

УДК 534.222.1

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ИЗ ОБЛАСТИ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ  
ДВУХ ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ***В. А. Зверев, А. И. Калачев*

Теоретически и экспериментально показано наличие рассеянного излучения комбинационных частот из ограниченной области пересечения под любыми углами двух хорошо коллимированных звуковых пучков, распространяющихся в жидкости. Вычислена амплитуда давления и угловая зависимость рассеянного излучения в плоскости первичных пучков для случая, когда область пересечения пучков имеет форму прямоугольного параллелепипеда. Физика явления пояснена с помощью картины муара.

Вопрос об излучении звука комбинационных частот из области пересечения двух хорошо коллимированных звуковых пучков различных частот, или рассеяние звука на звуке, уже давно обсуждается в литературе. При этом встречаются противоречивые теоретические и экспериментальные результаты. О некоторых из них кратко упомянуто в работе [1]. В нашей работе [2] приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований рассеяния звука звуком в жидкости при наложении параллельных пучков, распространяющихся в одном направлении. В настоящей работе рассматривается более общий случай рассеяния звука звуком — при пересечении пучков в ограниченной области под произвольным углом  $\theta$ .

Коллимированным пучком мы будем называть пучок, имеющий в некоторой области конечные поперечные размеры, определяемые расстоянием от оси пучка, на котором амплитуда поля значительно убывает. Как будет показано ниже, для получения рассеянного излучения идеальной коллимации пучка не требуется. Поле пучка, созданного плоским поршневым излучателем, при достаточно большом отношении его размеров к длине излучаемой им волны в зоне геометрической акустики является примером коллимированного пучка. Поле такого пучка в центральной его части, имеющей поперечный размер, много больший размера, на котором поле значительно убывает, приближенно может быть описано плоской волной.

Рассмотрим следующую задачу. Два коллимированных звуковых пучка с различными частотами колебаний  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , созданных плоскими поршневыми излучателями, пересекаются в недиссипативной жидкой среде под произвольным углом  $\theta$ . Требуется найти поле комбинационных частот  $\omega_1 \pm \omega_2$ , обусловленное взаимодействием пучков, вне области их пересечения.

В литературе принято [3, 4] определять явление рассеяния звука на звуке по наличию волн комбинационных частот, наблюдаемых вне области пересечения звуковых пучков. Для возможности осуществления такого наблюдения размер области пересечения должен быть ограниченным. Ограничение области взаимодействия и отделение рассеянных сигналов от первичных практически можно осуществить не только вследствие наличия поглощения первичных волн в среде, но также и путем введения специальных границ, фильтров, при взаимодействии в волноводах и так далее.

Покажем, что из системы нелинейных уравнений движения, непрерывности и состояния жидкости или газа, решаемых с точностью до величин



второго порядка малости, следует наличие рассеянного излучения из ограниченной области пересечения двух коллимированных пучков, пересекающихся под любым углом  $\theta$ . Эта система уравнений для недиссипативной среды может быть сведена к одному неоднородному волновому уравнению, которое приведено в работе [2] (уравнение (1)) с точностью до квадратичных нелинейных членов с учетом того, что  $\operatorname{rot} v = 0$ . В этой же работе приведено решение неоднородного волнового уравнения для вторичного поля в виде запаздывающего потенциала (выражение (2)). В настоящей работе для нахождения рассеянного звука применен тот же метод.

Будем предполагать, что в области взаимодействия оба пучка приближенно могут быть описаны плоскими волнами, волновые векторы которых лежат в плоскости  $xy$ . Тогда, применив метод последовательных приближений, из исходного уравнения (1) работы [2] мы получим следующее неоднородное волновое уравнение 2-го приближения для давления  $p''$ :

$$\Delta p'' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p''}{\partial t^2} = -\rho_0 \left[ \frac{\partial^2 v_x'^2}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial v_x'}{\partial x} \frac{\partial v_y'}{\partial y} + \frac{\partial^2 v_y'^2}{\partial y^2} + 2v_x' \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y^2} + 2v_y' \frac{\partial^2 v_y'}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial v_x'}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_y'}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{1}{2c_0^2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\text{oss}} \frac{\partial^2 \rho'^2}{\partial t^2} = -4\pi q. \quad (1)$$

