УДК 534.2, 534.23

10.25808/24094609.2019.30.4.005

ПОГРАНИЧНЫЕ ВОЛНЫ В ПРОБЛЕМЕ ОБНАРУЖЕНИЯ подводных источников шума

Б.А. Касаткин, Н.В. Злобина, С.Б. Касаткин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем морских технологий ДВО PAH^{1}

Приведен краткий исторический обзор методов обнаружения подводных источников шума и критический анализ возможности дальности их обнаружения. Обсуждаются дискуссионные вопросы адекватности классической трактовки приграничного (приповерхностного или придонного) распространения звуковых волн и влияния мягкого экрана на процесс обнаружения шумовых источников. Изложена альтернативная точка зрения, основанная на использовании несамосопряженной модельной постановки граничных задач в акустике слоистых сред. Приведены примеры дальнего распространения звуковых волн, обусловленного возбуждением пограничных волн обобщенного типа комплексным угловым спектром источника. Приведены примеры использования комбинированного приемника в мелком море в инфразвуковом диапазоне частот и оценки его помехоустойчивости как перспективного приемника шумовых сигналов инфразвукового диапазона.

ВВЕДЕНИЕ

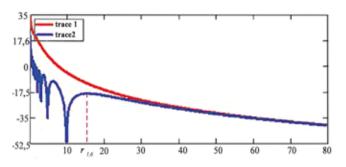
Среди акустиков, интересующихся историей акустики и гидроакустики в частности, хорошо известна версия о том, что первым акустиком, успешно проблему обнаружения решившим источников типа парусных судов, был Леонардо да Винчи. Вполне вероятно, что именно после успешных экспериментов, а вовсе не в результате размышлений на эту тему он записал в своем дневнике: «Если вы остановите судно, возьмете длинную полую трубку и одним концом опустите в воду, а другим концом приложите к уху, то услышите корабли, находящиеся на большом расстоянии» [1]. Впоследствии такая полая трубка с раструбом на конце, закрытом упругой мембраной, получила название слуховой трубки. Известно также, что адмирал С.О. Макаров ввел на кораблях судовую роль матроса-акустика, который с помощью слуховой трубки должен был прослушивать горизонт в условиях плохой оптической видимости, дабы обнаруживать идущие в атаку миноносцы и предупреждать командира корабля о возможной угрозе. Согласно современным представлениям, парусное судно времен Леонардо да Винчи демаскировало себя шумами обтекания звукового диапазона. Известно также, что слуховая трубка была значительно усовершенствована во время Первой мировой войны американским инженером Дюблайером [2], который разработал прибор для обнаружения и пеленгования подводных лодок по характерному шуму гребного винта лодки. Прибор представлял собой круговую базу, состоящую из набора слуховых трубок, развернутых по азимутальному углу, каждая из которых была снабжена микрофоном. Согласно современным представлениям, подводная лодка времен Первой мировой войны демаскировала себя дискретными составляющими вально-лопастного звукоряда (ВЛЗР). Дальность обнаружения подводной лодки по дискретным составляющим ВЛЗР составляла, по словам изобретателя, 55 миль. Дальнейшее усовершенствование приемных систем, решающих проблему определения координат и параметров движения цели (КПДЦ), пошло по пути разработки многоэлементных приемных антенн на основе приемников звукового давления, понижения рабочих частот и, соответственно, увеличения их габаритных размеров. Ситуация принципиально изменилась, когда появились новые точечные приемные системы на основе комбинированных приемников, способные составить им реальную конкуренцию в наиболее информативном инфразвуковом диапазоне частот.

Классическая (лучевая) теория. предположить, что и надводное судно, и подводная лодка времен Первой мировой войны представляли

¹ 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 5a. Тел.: +7 (423) 243-25-78. E-mail: kasatkas@marine.febras.ru, zlobina@marine.febras.ru

собой приповерхностный источник шума звукового или инфразвукового диапазона, а слуховая трубка или круговая база на ее основе представляли собой приповерхностный приемник с глубиной погружения в несколько метров. По условиям работы слуховой трубки в режиме обнаружения она должна принимать звуковые волны, распространяющиеся вдоль поверхности моря, которая играет роль мягкого экрана. Для оценки потерь на распространение воспользуемся результатами, полученными в работе [3] в рамках простейших лучевых представлений, которые поясняются рис. 1.

Согласно аналитической оценке уровень звукового давления в условиях приповерхностного распространения звуковой волны убывает пропорционально кубу расстояния. Согласно численным оценкам потерь на распространение в случае приповерхностного источника и приповерхностного приемника, приведенным на рис. 1, они составляют 75 дБ на расстоянии, равном 80 глубинам источника $z_0(z_0 = z, z$ глубина приемника). Полагая, например, что частота максимума спектральной плотности шумов обтекания составляет 300 Гц (что соответствует скорости хода 8-10 узлов), а глубина приемника в экспериментах Леонардо да Винчи составляла 5 м ($z_0 = \lambda$, λ – длина волны), получаем, что эти оценки соответствуют условиям эксперимента. Однако эта оценка потерь на распространение должна быть увеличена в несколько раз, так как она соответствует расстоянию в 400 м, что вряд ли соответствует «большому расстоянию до кораблей», упомянутому в дневнике Леонардо да Винчи. Полагая, что расстояние в эксперименте Леонардо да Винчи составляло как минимум 1 км, получаем оценку потерь на распространение в 187 дБ при дальности обнаружения 1 км. Кроме того, сама слуховая трубка как приемник звукового давления, характеризуется крайне малым коэффициентом передачи на границе раздела вода – воздух, который составляет 66 дБ. Можно предположить, что слуховая трубка с раструбом на конце играет



