

УДК 534.6

**ОРИЕНТАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
НА НЕМАТИЧЕСКИЕ КРИСТАЛЛЫ***О. А. Капустина, Ю. Г. Статников*

Воздействие акустического поля на монокристаллический слой нематического кристалла вызывает изменения ориентации оптической оси. Проведено исследование физического механизма этого эффекта. Получены экспериментальные и теоретические зависимости оптической прозрачности системы поляризатор — слой жидкого кристалла — анализатор от параметров акустического поля в области частот, не превышающих частоту максвелловской релаксации.

В настоящее время большое внимание проявляется к исследованиям свойств жидких кристаллов. Это обусловлено широкими возможностями их практического использования в различных областях науки и техники и, в частности, при оптической обработке информации. В этой связи представляют интерес ориентированные слои нематических кристаллов, которые проявляют весьма интересное свойство: ансамбль молекул этого вещества обладает способностью синхронно переориентироваться под действием звукового поля, вызывая при этом вращение плоскости поляризации проходящего через слой светового потока [1].

Рассмотрим «нормальный» монокристаллический слой нематического кристалла, заключенный между покровным стеклом и плоской стеклянной подложкой, в котором ансамбль молекул ориентирован преимущественно перпендикулярно к граничным поверхностям. Это означает, что слой имеет оптическую ось, перпендикулярную к его поверхности. При такой ориентации оси слой жидкого кристалла оказывается изотропным для света, распространяющегося в направлении оптической оси, и двойное лучепреломление отсутствует. Если анализатор скрещен по отношению к поляризатору, интенсивность прошедшего сквозь систему света равна нулю.

Пусть теперь в слое жидкого кристалла распространяется акустическая волна. Вследствие изменения начальной ориентации ансамбля молекул оптическая ось слоя оказывается повернутой на некоторый угол по отношению к исходной ориентации, возникает двойное лучепреломление, и за скрещенным по отношению к поляризатору анализатором можно зарегистрировать некоторую интенсивность светового потока, определяемую действующим акустическим полем.

Поскольку вещество в жидкокристаллическом состоянии проявляет свойства как жидкости, так и твердого тела, двойное лучепреломление при воздействии акустического поля может возникнуть вследствие деформаций (эффект фотоупругости) и в результате наличия градиента колебательной скорости (эффект Максвелла). В области частот, далеких от частоты максвелловской релаксации, где жидкий кристалл является обычной вязкой жидкостью и подчиняется уравнению Навье — Стокса, при оценке изменения ориентации ансамбля молекул следует учитывать оба этих эффекта.

Факт переориентации оптической оси монокристаллического слоя математически выражается в изменении вида тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} , описывающего оптические свойства слоя. Для нормального слоя тензор диэлектрической проницаемости имеет вид [2]

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{\parallel} l_{i1} l_{k1} + \epsilon_{\parallel} l_{i2} l_{k2} + \epsilon_{\perp} l_{i3} l_{k3}, \quad (1)$$

где ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} — главные значения ϵ_{ik} соответственно в направлении оптической оси и перпендикулярном ему, l — направляющие косинусы оси i относительно оси k . Если предположить, что переориентация оптической оси нормального слоя в акустическом поле происходит вследствие действия обеих названных выше причин, то тензор диэлектрической проницаемости будет [2, 3]

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{\parallel} l_{i1} l_{k1} + \epsilon_{\parallel} l_{i2} l_{k2} + \epsilon_{\perp} l_{i3} l_{k3} + a_1 U_{ik} + a_2 \delta_{ik} U_{ii} + \Lambda \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

где a_1 и a_2 — упругооптические постоянные, U_{ik} — тензор деформации, Λ — постоянная Максвелла, V_i и V_k — составляющие колебательной скорости в направлении осей i и k . Интересующий нас эффект определяют члены $a_1 U_{ik}$ и $\Lambda (\partial V_i / \partial x_k + \partial V_k / \partial x_i)$; при этом первый отражает влияние фотоупругости, тогда как второй характеризует вклад, вносимый эффектом Максвелла. Очевидно, что влияние эффекта Максвелла будет определяющим в том и только в том случае, когда выполняется неравенство

$$\Lambda \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} \right) \gg a_1 U_{ik}. \quad (3)$$

В общем случае [3]

$$U_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right), \quad (4)$$

где U_i и U_k — составляющие смещения. Оценим справедливость неравенства (3) для того случая, когда на граничной поверхности подложка — слой распространяется акустическая поверхностная волна ультразвукового диапазона частот, в которой колебательная скорость V_i и смещение U_i определяются выражениями [3]

$$V_i = V_0 e^{-\beta y} \sin(\omega t + \pi/4), \quad (5)$$

$$U_i = \frac{V_0}{\omega} e^{-\beta y} \cos(\omega t + \pi/4), \quad (6)$$

где $\beta^2 = \omega / 2\gamma$, ω — частота, γ — кинематическая вязкость, V_0 — амплитуда колебательной скорости, t — время. Предполагается, что геометрия слоя в системе координат x, y, z такова, что поверхность подложки совпадает с плоскостью xz , ось y направлена вдоль оптической оси, а волна распространяется в направлении оси x . Оценки показывают [4], что в диапазоне ультразвуковых частот при анализе неравенства (3) достаточно учитывать только градиенты составляющих смещения и колебательной скорости в направлении оси x ; $\partial U_x / \partial y$ и $\partial V_x / \partial y$. В этом случае неравенство (3) имеет вид

$$\Lambda \gg a_1 / 2\omega. \quad (7)$$

По данным работы [5], для изотропной фазы нематического кристалла $\Lambda \cong 10^{-8}$. Поскольку, как показывают оценки, величина упругооптической постоянной a_1 имеет тот же порядок величины ($a_1 \cong 10^{-7} \div 10^{-8}$), то можно утверждать, что неравенство (3) выполняется для частот ультразвукового диапазона. Следовательно, пока жидкий кристалл можно рассматривать как вязкую жидкость, изменение тензора ϵ_{ik} определяется эффектом Максвелла. Учитывая это замечание, можно показать, что в диапазоне ультразвуковых частот тензор диэлектрической проницаемости

нормального слоя при изменении ориентации оптической оси имеет вид [4]

$$\epsilon_{ik} = \begin{vmatrix} \epsilon_{\parallel} & \Lambda \frac{\partial V_x}{\partial y} & 0 \\ \Lambda \frac{\partial V_x}{\partial y} & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{vmatrix}. \quad (8)$$

Приводя этот тензор к диагональному виду (1), можно найти угол θ поворота ориентированного ансамбля молекул за счет действия силы трения, пропорциональной градиенту колебательной скорости $\partial V_x / \partial y$. Согласно [4],

$$\theta = \text{arctg} \frac{\Lambda}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\partial V_x}{\partial y}. \quad (9)$$

Рассмотрим, как влияет периодическая переориентация оптической оси нормального слоя на величину его «прозрачности» по отношению поляризованному свету, содержащему только составляющую E_x электрического вектора, тогда как анализатор пропускает только составляющую E_y . Если анализатор скрещен по отношению к вектору поляризации, интенсивность прошедшего света равна нулю. При изменении ориентации оптической оси, вызванном рассмотренными выше причинами, появляется составляющая электрического вектора $E_y = E_x \sin \theta$, которая проходит через анализатор. Используя выражения (9), легко показать, что средняя за период колебаний интенсивность проходящего через анализатор светового потока, обусловленного периодическим изменением ориентации оптической оси вследствие наличия эффекта Максвелла, равна

