

УДК 551.462

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ЛАМИНАРНОМ ДВУМЕРНОМ ТЕЧЕНИИ

© 1999 г. В. В. Миткин, В. Е. Прохоров, Ю. Д. Чашечкин

Институт проблем механики РАН
117526 Москва, проспект Вернадского, 101, к. 1
e-mail: prohorov@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 20.04.98 г.

В следе за двумерным телом в стратифицированной среде на фоне изначально непрерывной стратификации возникают поверхности разрыва плотности и сопутствующих физических свойств, в том числе скорости звука. В экспериментах по акустическому зондированию двумерного течения за круговым цилиндром в жидкости с солевой стратификацией показано, что подобные поверхности – внешние оболочки следа – отражают звук как тонкие импедансные переходы. Коэффициент рассеяния, полученный по эхолокационным данным, совпадает с величиной, рассчитанной по формулам геометрической акустики для импедансного скачка, величина которого определялась с помощью линеаризованных уравнений состояния по данным независимых измерений плотности с помощью контактного датчика. Пересчет коэффициента рассеяния от отдельной оболочки в эквивалентное сечение объемного обратного рассеяния дает величины на уровне максимальных для океанских измерений. Учитывая, что эксперименты проводились с соблюдением акустического подобия, и полученные результаты допускают перенос данных на натурные условия, следует ожидать, что обособленные поверхности раздела в океане могут оказаться более мощными рассеивателями в сравнении с объемными неоднородностями.

Акустические методы успешно применяются для регистрации тонкой структуры, турбулентности, мезомасштабных вихрей, внутренних волн, фронтальных границ, благодаря эффектам рассеяния, которыми сопровождаются указанные явления. Их распознавание возможно благодаря характерным пространственно-временным зависимостям, которые обнаруживаются в поле рассеяния звука и сопоставляются с известными моделями гидрофизических процессов.

Недавние исследования звукорассеивающих слоев (ЗРС) в Балтийском море на частоте 30 кГц с одновременными гидрологическими разрезами температуры, солености, скорости звука, концентрации кислорода, показателя светорассеяния и концентрации взвеси [1] показали присутствие в диапазоне глубин 0–70 м нескольких горизонтов залегания ЗРС, из которых наиболее контрастные приурочены к глубинам, где наблюдаются большие градиенты температуры и солености одного знака. Этот вывод согласуется с более ранними [2, 3] работами, которые проводилось на той же частоте 30 кГц (и близкой к ней 25 кГц) с одновременным непрерывным профилированием скорости звука, температуры и солености. В последних случаях было обнаружено совпадение координат максимумов уровня рассеяния и отрицательных экстремумов градиентов температуры (скорости звука) и солености. Характерно, что концентрация взвеси на этих глубинах была минимальна в

[1] и практически отсутствовала в [2], что указывало на главенствующую роль гидрофизических структур в формировании акустических границ.

Во всех перечисленных работах рассеяние наблюдалось на фоне слабого градиента плотности, что свидетельствовало о частичной взаимной компенсации вкладов температуры и солености в изменчивость плотности. Подобная стратификация относится к термоклинному типу, она благоприятствует развитию термоконцентрационных ячеек, на границах которых формируются резкие перепады физических свойств жидкости, обладающих высокой рассеивающей способностью [4]. Следует отметить, что речь идет о весьма высоком уровне рассеяния. Если выражать его величиной безразмерного сечения объемного рассеяния σ_v

$$\sigma_v = m_v \lambda, \quad (1)$$

где m_v – сечение обратного объемного рассеяния [5], λ – длина звуковой волны, то оценка сечения, сделанная по данным [6], достигает величин порядка $\sigma_v = 10^{-8}$.

Механизмы, порождающие высокоградиентные переходы, не ограничиваются рамками процессов термоконцентрационной конвекции. В океане повсеместно встречаются поверхности разрыва, оконтуривающие обособленные массы жидкости, которые сформировались при потере устойчивости внутренних волн в результате их

взаимодействия со средним стратифицированным течением. Тонкие высокоградиентные переходы отделяют квазиоднородные слои, образовавшиеся при турбулентном перемешивании. Яркие выраженные тонкоструктурные поверхности присутствуют в стратифицированном потоке за препятствиями.

Таким образом, в океане протекают процессы, в ходе которых образуются поверхности раздела гидрофизических свойств, которые, по данным морских исследований [1–4], связывают с аномально высоким уровнем рассеяния. Это согласуется и с лабораторными исследованиями, в которых была экспериментально подтверждена высокая рассеивающая способность обособленных поверхностей раздела, возникающих в следе за телом [5, 7]. В связи с этим исследование рассеивающих свойств отдельных тонкоструктурных элементов в стратифицированной жидкости становится актуальным для создания моделей рассеяния звука в океане. В настоящее время активно используется аналитический и численный подход к моделированию распространения звука на “медленных” (т.е. при малых числах Маха) стратифицированных потоках [8], рассеянию на телах (в том числе звукопроницаемых [9]), помещенных в стратифицированную жидкость [10], [11].

Однако, экспериментальная проверка в натуральных условиях наталкивается на серьезные трудности из-за недостаточно полного и достоверного контроля зондируемой области, невозможности разделения рассеивающих объектов на отдельные компоненты и воспроизведения протекающих процессов.

Естественный путь преодоления этих трудностей – изучение рассеивающих свойств лабораторных моделей стратифицированных течений в условиях хорошей повторяемости, отсутствия посторонних или неконтролируемых частиц. Ярким примером течения, содержащего обособленные поверхности раздела, является след за двумерным препятствием – круговым цилиндром. В качестве таковых поверхностей выступают внешние границы течения – оболочки следа. Ранее в экспериментах с двумерными течениями было показано, что такие границы рассеивают звук подобно плоским отражающим поверхностям [5, 7].

Настоящая работа посвящена более детальным исследованиям рассеивающих свойств оболочек в следе за двумерным цилиндром, обтекаемым ламинарным стратифицированным потоком. Выбор ламинарных режимов объясняется их высокой степенью повторяемости и, кроме того, отсутствием вихрей и турбулентности, которые могут маскировать оболочки на теневой картине и вносить собственный вклад в рассеяние. Основная цель исследования заключалась в иден-

тификации типа рассеяния по количественным и качественным признакам.

