

УДК 534.222.2

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВТОРЫХ ГАРМОНИК ПРИ РАССЕЯНИИ НА СФЕРЕ НЕЛИНЕЙНО-ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПЛОСКИХ ВОЛН

© 1996 г. И. Б. Аббасов, Н. П. Заграй

Таганрогский государственный радиотехнический университет
347928 Таганрог, пер. Некрасовский, 44

Поступила в редакцию 07.04.95 г.

В данной работе рассматривается рассеяние нелинейно-взаимодействующих плоских акустических волн на сфере. Получено аналитическое выражение для давления вторичного поля на вторых гармониках исходных взаимодействующих волн, которое создается падающими плоскими и рассеянными сферическими волнами. Проведен теоретический анализ составляющих общего давления рассеянного поля по второй гармонике. Приведены экспериментально снятые угловые характеристики рассеяния и их сравнение с расчетными диаграммами.

Проблеме нелинейного рассеяния на сфере акустических волн посвящено достаточное количество работ [1–3]. Однако рассеяние нелинейно взаимодействующих волн на сфере представляет несомненный интерес, так как для описания всех происходящих волновых процессов требуется детальное исследование вторичного поля по всем частотным компонентам. В отличие от линейного случая при рассеянии нелинейно-взаимодействующих плоских волн рассеянное вторичное поле исходных волн является первичным по отношению к полям волн комбинационных частот, которые генерируются благодаря нелинейным взаимодействиям тех же исходных рассеянных высокочастотных волн. Постановка данной задачи была рассмотрена в работе [4], где получено аналитическое выражение общего акустического давления первичного поля рассеяния, состоящего из полей с двумя разными частотами ω_1 и ω_2 . При этом для процесса рассеяния назовем вторичное нелинейное поле исходных волн – первичным полем рассеяния, а создаваемое этим же полем поле комбинационных частот – вторичным полем рассеяния:

$$p^{(1)} = p_1^{(1)} + p_2^{(1)} = \left\{ i\omega_1 \rho_0 \Psi_{10} \left[\sum_{l=0}^{\infty} B_{1l}^{(1)} \exp\left(i\left(\omega_1 t - \frac{l\pi}{2}\right)\right) + \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m}^{(1)} \exp(i(\omega_1 t - \varphi_m^{(1)})) \right] + \text{к. с.} \right\} + \left\{ i\omega_2 \rho_0 \Psi_{20} \left[\sum_{l=0}^{\infty} B_{1l}^{(2)} \exp\left(i\left(\omega_2 t - \frac{l\pi}{2}\right)\right) + \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m}^{(2)} \exp(i(\omega_2 t - \varphi_m^{(2)})) \right] + \text{к. с.} \right\},$$

где $B_{1l}^{(n)} = (2l + 1)j_l(k_n r)P_l(\cos \theta)$, $B_{2m}^{(n)} = A_m^{(n)}(-i) \times D_m^{(n)} P_m(\cos \theta)$, $n = 1, 2$, ρ_0 – плотность невозмущенной среды, Ψ_{n0} – амплитуды потенциала скорости, $j_l(k_n r)$ – сферическая функция Бесселя l -го порядка, $h_m^{(2)}(k_n r)$ – сферическая функция Ханкеля второго рода m -го порядка, $P_m(\cos \theta)$, $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра, $A_m^{(n)}$ – коэффициент, определяемый из граничных условий. В рассматриваемом случае для жесткой сферы

$$A_m^{(n)} = -(2m + 1)i^{-m} (j_m(k_n a) / h_m^{(2)}(k_n a)),$$

a – радиус сферы, k_n – волновое число.

Нелинейное взаимодействие как падающей волны одной частоты с рассеянной другой, так и падающих и рассеянных волн непосредственно между собой происходит в сферическом слое вокруг рассеивателя протяженностью d .

Вторичное поле рассеяния (поле волн комбинационных частот) описывается нелинейным уравнением второго порядка:

$$\Delta p^{(2)} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p^{(2)}}{\partial t^2} = -Q = -\frac{\epsilon}{c_0^4 \rho_0} \frac{\partial^2 p^{(1)^2}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где Q – объемная плотность источников вторичных волн, c_0 – скорость звука в среде распространения, ϵ – параметр квадратичной нелинейности.

Выражение для объемной плотности источников вторичных волн состоит из четырех

спектральных составляющих: $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_2 + \omega_1$ и $\omega_2 - \omega_1$. В работе [4] исследовалась низкочастотная составляющая общего поля. Высокочастотная (суммарная) составляющая по своей природе аналогична разностной. Однако выражения для вторых гармоник исходных волн существенно отличаются от разностной и суммарной компонент, так как генерация гармоник происходит независимо от того, есть вторая исходная волна или она вообще отсутствует (явление самовоздействия). Поэтому для представления всей волновой картины рассеяния необходим отдельный анализ вторых гармоник.

