

УДК 534.884

О ГРАДУИРОВКЕ РЫБОПОИСКОВОЙ
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Бабайлов Э. П., Строганов Г. Д., Теслер В. Д.

Рассмотрена процедура оптимизации размеров твердых упругих шаров для градуировки рыбопоисковой гидроакустической аппаратуры в условиях импульсного режима работы излучателя и при учете реальных частотных характеристик приемных трактов. Приведены расчетные результаты.

Как известно [1], сферические рассеиватели служат удобными эталонными целями для градуировки гидролокационных трактов. В последнее время все большее внимание привлекают упругие рассеиватели [2]. Сплошные металлические шары применяют, в частности, для градуировки рыбопоисковых гидроакустических приборов и эхоинтеграторов, предназначенных для оценки плотности рыбных скоплений [3]. Важным является вопрос об оптимизации материала и размеров эталонных шаров при прецизионной градуировке гидролокаторов в условиях импульсного режима излучения с учетом их реальных частотных характеристик в режиме приема.

В работе [4] установлено, что сплошные шары из электролитической меди хорошо удовлетворяют требованиям, предъявляемым к оптимальным стандартным целям. Их радиус « a_{opt} » определяется из условия

$$\partial\sigma/\partial t|_{t=t_0}=0, \tag{1}$$

где $\sigma(a, t)$ — эффективное поперечное сечение обратного рассеяния при импульсном режиме работы источника, определяемое соотношением

$$\sigma(a, t) = 4\pi \frac{\int_0^\infty |K(ka, t)S(\omega)H(\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |S(\omega)H(\omega)|^2 d\omega}, \tag{2}$$

где $K(ka, t)$ — комплексная частотная характеристика эталонной сферы в точке наблюдения $M(r, \pi)$; t — температура, t_0 — некоторая заданная температура ($t_0 \in [t_1, t_2]$); $k = \omega/c$, $c = c(t)$ — скорость звука в воде; $\omega = 2\pi f$, f — частота в Гц; $S(\omega)$ — спектральная плотность исходного импульса; $H(\omega)$ — комплексная частотная характеристика приемного тракта гидролокатора.

Покажем, что причина эффективного использования меди для материала эталонных шаров состоит в специфическом характере модуля $|K(ka, t)|$ в представляющей практический интерес частотно-температурной области и введем условие «оптимального радиуса», отличное от условий (1), (2). Комплексная частотная характеристика $K(ka, t)$ определяется как отношение комплексной амплитуды рассеянного давления $p_s(r, \theta = \pi)$, где r, θ — сферические координаты, при $r = 1$ м к значению комплексной амплитуды падающей плоской волны частоты ω в точке $r = a, \theta = \pi$. Так как всегда должно выполняться требование $r/a \gg 1$, то для $K(ka, t)$ имеем

$$K(ka, t) = -i \frac{e^{ihr}}{kr} e^{ika} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n, \quad r=1 \text{ м}, \quad \theta=\pi, \quad (3)$$

где использовано асимптотическое представление для сферических функций Ганкеля $h_n(kr)$ I рода. Коэффициенты A_n являются результатом решения задачи дифракции плоской монохроматической волны на сплошном упругом шаре [5, 6].

В процессе алгоритмизации и отладки программы расчета функции $K(ka, t, r=1 \text{ м}, \theta=\pi)$ коэффициенты A_n были представлены в форме:

$$A_n = \frac{(ka)^2 a_{12}^{(n)} a_{31}^{(n)} b_2^{(n)} + a_{21}^{(n)} a_{32}^{(n)} b_1^{(n)} - a_{31}^{(n)} a_{22}^{(n)} b_1^{(n)} - (ka)^2 a_{32}^{(n)} a_{11}^{(n)} b_2^{(n)}}{(ka)^2 a_{12}^{(n)} a_{31}^{(n)} a_{23}^{(n)} + a_{13}^{(n)} a_{21}^{(n)} a_{32}^{(n)} - a_{31}^{(n)} a_{22}^{(n)} a_{13}^{(n)} - (ka)^2 a_{32}^{(n)} a_{23}^{(n)} a_{11}^{(n)}}, \quad n \geq 1, \quad (4)$$