Методически работа была построена следующим образом:

- создавался эталонный массив сигналов обратного рассеяния от горизонтальной пластины, который в последующем использовался для расчета коэффициента рассеяния в соответствии с методикой [5];

- в бассейне создавалось двумерное ламинарное течение с двумя расщепленными оболочками в следе;

- определялось местоположение оболочки независимо акустическим и оптическим методами;

- измерялись геометрические (толщина) и физические свойства (скачок плотности) оптическим и контактными способами;

- по акустическим данным определялся коэффициент рассеяния и сравнивался с расчетной величиной, полученной с использованием формул геометрической акустики плавных переходов, уравнения состояния жидкости и данных контактных измерений скачка плотности на оболочке;

- сопоставлялись характеристики рассеяния на различных углах зондирования;

- проводилось сравнение с данными натуральных измерений с учетом критериев подобия.

Эксперименты выполнены на установке [5], в которую входит бассейн $220 \times 40 \times 60$ см³, заливающий солевую стратификацию, механизмы для буксировки тел и позиционирования датчиков электропроводности, лабораторный гидролокатор, теневой прибор для визуализации картины течения.

Теневая картина течения при движении цилиндра показана на рис. 1а. Впереди цилиндра видны темные и светлые горизонтальные полосы – фазовые поверхности волн нулевой частоты (согласно дисперсионному соотношению частота $\omega_0 = N \cos \theta$, где θ – угол между фазовой поверхностью и вертикалью, N – частота плавучести). Внутренняя светлая область впереди цилиндра, ограниченная сверху и снизу темными наклонными полосами, – это зона заблокированной жидкости, перетеканию которой в след препятствуют силы плавучести. В следе за цилиндром наблюдаются два вида поверхностей раздела, симметричные относительно оси движения. Наиболее контрастные из них, примыкающие к светлой внутренней области, находятся в следе оторвавшегося пограничного слоя и образуют высокоградиентные внешние оболочки. Слабоконтрастные многослойные полосы, выходящие за пределы цилиндра, визуализируют следы, оставляемые областями, в которых происходит потеря устойчивости внутренних волн.

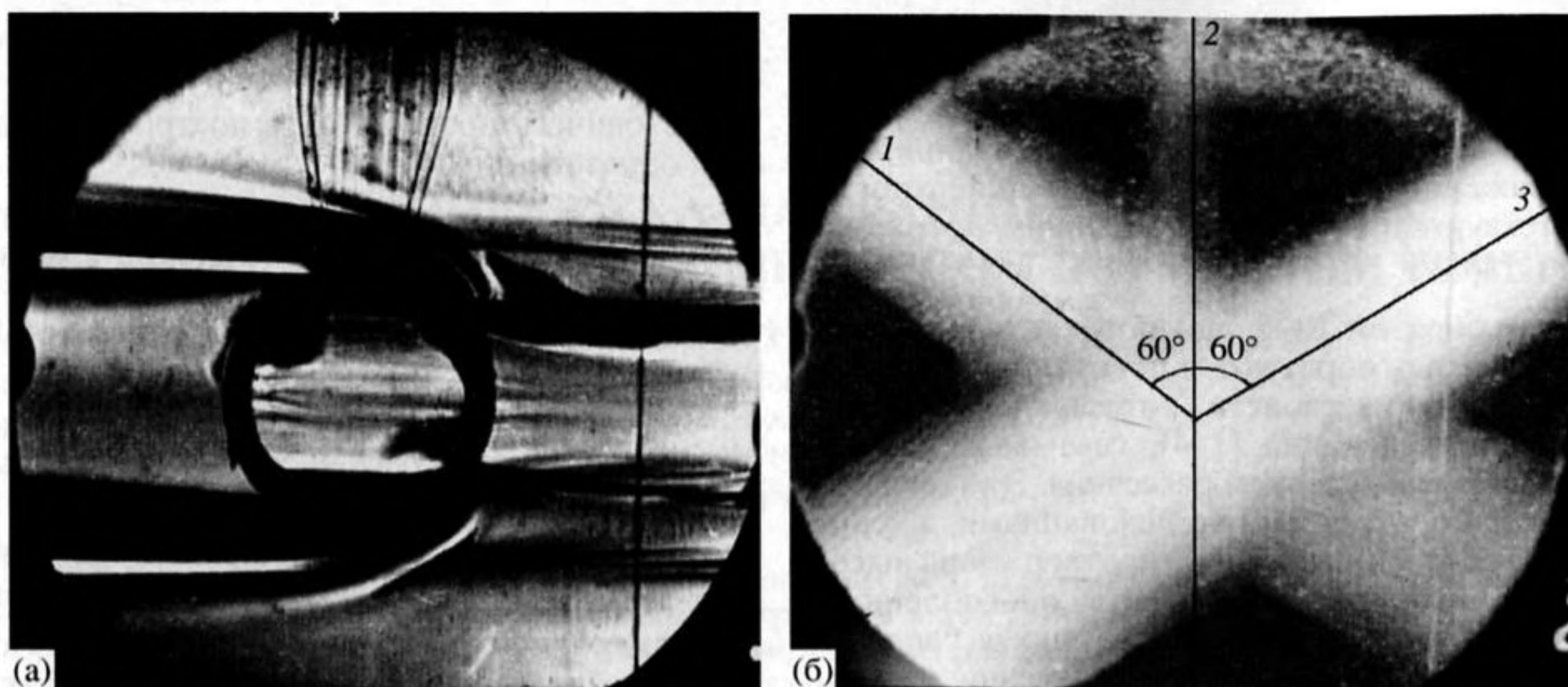


Рис. 1. а – теньевая картина течения вокруг цилиндра, движущегося справа налево в стратифицированной среде ($T_b = 5.9$ с, $Fr = 0.012$, $Re = 80$). Перед телом видны фазовые поверхности присоединенной волны нулевой частоты.

б – теньевая фотография звуковых пучков от антенны, расположенных по схеме разнесенного приема; 1 – излучающая, 2 и 3 – приемные антенны.