Puc. 1. Зависимость уровня звукового давления от расстояния вблизи свободной поверхности: $1-z_o=\lambda/2; 2-z_o=5\lambda;$ $r_{_1}=r/z_{_0}, z=z_{_0}$

роль концентратора звуковой энергии и, судя по ее размерам, увеличивает коэффициент передачи на 20—25 дБ. Суммируя эти оценки и полагая, что прием звукового сигнала возможен при уровне в 20 дБ относительно порога слышимости, получаем требуемую оценку уровня сигнала на источнике, приведенного к 1 м, который составляет 248—253 дБ. При увеличении «большого расстояния до кораблей» потери на распространение растут катастрофически быстро, а вместе с ними и необходимый уровень сигнала на источнике.

Иначе говоря, с точки зрения классической акустики Леонардо да Винчи принципиально не мог ничего услышать, так как расчетный уровень излучения, приведенный к метру, грубая оценка которого приведена выше, не может соответствовать шумам обтекания парусного судна XV в. На том же основании можно считать, что и Дюблайер не мог обнаруживать и пеленговать в инфразвуковом диапазоне частот шумы подводной лодки времен Первой мировой войны приповерхностным приемником в условиях приповерхностного распространения звука, но можно предположить с некоторой вероятностью прием шумов в дальних зонах акустической освещенности. Однако возможна и альтернативная точка зрения, изложенная ниже.

Обобщенная теория. Обобщенная теория волновых процессов в слоистых средах формулируется в рамках несамосопряженной модельной постановки соответствующих граничных задач. По этой причине она принципиально отличается от классической теории, которая формулируется в рамках самосопряженной модельной постановки. Основы обобщенной теории с той или иной степенью полноты изложены нами в работах [3-5]. Основу обобщенной теории составляет гипотеза о возможной трансформации расходящейся волны в сходящуюся волну отдачи с одновременным изменением знака вертикального волнового числа. Включение в решение граничной задачи сходящихся волн отдачи как собственных функций сопряженного оператора как раз и означает переход к несамосопряженной модельной постановке. Такая трансформация может происходить на горизонтах трансформации, в качестве которых могут выступать, например, горизонты полного внутреннего отражения нормальных волн, захваченных волноводом. Сама обобщенная нормальная волна, в структуре которой появляется горизонт трансформации, становится гибридной волной, содержащей и расходящуюся составляющую, и сходящуюся волну отдачи. Как показано в работах [6, 7], на горизонтах трансформации давление и нормальная компонента вектора колебательной скорости терпят разрыв, но сохраняется непрерывным импеданс, определенный через интегральные величины, такие как сила и объемная колебательная скорость. Разрывность обобщенного решения по давлению и нормальной компоненте вектора колебательной скорости означает появление на горизонте трансформации нового источника энергии монопольно-дипольного типа, который характеризуется распределением знакопеременной вертикальной компоненты вектора интенсивности с периодом $\lambda/2$, (λ – длина волны). Модельное описание такого источника соответствует известному в математике понятию поверхностной $\delta(x)$ -функции. Однако мощность нового источника равна нулю, поэтому сам новый источник оказывается виртуальным, а несамосопряженная модельная постановка остается физически корректной, так как не нарушает фундаментальных законов физики. Включение в суммарное решение обобщенных составляющих удваивает общее число нормальных волн, которые зарождаются парами на частотах продольного (радиально-толщинного) резонанса.

Другая особенность несамосопряженной модельной постановки заключается в расширенной трактовке самого точечного источника, изложенной, например, в работе [3]. Как показано в этой работе, в спектральном представлении звукового поля точечного источника можно выделить две составляющие. Одна составляющая связана с вещественным угловым спектром источника, которому соответствуют вещественные углы падения $(\Theta = (0, \pi))$ в области видимости. Другая составляющая связана c комплексным угловым спектром, которому соответствуют комплексные углы падения ($\Theta = \pi/2 + i\delta$, $\delta = (0, \infty)$). С вещественным угловым спектром связывают отбор энергии от источника, тогда как комплексный угловой спектр не участвует в отборе энергии и описывает реактивную нагрузку на источник типа стоячей волны. Поскольку несамосопряженная модельная постановка допускает трансформацию расходящейся волны в сходящуюся волну отдачи с одновременным изменением знака вертикального волнового числа, то и комплексному угловому спектру модельного источника можно сопоставить гибридные неоднородные волны, расходящиеся в верхнем относительно горизонта источника полупространстве, и сходящиеся неоднородные волны отдачи в нижнем полупространстве (или наоборот). Как отмечалось выше, на горизонте трансформации, т.е. на горизонте модельного источника, возникает знакопеременная с периодом $\lambda/2$ вертикальная компонента вектора интенсивности. Появление нового источника ничего не изменяет в описании самого модельного источника и его энергетики, если он находится в свободном пространстве, так как мощность источника, по сути виртуального, равна нулю. Однако ситуация принципиально изменится, когда такой источник окажется в слоистой среде, например в волноводе. В этом случае баланс горизонтальных потоков мощности в гибридной волне будет нарушен, а в волноводе возникнут новые формы волнового движения с отличным от нуля потоком мощности.