где

$$a_{12}^{(n)} = -n(n+1) \int_0^{j_n} (k_1 a); \quad a_{31}^{(n)} = 2[j_n(k_1 a) - (k_1 a) j_n'(k_1 a)];$$

$$b_1^{(n)} = (ka) (2n+1) j_n'(ka) / \rho c^2; \quad b_2^{(n)} = -(2n+1) j_n(ka) / 2\rho_1 c_1^2;$$

$$a_{21}^{(n)} = (k_1 a)^2 [j_n''(k_1 a) - (c_1^2 / 2c_t^2 - 1) j_n(k_1 a)];$$

$$a_{32}^{(n)} = (k_1 a)^2 j_n''(k_1 a) + [n(n+1) - 2] j_n(k_1 a);$$

$$a_{22}^{(n)} = n(n+1) [j_n(k_1 a) - (k_1 a) j_n'(k_1 a)]; \quad a_{11}^{(n)} = (k_1 a) j_n'(k_1 a);$$

$$a_{23}^{(n)} = h_n(ka) / 2\rho_1 c_1^2; \quad a_{13}^{(n)} = -(ka) h_n'(ka) / \rho c^2.$$

При $n=0$ имеем

$$A_0 = \frac{(ka)^2 a_{11}^{(0)} b_2^{(0)} - a_{21}^{(0)} b_1^{(0)}}{(ka)^2 a_{11}^{(0)} a_{23}^{(0)} - a_{21}^{(0)} a_{13}^{(0)}}. \quad (5)$$

В выражениях (4), (5) $j_n(\dots)$, $h_n(\dots)$, $j_n'(\dots)$, $h_n'(\dots)$, $j_n''(\dots)$ — символы сферических функций Бесселя, Ганкеля, их первая и вторая производные по аргументу соответственно. Входящие в матричные элементы $\{a_{ij}^{(n)}\}$ величины имеют следующий смысл: ρ — плотность жидкости, ρ_1 — плотность материала шара, c_t — скорость продольных волн в материале шара, c_l — скорость поперечных волн в материале шара; $k_l = \omega/c_l$, $k_t = \omega/c_t$. Волновые числа k_l и k_t выражаются через волновое число в жидкости: $k_l = kc/c_l$, $k_t = kc/c_t$. Из выражений (4), (5) для коэффициентов A_n следует, что действительно функция $K(ka, t)$ непосредственно зависит от температуры t через входящие в элементы $\{a_{ij}^{(n)}\}$ и $\{b_i^{(n)}\}$ значения скоростей $c(t)$, $c_l(t)$, $c_t(t)$ и плотностей $\rho_1(t)$ и $\rho(t)$. Исследования температурных зависимостей ρ_1 , c_l и c_t для электролитической меди, выполненные в работе [7], показали, что ими можно пренебречь и необходимо учитывать лишь температурную зависимость скорости звука в воде $c(t)$.

На рис. 1 представлена зависимость $|K(ka, t_0)|$ для медного шара при значениях $c_l = 4760$ м/с, $c_t = 2288$ м/с, $\rho_1 = 8,950$ г/см³, $c = 1490$ м/с, $\rho = 1,026$ г/см³ в диапазоне изменения ka от 0,3 до 30. Кривая носит ярко выраженный резонансный характер и не стремится к устойчивому асимптотическому пределу, что, вообще говоря, характерно для всех исследованных упругих материалов [5]. На рис. 2 приведены для сравнения расчетные результаты $|K(ka, t_0)|$ для различных материалов шара в наиболее интересном на практике диапазоне значений ka : от 2 до 5. Для трех из них (медь, алюминий, силикатное стекло) характер кривых $|K(ka, t_0)|$ идентичен: максимумы $|K(ka, t_0)|$ являются пологими. Наилучшие перспективы использования, однако, в настоящее время благодаря, как ука-