Представление о взаимной геометрии элементов следа и звуковых лучей дает теньевая картина звуковых пучков (рис. 1б), излучаемых тремя антеннами, схема расположения которых соответствует двум режимам работы гидролокатора. Моностатический (эхолокационный) режим применялся для вертикального зондирования следа и измерения коэффициента обратного рассеяния; в этом случае была задействована антенна 2. В мультистатическом режиме антенна 1 излучала под углом 60° к вертикали, а антенны 2 и 3 принимали сигналы, рассеянные, соответственно, в вертикальном и зеркальном направлениях. Из-за особенностей теневого прибора, который в среде с естественной стратификацией настраивается на минимальную чувствительность к вертикальному градиенту, вертикальный луч воспроизводится лишь частично.

Эксперименты проводились при следующих основных параметрах гидролокатора: рабочая частота – 1 МГц, длительность излучающей посылки $\tau = 40$ мкс, период следования $T = 0.16$ с, угловая полуширина звукового пучка $\varphi = 2^\circ$.

Измеряемой акустической характеристикой являлся коэффициент обратного рассеяния, определяемый как $n = U_s/U_i$, где U_s , U_i амплитуды рассеянной и падающей волны, причем последняя определяется по уровню U_b рассеяния от плоской пластины (дна бассейна) как $U_i = bU_b$, где b – геометрическая постоянная [5].

Базовыми гидродинамическими параметрами задачи являются скорость движения u , диаметр тела d , частота плавучести $N = 2\pi/T_b$, где T_b – период плавучести, кинематическая вязкость ν . Тем

самым задается полный набор безразмерных определяющих параметров: числа Фруда $Fr = u/Nd$, Рейнольдса $Re = ud/\nu$, а также масштаб стратификации, нормированный на диаметр тела $C = g/N^2d$. Последний, ввиду слабой изменчивости стратификации ($T_b = 6$ с) оставался практически постоянным, так что режим течения, и соответственно его структурный состав в данном случае зависели только от пары чисел Фруда и Рейнольдса. Гидродинамическое подобие по отношению к натурным процессам в данном случае обеспечивалось по числу Фруда.

Акустическое подобие поддерживалось за счет пропорционального уменьшения основных линейных размеров (длины звуковой волны, пространственного размера посылки ct и масштаба стратификации) и сохранения углового размера φ . Тем самым обеспечивается постоянство характерных величин безразмерных акустических переменных – коэффициента рассеяния и сечения объемного рассеяния (1) [11].

У течения, начальная стадия которого показана на рис. 1а, а гораздо более поздняя – $50T_b$ на рис. 2а, режим близок к ламинарному: $Re = 80$, $Fr = 0.012$. В начальной стадии точки отрыва оболочек находятся вблизи верхней и нижней образующих, а на развитой стадии – заметно ближе к оси движения (уровни 23 и 27 см). После отрыва они смещаются в направлении равновесных уровней, вследствие чего оболочка оказывается слегка наклоненной к горизонтали. В следе за цилиндром к оболочкам примыкают фазовые поверхности присоединенных внутренних волн: чередующиеся дугообраз-

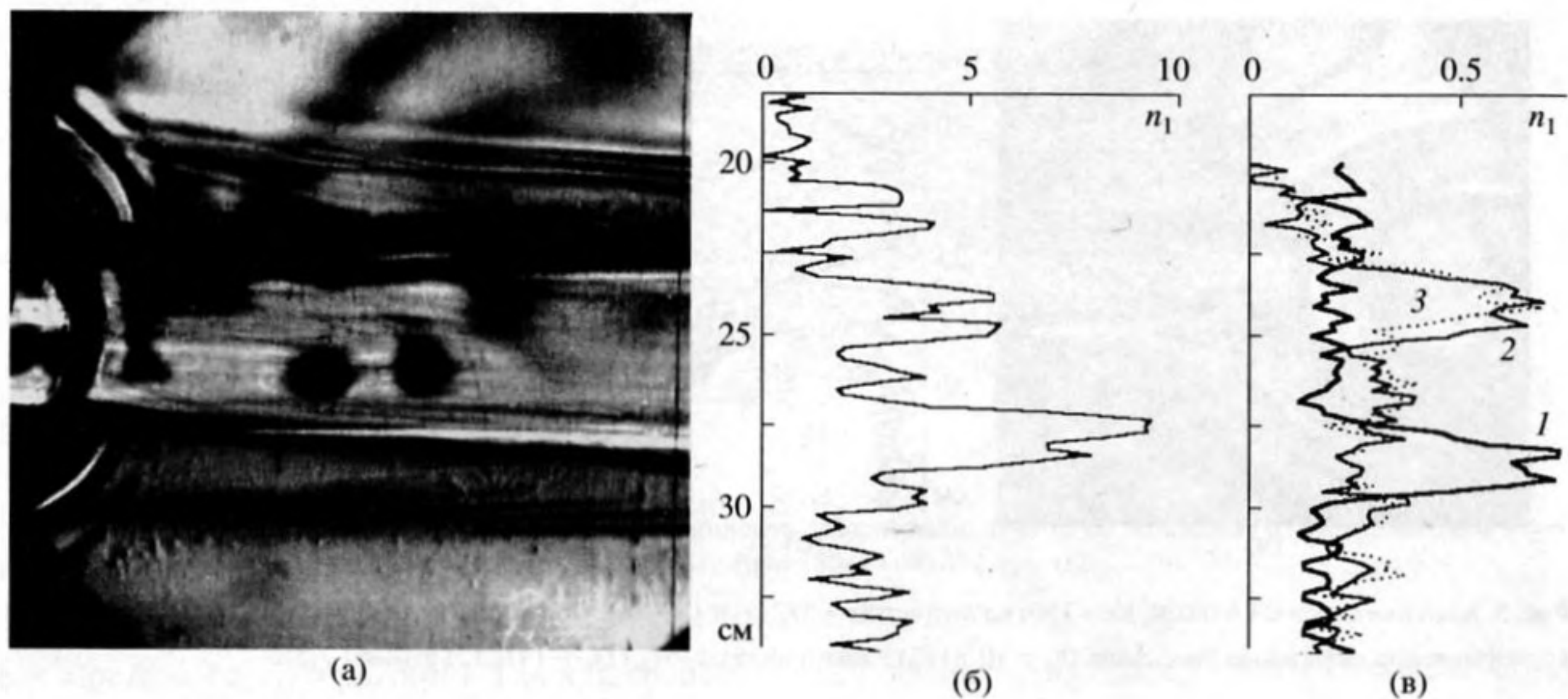


Рис. 2. Теневые картины следа $Fr = 0.012$, $Re = 80$ на возрасте $17T_b$ (а). Профили коэффициента обратного рассеяния ($n_1 = 10^5 n$): одиночный для нулевого возраста (б), усредненные (в), полученные накоплением в интервалах $3-8T_b$ (1), $8-14T_b$ (2) и $14-17T_b$ (3).