Для выяснения корректности введения обобщенных нормальных волн в описание суммарного звукового поля следует выяснить устройство модельного источника в диапазоне комплексных углов падения, которые не принимают участия в построении классического решения. Как правило, в качестве модельного источника в таких задачах используется потенциал точечного источника, допускающий представление в виде интеграла Фурье-Бесселя (интеграла Ганкеля):

$$\begin{split} \phi_{0}(r,z) &= \frac{e^{-ik_{1}R}}{R} = -i\int_{0}^{\infty} e^{-ik_{31}|z-z_{0}|} J_{0}(\xi r) \frac{\xi d\xi}{k_{31}} = \\ &= -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_{31}|z-z_{0}|} H_{0}^{(2)}(\xi r) \frac{\xi d\xi}{k_{31}}, \end{split} \tag{1}$$

 $k_{31}^2 = k_1^2 - \xi^2$, $k_1 = \frac{\omega}{c}$, ω , c_1 — круговая частота и скорость звука в водной среде, z_0 – горизонт источника, $R^2 = (z - z_0)^2 + r$. Представим потенциал (1) в виде суммы двух составляющих

$$\phi_0(r,z) = g_1G_1(r,z) + g_2G_2(r,z), \quad g_1^2 + g_2^2 = 1,$$
 (2)

$$G_{1}(r,z) = -\frac{i}{2} \int_{\Gamma_{1}} \frac{e^{-ik_{31}|z-z_{0}|}}{k_{31}} H_{0}^{(2)}(\xi r) \xi d\xi =$$

$$= -i \int_{-i\infty}^{k_{1}} \frac{\cos(k_{31}|z-z_{0}|)}{k_{31}} H_{0}^{(2)}(\xi r) \xi d\xi,$$

$$G_{2}(r,z) = -\frac{i}{2} \int_{\Gamma_{2}} F(r,z,\xi) \frac{\xi d\xi}{k_{31}} = \int_{k_{1}}^{\infty} F(r,z,\xi) \frac{\xi d\xi}{\alpha_{1}},$$

$$K_{31} = \begin{cases} -i\alpha_{1}, \xi \in \Gamma_{21} \\ +i\alpha_{1}, \xi \in \Gamma_{22} \end{cases}.$$

$$(3)$$

Одна из них $G_{i}(r, z)$ является аналитической функцией на плоскости комплексного спектрального параметра с разрезом $Imk_{31} = 0$ и может быть представлена контурным интегралом по контуру Γ_1 . Другая составляющая $G_{\gamma}(r,z)$ также представима контурным интегралом по контуру Γ_2 , соответствующим разрезу $Rek_{31} = 0$, от разрывной волновой функции,

принимающей различные (сопряженные) значения в формуле (3). По этой причине составляющую $G_2(r;z)$ следует считать обобщенной составляющей модельного источника. Контуры интегрирования функций $G_1(r;z)$ и $G_2(r;z)$ показаны на рис. 2, a, δ . В обобщенном описании (2) модельный источник задан не только скачком вертикальной компоненты вектора колебательной скорости на самом источнике для составляющих вещественного углового спектра, но и скачком давления и нормальной компоненты вектора колебательной скорости на всем горизонте источника для составляющих комплексного углового спектра. Лучевая трактовка линий тока в поле вектора интенсивности для составляющих $G_1(r;z)$ и $G_2(r;z)$ дана на рис. 2, g, ε .

Если решение граничной задачи ищется в классе аналитических функций, то в представлении (2) нужно положить $g_1 = 1, g_2 = 0$. В этом случае под модельным источником подразумевается только его аналитическая составляющая $G_1(r,z)$. При таком выборе модельного описания источника его комплексный угловой спектр не участвует при построении решения, которое по своим свойствам оказывается самосопряженным. Несамосопряженная модельная постановка соответствует более общему представлению модельного источника (2), в котором весовые коэффициенты g_1, g_2 определяются из энергетических соображений формулами:

$$g_1^2 = \frac{P_0}{P_0 + P_c}, \quad g_2^2 = \frac{P_c}{P_0 + P_c},$$
 (4)

где $P_{\scriptscriptstyle 0}$ — мощность, соответствующая вещественному угловому спектру источника; $P_{\scriptscriptstyle c}$ — мощность, соответствующая комплексному угловому спектру источника.

Принципиальная особенность несамосопряженной модельной постановки заключается в том, что в слоистой среде комплексный угловой спектр источника возбуждает обобщенные формы волнового движения (медленные обобщенные волны), разрывные либо на горизонте источника, либо на горизонтах полного внутреннего отражения. Такая структура звукового поля соответствует разрывной структуре обобщенной составляющей $G_{2}(r, z)$ модельного источника. Для обобщенных форм волнового движения мощность излучения в слоистой среде, связанная с комплексным угловым спектром источника, отлична от нуля. Кроме того, на самих горизонтах трансформации генерируется вихревая составляющая вектора интенсивности, представленная знакопеременной с периодом $\lambda/2$ вертикальной компонентой этого вектора, как показано на рис. 2, г.