Компоненты скорости смещения частиц  $v_x'$ ,  $v_y'$ , а также избыточная плотность  $\rho'$  являются величинами 1-го порядка малости и находятся из решения системы уравнений гидродинамики и состояния 1-го приближения. Функция  $q$  есть плотность источников. Направив ось  $x$  вдоль пучка с более высокой частотой колебаний и обозначив величины, характеризующие звуковое поле — давление, плотность и так далее этого пучка с индексом 1, а те же величины другого пучка с индексом 2, из решения системы линейных уравнений гидродинамики и состояния мы получим следующие выражения для величин 1-го порядка  $p'$ ,  $\rho'$ ,  $v_x'$ ,  $v_y'$  в области взаимодействия двух пересекающихся под углом  $\theta$  пучков:

$$p' = p_1' + p_2' = p_1 \cos \psi_1 + p_2 \cos \psi_2, \quad \rho' = \rho_1' + \rho_2' = \frac{p_1}{c_0^2} \cos \psi_1 + \frac{p_2}{c_0^2} \cos \psi_2, \quad (2)$$

$$v_x' = v_{1x}' + v_{2x}' = \frac{p_1}{\rho_0 c_0} \cos \psi_1 + \frac{p_2 \cos \theta}{\rho_0 c_0} \cos \psi_2, \quad v_y' = v_{2y}' = \frac{p_2 \sin \theta}{\rho_0 c_0} \cos \psi_2,$$

где  $p_1, p_2$  — амплитуды давления в исходных волнах,  $\psi_1 = \omega_1 t - k_1 x$ ,

$$\psi_2 = \omega_2 t - k_2 x \cos \theta - k_2 y \sin \theta, \quad k_1 = \frac{\omega_1}{c_0} = \frac{2\pi f_1}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_1}$$

$$k_2 = \frac{\omega_2}{c_0} = \frac{2\pi f_2}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_2}.$$

Подставим выражения (2) в правую часть уравнения (1) и учтем только члены, характеризующие взаимодействие, т. е. члены с комбинационными частотами  $\omega_1 \pm \omega_2$ . После тригонометрических преобразований получим следующее выражение для плотности источников рассеянных сигналов:

$$q_{\pm} = -\frac{q_{\pm}(\theta)}{4\pi} \cos [(\omega_1 \pm \omega_2)t - (k_1 \pm k_2 \cos \theta)x \mp k_2 y \sin \theta], \quad (3)$$

где  $q_{\pm}(\theta) = \frac{p_1 p_2}{2\rho_0 c_0^4} \left[ (\omega_1^2 + \omega_2^2) \left( 2 \cos \theta + \frac{B}{A} \right) \pm 2\omega_1 \omega_2 \left( 1 + \cos^2 \theta + \frac{B}{A} \right) \right]$

