

21. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТНМ; № 28—83).
22. Борисов А. В., Карамышев В. Б. Численное моделирование отрывных турбулентных течений // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1990.— Вып. 1.
23. Coakley T. J. Turbulence modeling for the compressible Navier — Stokes equations.— N. Y., 1983.— (Paper/AIAA; N 83—1693).
24. Dolling D. S., Or C. T. Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flow fields.— N. Y., 1983.— (Paper/AIAA; N 83—1715).

*г. Новосибирск
Moffett Field, California*

Поступила 3/VI 1992 г.

УДК 551.463.2 + 534.222

В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин, И. В. Воейков

НАБЛЮДЕНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЗА ЦИЛИНДРОМ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СРЕДЕ ОПТИЧЕСКИМ И АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДАМИ

В модельных экспериментах для визуализации течений успешно применяют теневые методы, которые обеспечивают высокочувствительные измерения пространственно-временной структуры гидрофизических полей в средах с однокомпонентной стратификацией. Однако из получаемой интегральной картины трудно извлечь информацию о свойствах течения в произвольно выбранной точке.

Локализация измерительных объемов без их возмущения наиболее просто осуществляется по методу дистанционного импульсного зондирования. Посредством временной селекции принимаемого рассеянного сигнала можно задать как местоположение выделенного объема, так и его пространственную протяженность. В силу естественных причин (сравнительно небольшая скорость распространения волн, соразмерность длины волны с внутренними масштабами течений) наиболее приемлемым путем технической реализации импульсного зондирования является ультразвуковая гидролокация (УЗ-локация). Широко применяемая в медицинской диагностике УЗ-локация слабо развита как инструмент для измерения внутренней структуры гидрофизических полей.

Основная причина этого — отсутствие теоретического и эмпирического базиса, который позволил бы построить аппаратные функции, адекватно описывающие наблюдаемые процессы через множество акустических сигналов рассеяния, что в свою очередь объясняется нестационарным характером самих процессов и сигналов звукорассеяния, а также неоднозначностью в определении природы рассеивателей.

С целью установления зависимости звукорассеяния от режима течения и идентификации самих рассеивателей проводилось УЗ-зондирование следа за цилиндром в стратифицированной по соли воде. Эксперименты выполнены в бассейне (240 × 40 × 60 см³), который оборудован оптической системой визуализации (теневого прибор ИАБ-458 с полем зрения 23 см), кондуктометром-профилографом и устройством буксировки цилиндра.

Лабораторный гидролокатор состоит из приемопередающей антенны (пьезодиск диаметром 2,5 см), выходного усилителя мощности, формирователя радиоимпульсных посылок, предусилителя эхосигналов, стробоскопического преобразователя и самописца. Стробопреобразователь необходим для транспонирования временного масштаба эхосигналов, что позволило согласовать «быстрый» эхосигнал с динамическими характе-

ристикеми инерционного самописца. Одновременно с УЗ-зондированием осуществлялась теневая фотосъемка картины течения. При этом синхронизатор затвора фотоаппарата был подключен по входу отметчика самописца для индикации момента фотосъемки на эхограмме.

Линейная стратификация в бассейне создавалась по методу непрерывного вытеснения. В описываемых экспериментах частота плавучести $N = 0,6 \text{ с}^{-1}$ ($N^2 = (g/\rho) d\rho/dz$, ρ — плотность, g — ускорение свободного падения, ось z вертикальна). Диаметр цилиндра $d = 5 \text{ см}$, скорость буксировки варьировалась от $u = 0,36$ до $2,4 \text{ см/с}$, что соответствовало числам Фруда $Fr = u/Nd$ от 0,12 до 0,8 и Рейнольдса $Re = ud/\nu$ от 180 до 1200 ($\nu \approx 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$).

УЗ-зондирование проводилось вдоль вертикали с периодом посылки 10 мс, длительностью $\tau_0 = 20 \text{ мкс}$ и несущей частотой 1 МГц (длина звуковой волны $\lambda = 0,15 \text{ см}$).