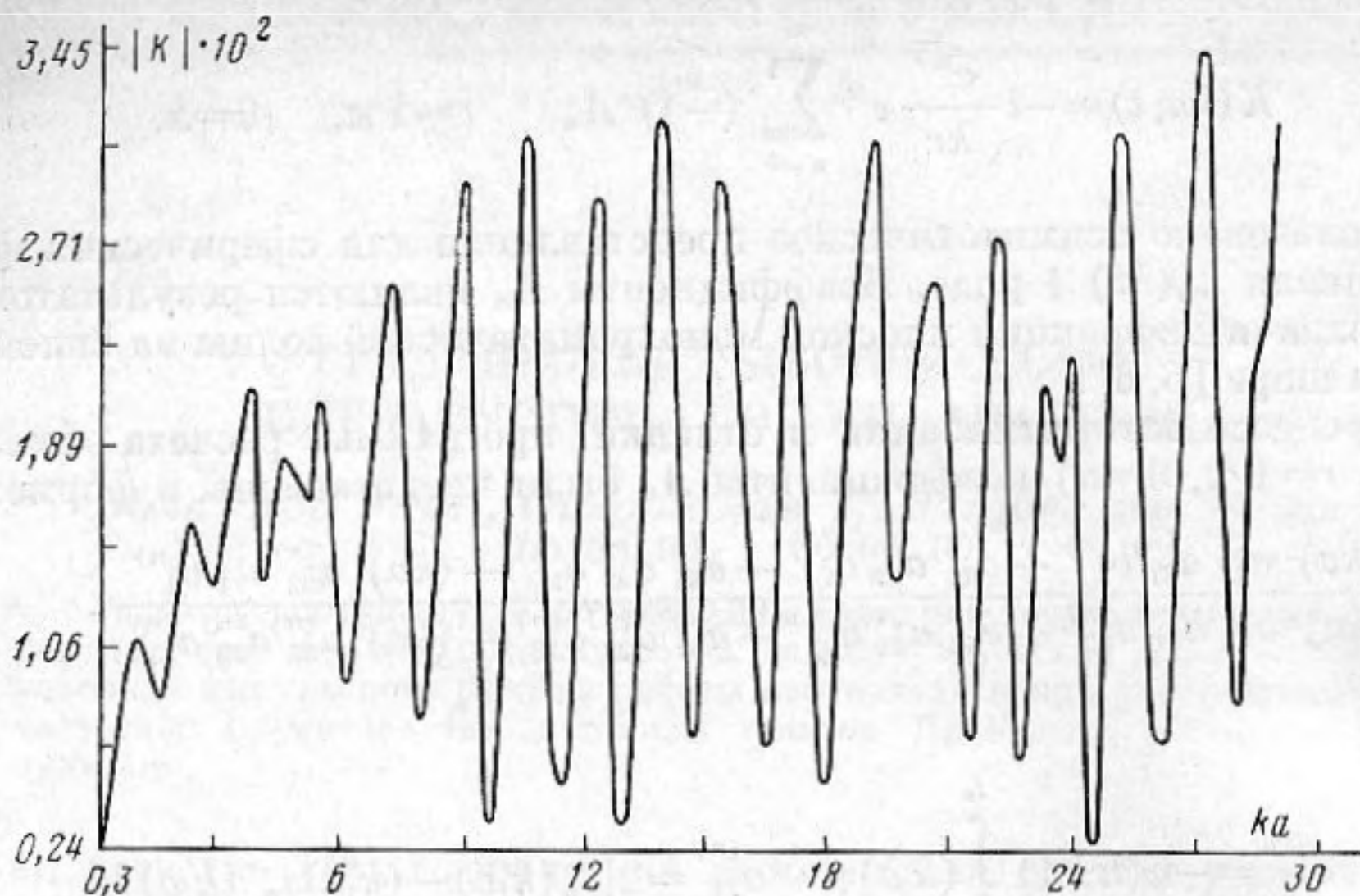


Рис. 1. Модуль комплексной частотной характеристики медного шара

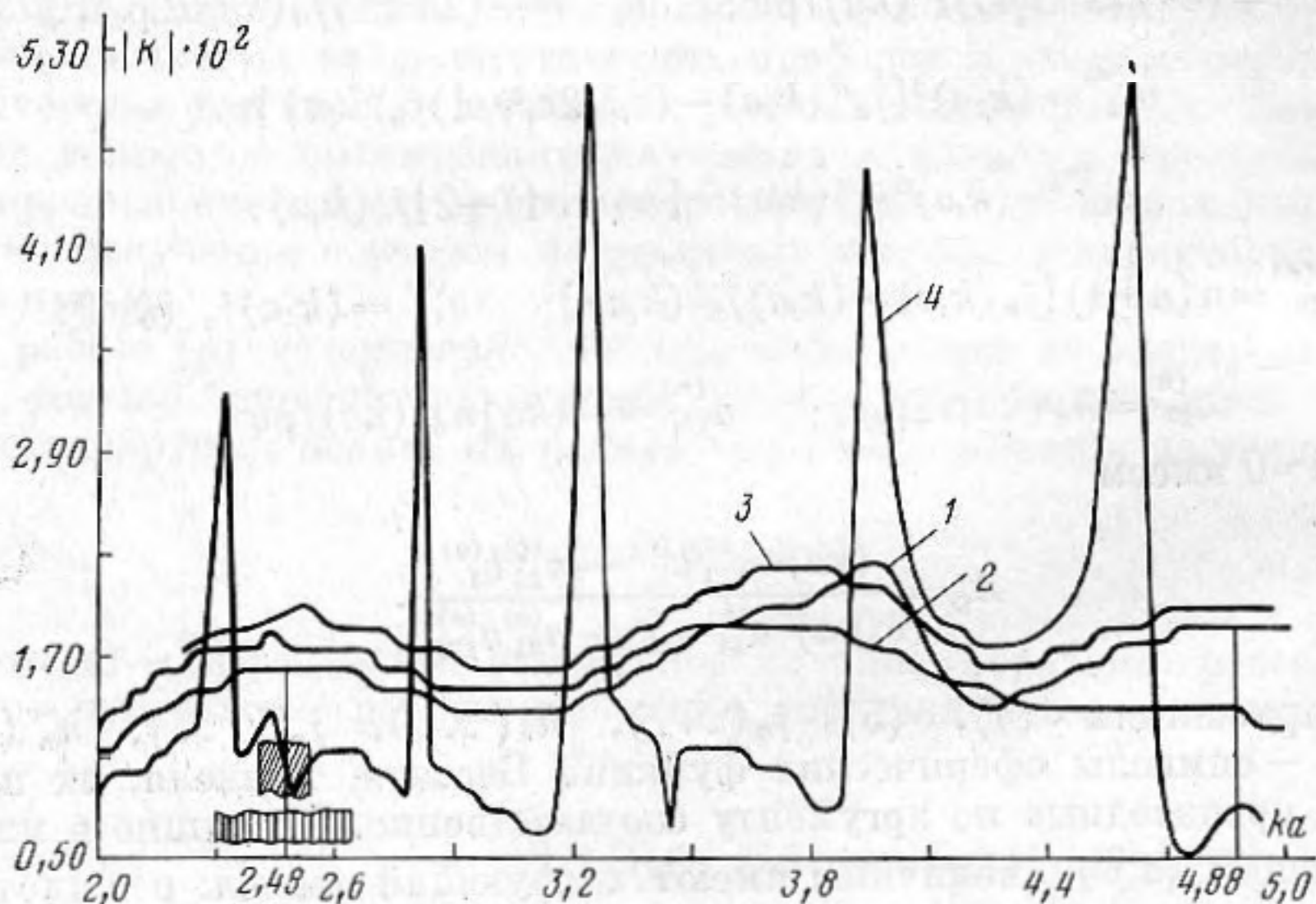


Рис. 2. Модуль комплексной частотной характеристики для твердых шаров из различных материалов: 1 — медь, 2 — алюминий, 3 — силикатное стекло, 4 — свинец

зано в работе [4], химической чистоте, своим физико-механическим свойствам, температурной, коррозионной устойчивости и т. д. имеет медь. Для свинца, как следует из рис. 2, кривая $|K(ka, t_0)|$ является резко изменяющейся в окрестности дискретных значений $(ka)_m$, $m=1, 2, \dots$

