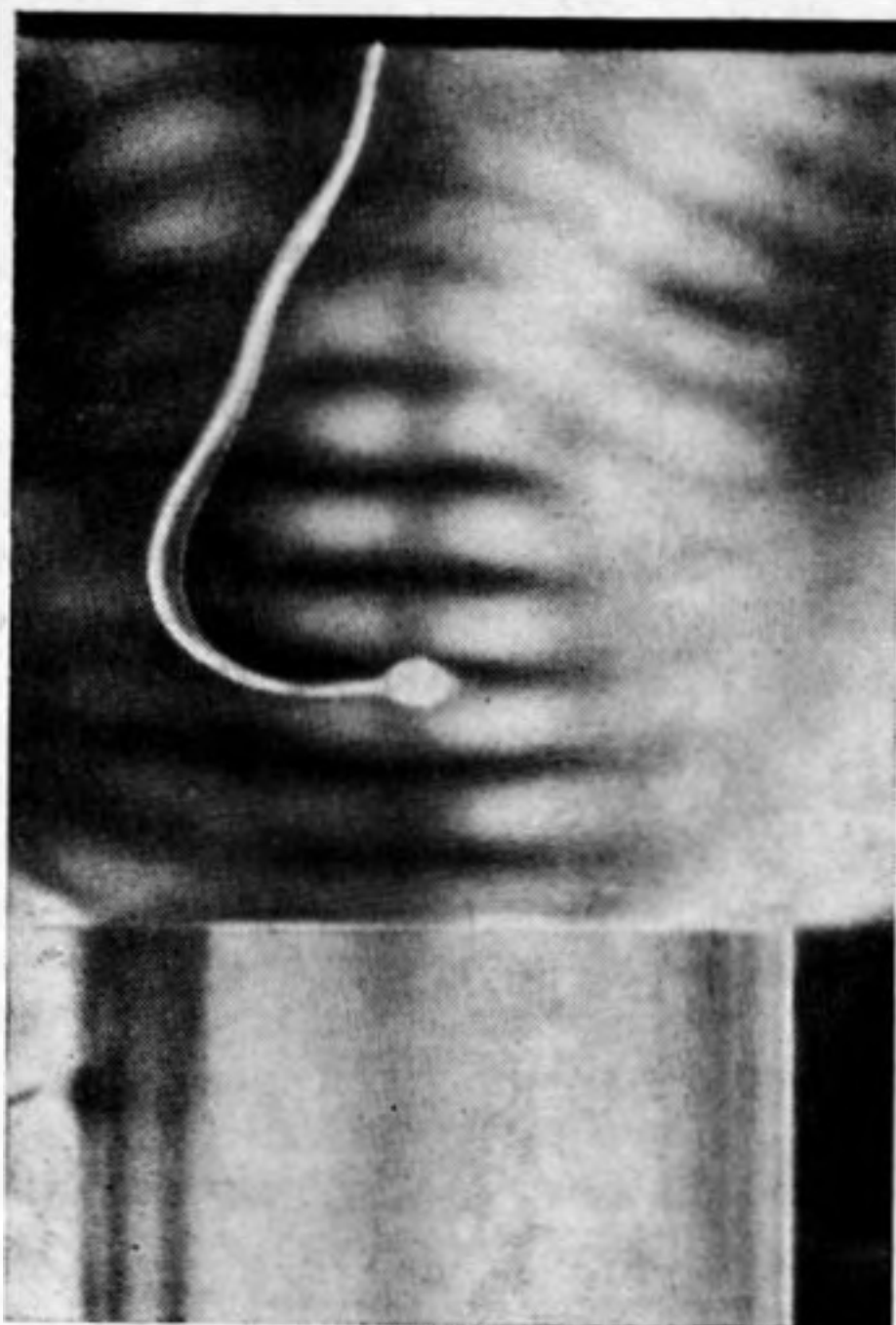
Характеристики звукового поля зависят как от соотношения между длиной звуковой волны и размером излучающей поверхности, так и от геометрии этой поверхности. Так, например, чтобы получить сходящийся фронт волны, может быть использован вибратор, у которого излучающая торцевая поверхность вогнутая, а противоположная — выпуклая с тем же радиусом кривизны [4].