Расположение цилиндра в поле зрения теневого прибора показано на рис. 1, а (буксировка слева направо, $Fr = 0,67$, $Re = 1000$). Видны внутренние волны (чередование светлых и темных полос по вертикали), опережающие тело, и элементы ближнего следа, в том числе и от поддерживающих ножей, влияние которых с ростом времени ($Nt > 5$) практически исчезает.

Рис. 1, б иллюстрирует форму и расположение озвученного объема V_s в поле зрения теневого прибора. Каплевидная форма объема объясняется расширением переднего и заднего фронтов под влиянием резонансных свойств антенны. Для выбранной длительности посылки размеры объема составляют $h_1 = 2,2 \text{ см}$, $h = c\tau_0/2 = 1,5 \text{ см}$ ($c = 0,15 \text{ см/мкс}$ — скорость звука), а диаметр горизонтального сечения примерно равен диаметру антенны $a = 2,5 \text{ см}$, так что средний объем $V_s = \frac{h_1 + h}{2} \frac{\pi a^2}{4} = S_a c \tau$ ($\tau = (h_1 + h)/c$, S_a — площадь поверхности антенны).

На рис. 2—5 приведены фрагменты кинограмм следа и соответствующие им эхограммы, на временной оси которых отмечены моменты съемки. Как известно, структура течения за цилиндром формируется ближней зоной, которая в свою очередь описывается с помощью карты режимов [1]. Последняя представляет собой координатную плоскость (Fr , Re), разбитую на участки. Каждому участку отвечает определенный набор гидродинамических структур, одна из которых может оказаться наиболее энергонесущей.

На рис. 2 показаны эхограмма (е) и кинограмма для режима (0,8; 1200) в моменты времени $Nt = 5$; 7; 11; 17 (а — е), а также картина течения для (0,12; 180), $Nt = 5$ (д). Направление буксировки слева направо.

В данной серии экспериментов внешние размеры следа на границах диапазона (0,1; 180) и (0,8; 1200) примерно одинаковы, причем течение в обоих случаях имеет микромасштабную структуру (ср. фото а и д на рис. 2). Но на нижней границе (д) эта структура в поле плотности представляет собой сложный медленноменяющийся во времени рельеф изопикнических поверхностей, тогда как на верхней границе (а) она имеет явно турбулентную природу. Различие в интенсивности (скорости) пульсаций ощущается даже визуально (рис. 2, а выглядит более размытым по сравнению с рис. 2, д). Разница в уровне эхосигналов весьма заметна на рис. 5, а, где показано семейство зависимостей от числа Фруда коэффициента рассеяния $n = A_s/A_i \eta$ (A_s , A_i — амплитуды соот-

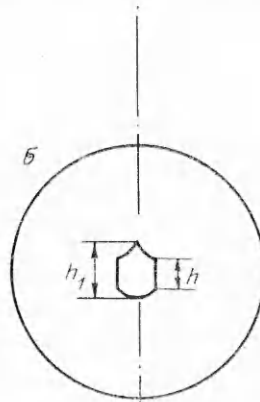
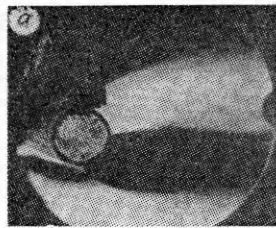