Определим понятие «оптимальный радиус» шара a_{opt} при помощи условий: функция $|K(ka, t_0)|$ на отрезке, содержащем значение $(ka)_{opt}$ и определяемом заданной полосой пропускания приемного тракта гидролокатора, должна мало отличаться от константы, достигая максимального значения, а $\arg K(ka, t_0)$ должен быть линейной функцией ka . Очевидно, что это определение эквивалентно определению понятия «неискажающая цепь», используемому в теории линейных цепей и сигналов. Полоса по ka связана с $(ka)_{opt}$ соотношением $\Delta ka = 2\Delta f(ka)_{opt}/f_0$, где $2\Delta f$ — полоса пропускания тракта гидролокатора, f_0 — несущая частота амплитудно-модулированного колебания с прямоугольной огибающей, обычно используемого в рыбопоисковых гидроакустических приборах. На графике рис. 2 нанесены полосы по ka для медного шара при $f_0=20$ кГц, $2\Delta f=$

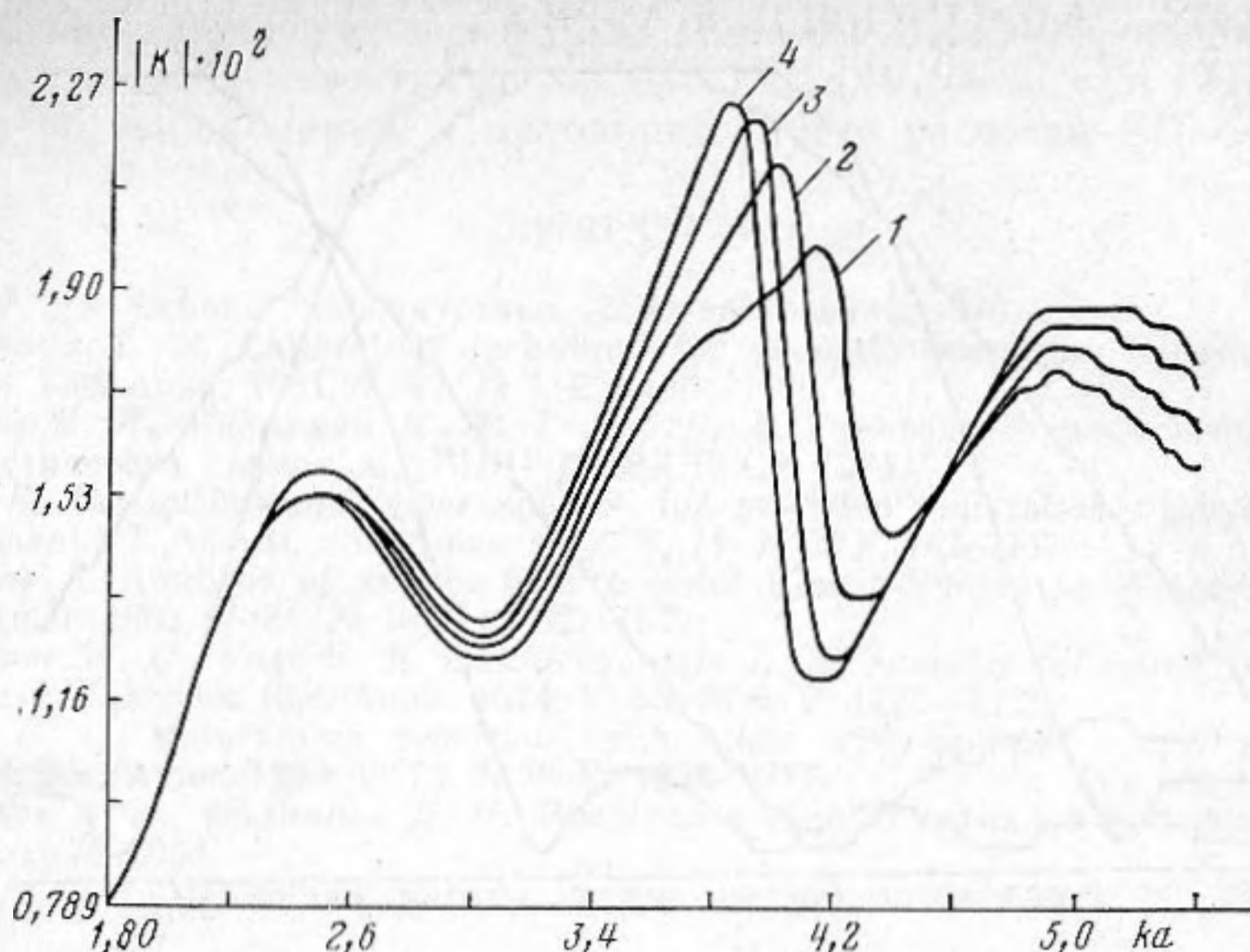


Рис. 3. Модуль комплексной частотной характеристики медного шара для различных скоростей звука в воде: 1 — $c=1449$ м/с ($t_0=0^\circ\text{C}$), 2 — $c=1490$ м/с ($t_0=10^\circ\text{C}$), 3 — $c=1520$ м/с ($t_0=20^\circ\text{C}$), 4 — $c=1545$ м/с ($t_0=30^\circ\text{C}$)

$=1$ и 3 кГц, в пределах которых указанные условия выполняются. Если $(ka)_{\text{opt}}$ при данной температуре t_0 определено, то $a_{\text{opt}}(t_0) = (ka)_{\text{opt}} c(t_0) / 2\pi f_0$, а вместо соотношения (2) можем записать приближенное равенство

$$\sigma(a_{\text{opt}}(t_0)) \simeq 4\pi |K((ka)_{\text{opt}}, t_0)|, \quad (6)$$

где учтено свойство финитности функции $H(\omega)$.