Рассмотрим вторую гармонику первой высокочастотной волны $2\omega_1$. Для этой компоненты выражение объемной плотности источников вторичных волн принимает вид:

$$Q_{2\omega_1} = \frac{8\varepsilon\omega_1^4\rho_0\Psi_{10}^2}{c_0^4} \left[\sum_{l=0}^{\infty} B_{1l}^{(1)2} \cos(2\omega_1 t - l\pi) + \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=l}^{\infty} B_{1l}^{(1)} B_{2m}^{(1)} \cos\left(2\omega_1 t - \frac{l\pi}{2} - \varphi_m^{(1)}\right) + \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m}^{(1)2} \cos(2\omega_1 t - 2\varphi_m^{(1)}) \right] \quad (2)$$

Уравнение (1) для решения в комплексной форме преобразуется в неоднородное уравнение Гельмгольца:

$$\Delta P_{2\omega_1}^{(2)} + k_1^2 P_{2\omega_1}^{(2)} = -q_{2\omega_1}(r, \theta, \varphi), \quad (3)$$

где

$$q_{2\omega_1} = \frac{8\varepsilon\omega_1^4\rho_0\Psi_{10}^2}{c_0^4} \left[\sum_{l=0}^{\infty} B_{1l}^{(1)2} + \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=l}^{\infty} B_{1l}^{(1)} B_{2m}^{(1)} \exp(-i\varphi_m^{(1)}) + \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m}^{(1)2} \exp(-2i\varphi_m^{(1)}) \right].$$

Как известно, решение неоднородного уравнения Гельмгольца (3) записывается в виде интеграла по объему от произведения функции Грина на плотность источников вторичных волн [2, 5]:

$$P_{2\omega_1}^{(2)}(r) = \frac{1}{4\pi} \int_V q_{2\omega_1}(r', \theta', \varphi') \times G(r-r') r'^2 \sin\theta' d\varphi' d\theta' dr', \quad (4)$$

где $G(r-r')$ — функция Грина, r — расстояние до точки наблюдения $M(r, \theta, \varphi)$, r_1 — расстояние между текущей точкой сферического объема вокруг рассеивателя $M'(r', \theta', \varphi')$ и точкой наблюдения $M(r, \theta, \varphi)$, r', θ', φ' — координаты источников.

В дальней зоне функция Грина имеет вид:

$$G(r-r') = \exp(-ik_1 r_1)/r_1 \approx \exp(-ik_1(r-r' \sin\theta \sin\theta' \cos(\varphi-\varphi') - r' \cos\theta \cos\theta'))/r.$$

Сферический объем V , занимаемый источниками вторичных волн, ограничен соотношениями $a \leq r' \leq d$, $0 \leq \theta' \leq \pi$, $-\pi \leq \varphi' \leq \pi$. После интегрирования по угловым координатам выражение (4) принимает вид:

$$P_{2\omega_1}^{(2)}(r) = C_\omega [P_{\omega_1}^{(2)} + P_{\omega_2}^{(2)} - P_{\omega_3}^{(2)}] = C_\omega \int_a^d \left[\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 j_l^2(k_1 r') P_l^2(\cos\theta) + \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=l}^{\infty} (2l+1) j_l(k_1 r') P_l(\cos\theta) A_m^{(1)}(-i) D_m^{(1)} \times \right. \quad (5) \\ \left. \times P_m(\cos\theta) \exp(-i\varphi_m^{(1)}) - \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(1)2} D_m^{(1)2} P_m^2(\cos\theta) \exp(-2i\varphi_m^{(1)}) \right] \times \sin(k_{13} r') \sin(k_{14} r') dr',$$

где $C_\omega = C_{1\omega}/\sin 2\theta$, $C_{1\omega} = 24 \exp(-ik_1 r) \varepsilon \omega_1^4 \times \rho_0 \Psi_{10}^2 / k_1^2 c_0^4 r$, $k_{13} = k_1 \cos\theta$, $k_{14} = k_1 \sin\theta$.

Первое слагаемое выражения (5) ($P_{\omega_1}^{(2)}$) соответствует той части общего вторичного поля второй гармоники исходной высокочастотной волны, которая формируется в сферическом слое вокруг рассеивателя вследствие нелинейного самовзадействия падающей плоской волны ω_1 , второе слагаемое ($P_{\omega_2}^{(2)}$) описывает взаимодействие падающей плоской волны ω_1 с рассеянной сферической ω_1 , и третье слагаемое ($P_{\omega_3}^{(2)}$) соответствует самовзадействию рассеянной сферической волны ω_1 .

Здесь следует отметить, что вторичные поля по вторым гармоникам имеют три волновых составляющих в отличие от разностной и суммарной компонент, имеющих четыре составляющих, что и усиливает влияние каждой составляющей в общем результирующее поле.

Прежде чем перейти к анализу выражения (5), необходимо отметить, что задача рассеяния рассматривается в высокочастотном пределе, так как исходные падающие волны являются высокочастотными.