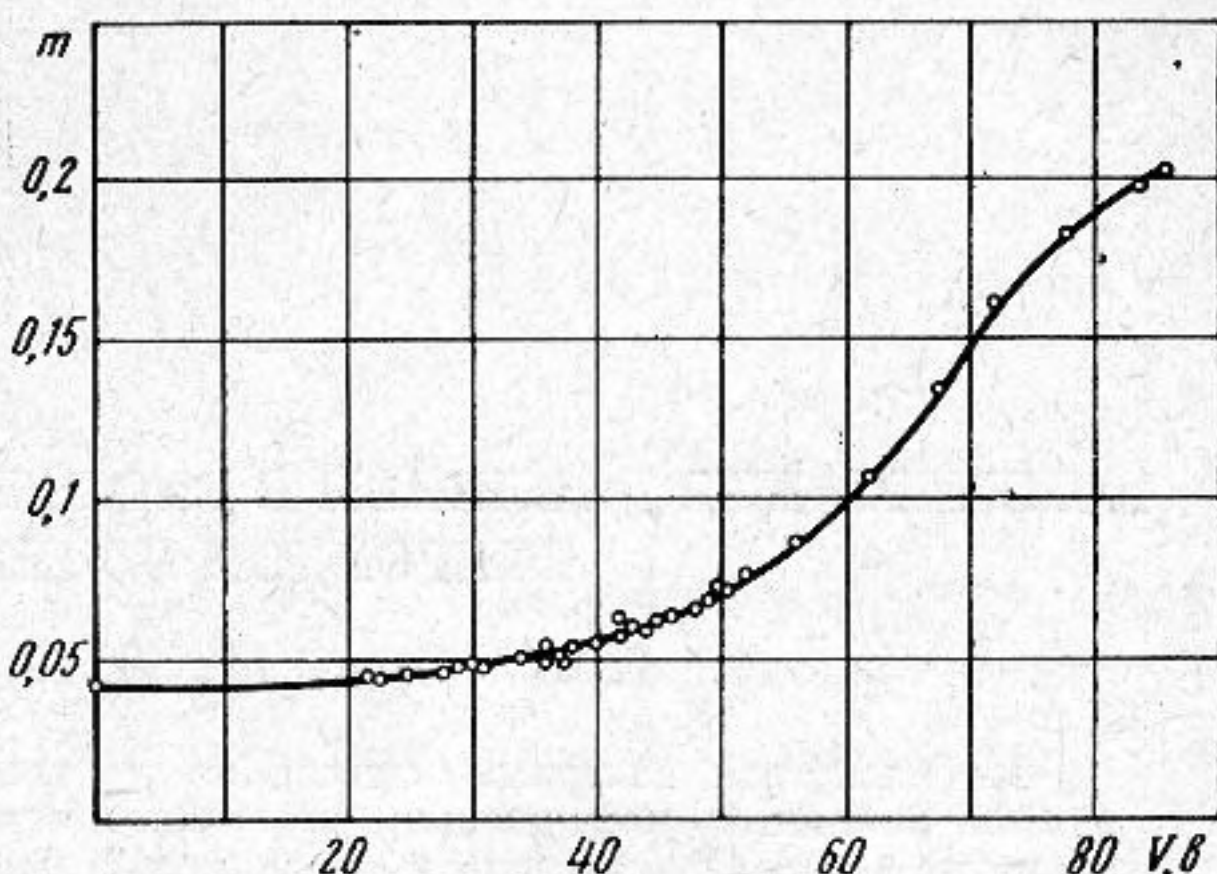
$$\left\langle \frac{I}{I_0} \right\rangle = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\pi}{4} - \frac{1}{\sqrt{1+a^2\beta^2V_{0x}^2}} \text{arctg} \frac{1}{\sqrt{1+a^2\beta^2V_{0x}^2}} \right\}, \quad (10)$$

где $a = \Lambda / \epsilon_{\parallel}$, I_0 — интенсивность светового потока при условии, что анализатор параллелен по отношению к вектору поляризации. В зависимости от величины амплитуды составляющей колебательной скорости можно выделить два предельных случая: 1) при $V_{0x} \ll 1 / a\beta$ среднее значение интенсивности пропорционально квадрату колебательной скорости; 2) при $V_{0x} \gg 1 / a\beta$ величина $\langle I / I_0 \rangle$ стремится к постоянному максимальному значению, равному $1/4$.

Сопоставим величину относительной интенсивности $m = I / I_0$, которую можно назвать коэффициентом светопропускания системы, вычисленную в соответствии с предполагаемой теоретической моделью явления, с результатами экспериментального исследования эффекта в нормальном слое кристалла метоксибензилиденбутиланилина в поле акустических поверхностных волн на частотах 6, 18 и 30 Мгц. Ячейка, с которой проводились эти исследования, описана в работах [4, 6]. По данным работ [7, 8], время максвелловской релаксации τ в указанном кристалле составляет $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ сек, что соответствует частоте релаксации ~ 32 Мгц. Таким образом, в рассмотренном диапазоне частот условие $\omega\tau < 1$, определяющее область существования эффекта Максвелла, заведомо выполняется для частоты 6 Мгц. На фигуре сплошная линия изображает теоретическую зависимость коэффициента светопропускания m от электрического напряжения V на преобразователе для этой частоты. Эта зависимость была вычислена следующим образом. Поскольку амплитуда колебательной скорости в волне V_0 пропорциональна напряжению на преобразователе V ($V_{0x} = kV$,

где k — зависящий от частоты коэффициент), можно в выражение (10) ввести вместо колебательной скорости величины напряжений и, воспользовавшись одной из экспериментальных точек, вычислить постоянную $c_1 = k^2 a^2 \beta^2$, входящую в подкоренное выражение в формуле (10) для данной частоты.

Экспериментальные значения коэффициента светопропускания обозначены на фигуре кружками. Тот факт, что экспериментальные величины m повторяют ход теоретической кривой, свидетельствует в пользу правильности предлагаемой теоретической модели явления. Как видно, с увеличением напряжения на преобразователе величина коэффициента светопропускания растет, однако максимальное значение $m_{\text{макс}} = 1/4$, следующе из теории, на этой частоте в эксперименте обнаружено не было. Его удалось получить только на частоте 30 Мгц при больших напряжениях на преобразователе (~ 140 в). Максимальное экспериментальное значение составляет около 0,24, т. е. совпадает с теоретической величиной.



Проведенное выше теоретическое рассмотрение механизма ориентационного действия акустических колебаний на монокристаллические слои нематических кристаллов и корреляция полученных результатов с экспериментальными данными позволяют утверждать, что в области частот колебаний, далеких от частоты максвелловской релаксации, двулучепреломление возникает за счет эффекта Максвелла.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Золйна. Упругие колебания анизотропной жидкости. Тр. Ломоносовского ин-та АН СССР, 1936, 8, 11—18.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, 1954.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехтеориздат, 1954.
4. О. А. Капустина, Ю. Г. Статников. Воздействие ультразвуковых поверхностных волн на жидкие кристаллы. ЖЭТФ, 1973, 64, 1.
5. Н. А. Толстой, А. Н. Федотов. Эффект Максвелла в изотропной фазе параазоксианизола. ЖЭТФ, 1947, 17, 6, 564.
6. О. А. Капустина, А. А. Талашев. Визуализация ультразвуковых поверхностных волн с помощью жидких кристаллов. Акуст. ж., 1973, 19, 4, 626—628.
7. И. М. Арёфьев, В. Н. Бирюков, В. А. Гладкий, С. В. Кривохижа, И. Л. Фабелинский, И. Г. Чистяков. Распространение гиперзвука и ультразвука в изотропной фазе нематического жидкого кристалла в области фазового перехода. ЖЭТФ, 1972, 63, 5 (11), 1729—1734.
8. О. А. Капустина, Ю. Г. Статников. Исследование реологических свойств жидких кристаллов с помощью акустических потоков. ЖЭТФ, 1974, 65, 1.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
28 апреля 1973 г.