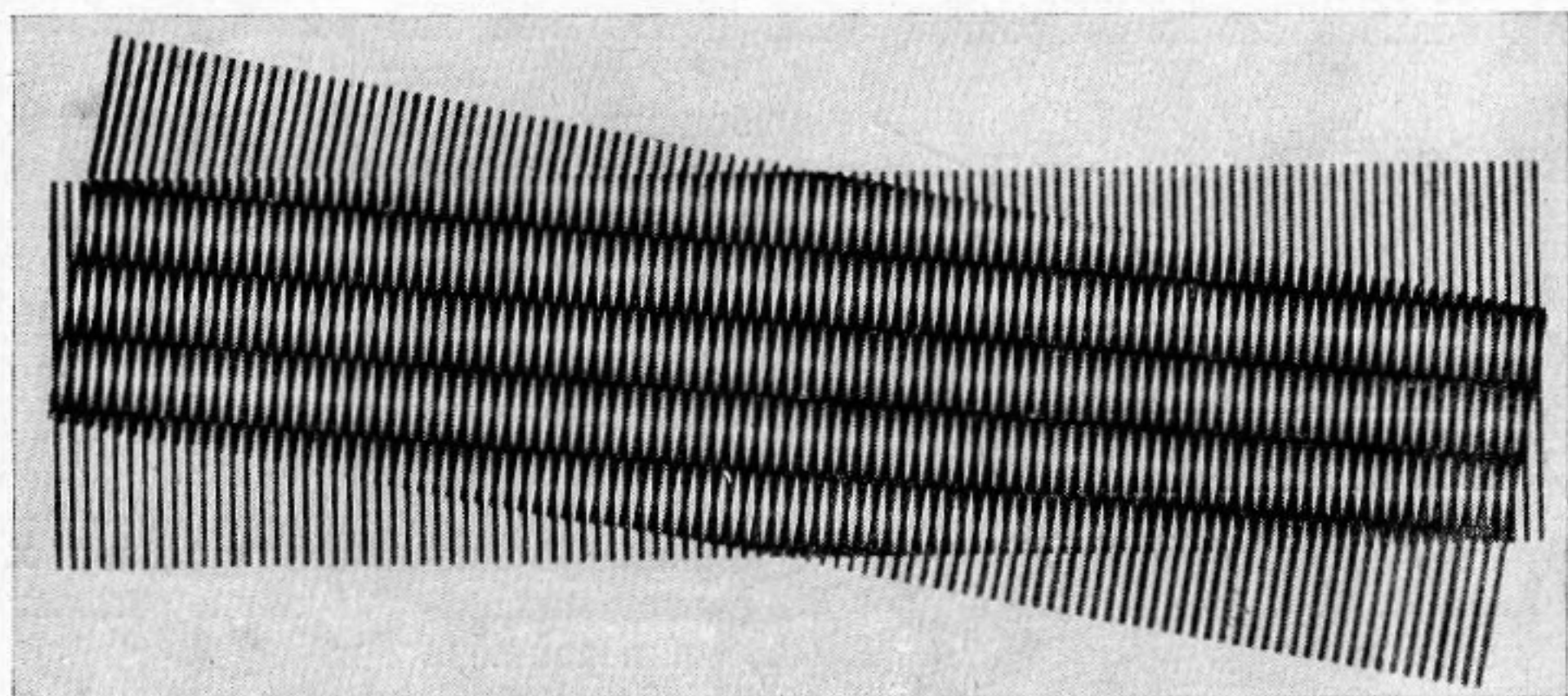
$$\frac{B}{A} = \frac{\rho_0}{c_0^2} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_{\text{oss}}$$



В этих и нижеследующих выражениях с двойными знаками  $\pm$  верхний знак относится к выражениям для суммарной частоты, а нижний — для разностной.

Прежде чем провести расчет рассеянного поля, поясним физическую картину явления. Рассеянное излучение в произвольной точке пространства является суммой излучений от источников вторичных волн, непрерывно распределенных по области взаимодействия. Если взаимодействующие волны плоские, то и источники являются плоскими волнами (см. выражение (3)).

Вначале рассмотрим взаимодействие волн с близкими частотами  $\omega_1 \approx \omega_2 = \omega$  ( $\lambda_1 \approx \lambda_2 = \lambda$ ). В этом случае наглядное представление о распределении источников рассеянных волн можно получить с помощью



Фиг. 1

картины муара, возникающей при наложении под некоторым углом  $\theta$  двух диффракционных решеток с близкими периодами. Пересечение двух таких решеток, каждая из которых соответствует плоской волне, представлено на фиг. 1. В общей области пересечения видны параллельные черные и белые муаровые полосы. Положение муаровых полос определяет распределение фаз источников рассеянных волн разностной частоты, имеющих в данном случае бóльшую, чем исходные, длину волны  $\lambda_q = \lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 2\lambda_1 \lambda_2 \cos \theta)^{-1/2}$  и скорость  $c = c_0 \lambda_q (\lambda_2 - \lambda_1) (\lambda_1 \lambda_2)^{-1}$  при  $\theta \neq 0$  отличную от скорости звука  $c_0$ . Длина волны  $\lambda_q$  равна расстоянию между соседними темными полосами муара.