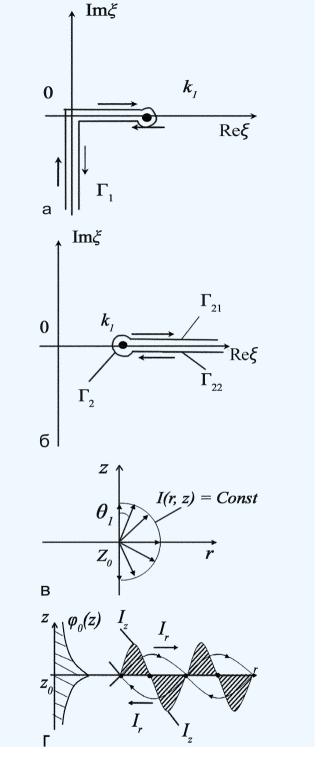


Рис. 2. Контуры интегрирования и верхние листы: $Imk_{31} \le 0$ (а); $Rek_{31} \ge 0$ (б) и лучевая трактовка составляющих модельного источника: $G_1(r,z)$ (в), $G_2(r,z)$ (г)

В случае волновода Пекериса единственной новой формой волнового движения в области комплексных углов падения, удовлетворяющей граничным условиям, будет обобщенная нормальная волна нулевого порядка (обобщенная фундаментальная

мода) [3], соответствующая нулю коэффициента отражения плоской волны на границе раздела двух жидких сред, и сопряженная с ней обобщенная нормальная волна первого порядка. Само условие обращения в нуль коэффициента отражения реализуется в области комплексных углов падения, косвенно свидетельствуя о возможном существовании новых форм волнового движения с участием комплексного углового спектра. Понятно, что такая волна отсутствует в классическом решении, построенном в самосопряженной модельной постановке (Л.М. Бреховских), в которой комплексный угловой спектр не участвует в построении общего решения. В более сложном волноводе типа жидкий слой - твердое полупространство несамосопряженная модельная постановка предсказывает появление обобщенных волн Рэлея-Шолте, отсутствующих в классическом решении, но присутствующих в модельном эксперименте [8] и в реальных экспериментах, описанных в работах [6, 7]. Другие отличия обобщенного решения от классического решения, связанные с парной структурой нормальных волн высшего порядка, достаточно подробно описаны в работе [5]. Согласно обобщенной теории, все нормальные волны зарождаются парами на частотах продольного резонанса, формируя, тем самым, комбинационные волны. Каждая комбинационная волна содержит регулярную составляющую, локально непрерывную (в обычном смысле) во всей области определения, и обобщенную (гибридную) составляющую. Обобщенная составляющая содержит в своей структуре горизонт трансформации, играющий роль горизонта полного внутреннего отражения по Ньютону, на котором обобщенная волна остается непрерывной только по импедансу. Именно эти различия становятся принципиальными при описании пограничных явлений, приповерхностных либо придонных, в волноводах различного типа.

Обобщенная теория и пограничные явления. Понятно, что обобщенные нормальные волны нулевого порядка (фундаментальные моды), не имеющие критической частоты, играют важную роль на частотах инфразвукового диапазона. В ряде случаев именно они вносят доминирующий вклад в суммарное звуковое поле в приповерхностном или в придонном слое, в которых при малых углах скольжения эффект мягкого экрана проявляется в наиболее разрушительной форме. В соответствии с результатами работы [3] обобщенную комбинационную волну волновода Пекериса можно искать в виде суммы двух составляющих:

$$\phi_{0\Sigma}(r,z) = -\frac{\pi i}{h} [a_0 \phi_0(r,z) + a_1 \phi_1(r,z)],$$
 (5)

$$\begin{split} a_0 &= \left[\frac{A_0 \alpha_1 (cth \, x - 1) x}{1 - \rho_{12}^2} \right]_{\xi = \xi_0}, \ a_1 = \left[\frac{A_0 (\, \alpha_1 - \rho_{12} \alpha_2 \,)}{E_1} \right]_{\xi = \xi_1}, \\ E_1 &= \left\{ sh^{-2} \, x \left[\frac{sh(2x)}{2x} - 1 - \rho_{12} \frac{sh^2 \, x}{\alpha_2 h} \right] \right\}_{\xi = \xi_1}. \\ A_0 &= \frac{1 - e^{-2\alpha_1 z_0}}{\alpha_1}, \quad \alpha_1 = \sqrt{\xi^2 - k_1^2}, \\ \alpha_2 &= \sqrt{\xi^2 - k_2^2}, \, x = \alpha_1 h, \\ \rho_{12} &= \frac{\rho_1}{\rho_2}, \, \xi_0 = \frac{\omega}{c_0}, \, c_{12} = \frac{c_1}{c_2}, \, k_1 = \frac{\omega}{c_1}, \, k_2 = \frac{\omega}{c_2}. \end{split}$$

 $\rho_1,\ c_1$ — плотность и скорость звука в водной среде, $\rho_2,\ c_2$ — плотность и скорость звука в полупространстве, $z_0,\ h$ — горизонт источника и глубина волновода, $\phi(r,\ z),\ p=i\omega\rho\phi;\ \overline{\upsilon}=-grad\phi$ — потенциал скорости, звуковое давление и вектор колебательной скорости, ω — круговая частота. Дисперсионные зависимости для двух составляющих определяются дисперсионными уравнениями:

$$\begin{split} &\alpha_{1}-\rho_{12}\alpha_{2}=0,\ \xi=\xi_{0}=k_{1}\sqrt{\frac{1-\rho_{12}^{2}c_{12}^{2}}{1-\rho_{12}^{2}}},\\ &\alpha_{01}h=\rho_{12}k_{1}h\sqrt{\frac{1-c_{12}^{2}}{1-\rho_{12}^{2}}}.\\ &\alpha_{1}-\rho_{12}\alpha_{2}\,th(\alpha_{1}h)=0,\ \xi=\xi_{1}, \end{split}$$