УДК 534.26

КОМПЕНСАЦИЯ ДАВЛЕНИЯ В РАССЕЯННОЙ ИДЕАЛЬНЫМ СФЕРОИДОМ ВОЛНЕ

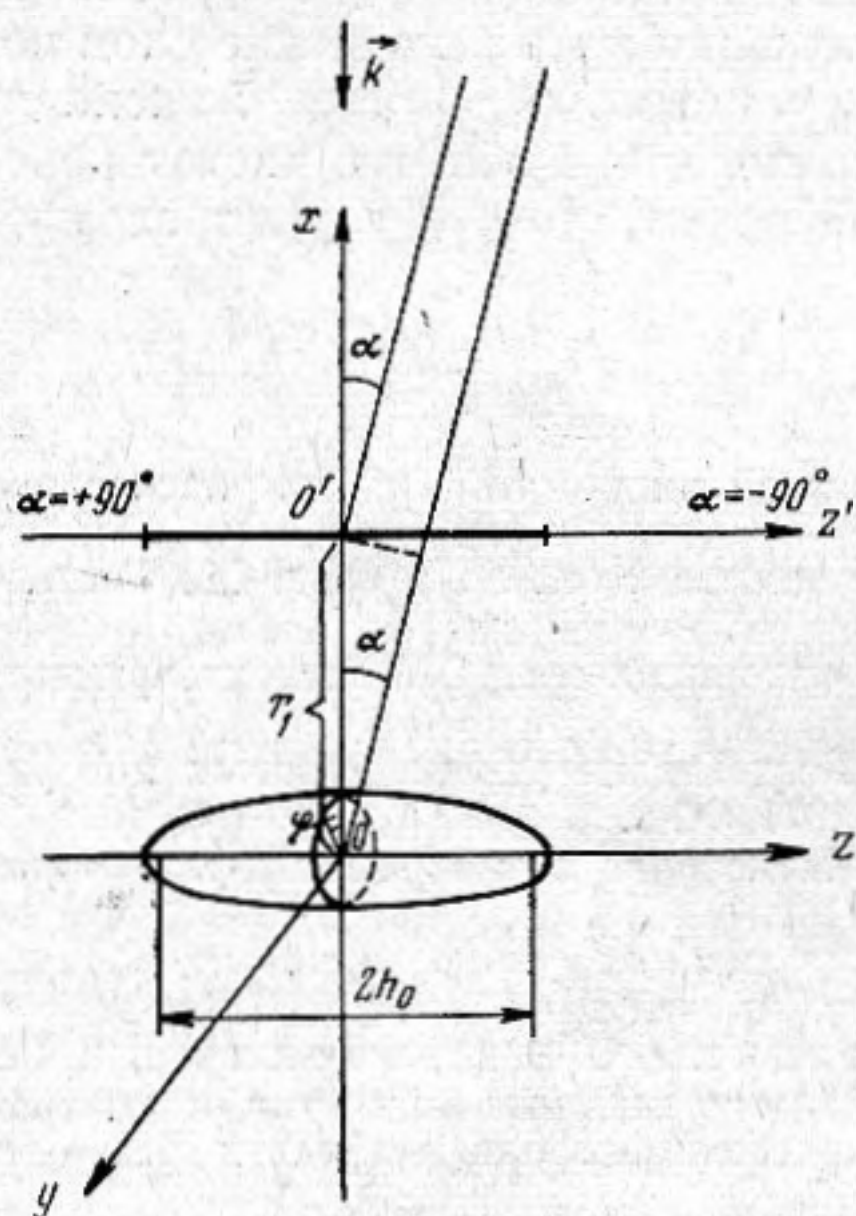
А. А. Клещев, И. И. Клюкин

По известной диаграмме рассеяния податливого сфероида синтезируется линейная излучающая система, компенсирующая рассеянное давление в зоне Фраунгофера в выбранном угловом секторе.

Наряду с пассивными способами компенсации давления в отраженной или рассеянной волнах, рассмотренными в работах [1, 2], можно добиваться той же цели и активными средствами, основанными на применении компенсирующей излучающей системы, создающей в точке приема противоположное по знаку давление. В выражении для давления в рассеянном поле

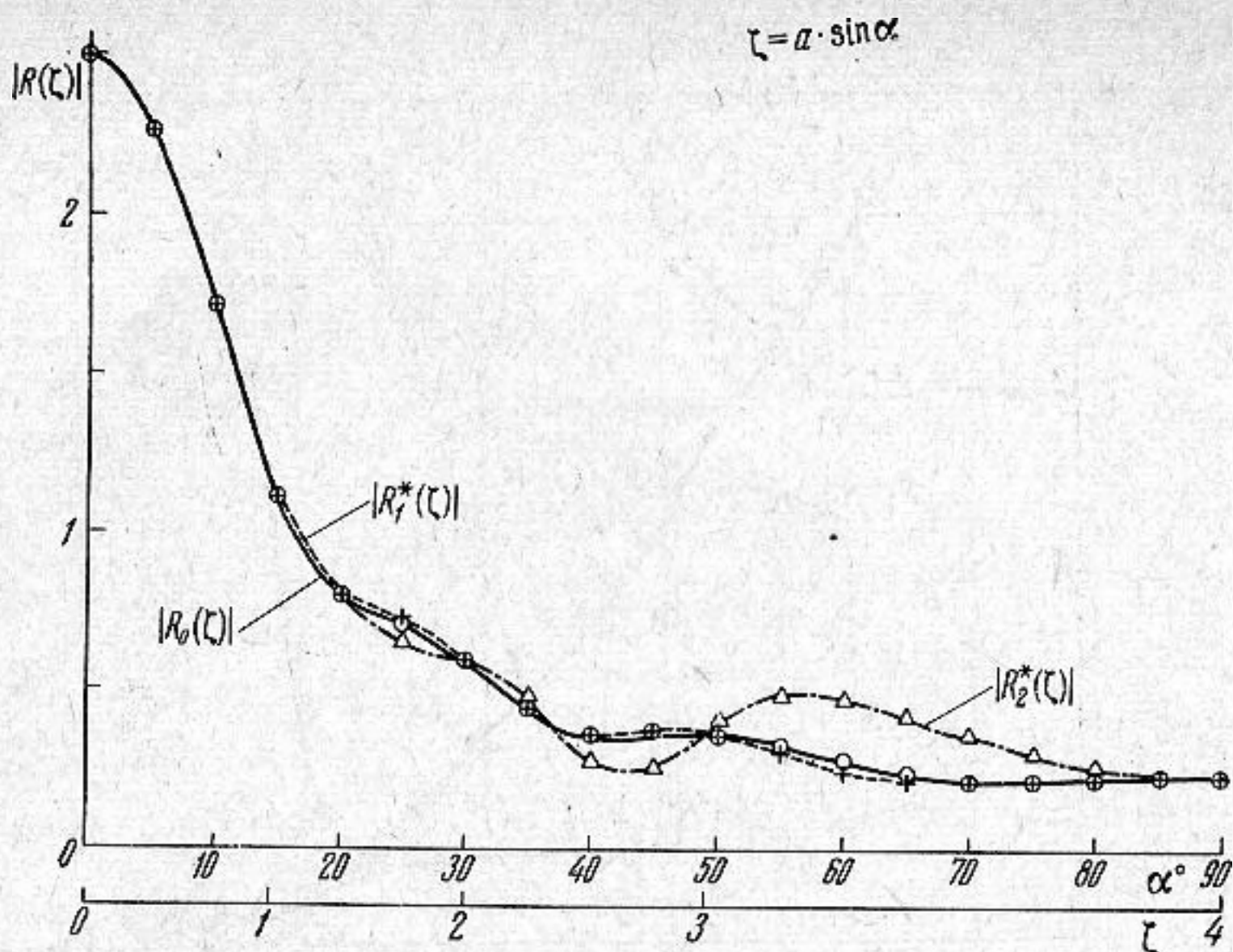
$p_s(P)$ (P — точка наблюдения) выделим, как обычно, радиальную и угловую функции