ные светлые и темные полосы, ширина которых равняется половине длины волны.

Эхолоцирование следа производилось вдоль центральной вертикали. В начальной стадии следа профиль коэффициента обратного рассеяния (рис. 2б) отличается сильной изрезанностью, однако хорошо видно, что передние фронты основных максимумов находятся вблизи горизонтов залегания оболочек. С возрастом рассеяние от ламинарного следа, подобного данному, быстро падает ниже уровня шума, и для его выделения применялось накопление по множеству посылок. В этом случае получают профили коэффициента рассеяния, усредненные на интервале накопления (рис. 2в). При этом обнаруживается, что участие оболочек в рассеянии звука зависит от времени, что связано, видимо, с низкочастотными девиациями угла наклона оболочки как рассеивающей поверхности. Так, накопление по 180 посылкам дает заметный максимум рассеяния от нижней оболочки на интервале $(3-8)T_b$ (кривая 1), а на стадии $(8-17)T_b$ та же процедура выделяет только эхосигналы от верхней оболочки.

С увеличением скорости буксировки возрастает и скорость сближения оболочек, т.е. чем выше скорость, тем теснее точка отрыва примыкает к оси движения, и тем в большей степени отличается по плотности и акустическому импедансу отделившийся слой от окружающей жидкости. Обратившись к картине более скоростного течения $Re = 150$, $Fr = 0.024$ (рис. 3а), видим, что расстояние между точками отрыва на возрасте $3.5T_b$ практически равно тому, которое для предыдущего низкоскоростного режима (рис. 1а) достига-

ется лишь на возрасте $20T_b$. Соответственно, должна быть выше и амплитуда рассеяния, и это хорошо видно на пространственно-временной картине (рис. 4), где последовательность пиков рассеяния от верхней и нижней границ образуют двугорбый рельеф.

В данном случае взаимная ориентация антенны и оболочек такова, что в большей степени рассеивает верхняя граница, причем уровень рассеяния в начальной стадии примерно втрое выше, чем у предыдущего течения (рис. 2б). Со временем происходит распад каждого пика на несколько мелких, что связано с расщеплением оболочек. Наиболее отчетливо это проявляется на верхней границе, дробление которой на мелкие прослойки особенно заметно (рис. 3а) вблизи уровня 24 см. Рассеяние от верхней границы сохраняется довольно долго — до $8T_b$ (рис. 3б, кривая 1), однако на поздних возрастах $(8-18)T_b$ основная роль в рассеянии переходит к нижней границе (кривые 2 и 3), что качественно согласуется с теневой картиной (рис. 3в), где она выглядит менее размытой (белая полоса на уровне 27.5 см) в сравнении с верхней.

Отметим, что средняя протяженность максимумов на рис. 2 и рис. 3 составляет 3 см, что как раз равно эхолокационному размеру посылки, и, как показано в [5], это свойство присуще рассеянию от импедансной границы. Величина импедансного скачка устанавливалась по прямым измерениям перепада плотности на оболочке (рис. 5). Методика измерений основана на том, что точка отрыва оболочки в начальной стадии находится вблизи образующей (верхней и нижней), а со временем

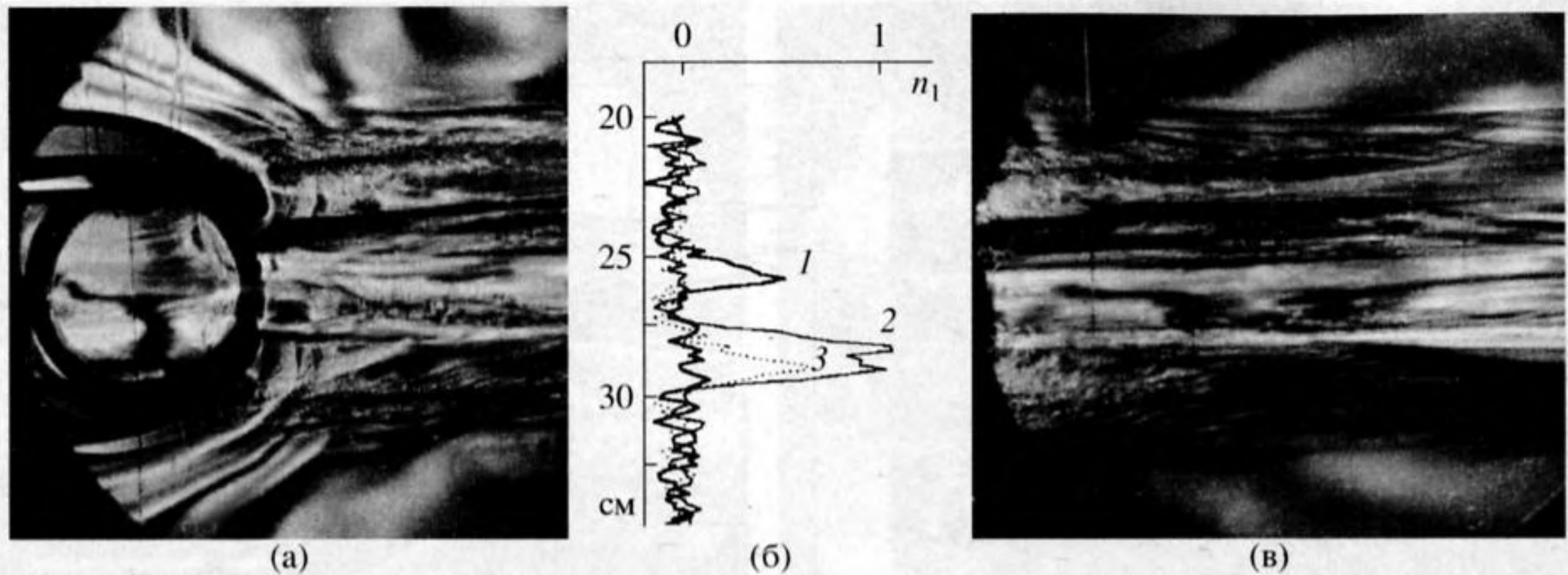


Рис. 3. Картина следа ($Fr = 0.024$, $Re = 150$) на возрастах $3.5T_b$ (а) и $13T_b$ (в). Средние по множеству накоплений профили коэффициента обратного рассеяния ($n_1 = 10^5 n$) (б) в интервалах $1-6T_b$ (1), $8-14T_b$ (2) и $14-8T_b$ (3).