Составляющая $P_{\omega_1}^{(2)}$, характеризующая нелинейное самовзадействие падающей плоской волны ω_1 в сферическом слое среды области

нелинейного взаимодействия, имеет следующий вид:

$$P_{\omega_1}^{(2)}(r) = C_{\omega} \int_0^d \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 j_l^2(k_1 r') \times P_l^2(\cos \theta) \sin(k_{13} r') \sin(k_{14} r') dr' \quad (6)$$

Учитывая разложение плоской волны по полиномам Лежандра [6], после тригонометрических преобразований выражение (6) приведем к виду:

$$P_{\omega_1}^{(2)}(r) = \frac{3\pi C_{1\omega}}{2 \sin 2\theta} [P_{\omega_{11}}^{(2)} + P_{\omega_{12}}^{(2)} - P_{\omega_{13}}^{(2)} - P_{\omega_{14}}^{(2)}], \quad (7)$$

где $P_{\omega_{11}}^{(2)}(r) = -(\exp(-is_{\omega_{11}}d) - \exp(-is_{\omega_{11}}a))/2is_{\omega_{11}}$, $s_{\omega_{11}} = k_1(\cos \theta - \sin \theta)$.

Выражения для $P_{\omega_{12}}^{(2)}$, $P_{\omega_{13}}^{(2)}$ и $P_{\omega_{14}}^{(2)}$ могут быть получены из выражения для $P_{\omega_{11}}^{(2)}$ после замены $s_{\omega_{11}}$ соответственно на $s_{\omega_{12}}$, $s_{\omega_{13}}$ и $s_{\omega_{14}}$:

$$\begin{aligned} s_{\omega_{12}} &= k_1(\cos \theta + \sin \theta), \\ s_{\omega_{13}} &= k_1(3 \cos \theta - \sin \theta), \\ s_{\omega_{14}} &= k_1(3 \cos \theta + \sin \theta). \end{aligned}$$

Из анализа выражения (7) видно, что индикатриса рассеяния вторичного акустического поля, генерируемого самовзаимодействующей падающей плоской волной ω_1 , в основном определяется выражением $1/(\sin 2\theta s_{\omega_{1n}})$, а экспоненциальные составляющие оказывают незначительное влияние на амплитуду акустического давления.

На рис. 1 представлены индикатрисы рассеяния составляющей $P_{\omega_1}^{(2)}$ для различных расстояний d (f_1 и f_2 — линейные частоты исходных падающих волн). Вид индикатрис рассеяния показывает, что максимумы наблюдаются не только вблизи значений угла $\theta = 0, \pi/2$ и π , обусловленные фактором $1/\sin 2\theta$, но и в направлениях $\theta \approx 45^\circ, 135^\circ$ и $70^\circ, 110^\circ$, которые связаны минимумами выражений $1/s_{\omega_{11}}, 1/s_{\omega_{12}}, 1/s_{\omega_{13}}$ и $1/s_{\omega_{14}}$ соответственно. Из представленных диаграмм видно, что при увеличении протяженности сферического слоя вокруг рассеивателя лепестки индикатрисы рассеяния сужаются.

Для проверки правильности проведенных теоретических расчетов можно проанализировать частный случай, когда радиус рассеивателя, находящегося внутри сферического объема, приравнивается к нулю ($a = 0$). В этом случае из формулы (7) следует соотношение

$$P_{\omega_{1n}}^{(2)}(r)|_{a=0} = \frac{d}{2} \exp(-is_{\omega_{1n}}d) \frac{\sin(s_{\omega_{1n}}d/2)}{(s_{\omega_{1n}}d/2)},$$

которое является выражением для характеристики направленности сферической антенны с непрерывным распределением элементов по ее по-