$$p_s(P) = \frac{e^{ikr}}{r} R_0(\alpha, \varphi),$$



Фиг. 1

где r — расстояние между точкой P и центром рассеивателя O (фиг. 1), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина звуковой волны в среде; $R_0(\alpha, \varphi) = |R_0(\alpha, \varphi)| \exp[i\Phi_0(\alpha, \varphi)]$ — характеристика рассеяния, $|R_0(\alpha, \varphi)|$ — амплитудная угловая характеристика рассеяния $\Phi_0(\alpha, \varphi)$ — фазовая характеристика, α, φ — угловые координаты точки наблюдения (фиг. 1). На основании $R_0(\alpha, \varphi)$ синтезируем излучающую систему, амплитудная угловая характеристика которой $|R_1(\alpha, \varphi)|$ будет близка к угловой амплитудной характеристике рассеяния $|R_0(\alpha, \varphi)|$ в выбранных секторах углов α и φ , а фазовая угловая характеристика антенны $\Phi_1(\alpha, \varphi)$ будет сдвинута на π относительно исходной угловой фазовой характеристики рассеяния $\Phi(\alpha, \varphi)$. Точное воспроизведение характеристики направленности $R_1(\alpha, \varphi) = |R_1(\alpha, \varphi)| \exp[i\Phi_1(\alpha, \varphi)]$ возможно лишь при условии ее принадлежности к функциям класса $W_{\sigma, \sigma'}$ [3]. В противном случае можно говорить лишь о синтезировании антенны с приближенной характеристикой направленности $R_1^*(\alpha, \varphi)$. Поскольку синтезируемая антенна предназначена для компенсации давления в рассеянной податливым сфероидом волне в зоне Фраунгофера, напишем раз-



Фиг. 2

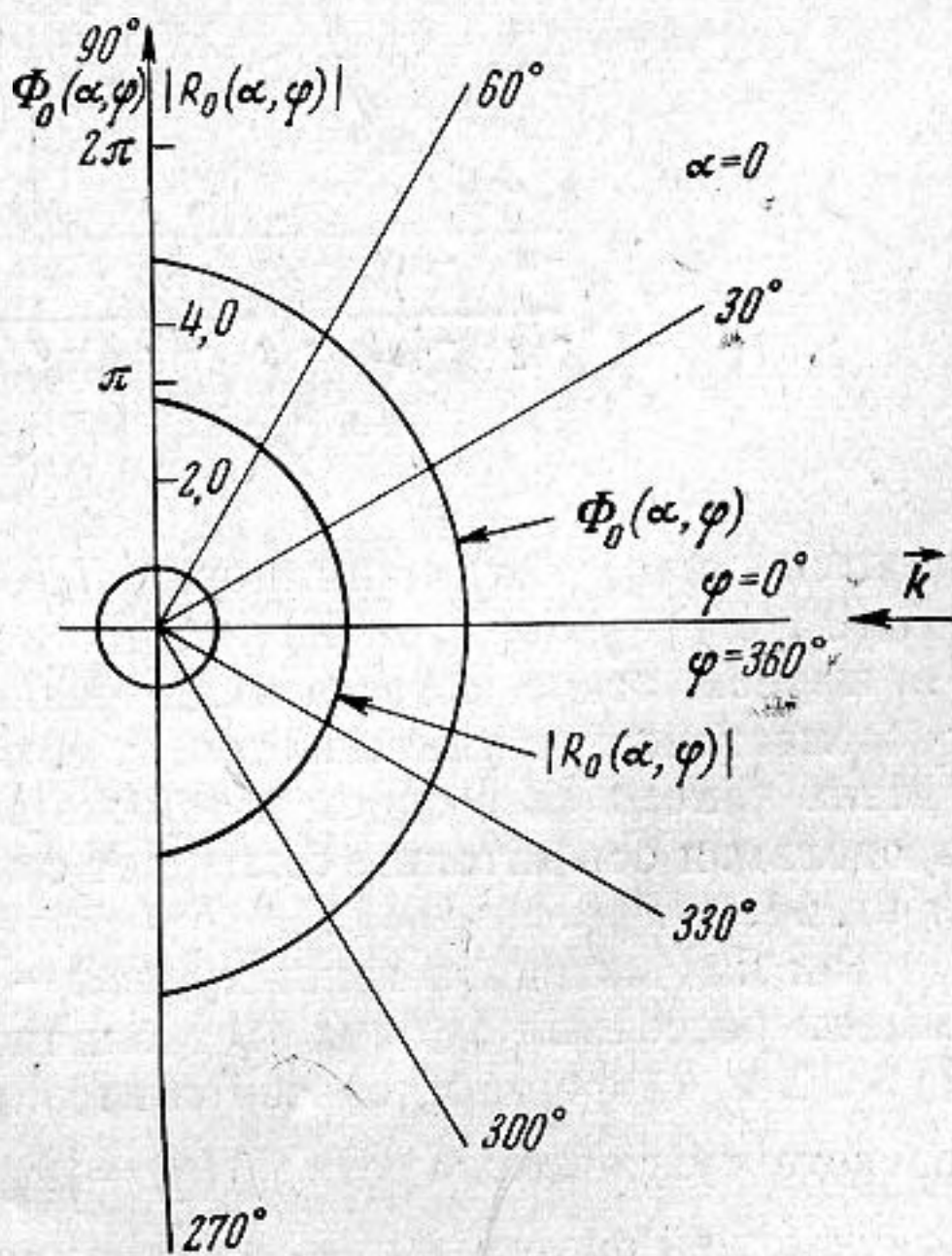
ложение функции $R_0(\alpha, \varphi)$ по сфероидальным функциям (падающая на тело волна предполагается плоской):

$$R_0(\alpha, \varphi) = -\frac{2}{ik} \sum_{n \geq m} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^n \epsilon_m \bar{S}_{m,n} \left[C, \cos \left(\alpha - \frac{\pi}{2} \right) \right] \times \\ \times \bar{S}_{m,n} \left[C, \cos \left(\alpha_1 - \frac{\pi}{2} \right) \right] \frac{R_{m,n}^{(1)}(C, \xi_0)}{R_{m,n}^{(3)}(C, \xi_0)} \cos m\varphi, \quad (1)$$