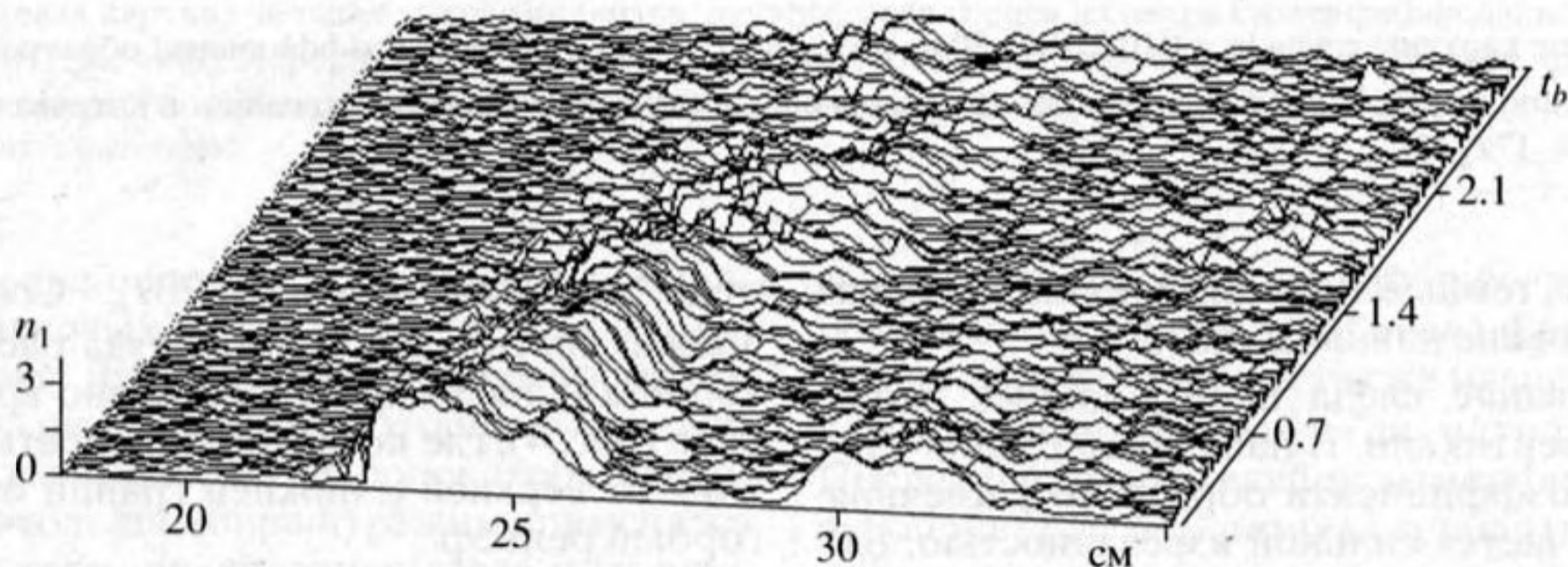


Рис. 4. Пространственно-временной рельеф коэффициента обратного рассеяния ($n_1 = 10^4 n$) от следа $Fr = 0.024$, $Re = 150$, $t_b = t/T_b$.

смещается к осевой линии [13], пересекая чувствительный элемент датчика электропроводности, неподвижный в системе координат цилиндра. В данном случае датчик был закреплен на несущей каретке цилиндра на глубине 2 см от верхней образующей. Промежуток времени, в течение которого датчик находился в пределах оболочки, выделен черными квадратами на выходной регистрограмме (рис. 5). Следует отметить, что пространственное разрешение контактного и оптического методов ограничено величиной примерно 0.1 см, тогда как истинная толщина оболочки в несколько раз меньше. Таким образом, в данной постановке контактный и оптический приборы позволяют измерять величину скачка плотности, а также получать оценку верхнего предела толщины оболочки h .