Температурная зависимость $|K(ka, t)|$ для медного шара иллюстрируется рис. 3. Скорости c_i и c_r сохраняются неизменными, а скорость звука c изменяется в пределах от 1449 до 1545 м/с, что соответствует изменению температуры от 0 до 30°C . Анализ значений a_{opt} дал следующие результаты его зависимости от значений c : для $f_0=20$ кГц радиус a_{opt} изменяется от 28,5 до 30,6 мм, для $f_0=38$ кГц — от 29,6 до 32 мм, для $f_0=49$ кГц — от 23 до 24,8 мм. Средние значения $(ka)_{\text{opt}}$ составляют для f_0 : 20 кГц — 2,485, 38 и 49 кГц — 4,880. Результат $a_{\text{opt}}=30,4$ мм при $f_0=38$ кГц, $c=1490$ м/с, ($t_0=10^\circ\text{C}$) практически совпадает с результатом работы [4], полученным путем численного решения уравнений (1) и (2). Это указывает на эквивалентность условий для определения a_{opt} : $\partial\sigma(a, t) / \partial t|_{t=t_0}=0$ и $\partial|K(ka, t_0)| / \partial(ka) \simeq 0$, выполняющегося в окрестности значений $(ka)_{\text{opt}}$.

Рассмотрим временное представление колебаний. В силу узкополосности исходной посылки достаточным является анализ огибающей всех колебаний. Для огибающей эхосигнала $Y(\tau)$, пропущенного через фильтрующий тракт гидролокатора, можем записать [8]

$$Y(\tau) = \frac{1}{\pi} \left| \int_{\omega_H}^{\omega_B} K(ka, t_0) S(\omega) H(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \right|, \quad (7)$$

где $\omega_H=2\pi(f_0-\Delta f)$, $\omega_B=2\pi(f_0+\Delta f)$.

На практике обычно оценивается сохраняемость формы эхосигналов от шара при его облучении исходной посылкой с прямоугольной огибающей. Из соотношения (7) видно, что в случае $a=a_{\text{opt}}$ огибающая эхосигнала $Y(\tau)$ с точностью до константы $|K(ka)_{\text{opt}}|$ совпадает с огибающей исходной посылки $X(\tau)$, пропущенной через фильтрующий тракт. Последняя очевидным образом отличается от огибающей истинного зонди-