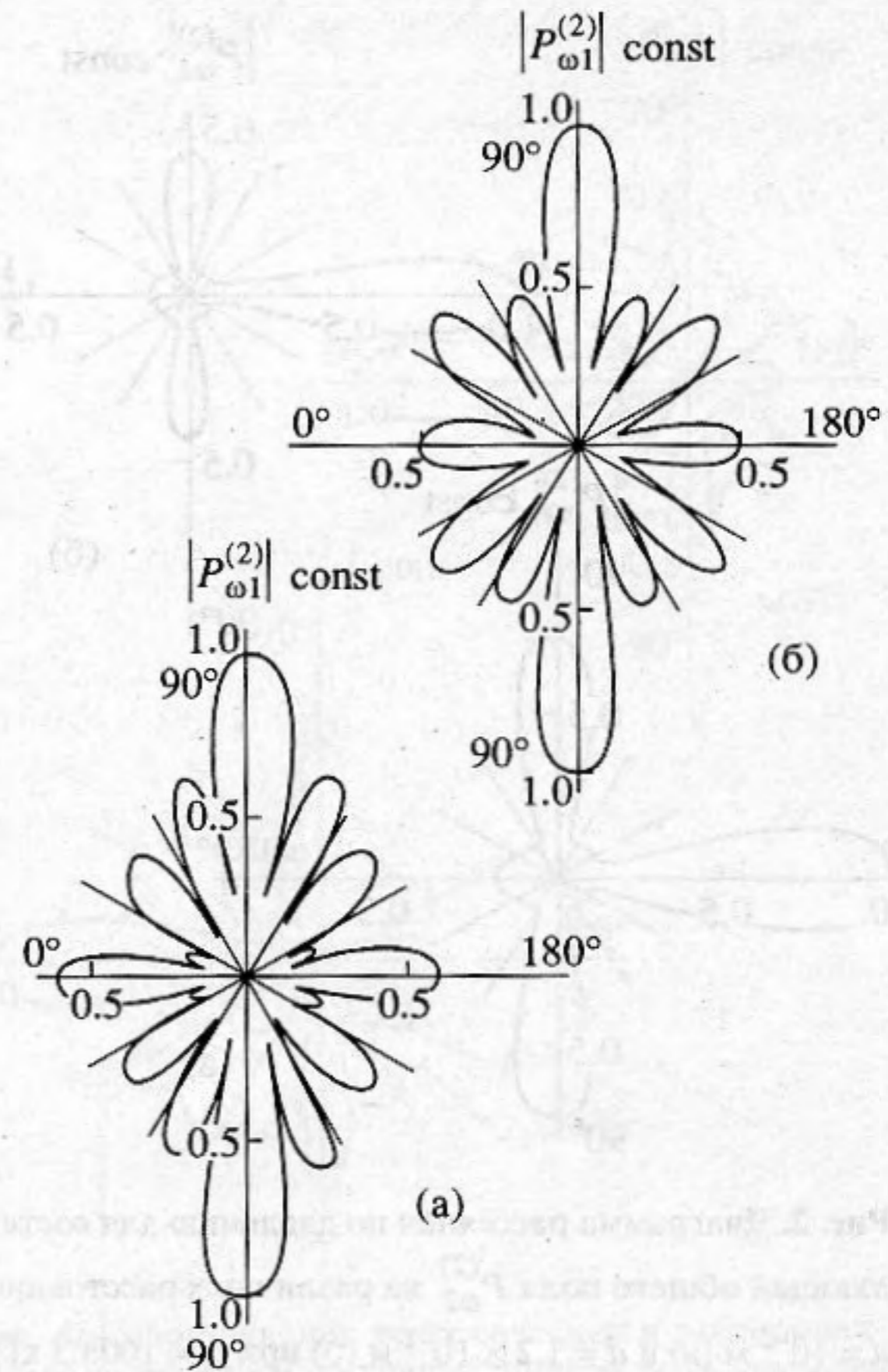


Рис. 1. Диаграмма рассеяния для составляющей общего поля давления на второй гармонике $P_{\omega_1}^{(2)}$ для различных расстояний $d = 10^{-2}$ м (а) и $d = 1.2 \times 10^{-1}$ м (б) при $f_1 = 1008.3$ кГц, $f_2 = 1030$ кГц, $a = 5.5 \times 10^{-3}$ м, $k_{2\omega_1} a = 46.4$.

верхности, с радиусом d и с некоторым амплитудным коэффициентом [7].

Для составляющей $P_{\omega_2}^{(2)}$ поля второй гармоники $2\omega_1$, характеризующей нелинейное взаимодействие между плоской падающей волной и рассеянной сферической, имеет место выражение:

$$P_{\omega_2}^{(2)}(r) = C_{\omega} \int_0^d \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=l}^{\infty} (2l+1) j_l(k_1 r') P_l(\cos \theta) \times A_m^{(1)}(-i) D_m^{(1)} P_m(\cos \theta) \exp(-i\phi_m^{(1)}) \times \sin(k_{13} r') \sin(k_{14} r') dr' \quad (8)$$

После интегрирования выражение (8) примет вид:

$$P_{\omega_2}^{(2)}(r) = \frac{3\pi C_{1\omega} A_0^{(1)}}{2k_1 \sin 2\theta \sqrt{2 - 2 \cos \theta}} \times [P_{\omega_{21}}^{(2)} + P_{\omega_{22}}^{(2)} - P_{\omega_{23}}^{(2)} - P_{\omega_{24}}^{(2)}], \quad (9)$$

