

## ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ЖИДКОСТИ\*

В. А. Шутилов

Показывается, что на основании распределения интенсивности света в дифракционной картине, получаемой при дифракции света на ультразвуковых волнах большой амплитуды, можно определить форму ультразвуковой волны и проследить ее искажение в процессе распространения в жидкости. Приводятся и обсуждаются экспериментальные графики зависимости коэффициента искажения волны от напряжения на излучающем кварце и расстояния от источника звука.

Указывается на возможность использования связи между формой волны и распределением интенсивности света в дифракционной картине для определения абсолютных значений интенсивности ультразвуковых волн большой амплитуды в жидкости.

В [1] мы сообщали о том, что при дифракции света на ультразвуковых волнах большой амплитуды в маловязкой жидкости при частоте колебаний в несколько сот килогерц наблюдается резко несимметричное распределение интенсивности света в дифракционной картине, если пучок света пересекает ультразвуковое поле в некотором отдалении от излучателя. Если же световой пучок проходит в непосредственной близости от источника звука, то дифракционная картина имеет симметричный вид, причем наряду с «рамановским» чередованием интенсивности дифракционных порядков на краях дифракционной картины выделяются две группы наиболее ярких линий, так что огибающая кривая распределения интенсивности света в этом случае имеет два симметрично расположенных максимума, тем далее отстоящих от нулевого порядка, чем больше амплитуда ультразвуковой волны [2]. С увеличением расстояния между пучком света и источником звука максимум, расположенный в направлении распространения ультразвуковых волн, усиливается, второй же максимум сглаживается, быстро удаляется от нулевого порядка и исчезает.

Было высказано предположение, что эти явления обусловлены искажением формы ультразвуковой волны в процессе ее распространения в жидкости. В [2] решалось упрощенное скалярное уравнение Максвелла в нулевом приближении для случая изменения показателя преломления жидкости  $n(x)$  по пилообразному закону. При такой постановке задачи предполагается отсутствие заметного искривления световых лучей в среде с переменным показателем преломления, т. е. отсутствие амплитудной модуляции света ультразвуком. Оценка показала, что пренебрежение амплитудной модуляцией допустимо, если выполняется условие:

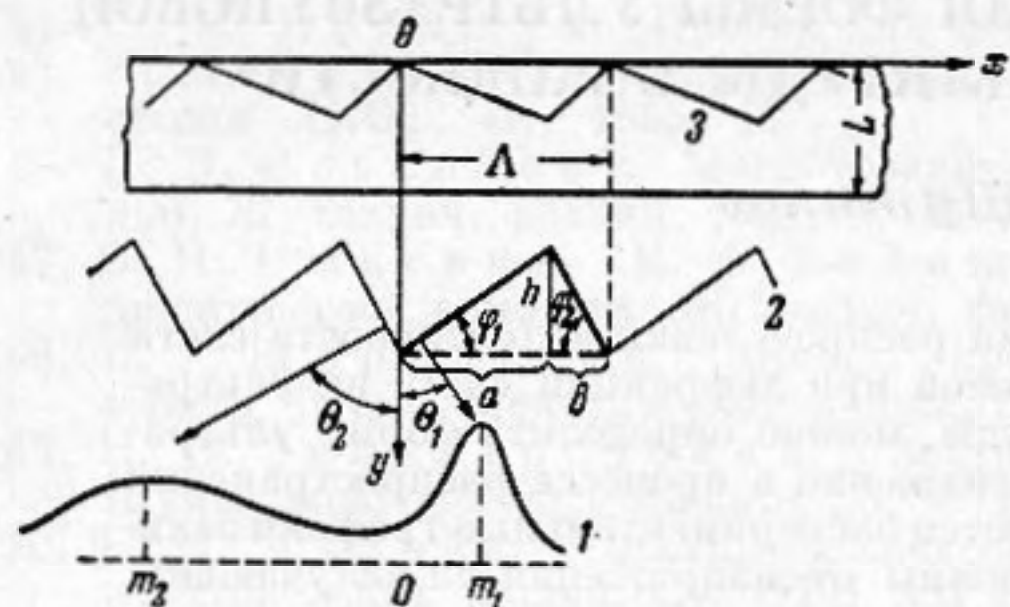
$$L \ll \frac{b}{2} \sqrt{\frac{n_0}{\Delta n}}, \quad (1)$$

где  $L$  — глубина ультразвукового поля,  $b$  — проекция крутого (переднего) фронта ультразвуковой волны на направление распространения ульт-

\* Основные результаты настоящей работы докладывались на IV Всесоюзной акустической конференции в Москве (май — июнь 1958 г.).

тразвука,  $n_0$  и  $\Delta n$  — среднее значение и амплитуда показателя преломления жидкости. В наших опытах, при которых были получены приведенные в [2] фотографии дифракционных спектров и кривые распределения интенсивности света, условие (1) выполнялось до значительных искажений формы ультразвуковой волны (до значений  $b$  порядка 0,05 см при длине волны  $\lambda \sim 0,26$  см).

В случае чисто фазовой модуляции форма фронта световой волны на выходе из «ультразвуковой решетки», очевидно, повторяет пилообразную форму волны показателя преломления, при этом модулирующая фаза функция  $y(x)$  имеет амплиту-



Фиг. 1. К расчету связи между положениями максимумов кривой интенсивности света в фокальной плоскости объектива 1 и формой фронта световой волны 2 на выходе из прозрачной среды с пилообразным изменением показателя преломления 3

ду  $h = 2 \Delta n L$  и период  $\Lambda$  (фиг. 1). Поэтому форму ультразвуковой волны можно характеризовать формой модулирующей функции, рассматривая выделенный на фиг. 1 жирной линией «характеристический треугольник» с основанием  $\Lambda$ , высотой  $h$ , углами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  наклона сторон (волновых фронтов) к направлению  $x$  и проекциями этих сторон на основание треугольника:  $a$  и  $b$ .