На фиг. 3 показан сходящийся фронт стоячей волны от фокусирующего вибратора. Фотография получена теневым методом Теплера. Видно, что в одном из узлов давлений (темные полосы) левитирует шарик.

В отличие от поля плоских стоячих волн в поле сферических стоячих волн, особенно в фокальной области, объекты длительно фиксируются в устойчивом состоянии. Это объясняется структурой поля в плоскости, перпендикулярной оси системы, имеющего центральный максимум, характерный для фокальной области.

На фиг. 4 показано распределение уровня звука L_I , полученное калиброванным приемником, который перемещался в плоскостях, перпендикулярных оси этой же системы. Характерно, что устойчивая левитация имеет место в наиболее остром максимуме звукового давления (плоскость 1), хотя уровень звука здесь несколько ниже чем в плоскости 3. В плоскости 2 шарик вовсе не левитирует. Из фиг. 4 видно также, что диаметр фокального пятна равен $r_\phi \approx 5$ см, что соответствует расчетному [5]: $r_\phi = 0,61\lambda r/a$, где r — радиус кривизны, a — радиус вибратора.

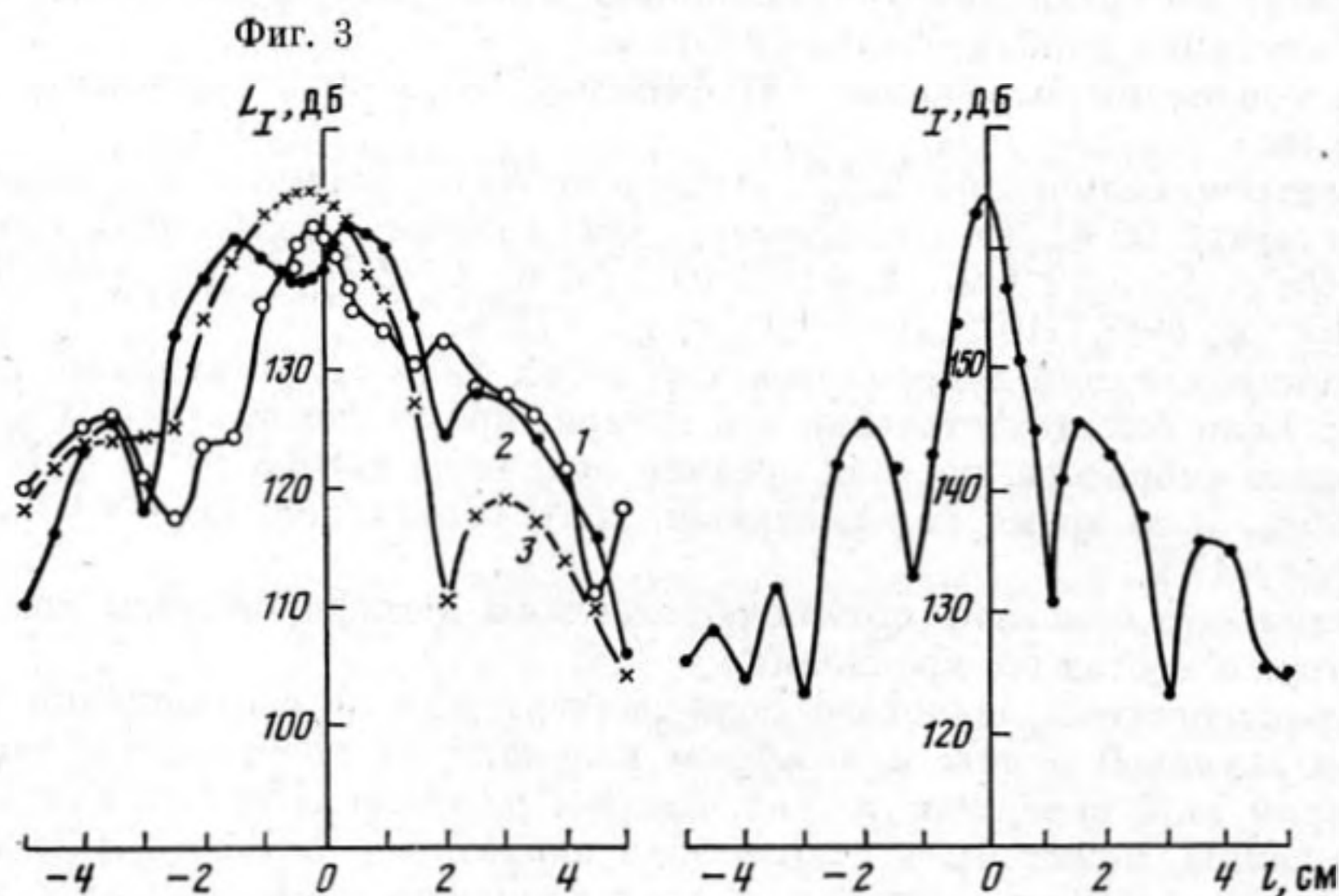
На фиг. 5 показано распределение уровня звука L_I в плоскости, про-