Первое дисперсионное уравнение определяет корень $\xi=\xi_0$, соответствующий нулю коэффициента отражения V_I в области комплексных углов падения. Второе дисперсионное уравнение совпадает с дисперсионным уравнением задачи Пекериса в области комплексных углов падения, которое имеет решение в области частот, определяемых условием:

$$k_1 h \ge \frac{1}{\rho_{12} \sqrt{1 - c_{12}^2}}. (6)$$

Для обобщенного описания источника нужно вычислить коэффициент энергоемкости Q_2 и парциальные коэффициенты g_p , g_2 в формуле (2):

$$Q_{2} = a_{0}^{2} E_{20} + a_{1}^{2} E_{21}, P_{C} = P_{0} K, K = \frac{\pi}{2k_{1}h} Q_{2},$$
(7)
$$E_{20} = 2z_{01} \begin{cases} \frac{1 - e^{-2x(1 - z_{01})} (1 - \rho_{12}^{2})}{xz_{01}} - \\ -\left[\frac{sh(2xz_{01})}{2xz_{01}} - 1\right] sh^{-2} (xz_{01}) \end{cases}_{\xi = \xi_{0}},$$

$$E_{21} = 2 \left[e^{-2x(1-z_{01})} E_1 \right]_{\xi=\xi_1}, \ z_{01} = \frac{z_0}{h},$$

 ${\rm E}_{20},\ E_{21}$ — парциальные потоки мощности для обобщенных волн $\varphi_{20}(r,z)$ и $\varphi_{21}(r,z)$ соответственно. K — коэффициент передачи по мощности для обобщенных нормальных волн комплексного углового спектра. В модельном описании источника (2) в соответствии с определением (4) следует положить:

$$g_1^2 = (1 + K)^{-1}, g_2^2 = K(1 + K)^{-1}.$$

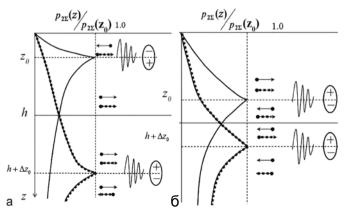
Собственные функции (6) для пары обобщенных волн запишутся в следующем виде:

$$\phi_{0}(r,z) = \begin{pmatrix} \frac{sh(\alpha_{01}z)}{sh(\alpha_{01}z_{0})} H_{0}^{(1)}(\xi_{0}r) \\ e^{-\alpha_{01}(z-z_{0})} H_{0}^{(2)}(\xi_{0}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{01}(h-z_{0})} e^{-\alpha_{02}(z-h)} H_{0}^{(2)}(\xi_{0}r) \end{pmatrix} z \in (0,z_{0}) z \in (z_{0},h), z > h$$

$$\phi_{1}(r,z) = \begin{pmatrix} \frac{sh(\alpha_{11}z)}{sh(\alpha_{11}h)} e^{-\alpha_{11}(h-z_{0})} H_{0}^{(2)}(\xi_{1}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{11}(h-z_{0})} e^{\alpha_{12}(z-h)} H_{0}^{(2)}(\xi_{1}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{12}(z-h-\Delta z_{0})} H_{0}^{(1)}(\xi_{1}r) \\ z \in (0,h) \\ z \in (h,h+\Delta z_{0}), z > h+\Delta z \end{pmatrix}$$
(8)

$$\alpha_{01}^2 = \xi_0^2 - k_1^2; \alpha_{02}^2 = \xi_0^2 - k_2^2; \alpha_{11}^2 = \xi_1^2 - k_1^2; \alpha_{12}^2 = \xi_1^2 - k_2^2.$$

Функции поперечного сечения и структура горизонтальных потоков мощности для этой пары обобщенных волн показаны на рис. 3. Горизонты $z=z_0,\,z=h+\Delta z_0,\,\Delta z_0=(h-z_0)\,\alpha_1/\alpha_2$ играют роль горизонтов трансформации для пары сопряженных

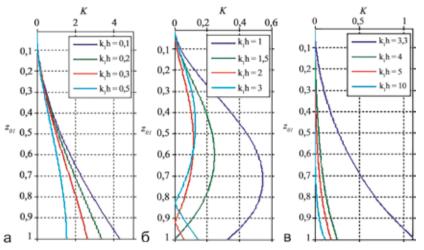


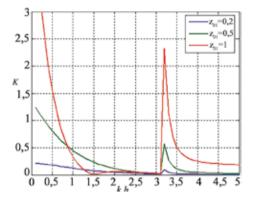
Puc. 3. Функции поперечного сечения и структура горизонтальных потоков мощности для медленных обобщенных волн

обобщенных нормальных волн. Нормирующий множитель \mathcal{Q}_2 пропорционален мощности, переносимой парой обобщенных волн в горизонтальном направлении.

В случае приповерхностного источника реализуется звуковое поле с квадрупольным типом потоков мощности, соответствующим рис. 3, а. В приповерхностном слое, ограниченном снизу горизонтом источника, формируется поле встречных волн, в котором доминирует вихревая составляющая вектора интенсивности, парирующая эффект мягкого экрана. В области, ограниченной горизонтами трансформации, формируется положительно определенный поток мощности, а уровень звукового давления в суммарном поле убывает с расстоянием по цилиндрическому закону. В случае придонного источника реализуется звуковое поле с диполь-дипольным типом потоков мощности, соответствующим рис. 3, б. В придонном слое, ограниченном горизонтами трансформации, формируется поле встречных волн, в котором также доминирует вихревая составляющая вектора интенсивности, парирующая эффект мягкого экрана. Эта особенность обобщенного решения принципиально отличает его от классического решения, построенного в самосопряженной модельной постановке. В классическом решении обобщенная фундаментальная мода отсутствует, а уровень звукового давления в приповерхностном слое приповерхностного источника или в придонном слое придонного источника убывает (вследствие эффекта мягкого экрана) с кубом расстояния [3]. Отметим, что эффект мягкого экрана реализуется в приграничной области звукового поля с дипольной структурой потоков мощности, в которой доминирует потенциальная составляющая вектора интенсивности, а не вихревая.