Разложение волновой функции в ряд Фурье в промежутке  $0 \leq x < \Lambda$  позволило получить выражения для порядков максимальной яркости  $m_1$  и  $m_2$  в виде

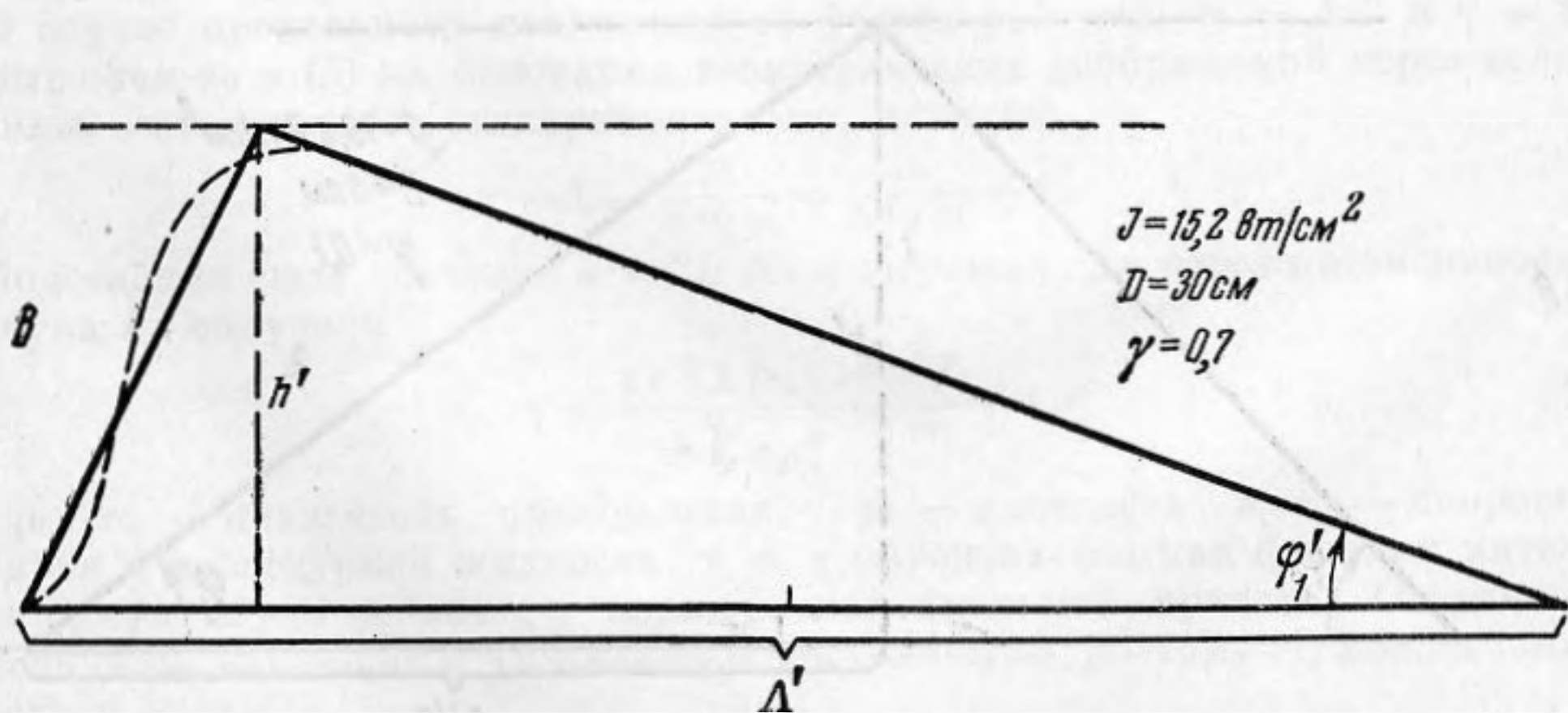
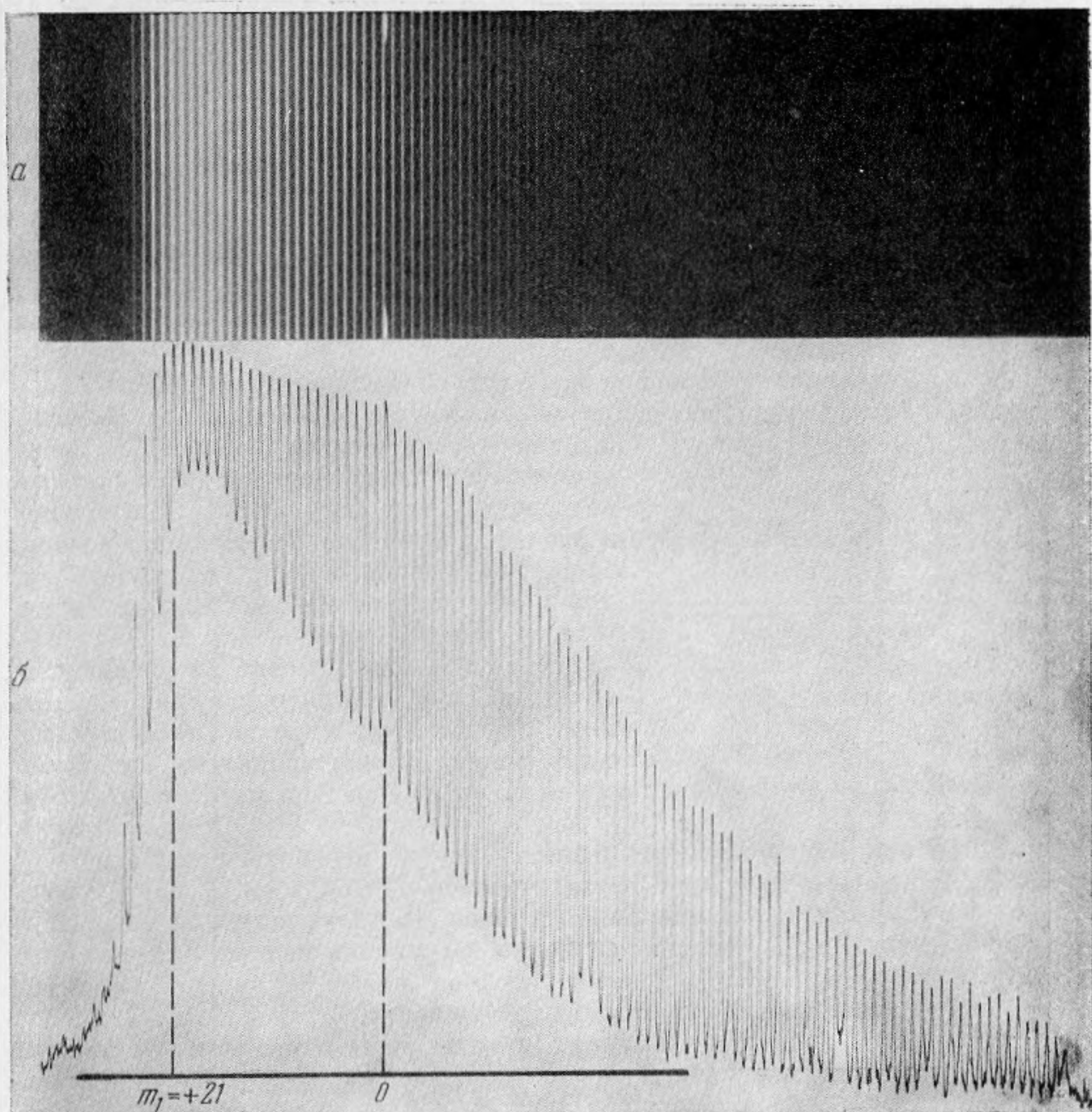
$$m_1 = \frac{2\Delta n L}{\lambda} \frac{\Lambda}{a} \cong \frac{\Lambda}{\lambda} \varphi_1, \text{ т. к. } \frac{2\Delta n L}{a} = \operatorname{tg} \varphi_1 \cong \sin \varphi_1 = \sin \theta_1 = \frac{m_1 \lambda}{\Lambda}; \quad m_2 = -\frac{\Lambda}{\lambda} \varphi_2, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны,  $\theta_1$  — угол, под которым наблюдается дифракционный порядок номера  $m_1$ . Для предельной формы волны ( $\varphi_2 = \pi/2$ ) имеем