Фаза источников на расстоянии  $\lambda_q / 2$  изменяется на  $\pi$ . Участки области, на которые ее разбивают плоскости равной фазы, отделяющие источники, имеющие противоположные фазы, аналогичны зонам Френеля. Границы зон оказываются здесь равноотстоящими друг от друга плоскостями. Условие, что область взаимодействия пересекает много таких плоскостей означает, что излучение будет иметь такой же характер, как излучение протяженного источника в области геометрической тени при малых значениях волнового параметра.

Изложенных соображений достаточно для описания зависимости уровня рассеянного излучения разностной частоты от угла пересечения пучков, имеющих поперечные размеры  $a$ . Начнем с пересечения под малыми углами. При угле  $\theta < \lambda / 2a$  область, где пересекаются и взаимодействуют пучки, укладывается в одной зоне ( $a < \lambda_q / 2$ ), источники рассеянных волн имеют фазы, отличающиеся менее, чем на  $\pi$  и наблюдается максимальное рассеяние приблизительно такого же уровня, как и при нулевом угле. При увеличении угла  $\theta$  уменьшается расстояние между зонами и число зон, находящихся внутри области взаимодействия пучков возрастает линейно с углом  $\theta$ . В связи с этим объем одной зоны уменьшается. Пока геометри-

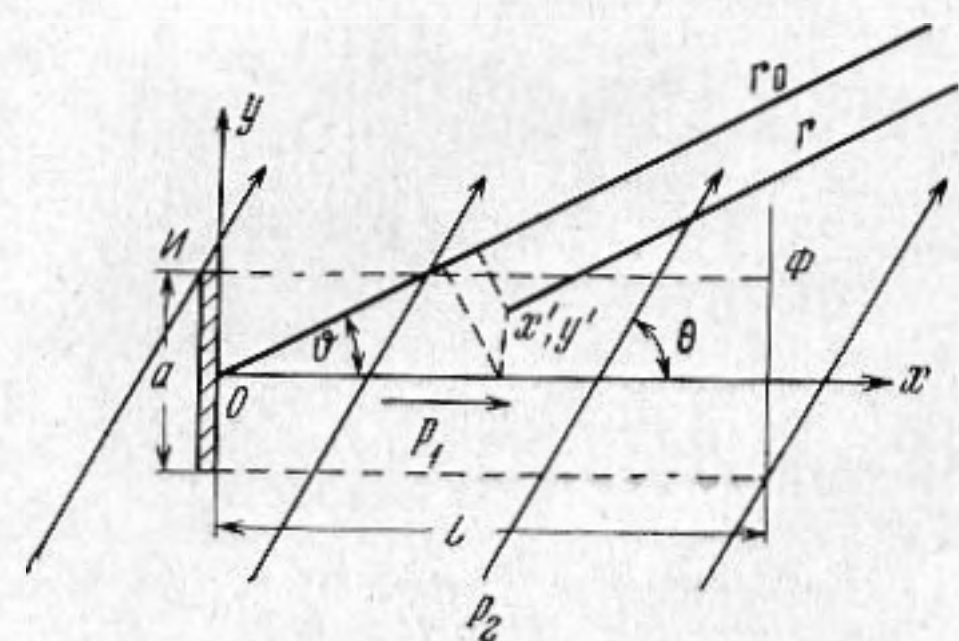


ческие границы пучка остаются еще четкими по сравнению с размерами одной зоны, то изменение уровня рассеянного излучения может иметь осциллирующий характер, но во всяком случае этот уровень не превышает уровня излучения одной зоны максимальной длины. Далее размер зоны уменьшается настолько, что границы пучка уже нельзя считать четкими. Тогда убывание рассеянного поля с увеличением угла  $\theta$  начнет происходить плавно, без осцилляций, и гораздо быстрее. При этом становится не так уже существенным характер спада поля пучка, так как в любом случае интенсивность рассеянного поля при больших  $\theta$  весьма мала и быстро убывает с ростом угла  $\theta$ . Мы приходим тогда к задаче о количестве света в зоне геометрической тени при малых значениях волнового параметра.