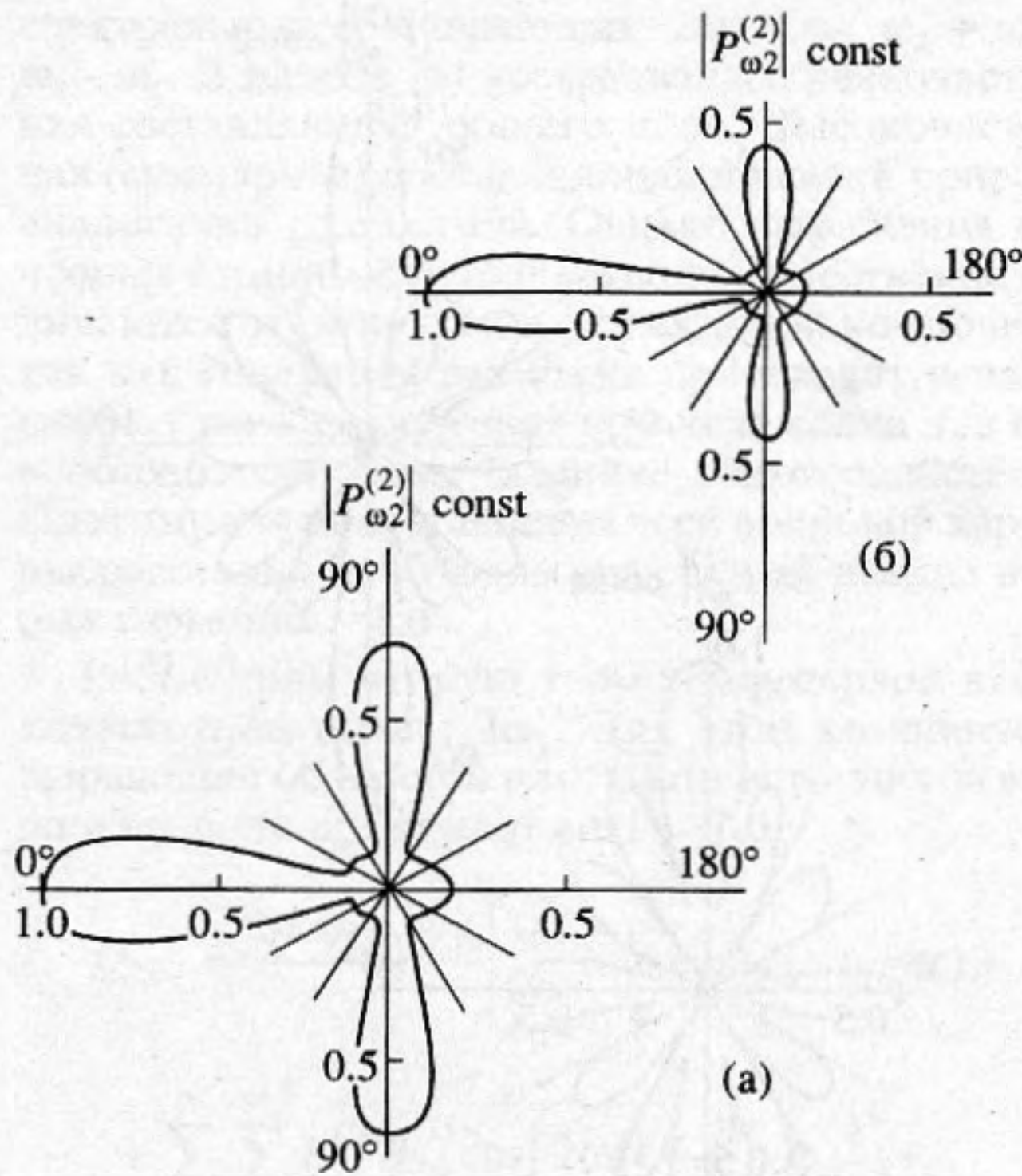


Рис. 2. Диаграмма рассеяния по давлению для составляющей общего поля $P_{\omega_2}^{(2)}$ на различных расстояниях $d = 10^{-2}$ м (а) и $d = 1.2 \times 10^{-1}$ м (б) при $f_1 = 1008.3$ кГц, $f_2 = 1030$ кГц, $a = 5.5 \times 10^{-3}$ м, $k_{2\omega_1} a = 46.4$.