Рис. 4 поясняет зависимость коэффициента передачи от горизонта источника z₀₁, параметром кривых является частотный параметр k,h. На рис. 4, а частотный параметр изменяется в пределах k,h = 0,1, 0,2, 0,3, 0,5. На рис. 4, б частотный параметр изменяется в пределах $k_1h = 1,0, 1,5, 2,0, 3,0$. Для значения частотного параметра k,h = 3,0 численное значение коэффициента К увеличено в пять раз. На рис. 4, в частотный параметр изменяется в пределах $k_1h = 3,3, 4,0, 5,0, 10,0$. Частотная зависимость коэффициента передачи поясняется рис. 5. В предельном случае низких частот коэффициент передачи растет обратно пропорционально частоте. Это означает смену квадратичной частотной зависимости мощности модельного источника, излучаемой в свободное пространство вещественным спектром,





Puc. 5. Зависимость коэффициента передачи K от частного параметра $k_{,h}$

Puc. 4. Зависимость коэффициента передачи К от горизонта источника z

на линейную частотную зависимость мощности модельного источника, излучаемой его комплексным спектром в виде пограничной волны, формирующей фундаментальную моду.

Дополнительный рост коэффициента передачи связан с возбуждением первой обобщенной нормальной волны, которая при $k_1h \geq 3,1$ становится неоднородной волной, локализованной на горизонте полного внутреннего отражения $z=h+\Delta z_0$. В предельном случае высоких частот возбуждение комплексного углового спектра дает 20 %-ное увеличение мощности, излучаемой источником при его расположении на границе раздела.

Главная особенность обобщенных решений заключается в том, что в звуковом поле встречных волн типа стоячей волны, которое формируется в приповерхностной области, доминирует вихревая составляющая вектора интенсивности, парирующая эффект мягкого экрана. Уровень фундаментальной моды убывает по цилиндрическому закону, а потери на распространение, связанные с расходимостью волнового фронта, уменьшаются в шесть раз (в логарифмическом масштабе). Для рассмотренной выше оценки потерь на распространение при дальности обнаружения 1 км это означает уменьшение суммарных потерь на 150 дБ, что существенно повышает шансы на реальное обнаружение «кораблей, находящиеся на большом расстоянии», как записал Леонардо да Винчи.

Случай придонного распространения звуковых волн с компенсацией эффекта мягкого экрана рассмотрен нами в монографии [4] на примере работы в придонной области мелкого или глубокого моря гидролокатора бокового обзора. Во всех рассмотренных случаях морское дно было представлено неконсолидированными осадочными породами, т.е. в

модельном плане его можно было считать жидким, а сам модельный волновод соответствовал модельному волноводу Пекериса. Математическое описание экспериментальных данных дано в работе [3]. Характерная особенность экспериментальных данных, приведенных в этих работах, заключается в уверенной регистрации гигантских интерференционных структур, период интерференции в которых составлял многие сотни (тысячи) длин волн. Изменение периода интерференции от минимального до максимального значения соответствует изменению угла наклона дна от максимального до минимального значения. Как показано в работе [3], существование подобных интерференционных структур противоречит классическому описанию звукового поля в придонной области (Л.М. Бреховских), но хорошо соответствует обобщенному описанию. Сами интерференционные структуры соответствуют интерференции обобщенных нормальных волн нулевого и первого порядка, отсутствующих в классическом решении. Для этих волн разностная пространственная частота Δξ стремится к нулю с ростом частотного параметра с соответствующим ростом пространственного периода интерференции (L = $2\pi/\Delta\xi$). Рис. 6, взятый из работы [4], поясняет гигантские интерференционные структуры, период интерференции в которых составляет десятки метров на рабочей частоте гидролокатора бокового обзора 80 кГц (длина волны порядка 2 см). Следует также отметить высокую когерентность интерференционных структур, изображенных на рис. 6, которая сохраняется, несмотря на случайный характер обратного рассеяния звуковой волны гидролокатора бокового обзора на случайно неровной поверхности морского дна. Когерентность интерференционных структур такова, что на рисунке хорошо видны линии повышенной яркости, соответствующие линиям наикратчайшего спуска на холмистой поверхности дна. Это свидетельствует о достаточно высоком уровне звукового поля в придонной области и отсутствии эффекта мягкого экрана, роль которого играет импедансная граница раздела вода — морское дно при малых углах скольжения (высота излучателя над дном составляла 2–3 м).

В случае более сложного волновода типа жидкий слой – твердое полупространство фундаментальная мода также является комбинационной волной, содержащей три составляющие, регулярную волну Рэлея—Шолте [6, 7] и обобщенную волну Шолте [8]. Поскольку скорость распространения любой составляющей фундаментальной моды меньше скорости звука в воде, то возбуждение таких неоднородных волн возможно только составляющими комплексного углового спектра источника в его обобщенном описании (2).

Будем полагать, что в формировании звукового поля в мелком море на частотах инфразвукового диапазона доминирующий вклад вносят именно пограничные волны, регулярная волна Рэлея—Шолте и обобщенные (гибридные) волны.