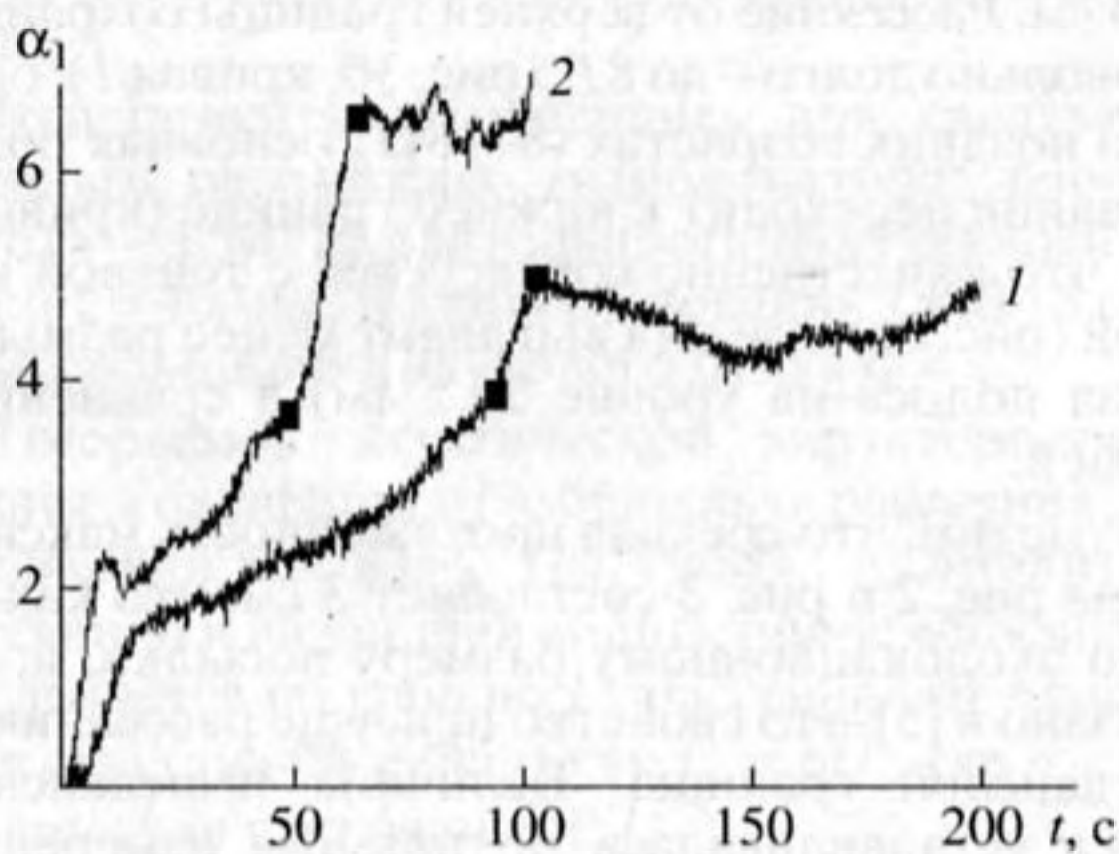


Рис. 5. Временная зависимость относительного скачка плотности ($\alpha_1 = 10^4 \alpha$): 1 – $Re = 80$, $Fr = 0.012$, 2 – $Re = 150$, $Fr = 0.024$. Зона пересечения оболочки обозначена черными квадратами.

Подобную оболочку можно представить в виде перехода толщиной h , соединяющего две области жидкости, в которых плотность и скорость звука имеют значения, соответственно, ρ , c и ρ_1 , c_1 . Коэффициент рассеяния n от такой неоднородности может быть рассчитан с помощью общего выражения для плавного перехода [14]

$$n = |\sin[khm \ln(\rho c / \rho_1 c_1)]| / 2k h m, \quad (2)$$

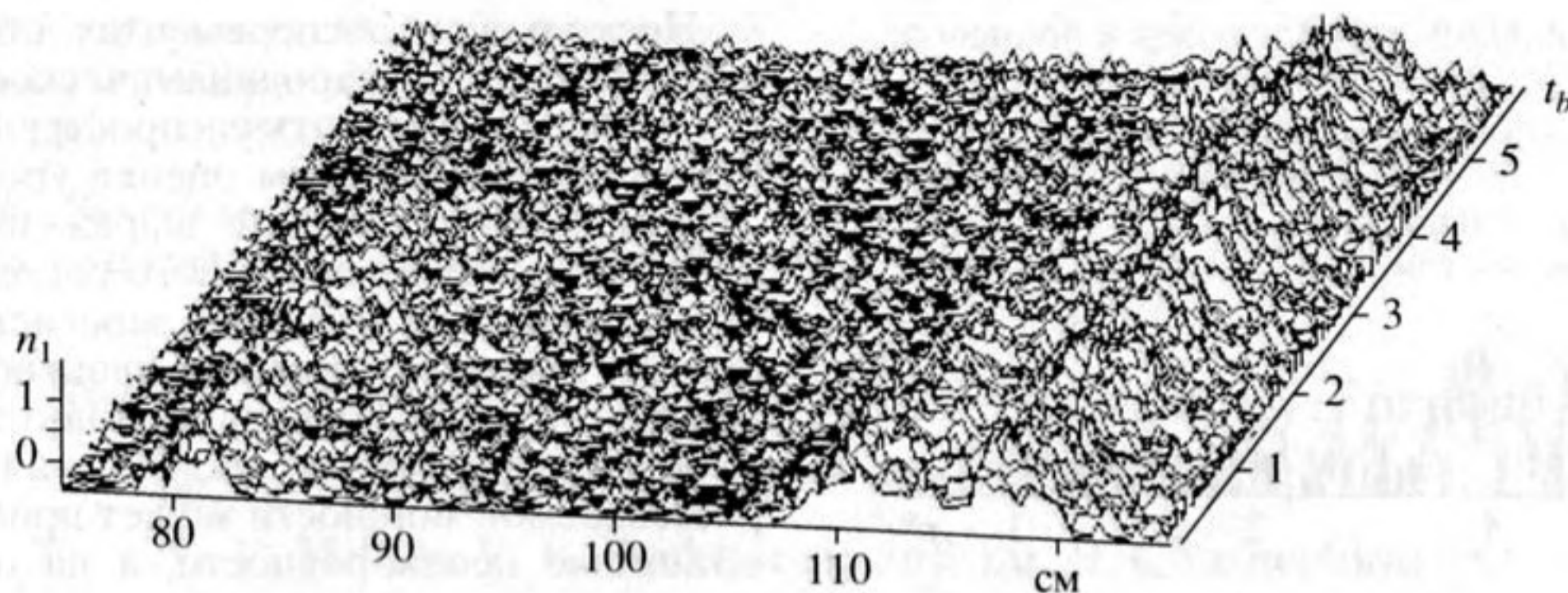


Рис. 6. Пространственно-временной рельеф коэффициента рассеяния ($n_1 = 10^4 n$) по вертикали (отметка 80 см) и в зеркальном направлении под углом 60° (отметка 110 см). $Re = 150$, $Fr = 0.024$. $t_b = t/T_b$.

где $m = \rho c / (\rho c - \rho_1 c_1) = \rho c / \delta(\rho c)$. Так как свойства граничащих сред различаются весьма мало, то

$$\ln(\rho c / \rho_1 c_1) = -1/m. \quad (3)$$

Относительные скачки плотности и скорости звука в среде с однокомпонентной солевой стратификацией могут быть выражены через скачок солёности с помощью линеаризованных уравнений состояния:

$$\delta\rho/\rho = \beta_\rho \delta S, \quad \delta c/c = \beta_c \delta S, \quad (4)$$

где $\beta_\rho = \rho^{-1} \partial\rho/\partial S = 0.8 \times 10^{-3} (\text{‰})^{-1}$, $\beta_c = c^{-1} \partial c/\partial S = 0.7 \times 10^{-3} (\text{‰})^{-1}$. Подставляя (3) и (4) в (2), и, исключая δS , приходим к

$$\begin{aligned} n &= n_a \sin(kh)/kh, \\ n_a &= 0.5\alpha(1 + \beta_c/\beta_\rho). \end{aligned} \quad (5)$$

где $\alpha = \delta\rho/\rho$.