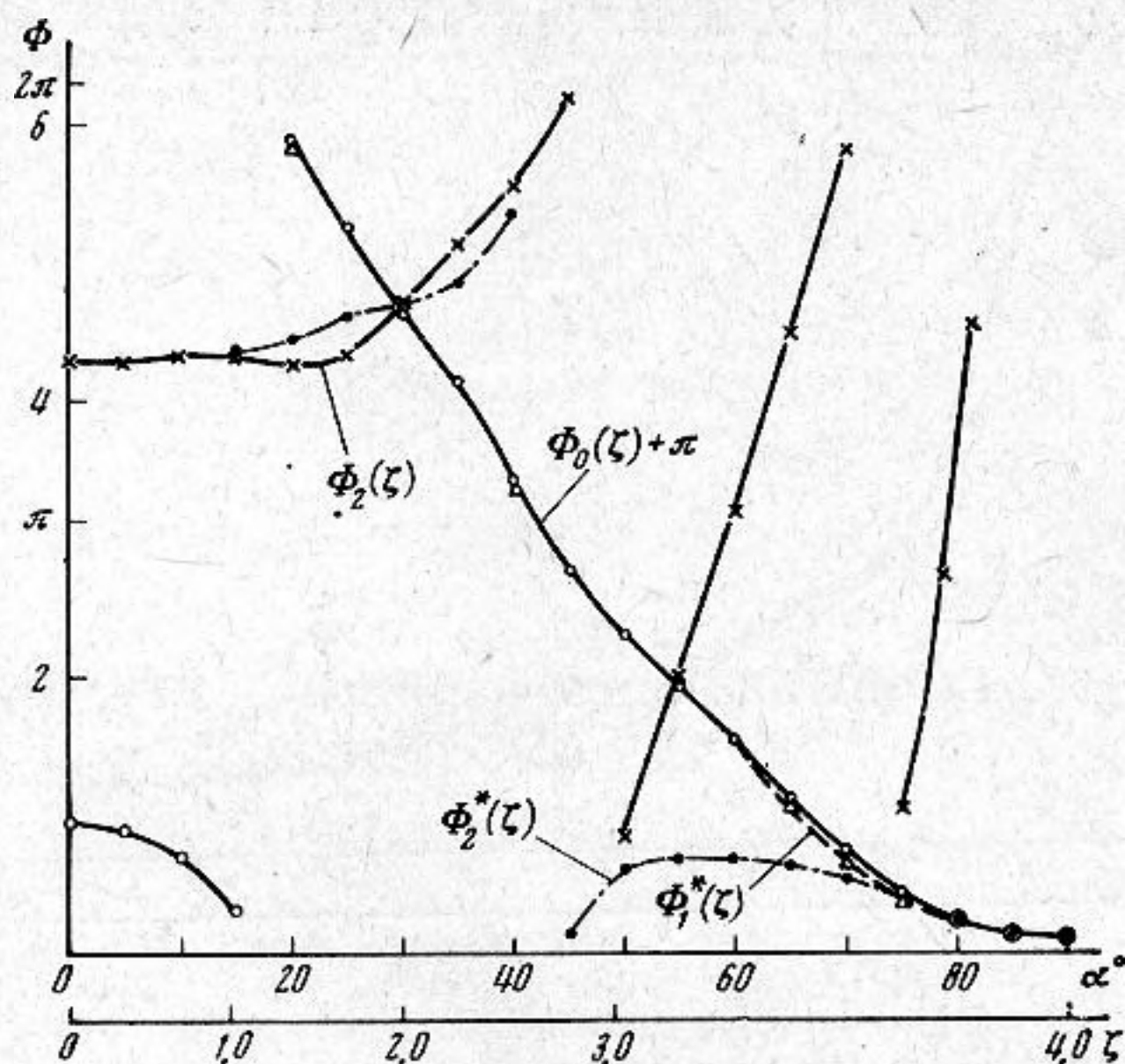
где $\bar{S}_{m,n}[C, \cos(\alpha - \pi/2)]$ — нормированная угловая сфероидальная функция [4]; $R_{m,n}^{(1)}(C, \xi_0)$ и $R_{m,n}^{(3)}(C, \xi_0)$ — радиальные сфероидальные функции первого и третьего родов соответственно [5]; ξ_0 — радиальная координата внешней поверхности рассеивателя, α_1 — угловая координата волнового вектора k падающей плоской волны, $C = kh_0$ — волновой размер рассеивателя $2h_0$ — фокусное расстояние $\epsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m=0 \\ 2 & \text{при } m>0 \end{cases}$. На

фиг. 2 и 4 показаны амплитудная и фазовая диаграммы рассеяния податливого сфероида при $\xi_0 = 1,005$, $2h_0 = 10,0$ м, облучаемого по направлению $\alpha_1 = 0^\circ$. Диаграммы представлены в плоскости падения $\varphi = 0^\circ$, содержащей волновой вектор k и ось вращения сфероида z . Характер изменения этих диаграмм в зависимости от угла φ в полуплоскости $\alpha = 0^\circ$ виден из кривых фиг. 3.

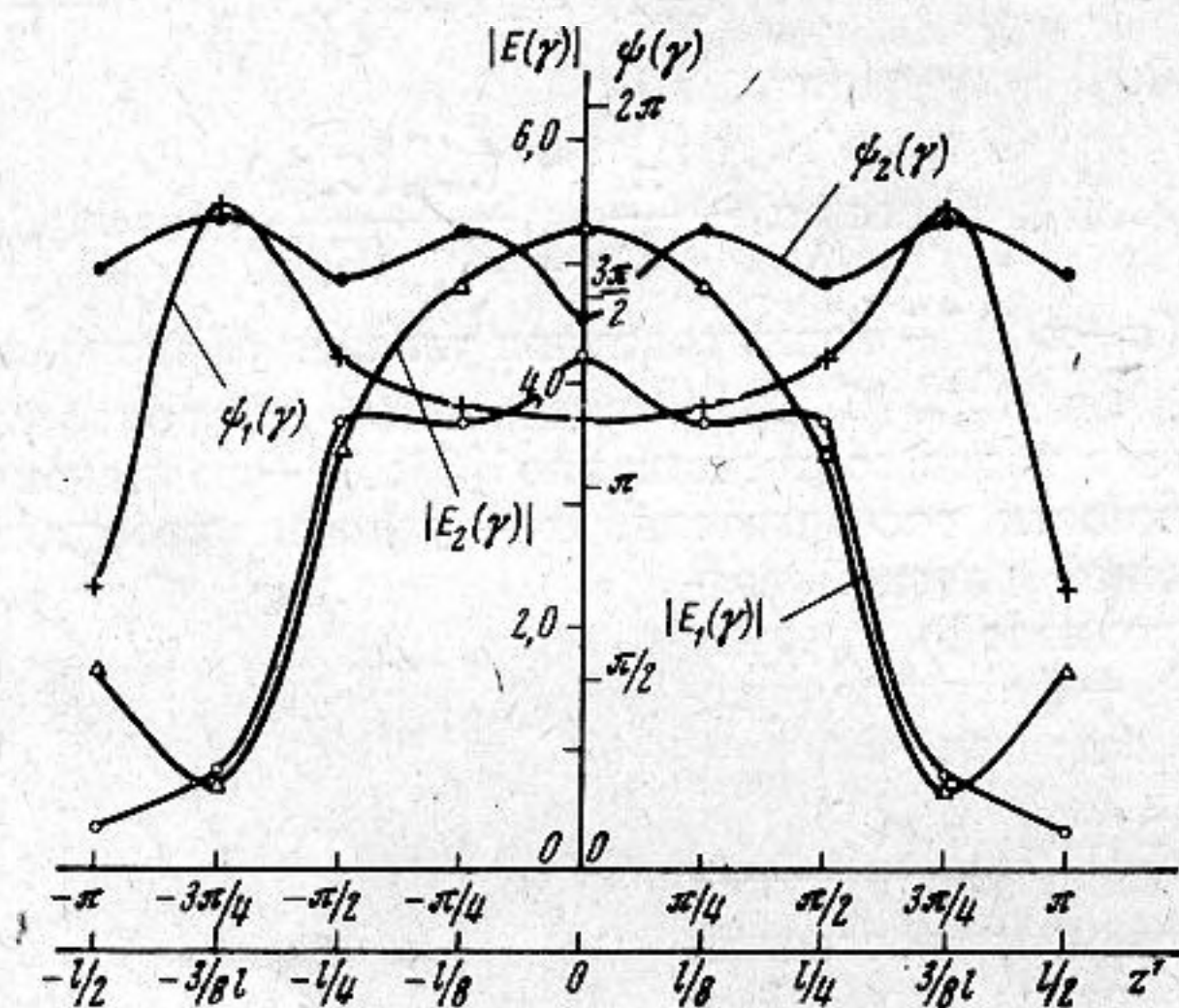
Рассчитаем линейную антенну, которая компенсировала бы рассеянное поле в секторах углов $\alpha = -90^\circ \div +90^\circ$, $\varphi = 0 - 5^\circ, 355^\circ - 360^\circ$. Отметим, что в указанном секторе по азимутальному углу φ радиус-векторы исходных диаграмм изме-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