Рис. 7, поясняет распределение давления (компонент тензора напряжения) в поперечном сечении волновода для регулярной волны (рис. 7, a) и обобщенных (рис. 7, a) и обобщенных (рис. 7, a) пограничных волн Рэлея—Шолте. При аналитическом описании звукового поля в твердом полупространстве воспользуемся понятием скалярного приближения, полагая, что звуковое поле в придонной области твердого полупространства, где сдвиговые напряжения близки к нулю, эквивалентно полю звукового давления в жидком полупространстве с параметрами ρ_2 , $c_2 = c_1$, как это реализовано в

модельном волноводе Пекериса. В этом приближении звуковое поле, сформированное пограничными волнами Рэлея—Шолте в волноводе и полупространстве на частотах, меньших первой критической, описывается следующими формулами:

$$\phi_0(r,z) = -\frac{\pi i}{h} \sum_{n=1}^3 A_n \frac{\phi_{0n}(z_0)\phi_{0n}(r,z)}{E_{0n}},\tag{9}$$

$$\phi_{01}(r,z) = \begin{pmatrix} \frac{sh\alpha_{11}z}{sh\alpha_{11}h} H_0^{(2)}(\xi_{01}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{L1}(z-h)} H_0^{(2)}(\xi_{01}r) \end{pmatrix} z \in (0,h),$$

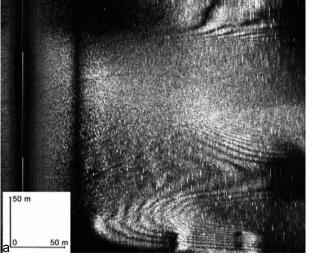
$$\phi_{02}(r,z) = \begin{pmatrix} \frac{sh\alpha_{12}z}{sh\alpha_{12}h}e^{-\alpha_{13}(h-z_0)}H_0^{(2)}(\xi_{02}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{13}(h-z_0)}e^{\alpha_{L2}(z-h)}H_0^{(2)}(\xi_{02}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{13}(h-z_0)+\alpha_{L2}\Delta z}e^{-\alpha_{L2}(z-h-\Delta z)}H_0^{(1)}(\xi_{02}r) \\ z \in (0,h) \\ z \in (h,h+\Delta z), \\ z > h+\Delta z \end{pmatrix}$$

$$\phi_{03}(r,z) = \begin{pmatrix} \frac{sh\alpha_{13}z}{sh\alpha_{13}z_0} H_0^{(1)}(\xi_{03}r) \\ e^{-\alpha_{13}(z-z_0)} H_0^{(2)}(\xi_{03}r) \\ \rho_{12}e^{-\alpha_{13}(h-z_0)} e^{-\alpha_{L3}(z-h)} \end{pmatrix} z \in (0,z_0)$$

$$z > h$$

$$\alpha_{1n} = \sqrt{\xi_{0n}^2 - k_1^2}; \alpha_{Ln} = \sqrt{\xi_{0n}^2 - k_L^2};$$

$$\alpha_{ln} = \sqrt{\xi_{0n}^2 - k_l^2}, n = 1, 2, 3,$$



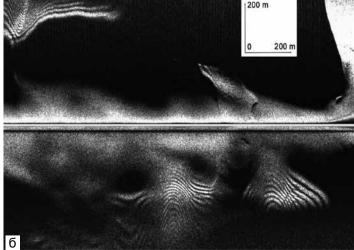


Рис. 6. Локационное изображение морского дна: а – Баренцево море, глубина места 1700 м; б – Японское море, глубина места 2500 м

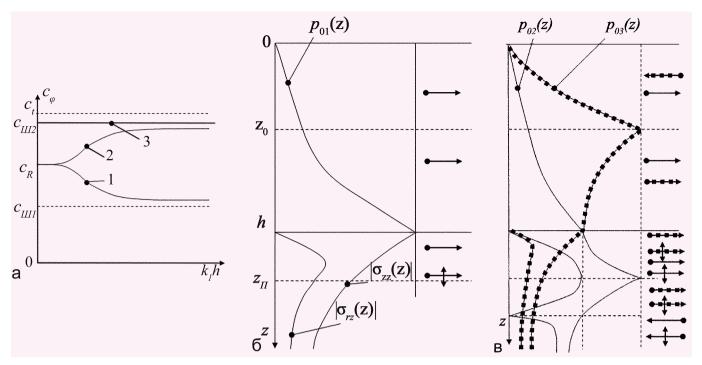


Рис. 7. Дисперсионные характеристики (а) и функции поперечного сечения пограничных волн (б, в)

$$\begin{split} \phi_{0n}(z_0) &= \frac{sh\alpha_{1n}z_0}{sh\alpha_{1n}h}; A_1 = 1; \\ A_2 &= 2e^{-\alpha_{13}z_0}(1 - \rho_{12}\frac{\alpha_{13}}{\alpha_{13}\gamma_3})sh\alpha_{12}h, \\ A_3 &= 2e^{-\alpha_{13}(h + z_0)}; \gamma_n = \left[\left(\frac{2\xi_{0n}^2 - k_t^2}{k_t^2}\right)^2 - 4\xi_{0n}^2\frac{\alpha_{Ln}\alpha_{tn}}{k_t^4}\right], \\ E_{01} &= \left(\frac{sh2\alpha_{11}h}{2\alpha_{11}h} - 1\right)sh^{-2}\alpha_{11}h + \frac{\rho_{12}}{\alpha_{L1}h}B_1, \\ B_n &= \frac{(k_th)^4}{\left[2\xi_{0n}^2h^2(1 - b_n) - k_t^2h^2\right]^2} \times \\ &\times \left[\frac{k_t^2 + 4\alpha_{Ln}^2}{k_t^2} - b_n^2\frac{3k_t^2 - 4\xi_{0n}^2}{\alpha_{ln}^2}\frac{\xi_{0n}^2}{k_t^2}\frac{\alpha_{Ln}}{\alpha_{ln}} - \frac{1}{\alpha_{ln}^2}\left(\frac{k_t^2 + \alpha_{ln}^2}{k_t^2} + 2\frac{\xi_{0n}^2}{k_t^2} - \frac{\alpha_{Ln}}{\alpha_{ln}}\frac{k_t^2 - \xi_{0n}^2}{k_t^2}\right)\right], \end{split}$$