Рис. 1

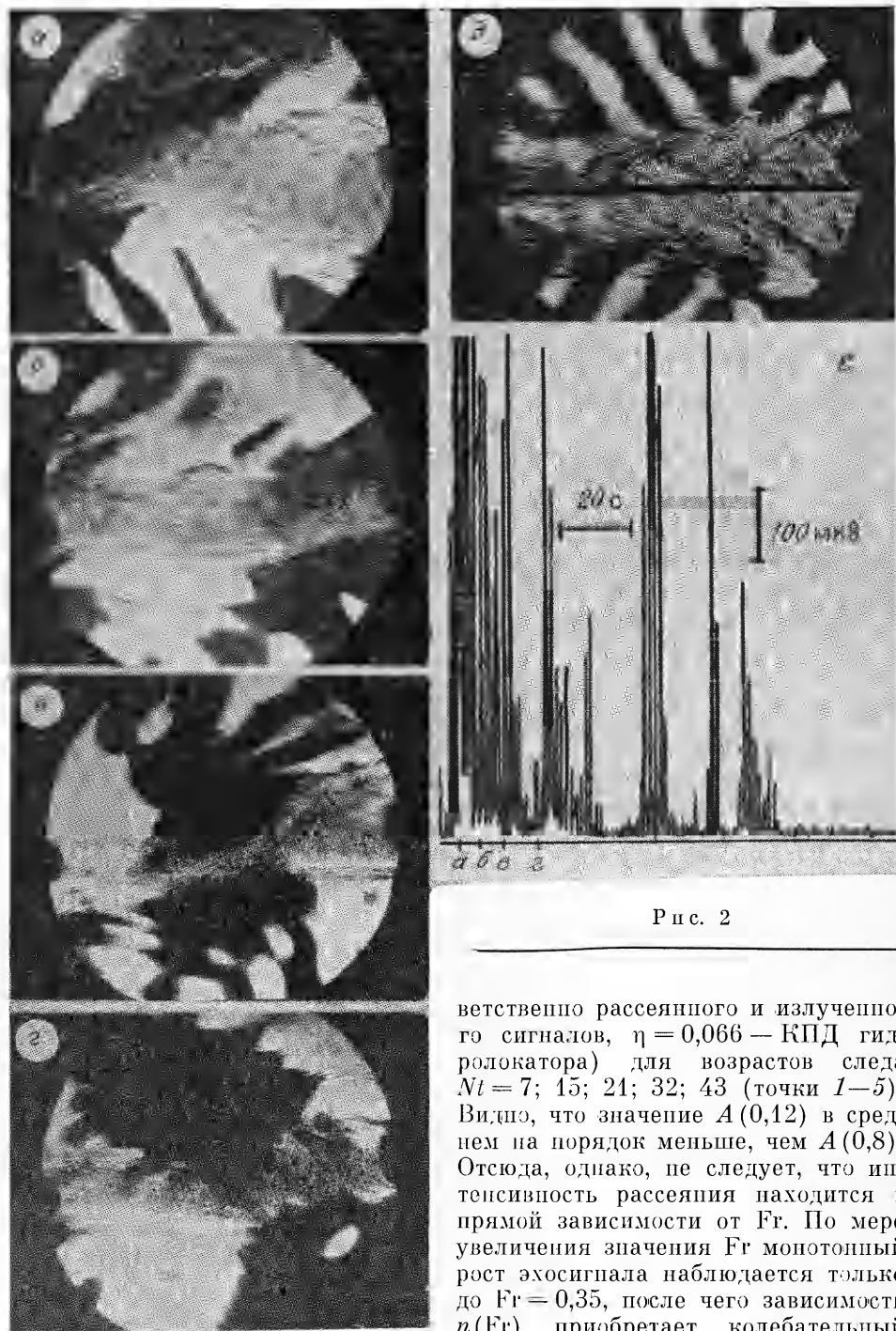


Рис. 2

ответственно рассеянного и излученного сигналов, $\eta = 0,066$ — КПД гидролокатора) для возрастов следа $Nt = 7; 15; 21; 32; 43$ (точки 1—5). Видно, что значение $A(0,12)$ в среднем на порядок меньше, чем $A(0,8)$. Отсюда, однако, не следует, что интенсивность рассеяния находится в прямой зависимости от Fr . По мере увеличения значения Fr монотонный рост эхосигнала наблюдается только до $Fr = 0,35$, после чего зависимость $n(Fr)$ приобретает колебательный характер (рис. 5, а).