няются мало, так, например, $|R_0(0^\circ, 0^\circ)| = 2,49921$; $\Phi_0(0^\circ, 0^\circ) = 4,10580$; $|R_0(0^\circ, 5^\circ)| = |R_0(0^\circ, 355^\circ)| = 2,49937$; $\Phi_0(0^\circ, 5^\circ) = \Phi_0(0^\circ, 355^\circ) = 4,10797$. На первом этапе естественная разность хода лучей между антенной и рассеивателем не учитывается, т. е. предполагается, что антенна и рассеиватель находятся в одной и той же области среды попеременно; при этом продольная ось антенны совпадает с осью z , а центр ее находится в точке o (фиг. 1).

Так как исходная амплитудная — $|R_1(\alpha)|$ и фазовая — $\Phi_1(\alpha)$ характеристик рассеяния заданы в табличной (таблицы 1 и 2) и графической (фиг. 2 и 4) формах, способ синтеза будет приближенным. При расчете чувствительности $f_1(\gamma) = |F_1(\gamma)| \exp[i\psi_1(\gamma)]$ ($\gamma = \frac{2\pi z'}{l}$) (l — длина излучающей системы, z' — расстояние вдоль антенны, отсчитываемое от ее

Таблица 1

α^0	$ R_2(\alpha) $	Δb	$\Delta^2 b$	$\Delta^3 b$	$\Delta^4 b$	$\Delta^5 b$	$\Delta^6 b$	$\Delta^7 b$
0	.250 · 10 ⁺¹							
5	.227 · 10 ⁺¹	-230	-330					
10	.171 · 10 ⁺¹	-560	-40	+290	+36			
		-600		+326		-422		
15	.111 · 10 ⁺¹		+286		-386		+616	
		-314		-60		+194		-381
20	.796		+226		-192		+235	
		-88		-252		+429		-783
25	.708		-26		+237		-548	
		-114		-15		-119		+448
30	.594		-41		+118		-100	
		-155		+113		-219		+319
35	.439		+72		-101		+219	
		-83		+12		0		-57
40	.356		+84		-101		+162	
		+1		-89		+162		-338
45	.357		-5		+61		-176	
		-4		-28		-14		+153
50	.353		-33		+47		-23	
		-37		+19		-37		+28
55	.315		-14		+10		+5	
		-51		+29		-32		+35
60	.265		+15		-22		+40	
		-36		+7		+8		-38
65	.229		+22		-14		+2	
		-14		-7		+10		-4
70	.215		+15		-4		-2	
		+1		-11		+8		-4
75	.216		+4		+4		-6	
		+5		-7		+2		
80	.221		-3		+6			
		+2		-1				
85	.223		-4					
		-2						
90	.221							

центра) и характеристики направленности $R_1^*(\zeta)$ ($\zeta = \frac{l}{\Lambda} \sin \alpha = a \sin \alpha$) воспользуемся методом разложения $R_1^*(\zeta)$ по функциям $S_n(\zeta) = \frac{\sin[\pi(\zeta-n)]}{\pi(\zeta-n)}$ [3]:

$$f_1(\gamma) = \sum_{n=-\text{entiera}}^{n=\text{entiera}} R_1(n) e^{-in\gamma}, \quad (2)$$

$$R_1^*(\zeta) = \sum_{n=-\text{entiera}}^{n=\text{entiera}} R_1(n) S_n(\zeta). \quad (3)$$

Коэффициенты разложения $R_1(n)$ (парциальные характеристики) представляют собой значения функции $R_1(\zeta)$ в целочисленных точках, модуль наибольшего из целых чисел $|n_{\max}| = \text{entier} \cdot a^*$. Приняв $a=4$, что соответствует антенне длиной $l=12,6$ м, находим значения пяти из девяти коэффициентов $R_1(0)$; $R_1(+2)$; $R_1(-2)$; $R_1(+4)$; $R_1(-4)$ непосредственно из табл.

* Ввиду симметрии диаграммы рассеяния парциальные характеристики попарно одинаковы: $R(+n) = R(-n)$.

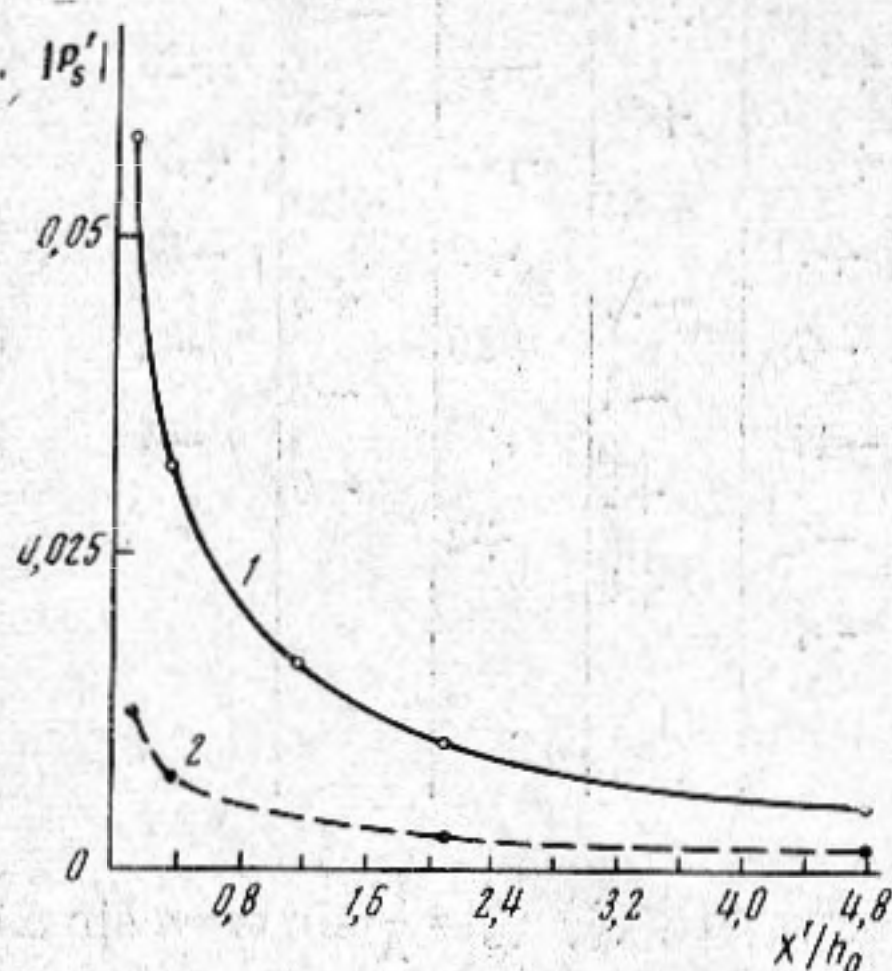
1 и 2 для $R_1(\zeta)$ и $\Phi_1(\zeta)$, так как эти значения n соответствуют табличным углам α . Недостающие четыре коэффициента $R_1(+1)$; $R_1(-1)$; $R_1(+3)$; $R_1(-3)$ вычисляются из тех же таблиц с помощью интерполяционных формул. Величина $n=+1$ соответствует углу $\alpha_1=14^\circ 30'$, что близко к углу $\alpha=15^\circ$, поэтому при отыскании $R_1(+1)$ целесообразно воспользоваться формулой Стирлинга [6]:

$$\left. \begin{aligned} |R_1(+1)| &= |R_1(\zeta_d)| + u \frac{\Delta b_0 + \Delta b_{-1}}{2} + \frac{u^2}{2!} \Delta^2 b_{-1} + \\ &+ \frac{u(u^2-1)}{3!} \frac{\Delta^3 b_{-1} + \Delta^3 b_2}{2} + \dots \\ \Phi_1(+1) &= \Phi_1(\zeta_d) + u \frac{\Delta b_0 - \Delta b_{-1}}{2} + \frac{u^2}{2!} \Delta^2 b_{-1} + \dots \end{aligned} \right\} (4)$$