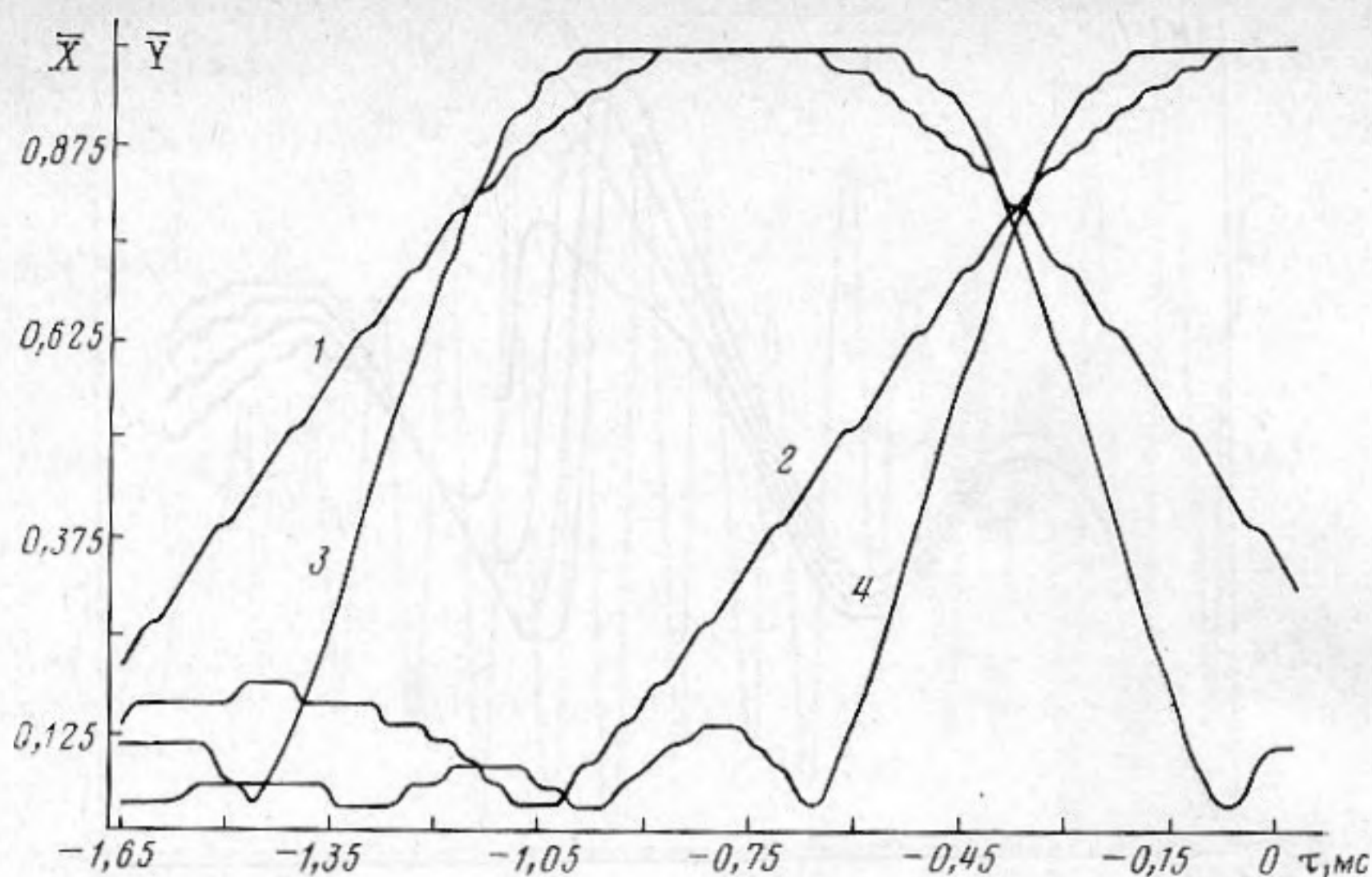


Рис. 4. Нормированные огибающие эхосигнала $\bar{Y}(\tau)$ и зондирующего импульса $\bar{X}(\tau)$ для различных полос пропускания фильтрующего тракта: 1 — $\bar{Y}(\tau)$, $2\Delta f=1$ кГц, 2 — $\bar{X}(\tau)$, $2\Delta f=1$; 3 — $\bar{Y}(\tau)$, $2\Delta f=3$; 4 — $\bar{X}(\tau)$, $2\Delta f=3$ кГц

рующего импульса, которая восстанавливается с помощью (7) лишь при $K(ka) \equiv 1$, $H(\omega) \equiv 1$, $0 < \omega < \infty$.