На рис. 3 изображены эхограмма (д) и следы (буксировка справа налево) для (0,61; 910) в моменты времени $Nt = 14; 19; 31; 45$ (а — з), а на рис. 4 — картины следов (направление буксировки указано стрелками) в моменты времени $Nt = 3$ (а, в, д) и 21 (б, г, е) для режимов (0,26; 385) (а, б), (0,67; 1000) (в, г), (0,73; 1100) (д, е) и эхограммы для режимов (0,26; 385) (ж), (0,67; 1000) (з).

Взаимный анализ эхограмм и тепевых картин показывает, что, во-первых, наиболее заметное рассеяние наблюдается на режимах с развитой микроструктурой течения — таких, как $Fr = 0,26$ (рис. 4, а, б), 0,67

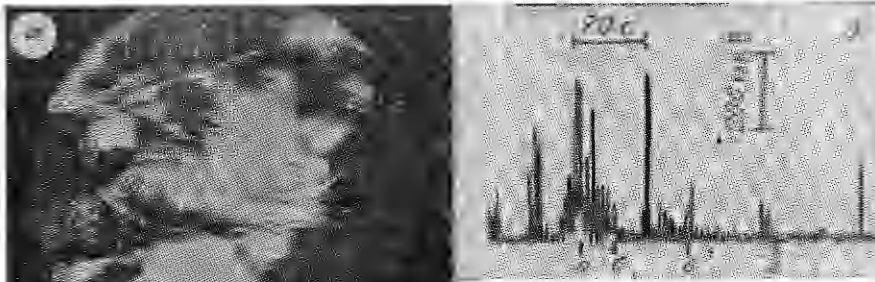


Рис. 3

(рис. 4, в, з) и 0,8 (рис. 2, а — з). Напротив, режимы с преобладанием крупномасштабных структур ($Fr = 0,61$ (рис. 3) и $Fr = 0,73$ (рис. 4, д, е)) отличаются слабым рассеянием, несмотря на наличие в следе большого количества поверхностных разрывов плотности. Во-вторых, среди течений, богатых микроструктурой, максимальное рассеяние создают те, в которых интенсивность микромасштабных пульсаций максимальна.

В связи с этим представляется правдоподобным механизм рассеяния, согласно которому акустический контраст формируется за счет переноса частиц жидкости на неравномерные по плотности уровни. При этом текущая концентрация частиц (а вместе с ней и величина рассеяния) определяется частотой их появления на этих уровнях, т. е. интенсивностью (скоростью) пульсаций. Так как разница в физических свойствах, порождающая акустический контраст, формируется при переносе частиц в поле среднего градиента на высоту l , которая является, по существу, масштабом пульсаций, то возникает вопрос о связи этого масштаба с параметрами эхосигнала.

С точки зрения теории рассеяния на дискретных частицах здесь возможны следующие ситуации.

1. $kl/2 \ll 1$, где $k = 2\pi/\lambda$. Считая масштаб l много меньше масштаба плавучести, примем, что микромасштабные неоднородности имеют форму сферы радиуса $l/2$. Тогда, полагая, что малые пульсации κ' адиабатической сжимаемости и плотности ρ' создаются на масштабе l в поле градиента средних значений κ и ρ , несложно получить с помощью формулы Рэлея [2] сечение обратного рассеяния одиночной частицы

$$\sigma = \frac{2}{3} (kl/2)^4 (1 - 2\beta_\kappa/\beta_\rho) (l/2\Lambda) (l/2)^2,$$

где $\beta_\kappa = \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial S} \approx -2,23 \cdot 10^{-3} (‰)^{-1}$; $\beta_\rho = \frac{\rho}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S} \approx 0,84 \cdot 10^{-3} (‰)^{-1}$; S — соленость, ‰; $\Lambda = q/N^2$ — масштаб стратификации.