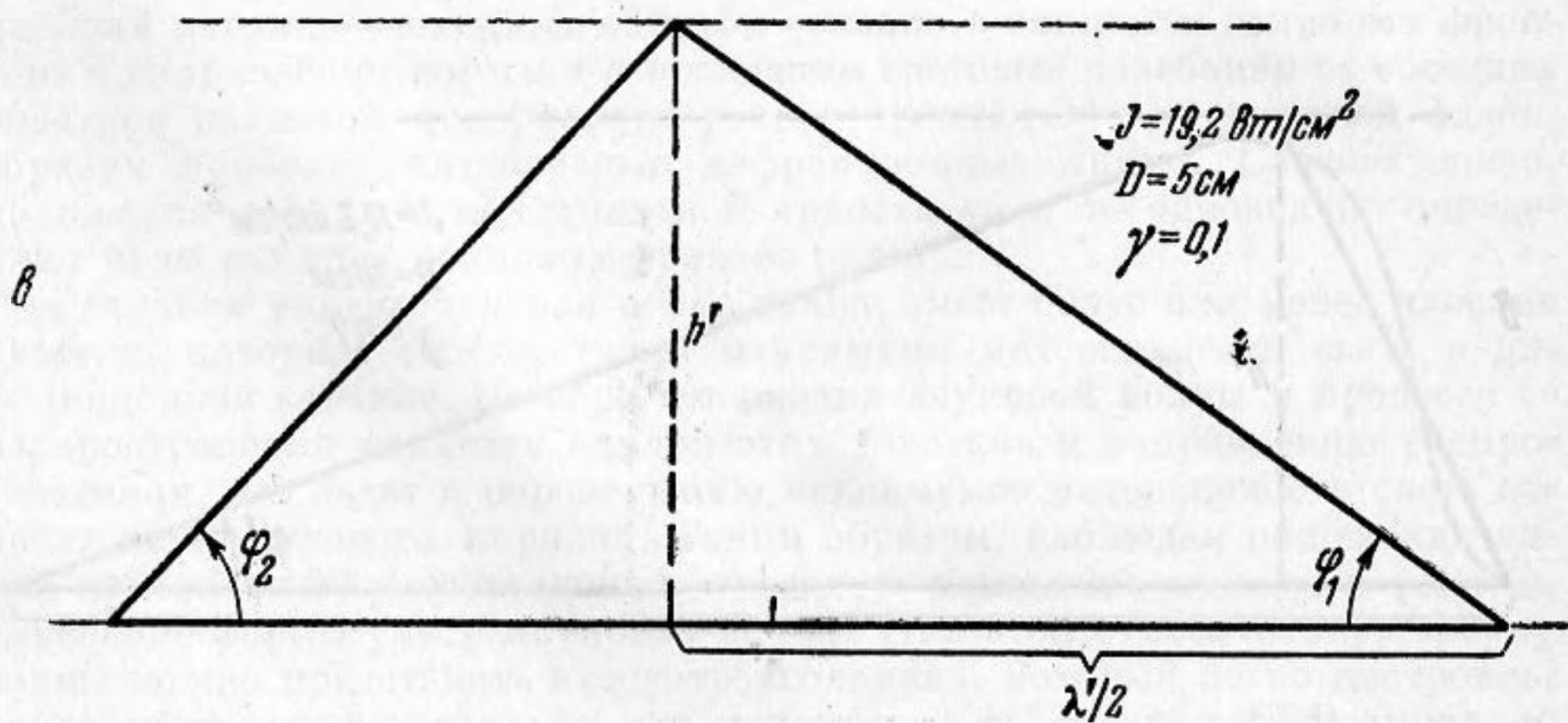
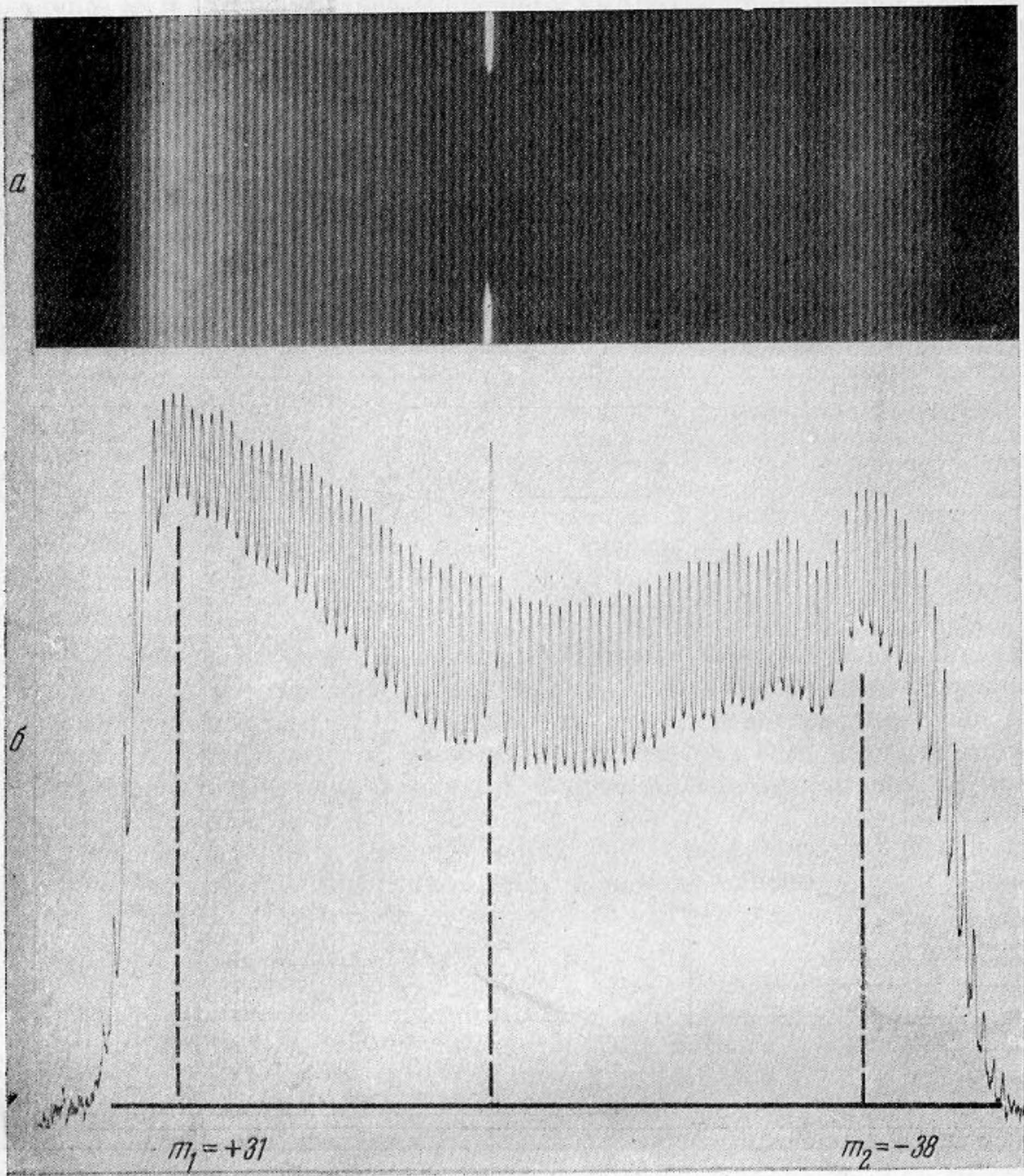
$$m_1 = m = \frac{2\Delta n L}{\lambda} \text{ и } \operatorname{tg} \varphi_1 \cong \varphi_1 = \frac{2\Delta n L}{\Lambda} = \frac{h}{\Lambda}. \quad (2a)$$