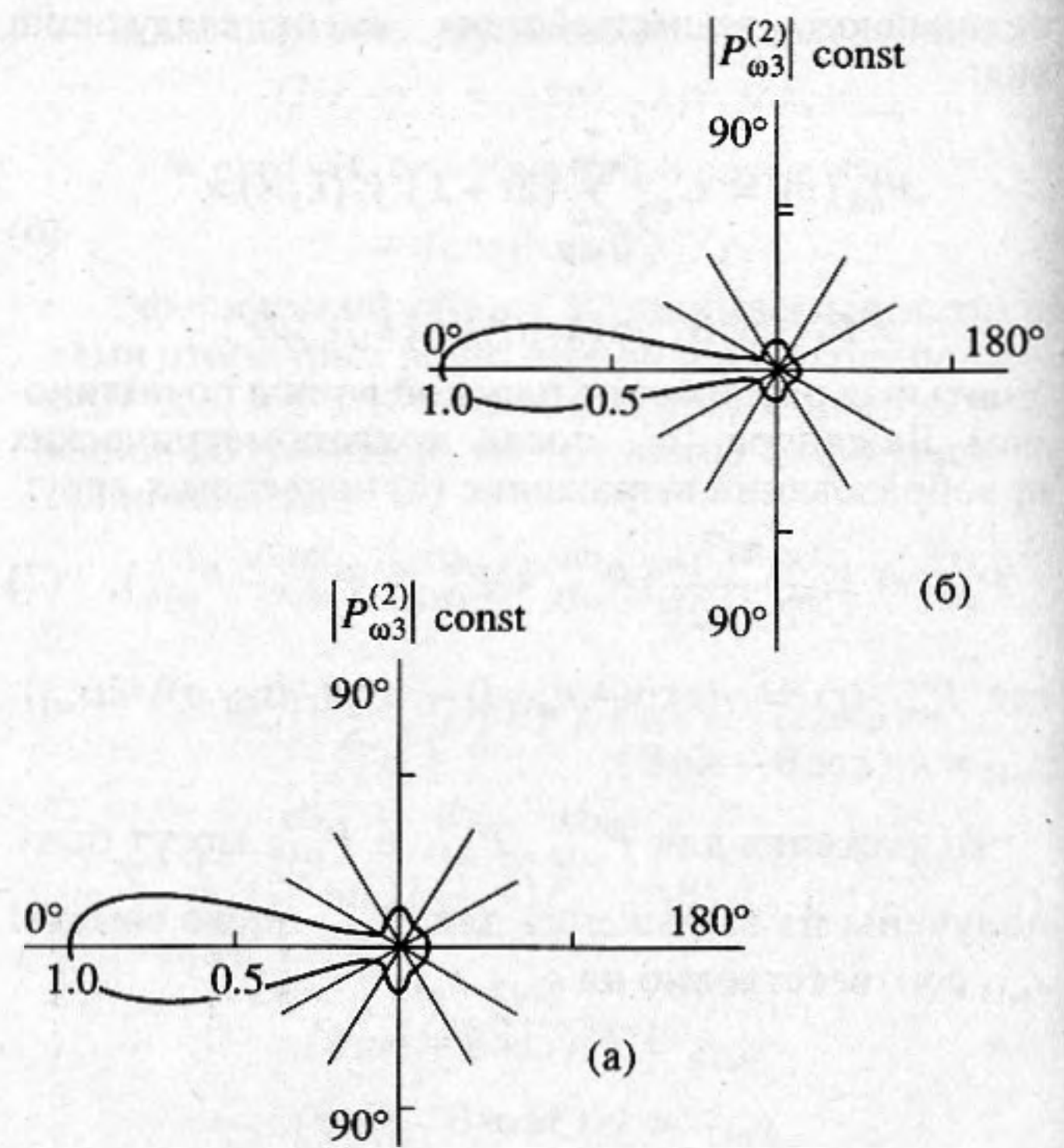


Рис. 3. Диаграмма рассеяния по давлению для составляющей общего поля $P_{\omega_3}^{(2)}$ на различных расстояниях $d = 10^{-2}$ м (а) и $d = 1.2 \times 10^{-1}$ м (б) при $f_1 = 1008.3$ кГц, $f_2 = 1030$ кГц, $a = 5.5 \times 10^{-3}$ м, $k_{2\omega_1} a = 46.4$.

где

$$P_{\omega_{2n}}^{(2)} = \text{Ei}(-is_{\omega_{2n}}d) - \text{Ei}(-is_{\omega_{2n}}a),$$

$$n = 1, 2, 3, 4,$$

$$s_{\omega_{21}} = k_1(1 + 2\cos\theta - \sin\theta),$$

$$s_{\omega_{22}} = k_1(1 + \sin\theta),$$

$$s_{\omega_{23}} = k_1(1 - \sin\theta),$$

$$s_{\omega_{24}} = k_1(1 + 2\cos\theta + \sin\theta),$$

$\text{Ei}(x)$ – интегральная показательная функция.

Выражение (9) в отличие от выражения (7) имеет в знаменателе дополнительный член, значение которого при $\theta = 0^\circ$ приближается к нулю. Поэтому вблизи этого угла наблюдается дополнительное усиление рассеяния в обратном направлении. На рис. 2 представлены диаграммы направленности второй гармоники для составляющей $P_{\omega_2}^{(2)}$. На этих диаграммах дополнительные максимумы между значениями угла $\theta = 0, \pi/2$ отсутствуют, что связано с поведением экспоненциальной интегральной функции. Здесь также с удалением от рассеивателя лепестки индикатрисы рассеяния сужаются. В направлении $\theta = \pi/2$ рассеяние начинает уменьшаться, а при $\theta = \pi$, т.е. в прямом направлении, рассеяние почти отсутствует.

Для третьей составляющей вторичного поля $P_{\omega_3}^{(2)}$, соответствующей самовзаимодействию рассеянной сферической волны ω_1 , имеем следующее выражение:

$$P_{\omega_3}^{(2)}(r) = -C_{\omega} \int \sum_{a=0}^{\infty} A_m^{(1)^2} D_m^{(1)^2} \times$$

$$\times P_m^2(\cos\theta) \exp(-2i\varphi_m^{(1)}) \sin(k_{13}r') \sin(k_{14}r') dr' =$$

$$= -\frac{3\pi C_{1\omega} A_0^{(1)^2}}{4k_1^2 \sin 2\theta (2 - 2\cos\theta)} \times$$

$$\times [P_{\omega_{31}}^{(2)} + P_{\omega_{32}}^{(2)} - P_{\omega_{33}}^{(2)} - P_{\omega_{34}}^{(2)}],$$