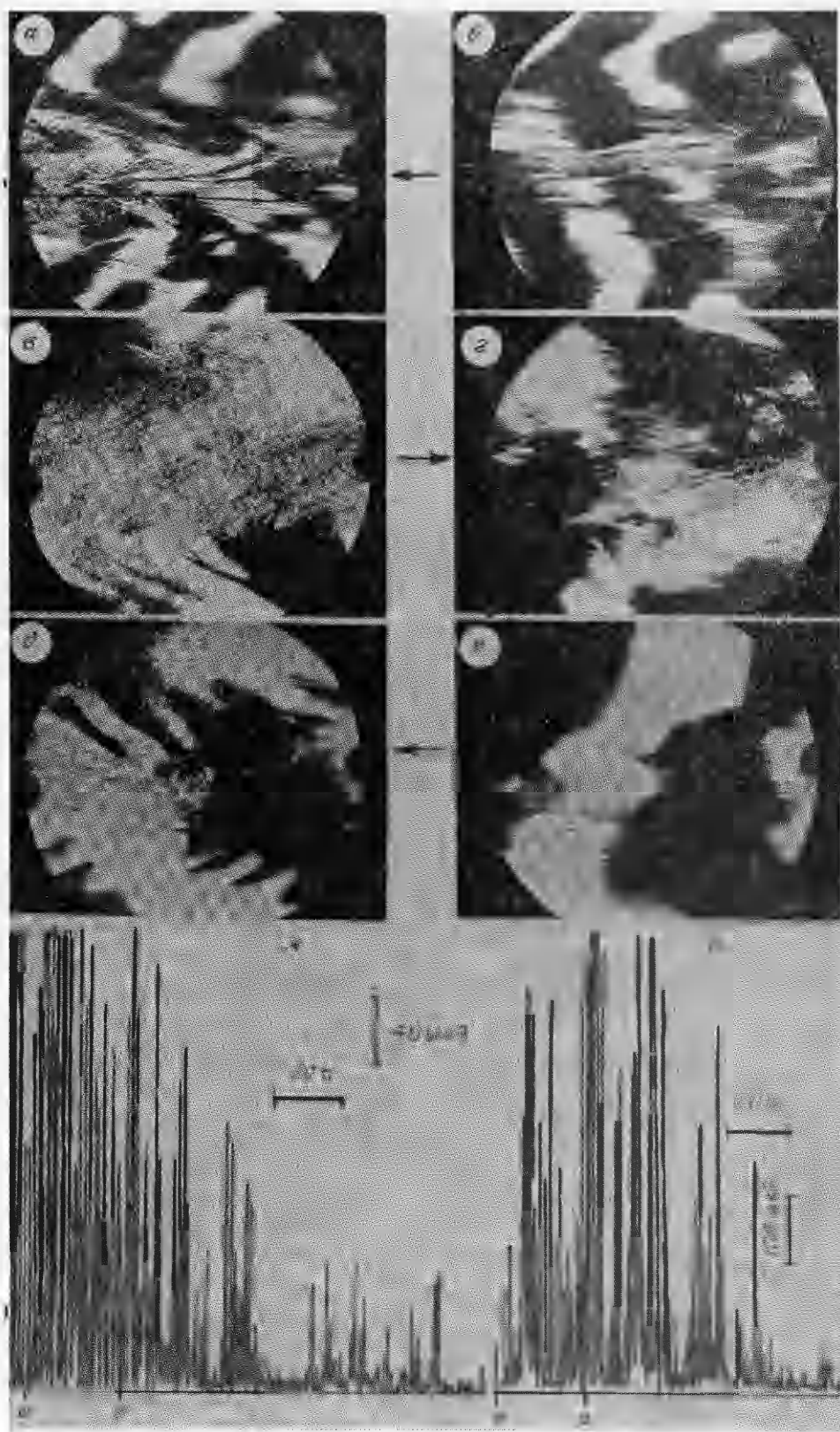


Рис. 4

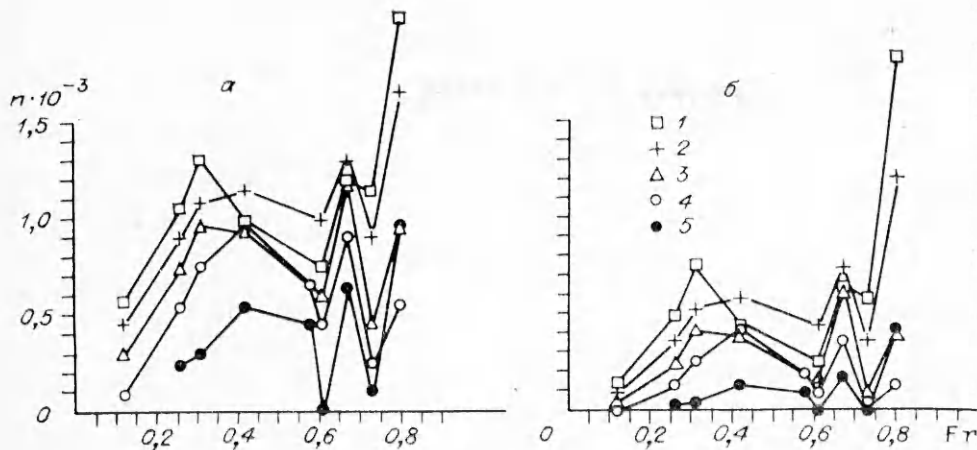


Рис. 5

Связь сечения рассеяния с параметрами эхосигнала удобно установить через коэффициент объемного рассеяния (КОР) m_v с помощью соотношений

$$m_v = \mu\sigma, \quad m_v = P_s/I_i V_s = n^2(c\tau/2).$$

Здесь μ — объемная концентрация рассеивателей; $P_s = A_s^2$ — рассеянная мощность; $I_i = A_i^2/S_a$ — интенсивность падающей волны. Так как объем одиночного рассеивателя $V_0 = \pi l^3/6$, то КОР можно выразить через коэффициент перемежаемости (т. е. отношение объема возмущенной фракции жидкости в объеме V_s к самому объему) $\Gamma = \mu V_0$:

$$m_v = \Gamma(kl/2)^4 \Lambda^{-1}.$$

При условии $kl/2 \ll 1$ верхний предел КОР в этом приближении достигается при $kl/2 \sim 0,1$. Полагая предельной величину $\Gamma = 0,5$ (по оценкам [3], она не превышает 0,2—0,3), получим для нашей стратификации ($\Lambda = 2,7 \cdot 10^3$ см)

$$m_v < 3,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1}.$$