В другом крайнем случае, когда  $\omega_1 \gg \omega_2$ , для любых углов пересечения  $\theta$  направление линий равной фазы источников как разностной, так

и суммарной частоты близко к направлению этих линий при  $\theta = 0$ , а скорости источников близки к скорости звука  $c_0$ . При  $\lambda_2 \gg a, L$  для любых  $\theta$  излучение источников будет в фазе в направлении, практически совпадающем с направлением распространения высокочастотного пучка (см. далее выражения (5), (7)). Взаимодействие волн будет сильным и рассеянное излучение суммарных и разностных частот легко может быть измерено.

В общем случае произвольных  $a, \lambda_1, \lambda_2, \theta$ , когда заранее трудно пред-



Фиг. 2

сказать результат расчета рассеянного излучения, задачу можно решить до конца, зная форму области взаимодействия и выражение для плотности источников  $q$ . Рассчитаем рассеянное излучение для случая, когда форма области пересечения имеет вид прямоугольного параллелепипеда, а плотность источников выражается формулой (3). Такие условия приближенно можно осуществить следующим образом. Пусть один из взаимодействующих пучков с более высокой частотой колебаний  $\omega_1$  создается плоским прямоугольным поршневым излучателем площадью  $a \times b$  и является коллимированным. Ограничим длину этого пучка в области хорошей коллимации с помощью прозрачного для рассеянного сигнала акустического фильтра, расположенного на расстоянии  $L$  от излучателя. Такой фильтр так же может выполнять и роль поглотителя первичных колебаний. Пусть второй пучок с частотой колебаний  $\omega_2$  является достаточно широким, таким, что при любых углах пересечения  $\theta$  он полностью перекрывает ограниченный объем, занятый первым пучком между излучателем и фильтром. Таким образом, форма области пересечения будет определяться областью, занятой первым пучком между излучателем и фильтром и при малой размытости границ ее приближенно можно считать имеющей вид прямоугольного параллелепипеда с размерами  $a, b, L$ .

Плоскость, в которой находятся оба пучка, совместим с плоскостью  $xu$  прямоугольной системы координат, направив ось  $x$  вдоль пучка с частотой  $\omega_1$ . На фиг. 2 изображена проекция области пересечения пучков на плоскость  $xu$ . Границы области пересечения пучков по оси  $y$ , определяемые размером прямоугольного излучателя  $a$ , отмечены пунктиром. Буквой  $\Phi$  обозначен акустический фильтр, прозрачный для рассеянных сигналов и непрозрачный для первого или обоих первичных сигналов. Таким образом мы будем считать, что область пересечения пучков по осям  $x, y$  и  $z$

заклучена в пределах  $0 \leq x \leq L, -\frac{a}{2} \leq y \leq +\frac{a}{2}, -\frac{b}{2} \leq z \leq +\frac{b}{2}$



Для упрощения вычислений ограничимся нахождением рассеянного поля в плоскости  $xy$ . Угол наблюдения  $\vartheta$  есть угол между осью  $x$  и направлением на точку наблюдения,  $r_0 = \sqrt{x^2 + y^2}$  есть расстояние между точкой наблюдения и началом координат,  $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$  есть расстояние между точкой наблюдения и произвольной точкой области пересечения пучков с координатами  $x'$ ,  $y'$ . Для точки наблюдения, расположенной далеко от рассеивающего объема, можно приближенно положить  $r \simeq r_0 - x' \cos \vartheta - y' \sin \vartheta$ .