где

$$P_{\omega_{3n}}^{(2)} = [-\exp(-is_{\omega_{3n}}d)/d - is_{\omega_{3n}} \text{Ei}(-is_{\omega_{3n}}d)] -$$

$$- [-\exp(-is_{\omega_{3n}}a)/a - is_{\omega_{3n}} \text{Ei}(-is_{\omega_{3n}}a)],$$

$$n = 1, 2, 3, 4,$$

$$s_{\omega_{31}} = k_1(2 - \sin\theta + \cos\theta),$$

$$s_{\omega_{32}} = k_1(2 + \sin\theta - \cos\theta),$$

$$s_{\omega_{33}} = k_1(2 - \sin\theta - \cos\theta),$$

$$s_{\omega_{34}} = k_1(2 + \sin\theta + \cos\theta).$$

Сравнивая выражение (10) с предыдущими, можно заметить, что в обратном направлении ($\theta = 0^\circ$) знаменатель очень резко приближается к нулю из-за увеличения степени в знаменателе и тем самым остальные максимумы в направлениях углов $\theta = \pi/2$ и π становятся относительно незначительными, что иллюстрируется на рис. 3, где приведены диаграммы рассеяния третьей составляющей $P_{\omega_3}^{(2)}$.

На рис. 4 приведены сопоставленные теоретические и экспериментальные индикатрисы рассеяния суммарного поля $P_{2\omega_1}^{(2)}$ второй гармоники $2\omega_1$ (эксперименты проводились в воде для сплошной стальной сферы с диаметром 11 мм). Из сравнения экспериментальных индикатрис с расчетными видно, что наряду с хорошим совпадением в целом наблюдается некоторое различие в уровнях промежуточных лепестков, что связано в основном с неравномерным вкладом пространственных составляющих $P_{\omega_1}^{(2)}$, $P_{\omega_2}^{(2)}$, $P_{\omega_3}^{(2)}$ в общее поле второй гармоники из-за импульсного режима проведения измерений, когда пространственная длительность взаимодействия встречных волн, определяемая длительностью импульса, очень сильно сокращается и тем самым вклад второй составляющей $P_{\omega_2}^{(2)}$ в суммарное поле давления уменьшается.

Анализируя полученные результаты, следует отметить, что вклад каждой пространственной составляющей в общее поле второй гармоники по разным углам диаграммы рассеяния является разным. Первая составляющая $P_{\omega_1}^{(2)}$ не содержит в явном виде информацию о рассеивателе (только через радиус сферы, являющимся нижним пределом интегрирования сферического объема), и преобладающим является рассеяние в направлении $\theta = \pi/2$. Вторая составляющая $P_{\omega_2}^{(2)}$ имеет максимум при $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0^\circ$, что связано с появлением рассеянной волны в исходном наборе взаимодействующих волн (необходимо подчеркнуть, что при экспериментальных исследованиях влиянием этой составляющей можно пренебречь из-за относительно короткой длительности импульса).

И наконец, третья составляющая $P_{\omega_3}^{(2)}$, которая определяет рассеяние в обратном направлении. С увеличением волнового размера рассеивателя индикатриса рассеяния второй гармоники почти не меняется по той причине, что она находится в области геометрического рассеяния ($k_{2\omega_1} a \approx 45$), а увеличение радиуса сферического объема вокруг рассеивателя приводит, как и следовало ожидать,