где $u = \frac{\alpha_1 - d}{h}$, $h=5^\circ$, Δb , Δb_{-1} , $\Delta^2 b_{-1}$, $\Delta^3 b_{-2}$ — значения разностей из

табл. 1 и 2. При $n=+3$ угол $\alpha_2=48^\circ 35'$, что ближе к середине интервала $d+h/2=47^\circ 30'$; в этом случае большую точность даст применение интерполяционного полинома Бесселя [6]:

$$\left. \begin{aligned} |R_1(+3)| &= \frac{|R_1(\zeta_d)| + |R_1(\zeta_d+h)|}{2} + \\ &+ (u-1/2) \Delta b_0 + \\ &+ \frac{u(u-1)}{2!} \frac{\Delta^2 b_0 + \Delta^2 b_{-1}}{2} + \dots \\ \Phi_1(+3) &= \frac{\Phi_1(\zeta_d) + \Phi_1(\zeta_d+h)}{2} + \\ &+ (u-1/2) \Delta b_0 + \dots \end{aligned} \right\} (5)$$



Фиг. 6

По найденным парциальным характеристикам были вычислены амплитудная $|E_1(\gamma)|$ и фазовая $-\psi_1(\gamma)$ характеристики распределения чувствительности

вдоль линейной антенны (фиг. 5) и ее амплитудная $|R_1^*(\zeta)|$ и фазовая $-\Phi_1^*(\zeta)$ характеристики направленности (фиг. 2 и 4).

В реальных условиях звуковое поле в среде определяется падающей плоской волной, волной, излучаемой линейной антенной, и двумя рассеянными телом волнами, порожденными плоской волной и волной, создаваемой линейной антенной (рассеяние плоской волны на самой антенне мы не учитываем). Звуковое давление p_s' этой добавочной рассеянной волны ухудшит в общем случае компенсацию с одной стороны, а с другой — наряду с остальными составляющими изменит акустическое сопротивление, на которое нагружается излучающая антенна. Поэтому последняя должна быть расположена относительно рассеивателя таким образом, чтобы давления p_s' и p_s (p_s — звуковое давление в поле рассеяния плоской падающей волны) были бы заметно меньше давления p_r , создаваемого излучателем — линейной антенной — на своей поверхности. Соотношение между p_r и давлением в падающей плоской волне — p_i — также должно удовлетворять неравенству $|p_r| \gg |p_i|$. В дальнем поле необходимо добиться значения $p_s'(P)$, пренебрежимо малого по сравнению с $p_s(P)$.

Оценим размещение линейной антенны относительно рассеивателя с помощью расчета рассеянного давления $p_s'(P)$ поля точечного источника, на-

ходящегося вблизи податливого сфероида [4]:

$$p_s'(P) = -2ik \sum_{n \geq m}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \bar{S}_{m,n} [C, \cos(\alpha_1 - \pi/2)] \bar{S}_{m,n} \left[C, \cos\left(\alpha - \frac{\pi}{2}\right) \right] \times \\ \times R_{m,n}^{(s)}(C, \xi) R_{m,n}^{(s)}(C, \xi_1) \frac{R_{m,n}^{(1)}(C, \xi_0)}{R_{m,n}^{(3)}(C, \xi_0)} \cos m\varphi,$$

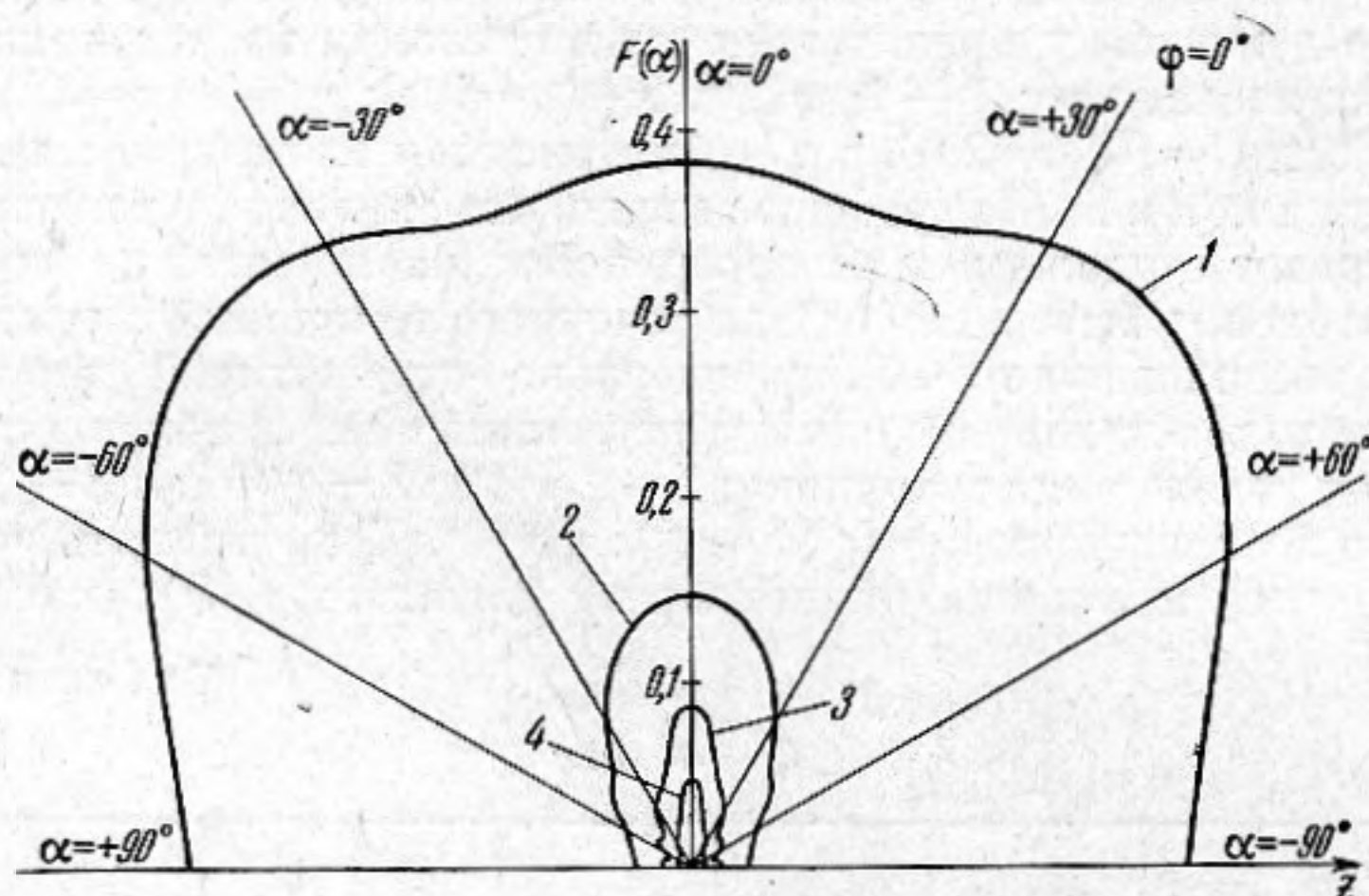
где α_1, ξ_1 — координаты точечного источника. На фиг. 6 представлено распределение давления у препятствия в направлении на источник при двух положениях последнего: 1 — $\xi_1 = 2, 4$, 2 — $\xi_1 = 10, 0$; $\eta_1 = 0$ ($\alpha_1 = 0^\circ$); $\varphi_1 = 0^\circ$; в обоих случаях $C = 10$, $k = 2, 0$, а x' отсчитывается от поверхности рассеивателя по нормали к ней. Из графиков видно, что давление в рассеянном поле быстро убывает с удалением от поверхности рассеивателя; это спадание $p_s'(P)$ происходит быстрее, чем для точечного источника с теми же координатами, расположенного вблизи идеально отражающей плоскости. На фиг. 7 даны угловые характеристики рассеяния $F(\alpha)$ в полуплоскости $\varphi = 0$ при четырех положениях источника: 1 — $\xi_1 = 1, 1$; 2 — $\xi_1 = 2, 4$; 3 — $\xi_1 = 5, 0$; 4 — $\xi_1 = 10, 0$; во всех случаях $\eta_1 = 0$ ($\alpha_1 = 0^\circ$); $\varphi_1 = 0^\circ$. Если принять, что прямая волна точечного источника компенсирует давление $p_s(P)$ (как это имеет