На рис. 5, б показаны зависимости m_v от $F\Gamma$ для возрастов следа $Nt = 7; 15; 21; 32; 43$ (точки 1—5). Видно, что измеренные значения на несколько порядков выше теоретической оценки, что позволяет сделать вывод об отсутствии рэлеевского рассеяния на малых масштабах.

2. $kl/2 \geq 1$. Это случай геометрического рассеяния на масштабах $l \geq \lambda/\pi$, что дает основание ввести коэффициент отражения ξ от поверхности рассеивателя, на которой присутствует скачок r' акустического импеданса $r = \rho c$:

$$\xi = r'/2r = (\rho'/\rho - \kappa'/\kappa)/4.$$

При однокомпонентной стратификации со средним градиентом солености γ_s пульсации плотности и сжимаемости имеют вид $\rho'/\rho = \gamma_s \beta_\rho l$ и $\kappa'/\kappa = \gamma_s \beta_\kappa l$, откуда $\xi = (1 - \beta_\kappa/\beta_\rho) l/4\Lambda$. Тогда регистрируемая антенной мощность, рассеянная одиночной частицей, $P_{s0} = \xi^2 I_i S_a$, а полная мощность $P_s = \mu V_s P_{s0}$. Так как $0,5\mu l^3 \approx \Gamma$, то

$$m_v = \frac{2\Gamma}{l} \left(\frac{1 - \beta_\kappa/\beta_\rho}{4} \right)^2 \Lambda^{-2} S_a.$$