Фиг. 3. Сходящийся фронт стоячей волны. Вибратор ($\varnothing=8$ см; $f=21$ кГц) со сферически вогнутой излучающей и выпуклой противоположной поверхностями с радиусом кривизны 10 см. Отражатель — вогнутый с тем же радиусом кривизны

Фиг. 4. Распределение уровня звука L_I в плоскостях, перпендикулярных оси излучателя: 1 — в плоскости, проходящей через место оптимальной левитации, 2 — в плоскости, проходящей через фокальное пятно вибратора, 3 — через фокальное пятно вибратора и отражателя

Фиг. 5. Распределение уровня звука L_I в плоскости, перпендикулярной оси излучателя, в месте оптимальной левитации. Отражатель — стержень $\varnothing=\lambda$



Фиг. 4

Фиг. 5

ходящей через центр устойчивой левитации дюралюминиевого шарика диаметром ~ 8 мм, весом 0,59 г. Здесь в качестве отражателя использовался стержень диаметром λ [6]. Видна ярко выраженная дифракционная картина с резким максимумом звукового давления.

Получить фронт волны с хорошо выраженными перепадами звукового давления можно не только фокусированием, но и другими способами, например незакрепленной по краю мембраной, возбуждаемой в центре. Так, если по краю цилиндрического вибратора с плоскими торцами выточкой сделать глубокую прорезь, получится мембрана, также создающая неравномерный фронт, в котором наблюдается устойчивая левитация.

Как известно [7], если отражение плоской волны происходит от жесткого препятствия, то сила радиационного давления, действующая на препятствие, равна $F=2ES$, где S — площадь поверхности границы раздела, $E=I/c$ — средняя по времени плотность энергии в падающей волне, I — интенсивность звука. Пороговая интенсивность звука в фокальном пятне

(где волновой фронт плоский), необходимая для удержания в воздухе дюралюминиевого шарика весом $F=0,59$ г при $S=0,384$ см², будет равна $I \approx F/0,6159=2,5$ Вт/см². Это соответствует уровню звука $L_I \approx 163$ дБ. Измеренный уровень звука (см. фиг. 5) оказался равным 165 дБ. Таким образом, силой, удерживающей предмет в состоянии левитации, является радиационное давление.

Автор благодарит А. А. Филиппенко за помощь в экспериментах и А. Я. Снытко за участие в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *St. Clair H. W.* Electromagnetic sound generator for producing intense high frequency sound.— *Rev. Sci. Instr.*, 1941, v. 12, p. 250–256.
2. *Арнольд Р. Р.* Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. М.: Энергия, 1969.
3. *Крендалл И. Б.* Акустика Л.: КУБУЧ ВЭТА, 1934.
4. *Сиротюк М. Г.* Электродинамический излучатель ультразвука. Техничко-информ. бюлл., № 1 (7), с. 29–50. Л.: ОКБ ЭТО, 1959.
5. *Розенберг Л. Д.* Звуковые фокусирующие системы. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1949.
6. *Whyte R. R., Rey C., Yearnd J., Broz R.* Acoustic levitation materials processing systems.— *AIAA Paper*, 1979, № 370, p. 9–18.
7. *Каневский И. Н.* Постоянные силы, возникающие в звуковом поле. *Акуст. журн.*, 1961, т. 7, № 1, с. 3–17.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28.X.1985