Таблица 2

$$\zeta = a \sin \alpha$$

α°	Φ_1 рад (α)	Δb	$\Delta^2 b$	$\Delta^3 b$	$\Delta^4 b$	$\Delta^5 b$	$\Delta^6 b$	$\Delta^7 b$
0	+13,54							
5	+13,44	-10	-10					
10	+13,24	-20	-17	-7				
15	+12,87	-37	-32	-15	-8	+59		
20	+12,18	-69	+4	+36	+51	-77	-136	+207
25	+11,53	-65	+14	+10	-26	-6	+71	-18
30	+11,02	-51	+14	-22	-32	+47	+53	-84
35	+10,43	-59	-8	-7	+15	+16	-31	-29
40	+9,69	-74	-15	+24	+31	+16	-60	+94
45	+9,04	-65	+9	+11	-13	-44	+34	+1
50	+8,59	-45	+20	+11	-23	-10	+35	+1
55	+8,22	-37	+8	-12	+2	+25	-18	-53
60	+7,83	-37	+8	-10	+2	+7	-18	+8
65	+7,41	-39	-2	-10	+9	+7	-10	+10
70	+7,01	-39	-2	-1	+6	-3	0	+10
75	+6,71	-42	+3	+5	+6	-3	0	-7
80	+6,52	-42	+3	+5	+3	-3	-7	-7
85	+6,42	-40	+2	+8	+3	-10	-7	+21
90	+6,39	-40	+10	+8	-7	-10	+14	+21
		-30	+10	+1	-7	+4	+14	-15
		-19	+11	+1	-3	+4	-1	
		-19	+11	-2	-3	+3		
		-10	+9	-2	0			
		-10	+9	-2	0			
		-3	+7					

место в случае линейной антенны), то соотношение между $p_s'(P)$ и $p_s(P)$ получается из сравнения величин на фиг. 7 по любому направлению, соответствующему $p_s'(P)$, с 1, соответствующей $p_s(P)$ (при условии малости радиальной координаты ξ_1 источника относительно радиальной координаты ξ точки наблюдения). В силу теоремы взаимности кривые фиг. 7 одновременно дают распределение звукового давления в рассеянном поле, создаваемого плоской волной, в месте расположения источника. Примем радиальную координату центра O' линейной антенны $\xi_1=2,4$ (кривая 2 на фиг. 7 показывает, что при этом $p_s'(P) < 0,2 \cdot p_s(P)$), угловые координаты



Фиг. 7

центра: $\eta_1=0$ ($\alpha_1=0^\circ$); $\varphi_1=0^\circ$. Ось антенны z' направим параллельно оси z (фиг. 1). Расстояние r_1 между центрами O и O' будет [5]

$$r_1 = h_0 (\xi_1^2 - 1)^{1/2}.$$

Поскольку r_1 заметно меньше расстояния до точки наблюдения, находящейся в зоне Фраунгофера, исходная амплитудная диаграмма компенсирующей антенны совпадет с амплитудной диаграммой рассеяния податливого сфероида. Фазовая же диаграмма компенсирующей антенны $\Phi_2(\alpha)$ помимо обычного сдвига на π по сравнению с $\Phi_0(\alpha)$ приобретет еще дополнительный сдвиг вследствие наличия естественной разности хода (фиг. 1)

$$\Phi_2(\alpha) = \Phi_0(\alpha) + \pi - kr_1 \cos \alpha = \Phi_0(\alpha) + \pi - \kappa(\alpha).$$

Приведенным выше методом с использованием функций $S_n(\xi)$ были вычислены чувствительность $f_2(\gamma)$ и характеристика направленности компенсирующей антенны $R_2^*(\gamma)$ (фиг. 5, 2 и 4), находящейся на расстоянии r_1 перед рассеивателем. Как видим, компенсация в этом случае наблюдается лишь в пределах основного максимума рассеяния ($\alpha=0^\circ \pm 40^\circ$). Чтобы добиться компенсации и в остальной области угла α нужно увеличить размеры антенны (т. е. увеличить параметр a), в результате чего возрастет число узловых точек n , в которых исходная и расчетная характеристики совпадают между собой. Относительная амплитудная декомпенсация

$$\frac{|R_2|}{|R_0(\alpha, \varphi)|} = \frac{|R_0(\alpha, \varphi) + R_2^*(\alpha, \varphi)|}{|R_0(\alpha, \varphi)|}$$
 по углу φ в выбранных пределах его из-

менения из-за естественной разности хода лучей не превысит 8%. Можно существенно улучшить компенсацию по углу α при неизменной длине антенны, расположив последнюю в плоскости zOy (ось z' по-прежнему параллельна оси z , $\xi_1=2,4$); тогда $R_2^*(\xi)$ станет равной $R_1^*(\xi)$ (фиг. 2), но от-

носительная декомпенсация по углу φ возрастет до 110%. Компенсацию давления в широких пределах изменения углов α и φ можно осуществить с помощью поверхностных антенн (с плоской или криволинейной поверхностью).

Авторы благодарят Ю. А. Клокова и С. А. Беспалову за помощь в проведении вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. K. Schindler, R. B. Mack, P. Blacksmith. The Control of Electromagnetic Scattering by Impedance Loading. Proc. IEEE, 1965, 53, 8, 1137-1149.
2. V. V. Liepa, T. B. A. Senior. Modification to the Scattering Behavior of a Sphere by Reactive Loading. Proc. IEEE, 1965, 53, 8, 1149-1158.
3. Е. Г. Зелкин. Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
4. А. А. Клещев, Л. С. Шейба. Рассеяние звуковой волны идеальными вытянутыми сфероидами. Акуст. ж., 1970, 16, 2, 264-268.
5. К. Фламмер. Таблицы волновых сфероидальных функций. М., ВЦ АН СССР, 1962.
6. А. Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, М., «Наука», 1964.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступила
11 декабря 1970 г.