Аналитическое выражение для давления в рассеянном поле получается по формуле для запаздывающего потенциала:

$$p_{\pm}''(x, y, t) = -\frac{q_{\pm}(\theta)}{4\pi} \int_0^L \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{1}{r} \cos\left[(\omega_1 \pm \omega_2)\left(t - \frac{r}{c_0}\right) - (k_1 \pm k_2 \cos \theta)x' \mp k_2 y' \sin \theta\right] dx' dy' dz'. \quad (4)$$

Подставим в формулу (4) приведенное выше выражение для  $r$  и выполним интегрирование с учетом того, что на больших расстояниях от рассеивающего объема амплитудный множитель  $1/r$  можно положить равным  $1/r_0$ . После такой подстановки и интегрирования из формулы (4) найдем

$$p_{\pm}''(x, y, t) = -p_{\pm}(\theta, \vartheta) \cos\left[(\omega_1 \pm \omega_2)\left(t - \frac{r_0}{c_0}\right) + \delta_{\pm}\right],$$

где

$$p_{\pm}(\theta, \vartheta) = \frac{q_{\pm}(\theta) abL \sin \delta_{\pm} \sin \beta_{\pm}}{4\pi r_0 \delta_{\pm} \beta_{\pm}}, \quad (5)$$

$$\delta_{\pm} = \frac{1}{2} L (k_1 \pm k_2) \cos \vartheta - (k_1 \pm k_2 \cos \theta),$$

$$\beta_{\pm} = \frac{1}{2} a [(k_1 \pm k_2) \sin \vartheta \mp k_2 \sin \theta].$$

Выражение (5) для  $p_{\pm}(\theta, \vartheta)$  представляет собой амплитуду давления в рассеянном излучении, а функция

$$F(\theta, \vartheta) = \frac{p_{\pm}(\theta, \vartheta)}{p_{\pm}(0, 0)} = \frac{q_{\pm}(\theta) \sin \delta_{\pm} \sin \beta_{\pm}}{q_{\pm}(0) \delta_{\pm} \beta_{\pm}} \quad (6)$$

его угловую зависимость. Выражения (5) и (6) решают в указанных выше приближениях задачу об интенсивности и направленности излучения комбинационных частот из ограниченной области пересечения звуковых пучков. Полученные результаты справедливы как в общем случае произвольных углов  $\theta \neq 0$ , так и в частном случае взаимодействия параллельных пучков одного направления распространения, который был рассмотрен нами в работе [2]. На сходство и различие этих результатов с результатами работы [5] указано в работе [1]. Из выражения (5) видно, что значение амплитуды давления рассеянного сигнала при  $\theta = 0$  в максимуме (при  $\vartheta = 0$ ) будет максимальным по сравнению со случаями других углов  $\theta$ . Полученные выше результаты справедливы также для идеального газа при замене  $\frac{B}{A} = \gamma - 1$ , где  $\gamma = C_p/C_v$  — отношение теплоемкостей при

постоянном давлении и объеме.

Анализ выражения (5) показывает, что в случае высоких и близких частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , когда на поперечных размерах области пересечения пучков



$a, L$  укладывается много длин волн исходных колебаний  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ,  $p_{\pm}(\theta, \vartheta)$  резко убывает с ростом угла  $\theta$ . В то же время, например, для разностной частоты при малых углах  $\theta < \lambda/2a$  амплитуда  $p_{-}(\theta, \vartheta)$  будет близка к величине, которая имеет место при распространении пучков в одном направлении  $\theta = 0$ . Это полностью согласуется с выводами, следующими из рассмотрения физики явления и, следовательно, для получения измеримых на практике уровней рассеянного звука необходимо, чтобы пучки в этом случае пересекались под достаточно малым углом  $\theta$ .

В случае  $\omega_1 \gg \omega_2$  для величин, входящих в выражение (5), можно получить приближенно

$$q_{\pm}(\theta) \simeq \frac{\left(2 \cos \theta + \frac{B}{A}\right) \omega_1^2 p_1 p_2}{2 \rho_0 c_0^4},$$

$$\delta_{\pm} = \pi \left[ \frac{L}{\lambda_1} (\cos \vartheta - 1) \pm \frac{L}{\lambda_2} (\cos \vartheta - \cos \theta) \right],$$

$$\beta_{\pm} \simeq \pi \left( \frac{a}{\lambda_1} \sin \vartheta \mp \frac{a}{\lambda_2} \sin \theta \right). \quad (7)$$

Из выражений (5) и (7) можно заключить, что при  $\lambda_2 \gg a, L$  и любом угле  $\theta$  рассеянное поле максимально под углом  $\vartheta = 0$ , т. е. в направлении распространения 1-го пучка. Амплитуда давления в рассеянном поле комбинационных частот при этом будет равна  $p_{\pm}(\theta, 0) \simeq$

$$\frac{\left(2 \cos \theta + \frac{B}{A}\right) \omega_1^2 p_1 p_2 a b L}{8 \pi \rho_0 c_0^4}$$

и близка к амплитуде давления при  $\theta = 0$ .