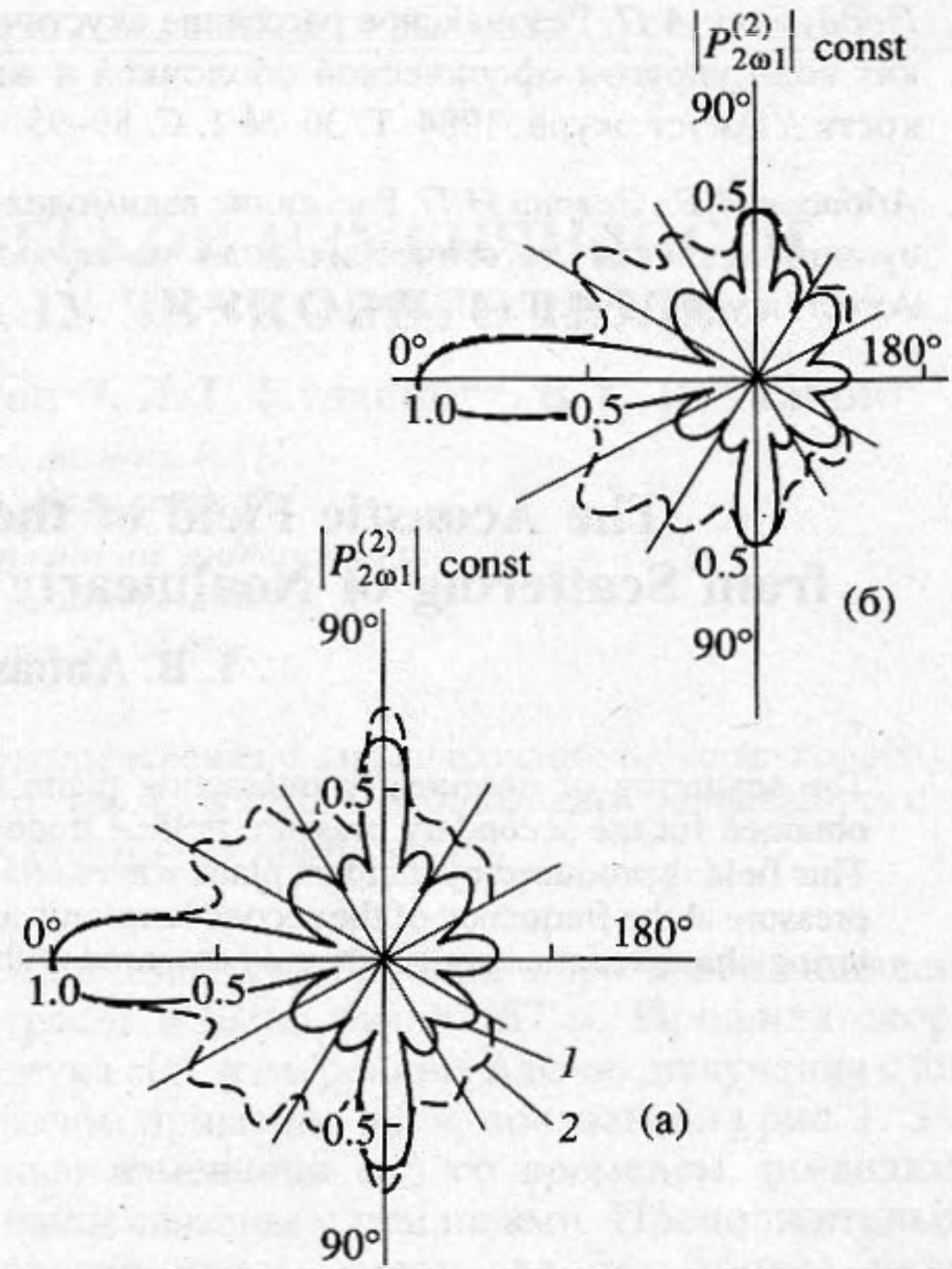


Рис. 4. Сопоставление теоретических и экспериментальных диаграмм рассеяния общего поля давления на второй гармонике $2\omega_1$ при: а) $f_1 = 1008.3$ кГц, $f_2 = 1030$ кГц, $a = 5.5 \times 10^{-3}$ м, $d = 1.2 \times 10^{-1}$ м, $k_{2\omega_1} a = 46.4$; б) $f_1 = 943.2$ кГц, $f_2 = 1030$ кГц, $a = 55$ м, $d = 2 \times 10^{-1}$ м, $k_{2\omega_1} a = 43.4$; 1 – теоретическое $P_{2\omega_1}^{(2)}$, 2 – экспериментальное $P_{2\omega_1}^{(2)}$.

к сужению диаграммы рассеяния из-за увеличения размеров переизлучающего объема вокруг рассеивателя.

Аналогичные исследования можно провести и для второй гармоники второй высокочастотной волны $2\omega_2$. Для этого достаточно поменять ω_1, k_1 на соответственно ω_2, k_2 . Имея информацию о рассеивателе не только по вторым гармоникам, но и по разностной и суммарной частотам, можно получать более общую картину происходящих волновых процессов при рассеянии нелинейно-взаимодействующих плоских волн на сферических рассеивателях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Piquette J.C., Buren A.L. Nonlinear scattering of acoustic waves by vibrating surfaces // J. Acoust. Soc. Amer. 1984. V. 76. № 3. P. 880–889.
2. Лямшев Л.М., Саков П.В. Нелинейное взаимодействие плоской и сферической волн // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 3. С. 485–490.

3. Поддубняк А.П. Резонансное рассеяние акустических волн упругой сферической оболочкой в жидкости // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 1. С. 89–95.
4. Аббасов И.Б., Заграй Н.П. Рассеяние взаимодействующих плоских акустических волн на сфере // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 535–541.
5. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
6. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Мир, 1979. 832 с.
7. Зарайский В.А., Тюрин А.М. Теория гидролокации. Л.: Тип. ВМА, 1975. 603 с.

The Acoustic Field of the Second Harmonics Originated from Scattering of Nonlinearly Interacting Plane Waves at a Sphere

I. B. Abbasov and N. P. Zagrai

The scattering of nonlinearly interacting plane acoustic waves is considered. An analytical expression is obtained for the secondary pressure field at frequencies of the second harmonics of initial interacting waves. This field is produced by incident plane waves and scattered spherical waves. Components of the total scattered pressure at the frequency of the second harmonic are theoretically analyzed. Experimental data on angular scattering characteristics are given and compared with calculated patterns.