Таким образом, положение максимумов интенсивности света в дифракционной картине очевидным образом связано с наклоном волновых фронтов: в направлении нормали к последним световые колебания от соседних участков волновой поверхности распространяются с одинаковой фазой, образуя наиболее интенсивные дифракционные линии. Следовательно, положения порядков максимальной яркости  $m_1$  и  $m_2$  однозначно определяют углы наклона волновых фронтов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ .

Реальная ультразвуковая волна также имеет более или менее плоские участки, которым соответствуют максимумы интенсивности света в дифракционной картине. По мере искажения звуковой волны в процессе ее распространения меняется наклон этих участков к направлению распространения, что ведет к перемещению максимумов интенсивности света относительно нулевого порядка. Таким образом, наблюдая положение линий наибольшей яркости, можно определить изменение углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , т. е. изменение формы ультразвуковой волны. При этом относительную форму волны можно представить в виде треугольника, который легко построить, определив экспериментально его параметры:  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\Lambda$  и  $h$ . Величина  $h$  может быть найдена, если измерено абсолютное значение интенсивности



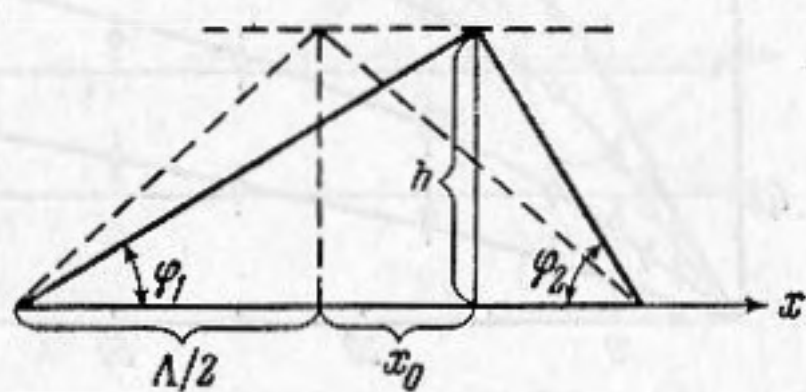
Фиг. 2. Построение относительной формы волны по оптическим данным. Штрихи у параметров означают изменение масштабов



Фиг. 3

звука в плоскости, проходящей через ось светового пучка (связь между амплитудой показателя преломления  $\Delta n$  и интенсивностью звука  $I$  нетрудно найти при помощи формулы Лоренц—Лоренца и простых акустических соотношений [2,3]). Для выполнения возможно более точных измерений был разработан прибор [4], основанный на тепловом расширении калориметрической жидкости, позволивший в наших условиях эксперимента производить абсолютные измерения интенсивности с ошибкой не более 6—8%. Длина волны  $\Lambda$  определялась обычным дифракционным методом по расстоянию между дифракционными порядками. Для нахождения порядков максимальной яркости  $m_1$  и  $m_2$  (определяющих согласно (2) углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ ) снимки дифракционных спектров фотометрировались на регистрирующем микрофотометре МФ-4.

Если в дифракционной картине наблюдается только один максимум интенсивности света, то в этом случае определяются лишь три параметра, которых, однако, вполне достаточно для однозначного построения характеристического треугольника. На фиг. 2 представлены по порядку сверху вниз фотография и фотограмма дифракционной картины с одним максимумом интенсивности, а также треугольная модель формы соответствующей ультразвуковой волны. Пунктирная линия изображает возможную реальную форму волны с плоским участком, вызывающим концентрацию света в области  $\sim +20$ -го порядка. Очевидно, второй максимум интенсивности света при такой форме волны должен отсутствовать.



Фиг. 4

Фиг. 3 иллюстрирует случай, когда в дифракционной картине наблюдаются оба максимума. То обстоятельство, что реальная волна не имеет идеально плоских участков, ведет к появлению некоторой интерференционной картины вблизи максимума интенсивности света. Эту интерференционную картину можно видеть на фотограмме.