Нами были проведены эксперименты по обнаружению рассеянного излучения при неравных нулю углах пересечения пучков  $\theta$ . В соответствии с вышеизложенным были выбраны два частных значения углов  $\theta$ , равных  $5^\circ$  (для высоких и сравнимых частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) и  $90^\circ$  для случая  $\omega_1 \gg \omega_2$ . Постановка эксперимента и результаты измерения угловой зависимости рассеянного звука в случае  $\theta = 5^\circ$  изложены нами в работе [1]. Отметим, что существование рассеянного излучения при взаимодействии акустических сигналов сильно отличающихся частот  $\omega_1 \gg \omega_2$  под углом  $\theta = 90^\circ$  следует уже из работы [6], в которой были выполнены количественные измерения эффекта фазовой модуляции высокочастотного сигнала низкочастотным. Очевидно, что сигналы комбинационных частот, являющиеся компонентами высокочастотного фазово-модулированного колебания, могут быть обнаружены не только в области пересечения первичных сигналов, но и вне ее, где отсутствует низкочастотный сигнал, который может быть задержан акустическим фильтром. Для подтверждения этого факта нами был поставлен опыт, аналогичный опыту, описанному в работе [6], но отличающийся от последнего тем, что в нем производилось отделение рассеянных сигналов комбинационных частот  $\omega_1 \pm \omega_2$  от сигнала низкой частоты  $\omega_2$ .

Установка имела две отдельные ванночки с водой, сделанных из жести толщиной 0,8 мм и соединенных медной трубкой диаметра 8 мм, толщиной стенок 1 мм и длиной 40 см. В первой ванночке размером  $35 \times 35 \times 20$  см<sup>3</sup> располагались два акустических излучателя под углом  $90^\circ$  друг к другу, которые возбуждались на частотах  $f_1 = 5000$  и  $f_2 = 4,5$  кГц. В этой ванночке происходило взаимодействие первичных сигналов. Для такой ванночки с податливыми стенками частота 4,5 кГц была ниже критической, так что в ней существовала только экспоненциально затухающая низкочастотная волна (как и в работе [6]) и отсутствовали резонансные явле-



ния. Рассеянные сигналы обнаруживались во второй ванночке размером  $16 \times 16 \times 20$  см<sup>3</sup> с помощью пьезоприемника и радиоприемника. Медная трубка являлась акустическим фильтром, который пропускал во вторую ванночку сигнал высокой частоты  $f_1$  и рассеянные сигналы комбинационных частот  $f_1 \pm f_2$ , но ослаблял сигнал низкой частоты  $f_2$  не менее, чем на 80 дб. При одновременной работе излучателей на выходе радиоприемника наблюдались сигналы комбинационных частот  $f_1 \pm f_2$ , а с помощью фазового детектора, на вход которого подавалось напряжение с пьезоприемника, обнаруживалось наличие фазовой модуляции сигнала высокой частоты 5000 кГц сигналом низкой частоты 4,5 кГц. Эффект фазовой модуляции можно рассматривать как результат интерференции волн основной частоты  $f_1$  и боковых комбинационных частот  $f_1 \pm f_2$ . Полученные в данном опыте результаты подтверждаются теоретическим расчетом, в основу которого положено выражение (7) работы [6], из которого можно найти индекс фазовой модуляции. Расчет по указанной формуле дает значение, отличающееся только на 1,7 дб от экспериментального.