Из рис. 5 видно, что на начальной стадии течений перепады плотности на оболочках у рассматриваемых течений равны, соответственно, 1×10^{-4} и 3.0×10^{-4} , откуда для амплитуды рассеяния n_a получаются величины, 1.0 и 2.8. Они почти совпадают с экспериментальными значениями максимумов на начальных профилях рассеяния (рис. 2б и рис. 4), что подтверждает справедливость представления оболочки в виде отражающей ультразвук поверхности. Близость измеренных максимальных значений n к n_a указывает на незначительную роль редуцирующего множителя $\sin(kh)/kh$ в начальной стадии, что в свою очередь свидетельствует о малости толщины оболочки в сравнении с длиной волны, т.е. $kh \ll 1$.

Вывод о характере рассеяния подтверждают и опыты с разнесенным приемом, которые проводились в соответствии со схемой на рис. 1б. В данном случае антенна 1 работала на излучение, а две другие были настроены на прием, соответственно, в вертикальном (2) и зеркальном (3) направлениях. Антенны 2 и 3 были подключены че-

рез сумматор на общий вход приемного гидролокатора, однако, благодаря заметной разнице акустических путей вдоль соответствующих направлений, их сигналы хорошо разделялись во времени, что позволяет совместить их на единой пространственной оси.

Акустический рельеф в режиме разнесенного приема ($Re = 150$, $Fr = 0.024$), в котором пространственная координата равна лучевой длине пути вдоль ломаной “излучатель–рассеиватель–приемник”, показан на рис. 6. Возвышенность в области 80 см соответствует сигналу, рассеянному по вертикали, а в области 115 см – зеркальному рассеянию. Видно, что уровень зеркальной компоненты во много раз выше, что является дополнительным признаком поверхностного характера рассеяния.

Выше упоминалось, что в океане рассеивающие свойства неоднородностей оцениваются в терминах объемного рассеяния, хотя, как уже говорилось, механизмы, порождающие поверхности разрыва, встречаются повсеместно, и, следовательно, часть звуковой энергии отражается от импедансных скачков. В этой связи представляет интерес выяснить, какова рассеивающая способность моделируемых акустических границ, если ее оценивать также в “объемных” единицах. Для сравнения с данными натурных измерений в качестве меры рассеяния целесообразно выбрать безразмерное сечение объемного рассеяния (1), которое, как известно, является инвариантом при переходе от модельного эксперимента к натурному [15]. С этой целью был предварительно рассчитан коэффициент объемного рассеяния по формуле [5] $m_v = 2n^2/\Omega c t$, где Ω – среднее значение телесного угла, под которым антенна видна из точки рассеяния. В данном случае $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\phi/2))$, где $\phi/2 = \arctg(a/2z_0)$, a – диаметр антенны, z_0 – среднее удаление антенны от рассеивающей поверхности.

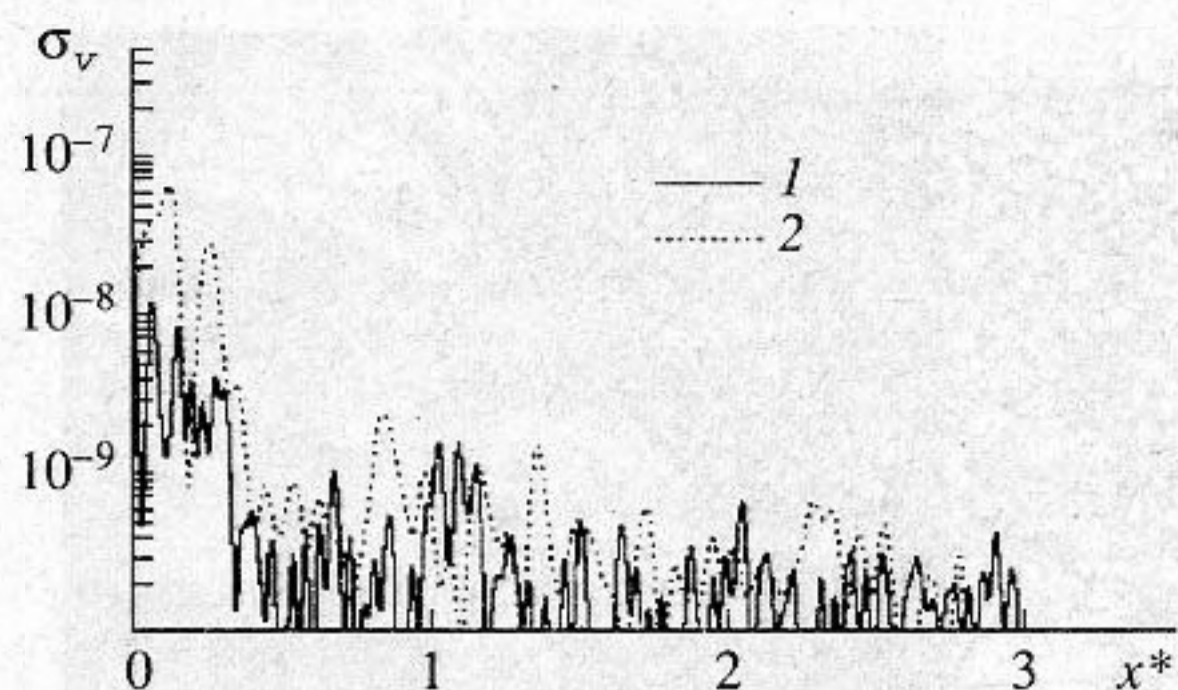


Рис. 7. Эквивалентное сечение σ_v обратного рассеяния от верхней границы течения в зависимости от безразмерного удаления $x^* = x/d$ цилиндра от звуковой зоны. 1 — $Re = 80$, $Fr = 0.012$, 2 — $Re = 150$, $Fr = 0.024$.