Чтобы проследить искажение ультразвуковой волны по мере ее удаления от источника без построения треугольных моделей, можно ввести некоторую относительную меру искажения, однозначно связанную с формой треугольников. В качестве такой меры или «степени» искажения  $\gamma$  удобно выбрать отношение отрезка  $x_0$  (фиг. 4) к  $\Lambda/2$ , т. е. положить

$$\gamma = 2x_0 / \Lambda. \quad (3)$$

Если ультразвуковая волна монохроматична, она моделируется равнобедренным треугольником. Для неискаженной волны  $x_0 = 0$  и  $\gamma = 0$ . В случае предельного искажения ее формы  $\varphi_2 = \pi/2$ ,  $x_0 = \Lambda/2$  и  $\gamma = 1$ . Выражая  $x_0$  в (3) на основании геометрических соображений через величины, определяемые экспериментально, находим

$$\gamma = 1 - \frac{2h}{\Lambda \operatorname{tg} \varphi_2} = \frac{2h}{\Lambda \operatorname{tg} \varphi_1} - 1.$$

Подставляя сюда значение  $h = 2L \Delta n$  и выражая  $\Delta n$  через интенсивность звука  $I$ , получаем

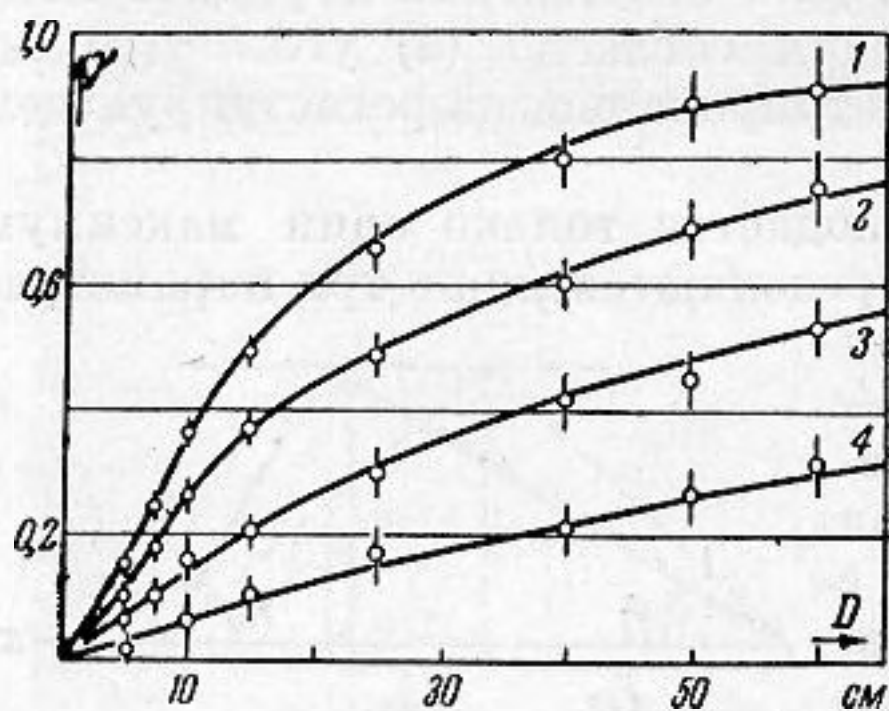
$$\gamma = \frac{4\sqrt{2}L(n_0 - 1)\sqrt{I}}{\lambda \sqrt{\rho_0 c_0^3} m_1} - 1, \quad (4)$$

где  $n_0$  — показатель преломления,  $\rho_0$  — плотность и  $c_0$  — скорость звука в исследуемой жидкости, т. е.  $\gamma$  определяется как функция интенсивности звука и номера порядка максимальной яркости. Остальные величины, входящие в (4), являются постоянными, поэтому (4) можно записать в виде

$$\gamma = C \frac{\sqrt{I}}{m_1} - 1. \quad (4a)$$

Константу  $C$  удобнее найти экспериментально, определив для нескольких симметричных дифракционных картин, полученных при известной интенсивности звука  $I$ , величину  $m_1 (= m_2 = m)$  и полагая в этих случаях  $\gamma = 0$ , так как симметричная дифракционная картина соответствует неискаженной волне\*.

На фиг. 5 представлены результаты измерений степени искажения волны в виде графиков зависимости  $\gamma$  от расстояния  $D$ , пройденного волной. Измерения производились в дистиллированной воде, при частоте ультразвука 583 кГц.



Фиг. 5. Графики зависимости  $\gamma(D)$  для различных интенсивностей у источника  $I_0$ : 1—22  $\text{вт/см}^2$ , 2—12  $\text{вт/см}^2$ , 3—4,6  $\text{вт/см}^2$ , 4—1,2  $\text{вт/см}^2$

Как видно из приведенных кривых  $\gamma(D)$ , непосредственно иллюстрирующих искажение волны в процессе распространения при различных начальных амплитудах, скорость изменения  $\gamma$  при малых искажениях приблизительно постоянна (вблизи начала координат кривые имеют линейные участки). Такую зависимость степени искажения от пройденного волной расстояния можно ожидать при отсутствии заметного затухания. В этом случае различие в скоростях распространения гребня и впадины волны

$$\Delta c = 2\epsilon u_0, \quad (5)$$

где  $u_0$  — амплитуда колебательной скорости,  $\epsilon$  — константа, зависящая от баротропных свойств среды, будет величиной постоянной, и изменение формы волны будет происходить как чистый сдвиг. При этом образование ударной волны, можно было бы ожидать на расстоянии от излучателя

$$D_{\text{кр}} = \frac{c_0 \Lambda}{2\pi \epsilon u_0}. \quad (6)$$

Однако с увеличением искажения волны растет и ее поглощение, т. е.  $u_0$  уменьшается в процессе распространения и нарастание искажения замедляется. Чем больше начальная амплитуда волны, тем меньше линейный участок кривой  $\gamma(D)$  и больше убывание скорости изменения  $\gamma$ . Как видно из фиг. 5, при  $I_0 = 22 \text{ вт/см}^2$  на расстоянии  $\sim 50 \text{ см}$  от излучателя наблюдается стабилизация формы волны, довольно сильно искаженной.