При составлении программы расчета огибающей использованы точное соотношение (7), программа вычисления интегралов от осциллирующих функций QUANC8 [9] и выражение для спектральной плотности $S(\omega)$

$$S(\omega) = \frac{2i\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2} (-1)^{N+1} \sin\left(N\pi \frac{\omega}{\omega_0}\right), \quad (8)$$

где $N = Tf_0$, T — длительность импульсной посылки, мс.

Расчеты выполнялись для различных значений параметров исходного колебания, радиусов медных шаров, скоростей звука $c(t)$, полос пропускания $2\Delta f$; функция

$$H(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega_H < \omega < \omega_b \\ 0, & \omega > \omega_b, \quad \omega < \omega_H \end{cases}$$

На рис. 4 приведены нормированные зависимости $\bar{Y}(\tau) = Y(\tau)/Y_{\max}$ и $\bar{X}(\tau) = X(\tau)/X_{\max}$ для $f_0 = 20$ кГц, $N = 20$, $a = 30$ мм, $c = 1490$ м/с, $2\Delta f = 1$ и 3 кГц. Графики $\bar{Y}(\tau)$ и $\bar{X}(\tau)$ сдвинуты относительно друг друга на величину α , являющуюся коэффициентом пропорциональности в соотношении $\arg K(ka) = \alpha\omega$. Для рассмотренных полос $2\Delta f$ формы кривых идентичны, при этом увеличению полосы соответствует увеличение крутизны боковых сторон огибающих, т. е. приближение их к прямоугольной форме. При увеличении $2\Delta f$, как показали расчеты, возникают различия в формах $\bar{Y}(\tau)$ и $\bar{X}(\tau)$, тем большие, чем больше $2\Delta f$. Они обусловлены, очевидно, нарушением условия $|K(ka, t_0)| \approx \text{const}$, $\omega_H \leq \omega \leq \omega_b$.

Отметим, наконец, что наиболее часто используемая гидролокационная характеристика объекта — сила цели, определяемая соотношением $\text{СЦ} = 10 \lg \sigma / 4\pi |_{r=1 \text{ м}}$, дБ, в случае эталонного шара с оптимальным радиусом a_{opt} определяется на основании формулы (6) приближенным выражением

$$\text{СЦ} \approx 20 \lg |K((ka)_{\text{opt}}, t_0)|, \quad \text{дБ}. \quad (9)$$

Сравнительные расчеты величин силы цели с использованием соотношения (2) и приближенного выражения (9) для различных значений $(ka)_{\text{opt}}$, регулируемых величинами f_0 и $c(t)$, показали их совпадение с точностью до сотых долей дБ. Сравнение этих результатов с данными работы [4], где сила цели шаров из электролитической меди рассчитана

для реальных гидролокаторов фирмы «Simrad» EK400/38, показывает их практическую идентичность: по данным [4] для $f_0=38$ кГц СЦ= $-33,6 \pm \pm 0,1$ дБ, по выполненным в настоящей работе расчетам СЦ= $-33,4$ дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.
2. Dragonette L. R. Calibration technique for acoustic scattering measurement // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 69. № 4. P. 1186—1189.
3. Юданов К. И., Калихман И. Л., Теслер В. Д. Руководство по проведению гидроакустических съемок. М.: ВНИРО МРХ СССР, 1984.
4. Foote K. G. Optimizing copper spheres for precision calibration of hydroacoustic equipment // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 71. № 3. P. 742—747.
5. Hickling R. Analysis of Echoes from a Solid Elastic Sphere in Water // J. Acoust. Soc. Amer. 1962. V. 34. № 10. P. 1582—1592.
6. Neubauer W. G., Vogt R. H. and Dragonette L. R. Acoustic reflection from elastic spheres // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 55. № 6. P. 1123—1129.
7. Foote K. G. Maintaining precision calibrations with optimal copper spheres // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 3. P. 1054—1063.
8. Зиновьев А. Л., Филиппов Л. И. Введение в теорию сигналов и цепей. М.: Высшая школа, 1968.
9. Форсайт Дж. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.

Ленинградский кораблестроительный институт
Всесоюзный научно-исследовательский институт морского рыбного хозяйства и океанографии

Поступила в редакцию
20.I.1988