Поскольку в литературе распространено мнение о том, что коллимированные пучки не взаимодействуют при  $\theta \neq 0$ , а взаимодействуют только при  $\theta = 0$ , то может создаться впечатление, что измеряемые на опыте рассеянные сигналы при пересечении пучков под углом  $\theta \neq 0$  в ограниченной области обусловлены наличием коллинеарных составляющих пучков в виде плоских волн. Однако можно показать, что метод расчета эффекта взаимодействия с помощью коллинеарных составляющих пучков приводит к неверным результатам. Таким методом, например, можно теоретически получить большой эффект взаимодействия двух пространственно разнесенных, неперекрывающихся параллельных (или не параллельных) пучков, рассчитав взаимодействие коллинеарных составляющих одного направления распространения, хотя в действительности этот эффект отсутствует. В других случаях при расчете этим методом получаются значения эффекта взаимодействия, много меньшие действительного значения.

Таким образом, проведенные нами эксперименты, описанные в работах [1, 6] и настоящей работе, подтвердили результаты теоретических выводов авторов о наличии рассеянного поля при неравных нулю углах пересечения пучков в ограниченной области в жидкой среде. Полученные теоретические и экспериментальные результаты позволяют указать причины, в силу которых имело место несоответствие теоретических и экспериментальных результатов в ряде работ [3, 5, 7, 8]. Из вышеизложенного следует, что уровень рассеянного звука и его угловая зависимость, обусловленные интерференцией излучения источников в точке наблюдения, в общем случае зависят от формы области, занимаемой источниками и функции, описывающей их плотность. Зависимость от формы области взаимодействия существенна при больших углах пересечения пучков и малых в сравнении с размерами области длин первичных волн. Это необходимо учитывать при проведении экспериментальных исследований.

Анализируя условия эксперимента в работе [5], можно заключить, что соответствия между формой области пересечения пучков, принятой в теории и имевшей место в опыте, не было. В самом деле, область пересечения пучков в работе [5] не была четко определенной и, по-видимому, занимала большое пространство. Размер этой области, имеющей по предположению форму куба, в работе [5] не указан. В этой работе при выполнении экспериментов также не было принято специальных мер для отделения рассеянных волн от первичных.

Точно так же в опытах, описанных в работе [7], поставленных с целью проверки конфликтных теорий [5, 3, 8], форма области, создаваемая пучками круглого поперечного сечения диаметра 1 дюйм, значительно отличалась от кубической, принятой в работе [5]. Между тем, взаимодействующие пучки имели очень высокие частоты (6 и 7,4 МГц) и большие углы пересечения ( $25^\circ - 120^\circ$ ), а измерения проводились на суммарной частоте



13,4 Мгц. Такие условия являются как раз неблагоприятными для получения рассеянного излучения, уровень которого в данных условиях мал и критичен к изменению размеров и формы области взаимодействия. Не соответствием условий, принятых в теории и имевших место в экспериментах, можно объяснить результаты опытов, полученные в работах [5, 7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Зверев, А. И. Калачев. Рассеяние звука звуком в жидкостях. VI Всесоюзная акустическая конференция, № БИВЗ, М., 1968.
2. В. А. Зверев, А. И. Калачев. Измерение рассеяния звука звуком при наложении параллельных пучков. Акуст. ж., 1968, 14, 2, 214—220.
3. P. J. Westervelt. Scattering of sound by sound. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 2, 199—203.
4. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.
5. U. Ingard, D. C. Pridmore-Brown. Scattering of sound by sound. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, 3, 367—369.
6. В. А. Зверев, А. И. Калачев. Измерение взаимодействия звуковых волн в жидкостях. Акуст. ж., 1958, 4, 4, 321—324.
7. J. L. S. Bellin, R. T. Beyer. Scattering of sound by sound. J. Acoust. Soc. America, 1960, 32, 3, 339—341.
8. P. J. Westervelt. Scattering of sound by sound. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 8, 934—935.

Н.-и. радиофизический институт  
при Горьковском  
государственном университете

Поступила в редакцию  
10 декабря 1965 г.  
—3 декабря 1968 г.