Этому искажению соответствует значительное затухание: интенсивность на расстоянии 60 см падает почти втрое, в то время как при  $I_0 = 1,2 \text{ вт/см}^2$  она уменьшается на этом же расстоянии  $\sim$  на 50%, хотя роль кавитацион-

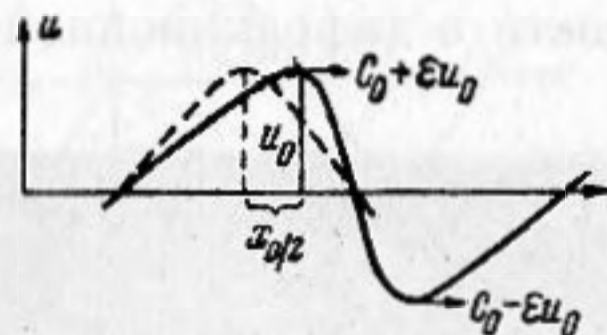
\* Вычисленная таким образом константа  $C$ , соответствуя реальной (синусоидальной при  $\gamma=0$ ) форме волны, будет несколько отличаться от постоянной величины в (4), полученной для волны пилообразной формы.

\*\* Объектив зрительной трубы установки имел фокусное расстояние  $F = 150 \text{ см}$ .

ного рассеяния и расхождения ультразвукового пучка в «дальнем поле» при этом не меняется. Непосредственные измерения интенсивности звука показали, что возрастание поглощения с ростом искажения при  $\gamma$ , близком к единице, становится настолько резким, что большие увеличения напряжения на излучающем кварце почти не меняют амплитуду волны в области стабилизации, что является косвенным подтверждением образования ударных волн. Этим обстоятельством, очевидно, объясняется и наблюдавшееся нами ранее «насыщение» асимметрии дифракционной картины при больших  $D$  и больших интенсивностях у излучателя [1].

Заметим, что полученные кривые  $\gamma(D)$  позволяют вычислить константу  $\epsilon$  (5), определяющую скорость искажения волны и связанную с упругими свойствами жидкости. Действительно, учитывая определение  $\gamma$  для волны, синусоидальной у источника, получим (фиг. 6)

$$\epsilon = \frac{\gamma \Lambda c_0}{2\pi D \gamma u_0}, \quad (7)$$



Фиг. 6

где  $D_\gamma$  — расстояние, на котором измерено  $\gamma$ . При  $\gamma=1$  (7) совпадает с (6). Амплитуда скорости  $u_0$  не является величиной постоянной, однако, если воспользоваться полученными значениями  $\gamma$  для малых  $D$ , соответствующих линейному участку кривых  $\gamma(D)$ , то величина  $\epsilon$  на основании (7) может быть определена с довольно большой точностью, так как при малых  $D$ :

1) форма волны близка к синусоидальной, поэтому ее поглощением при наших условиях эксперимента можно пренебречь, что подтверждается и непосредственными измерениями интенсивности звука;

2) ошибка в определении  $\gamma$  при достаточно больших значениях  $I_0$  минимальна (6—8%), так как дифракционные картины в этом случае лишь слабо несимметричны и  $m_1$  и  $m_2$  велики. К тому же при малых искажениях хорошо выполнено условие отсутствия амплитудной модуляции света (1). С усилением асимметрии ошибка в определении  $\gamma$  возрастает до 15—20%.

Для вычисления  $\epsilon$  по формуле (7) использовались расстояния  $D$  от 3 до 15 см,  $\gamma$  находилось из графиков для  $I_0 = 22,12$  и  $4,6$  вт/см<sup>2</sup>,  $u_0$  определялось через измеренную интенсивность.

Вычисленная таким образом величина  $\epsilon$  для воды оказалась равной  $4,2 \pm 0,3$ .

В случае распространения звука в газах, как известно [5],  $\epsilon = \frac{\kappa + 1}{2}$ , где  $\kappa = c_p / c_v$  — отношение удельных теплоемкостей. Это получается при использовании в качестве уравнения, дающего связь между давлением  $p$  и плотностью  $\rho$  в звуковой волне, уравнения Пуассона, которое можно представить в виде разложения в ряд по степеням относительных сжатий  $s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$ , ограничиваясь при достаточно малых сжатиях тремя членами ряда:

$$p = p_0 + p_0 \kappa s + p_0 \frac{\kappa(\kappa - 1)}{2} s^2, \quad (8)$$

где  $p_0$  — невозмущенное давление.

Для жидкостей уравнение состояния, вообще говоря, неизвестно, но его можно записать по аналогии с (8) в виде такого же разложения с неизвестными коэффициентами [6]:

$$p = p_0 + A s + \frac{B}{2} s^2. \quad (9)$$

Сравнивая (8) и (9), получим  $B/A = \kappa - 1$ , и мерой искажения волны в случае жидкостей может служить величина

$$\varepsilon = \frac{B/A + 2}{2}.$$

Используя экспериментальное значение  $\varepsilon$ , мы получим для воды

$$B/A = 6,4 \pm 0,5. \quad (10)$$

Аналогичным образом можно определить  $\varepsilon$  и  $B/A$  для любой достаточно прозрачной жидкости.

Вопрос о том, насколько правильно положение максимума интенсивности в дифракционной картине и интенсивность звука определяют форму волны (хотя и идеализированную, но позволяющую вычислить степень ее искажения), исследовался следующим образом. В тех случаях, когда в дифракционной картине наблюдаются два четких максимума, представляется возможным определить четвертый параметр и сравнить его величину с вычисленной геометрическим путем из характеристического треугольника, построенного по трем остальным параметрам. Например, угол  $\varphi_2$  определяется, с одной стороны, на основании (2) по положению второго максимума (т. е. порядка  $m_2$ ), с другой стороны, он может быть вычислен из геометрических соображений, дающих очевидную его связь с  $\varphi_1$ ,  $\Lambda$  и  $h$ :

$$\operatorname{ctg} \varphi_2 = \Lambda / h - \operatorname{ctg} \varphi_1.$$

Сравнение значений  $\varphi_2$  для всех случаев дифракционных картин с двумя максимумами интенсивности света показало совпадение обеих величин в пределах ошибок измерений.