Как известно [4], в случае обратного рассеяния плоской волны существует соотношение между КОР и трехмерным спектром $\Phi(k)$ показателя преломления в виде $m_v = 2\pi k^4 \Phi(2k)$, согласно которому основной вклад в рассеяние вносит масштаб $l_r = \lambda/2$ (резонанс Брэгга). Вопрос о величине резонансного масштаба в ближней зоне звукового поля, как это имеет место в данном случае, остается открытым ввиду непригодности приближения плоской волны. Однако естественно ожидать, что резонансное взаимодействие присутствует и в лабораторных условиях, поэтому последняя формула указывает путь измерения коэффициента

перемежаемости Γ по сигналам обратного рассеяния:

$$\Gamma = B m_V l_r \Lambda^2 \left(B = \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \beta_{\text{ж}}/\beta_{\text{р}}}{4} \right)^{-2} S_a^{-1} \right).$$

В этом смысле экспериментальные кривые $m_V(\text{Fr})$ на рис. 3, б являются масштабным отображением зависимостей $\Gamma(\text{Fr})$.

Например, полагая, что в наших опытах $l_r = \lambda/2 = 0,075$ см, получим для среднего значения $m_V = 10^{-6}$ см⁻¹ перемежаемость $\Gamma = 0,07$ при концентрации рассеивателей

$$\mu = \Gamma/V_0 = 2\Gamma/l_r^3 \approx 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}.$$

Итак, экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что основной источник рассеяния — микроструктурные неоднородности, причем интенсивность рассеяния прямо связана с интенсивностью пульсаций. С течением времени сплошной микроструктурный след распадается на отдельные области, которые, участвуя в волновых движениях, периодически попадают в озвученную зону. Этим объясняется прерывистый характер эхограмм (рис. 4). Такое поведение имеет место при малых скоростях протяжки ($\text{Fr} < 0,35$), когда длина присоединенной внутренней волны $2\lambda d \text{Fr}$ еще сравнима с линейными размерами озвученного объема. Дальнейший рост Fr приводит к смене режимов течения и содержащихся в нем структур.

Начало диапазона (0,12; 180) соответствует режиму микромасштабной неустойчивости (рис. 2, д), который с увеличением Fr переходит в цепочки висящих вихревых диполей при $\text{Fr} = 0,26$ (на рис. 4, а, б видны вихревые следы в виде концентрационных прослоек), а затем выходит на режим турбулентного следа ($\text{Fr} = 0,8$). На этих режимах порождаются микромасштабные, хорошо рассеивающие структуры. Однако существование резких спадов эхосигнала на $\text{Fr} = 0,61$ и $0,73$ показывает, что внутри диапазона есть промежуточные режимы с резко отличающейся структурой течения, что подтверждается теневыми картинками (рис. 3, 4, д, е). Таким образом, совместное использование акустических и оптических методов позволяет уточнить карту режимов и получить локальные характеристики эволюционирующей структуры течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boyer D. L., Davies P. A., Fernando H., Zhang X. Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.— 1989.— V. 328.— P. 501.
2. Рэлей Дж. В. Теория звука.— М.: Гостехиздат, 1955.
3. Лыткин Ю. М., Черных Г. Г. Подобие течения по плотностному числу Фруда и баланс энергии при эволюции зоны турбулентного смешения в стратифицированной среде // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Спб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1980.— Вып. 47.
4. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах.— М.: Наука, 1975.

г. Москва

Поступила 10/IV 1992 г.

УДК 532.593 + 532.529 + 541.126

В. К. Кедринский

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОБЛЕМЫ КАВИТАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ (ОБЗОР)

Проблема разрушения жидкости в интенсивных волнах разрежения, возникающих при взрывном нагружении жидкости со свободной поверхностью, представляет собой новое направление в гидродинамике взрыва

© В. К. Кедринский, 1993