Результаты пересчета коэффициента рассеяния в сечение рассеяния σ_v , полученные по массиву эхосигналов от верхних оболочек следа для двух режимов, показаны на рис. 7. В качестве независимой переменной выбрана горизонтальная координата $x^* = x/d$, которая, в отличие от безразмерного возраста, не зависит от скорости и является единой для обоих различающихся по скорости режимов течения. Как видно, величины σ_v на ранних стадиях следа превосходят уровень 10^{-8} даже для слабого ламинарного режима, и достигают почти 10^{-7} в случае более интенсивного. Это находится на уровне максимальных значений объемного рассеяния, которые регистрируют в морских условиях. В связи с этим объемные показатели, могут оказаться не всегда адекватными в оценке рассеивающих свойств и, соответственно, идентификации самой неоднородности.

Результаты работы позволяют сделать вывод, что уединенные поверхности разрыва играют важную роль в рассеянии звука, а в стратифицированном ламинарном потоке за препятствием они являются основными рассеивателями, которые отражают звук по типу импедансного скачка. Это подтверждается следующими экспериментальными фактами:

— глубины залегания оболочек совпадают с координатами пиков рассеяния, а пространственный размер пиков близок к эхолокационному размеру посылки;

— коэффициенты вертикального обратного рассеяния по величине близки к значениям, рассчитанным по формулам геометрической акустики плавных переходов, в которых в качестве входных параметров использованы данные независимых контактных и оптических измерений скачков плотности;

— зеркальная компонента рассеяния многократно превосходит вертикальную на всех стадиях следа, а на заключительной является единственной, которая выделяется над шумами.

Поскольку в экспериментах поддерживалось акустическое и гидродинамическое подобие, то результаты могут быть распространены на натурные условия. При этом оценка уровня рассеяния от отдельной оболочки, выраженная в эквивалентных единицах объемного рассеяния, достигает максимальных значений, зарегистрированных в океане. В связи с этим при идентификации внутренней структуры океана по полю звукового рассеяния следует учитывать, что значительная доля рассеиваемой мощности может приходиться не на объемные неоднородности, а на отдельные поверхности разрыва.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-01-01013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Свиридов В.И., Кулешов А.Ф. Акустические границы и звукорассеивающие слои в юго-западной Балтике // *Океанология*. 1996. Т. 36. № 4. С. 529–537.
2. Саломатин А.С., Шевцов В.П., Юсупов В.И. Рассеяние звука на тонкой структуре гидрофизических полей в океане // *Акуст. журн.*, 1985. Т. 31. № 6. С. 768–744.
3. Железняк Г.В., Ломейко А.И., Любичкий А.А. Характеристики обратного объемного рассеяния звука в деятельном слое океана // *Судостроительная промышленность*, сер. Акустика, 1988. Вып. 3, с. 18–26.
4. Шевцов В.П., Саломатин А.С. Влияние бароклинности на звукорассеивающие свойства тонкой структуры гидрофизических полей в океане // *Океанология*, 1992. Т. 32. № 4. С. 661–666.
5. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Ультразвуковая эхолокация спутного течения за цилиндром в жидкости с неоднородной стратификацией // *Акуст. журн.*, 1995. Т. 41. № 6. С. 908–916.
6. Шевцов В.П., Саломатин А.С., Юсупов В.И. Крупномасштабная структура поля объемного рассеяния звука в Тихом океане // *Океанология*. 1988. Т. 28. № 3. С. 376–386.
7. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Структура спутного течения за цилиндром в жидкости с переменной частотой плавучести по данным эхолокационных и оптических наблюдений // *Механика жидкости и газа*. 1995. № 6. С. 3–1.
8. Elisseff P., Schmidt H. Acoustic propagation through a low Mach number, stratified flow // *J. Acoust. Soc. Amer.*, V. 101. № 4. 1997. P. 1936–1944.
9. Wiskin J., Borup D., Johnson S. Inverse scattering from arbitrary twodimensional objects in stratified environments via a Green's operator // *J. Acoust. Soc. Amer.*, V. 102. № 2. 1997. Pt. 1. P. 853–864.
10. Berman D. Computing effective reflection coefficient in a layered media // *J. Acoust. Soc. Amer.* V. 101. № 2. 1997. P. 741–748.
11. Rhee H., Park Y. Novel acoustic wave resonance scattering formalism // *J. Acoust. Soc. Amer.*, V. 102. № 6. 1997. P. 3401–3412.

12. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Ультразвуковое зондирование в модельном гидрофизическом эксперименте // Препринт ИПМ РАН, 1992. № 512.
13. Воейков И.В., Чашечкин Ю.Д. Формирование разрывов в следе за цилиндром в потоке стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1993. № 1. С. 20–26.
14. Шутилов В.А. Основы физики ультразвука // Л.: Изд. Лен. ун-та, 1980. С. 178.
15. Бархатов А.Н. Моделирование распространения звука в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1982.

Sound Scattering by Surfaces of Discontinuity Formed in a Stratified Laminar Two-Dimensional Flow

V. V. Mitkin, V. E. Prokhorov, and Yu. D. Chashechkin

In the wake formed behind a two-dimensional body in a stratified medium, surfaces of discontinuity of density and other related physical properties including sound velocity are observed on the background of the continuous initial stratification. Experiments on the echo sounding of a two-dimensional flow behind a circular cylinder in liquid with salt stratification show that such surfaces, i.e., the outer envelopes of the wake, reflect incident sound waves in the same way as thin impedance transition layers. The scattering coefficient obtained from the echo sounding data is coincident with the corresponding coefficient calculated by the formulas of geometric acoustics for an impedance jump, the magnitude of which is determined from linearized equations of state on the basis of the data of independent contact-probe density measurements. The recalculation of the scattering coefficient of a single envelope to an equivalent cross-section of volume backscattering yields the values of the same order of magnitude as the maximal values obtained from the full-scale measurements in the ocean. Taking into account that the experiments satisfy the principle of acoustic similarity, and the results obtained can be extended to full-scale conditions, one should expect that the isolated discontinuity surfaces existing in the ocean may appear to be more powerful scatterers compared to volume inhomogeneities.