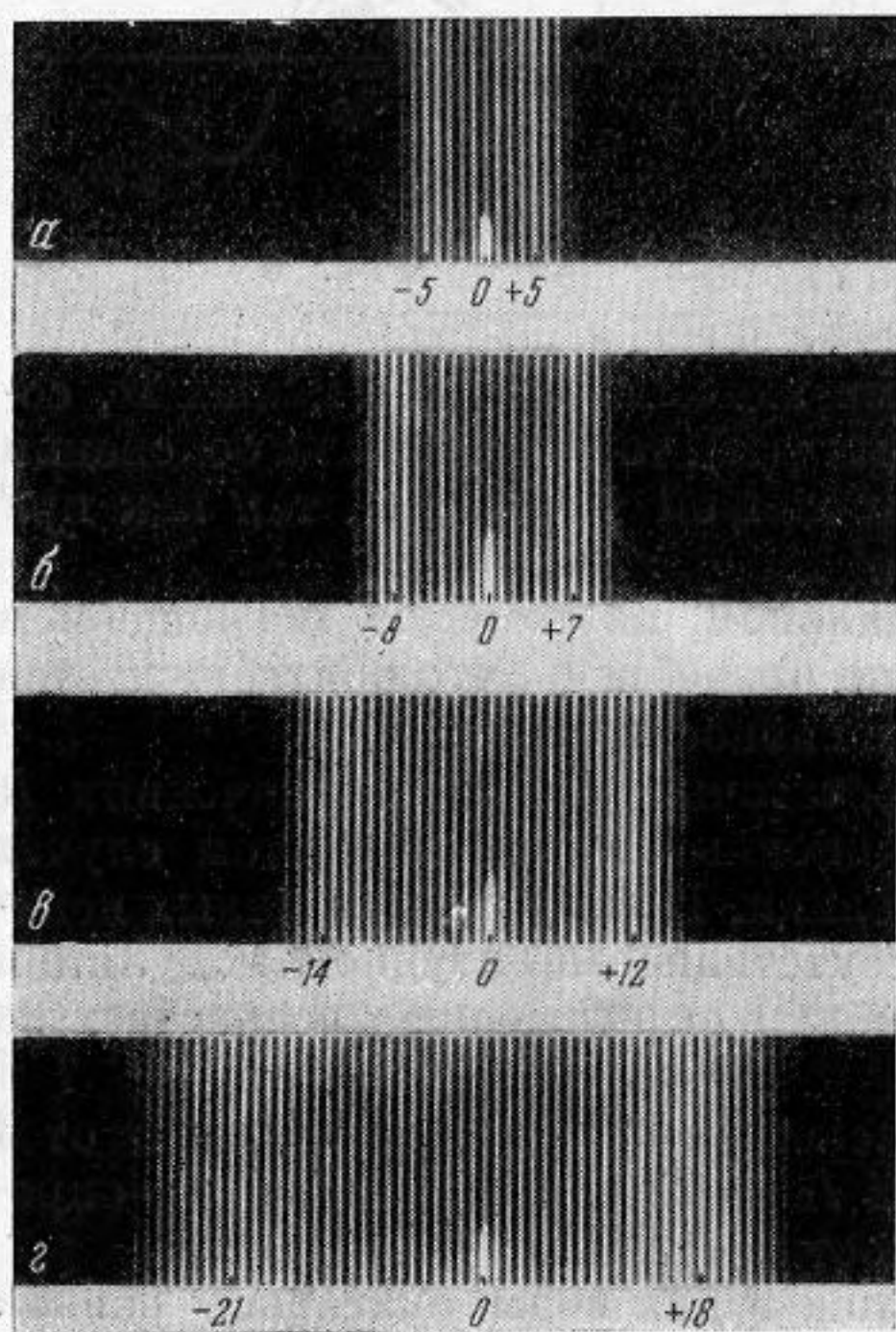
Наиболее интересным, однако, представляется сопоставление величин

$h$ , вычисленной из треугольной модели и определенной непосредственно, так как это одновременно дает и новый оптический метод абсолютных измерений интенсивности ультразвука.

Действительно, по определению,  $h = 2 \Delta n L$ , но  $\Delta n$  находится в известной связи с интенсивностью. Таким образом, для определения интенсивности звука достаточно измерить длину волны  $\Lambda$  и углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , т. е. определить номера порядков максимальной яркости  $m_1$  и  $m_2$ . Когда дифракционная картина симметрична (на фиг. 7 представлено несколько фотографий таких дифракционных картин, полученных при расстоянии между излучателем и световым пучком  $D = 4$  см), т. е. ультразвуковая волна не искажена, вычисление интенсивности можно произвести более строго. В этом случае модулирующая функция  $y(x)$  имеет вид синусоиды с периодом  $\Lambda$  и амплитудой  $L \Delta n$  (фиг. 8):

$$y = L \Delta n \sin 2\pi/\Lambda x. \quad (11)$$

Тангенс угла наклона  $\varphi$  плоского участка к направлению распростра-



Фиг. 7

нения ультразвуковых волн, очевидно, есть производная от (11), взятая в точках  $x = l\Lambda$  ( $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ):

$$\operatorname{tg} \varphi = \left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=l\Lambda} = \frac{2\pi\Delta n L}{\Lambda} \cong \varphi.$$

С другой стороны, на основании того утверждения, что максимумы интенсивности света в дифракционной картине (т. е. порядки максимальной яркости  $\pm m$ ) наблюдаются в направлении нормали к плоскому участку волнового фронта, угол  $\varphi$  равен дифракционному углу, под которым наблюдается  $\pm m$ -й порядок, т. е.

$$\varphi = m\lambda / \Lambda. \quad (12)$$

Сравнивая (11) и (12) и выражая  $\Delta n$  через интенсивность звука  $I$ , получаем выражение для нахождения интенсивности оптическим методом:

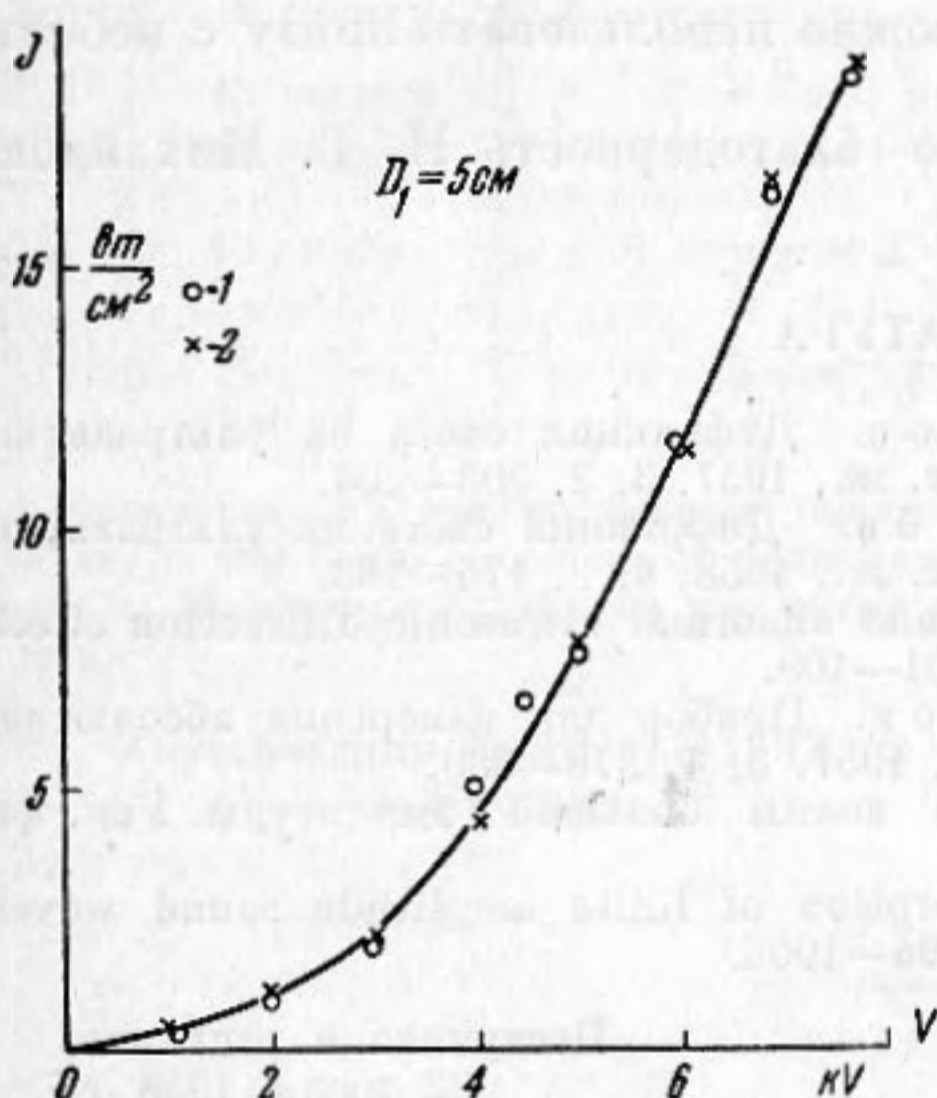
$$I = \frac{\rho_0 c_0^3 \lambda^2 m^2}{8\pi^2 L^2 (n_0 - 1)^2}, \quad (13)$$

где  $m$  — порядок максимальной яркости, который, в случае слегка несимметричной дифракционной картины (где  $m_1 \neq m_2$ ), следует найти по формуле:

$$m = 2m_1 m_2 / m_1 + m_2,$$

что практически совпадает с полусуммой при близких  $m_1$  и  $m_2$ , но несколько отличается от нее, если  $m_2 - m_1 > 4 \div 5$ . Остальные величины, входящие в (13), имеют прежний смысл и при прочих равных условиях являются постоянными, так что для определения интенсивности получается простое выражение:

$$I = C' m^2, \quad (13a)$$



Фиг. 9. Сравнение результатов измерений абсолютной интенсивности оптическим (1) и калориметрическим (2) методами

где  $C' = \text{const}$ . Для воды, синей линии ртутного спектра  $\lambda = 436 \text{ м}\mu$ , при глубине звукового поля  $L = 2 \text{ см}$ ,  $C' = 0,0164 \text{ вт/см}^2$ .

Таким образом, отношение  $I/m^2$  для любой (симметричной) дифракционной картины есть величина постоянная, что хорошо подтверждается экспериментально и является очевидным фактом: согласно (12)  $\varphi \sim m$ , с другой стороны,  $\operatorname{tg} \varphi (\cong \varphi$ , так как угол  $\varphi$  мал) пропорционален  $\Delta n$  (фиг. 8), т. е. амплитуде звука, или  $\varphi \sim \sqrt{I}$ .

Определенные по формуле (13a) значения абсолютной интенсивности сравнивались со значениями  $I$ , полученными параллельными измерениями калориметрическим прибором [4]. Для наглядности результаты сравнения представлены на фиг. 9 в виде кривых зависимости интенсивности звука

\* Нетрудно видеть связь  $C'$  с определенной ранее константой  $C$  для случая  $\gamma = 0$ . Очевидно,  $C = 1/\sqrt{C'}$ .

от напряжения на излучающем кварце при расстоянии между излучателем и приемником  $D = 5$  см (в оптических измерениях под «приемником» понимается световой пучок). Нетрудно видеть, что точки, изображающие результаты измерений обеими методами, в пределах ошибок ложатся на одну и ту же кривую. При этом разброс точек, полученных оптическим методом, не превышает разброса результатов измерений калориметрическим прибором, точность которого нами оценивалась (при данных условиях эксперимента) в 6—8%. Поэтому указанный метод, по-видимому, может быть использован для абсолютных измерений интенсивности, например в герметически закрытых резервуарах, автоклавах или в агрессивной среде, не допускающей введения приборов, но, конечно, в достаточно прозрачной жидкости и при соблюдении условия (1) (которое выполняется тем лучше, чем меньше  $L$  и чем ниже частота ультразвука \*).

При этом подобные измерения можно производить при больших мощностях ультразвука, так как некоторое размытие дифракционных полос (затрудняющее обычно оптические измерения) существенно не изменит характера распределения интенсивности света в фокальной плоскости объектива. Для определения интенсивности в этом случае достаточно измерить расстояние между максимумами освещенности (порядок максимальной яркости  $m$  был введен лишь для удобства в качестве меры длины; угол  $\varphi$  иначе может быть определен из соотношения:  $\varphi \cong \delta/F$ , где  $F$  — фокусное расстояние объектива,  $\delta$  — половина расстояния между максимумами интенсивности света). Необходимость в высокой линейной дисперсии оптического прибора в этом случае также отпадает, поэтому в качестве объектива зрительной трубы можно использовать линзу с небольшим фокусным расстоянием.

В заключение приношу глубокую благодарность И. Г. Михайлову за руководство данной работой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов. Дифракция света на ультразвуковых волнах большой амплитуды. Акуст. ж., 1957, 3, 2, 203—204.
2. И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов. Дифракция света на ультразвуковых волнах большой амплитуды. Акуст. ж., 1958, 4, 2, 174—183.
3. G. W. Willard. Criteria for normal and abnormal ultrasonic diffraction effect. J. Acoust. Soc. America, 1949, 21, 2, 101—108.
4. И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов. Прибор для измерения абсолютной интенсивности ультразвука. Акуст. ж., 1957, 3, 4, 379—380.
5. А. А. Эйхенвальд. Акустические волны большой амплитуды. Усп. физич. наук, 1934, 14, 5, 552—585.
6. F. E. Fox, W. A. Wallace. Absorption of finite amplitude sound waves. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 6, 994—1006.

Ленинградский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
22 июля 1958 г.

\* Имеются в виду частоты в несколько сот килогерц.