$$\begin{split} E_{02} = & \left[\left(\frac{sh2\alpha_{12}h}{2\alpha_{12}h} - 1 \right) sh^{-2}\alpha_{12}h - \frac{\rho_{12}}{\alpha_{L2}h}B_2 \right] e^{-2\alpha_{12}(h-z_0)}; \\ E_{03} = & 1 - \rho_{12}^2 \frac{B_2}{\gamma_2}, b_n = \frac{2\alpha_{Ln}\alpha_{ln}}{2\xi_{0n}^2 - k_t^2}, \end{split}$$

$$\begin{split} P_c &= P_0 \frac{\pi}{2k_1 h} \left[\frac{a_{01}^2}{E_{01}} + \left(A_2 \frac{a_{02}}{E_{02}} \right)^2 C_{02} + A_3^2 \frac{a_{03}^2}{E_{03}} \right] = P_0 K_1, \\ P_0 &= 4\pi \omega \rho_1 k_1 = 4\pi \rho_1 \frac{\omega^2}{c_1}, \\ C_{02} &= \begin{vmatrix} -z_{01} \left[\frac{sh(2\alpha_{12}z_0)}{2\alpha_{12}z_0} - 1 \right] sh^{-2}(2\alpha_{12}z_0) + \\ + \frac{1 - e^{-2\alpha_{12}(h - z_0)}}{\alpha_{12}h} + \rho_{12} \frac{e^{-2\alpha_{12}(h - z_0)}}{\alpha_{L2}h} B_2 \end{vmatrix}, \\ K_1 &= \frac{\pi}{2k_1 h} \left[\frac{a_{01}^2}{E_{01}} + \left(A_2 \frac{a_{02}}{E_{02}} \right)^2 C_{02} + A_3^2 \frac{a_{03}^2}{E_{03}} \right]. \\ \Delta z &= \rho_{12} (h - z_0) \frac{\alpha_{L3}}{\alpha_{L2}}; \ \rho_{12} &= \frac{\rho_1}{\rho_2}; \ z_{II} = h + \Delta z, \ (10) \end{split}$$

где h — глубина моря, $z_{_{0}}$ — горизонт источника, $\rho_{_{1}}$, ho_2 — плотность воды и твердого полупространства соответственно; $k_{_1}$ $k_{_L}$ $k_{_t}$ – волновое число в жидком слое, волновые числа по продольным и поперечным волнам в твердом полупространстве соответственно; $\xi_{\scriptscriptstyle 0n}$ – горизонтальные числа для трех пограничных волн (n = 1, 2, 3).

При выводе формул (9) использовано каноническое представление поля регулярной нормальной волны, дополненное амплитудным множителем, учитывающим скачок функции возбуждения на горизонте источника для обобщенных пограничных волн, как это сделано в работе [6]. При выводе соотношения

(10) предполагается, что звуковое поле в твердом полупространстве можно описать эквивалентным полем звукового давления, которое сохраняет непрерывность на границе раздела. Подробный анализ интерференционной структуры звукового поля, сформированного пограничными волнами, выполнен в работе [9]. Коэффициент передачи по мощности для обобщенной фундаментальной моды, сформированной пограничными волнами Рэлея—Шолте, поясняется рис. 8.

Можно отметить монотонный рост коэффициента передачи с увеличением глубины источника. Однако частотная зависимость коэффициента передачи имеет характерные особенности. На высоких частотах коэффициент передачи стремится к некоторому пределу. Этому пределу соответствует примерно 30 %-ное увеличение мощности источника (по сравнению с мощностью, отдаваемой в свободное пространство) за счет возбуждения комплексного углового спектра. В предельном случае низких частот коэффициент передачи растет обратно пропорционально частоте. Это означает смену квадратичной частотной зависимости мощности модельного источника, излучаемой в свободное пространство вещественным спектром, на линейную частотную зависимость мощности модельного источника, излучаемой его комплексным спектром в виде пограничных волн, формирующих фундаментальную моду.

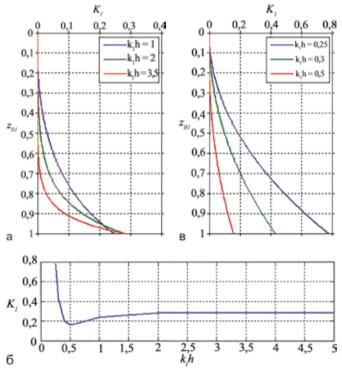


Рис. 8. Зависимость коэффициента передачи для фундаментальной моды: a — от горизонта источника z_{ot} (k_th = 0,25, 0,3, 0,5, 1,0, 2,0, 3,5); δ — от частотного параметра k_th ,(z_{ot} = 1,0)

От слуховой трубки до комбинированного приемника. Опыт работы с подводными источниками шума, частично изложенный в работах [6, 7], убедительно свидетельствует о том, что наиболее информативными составляющими в спектре шумового поля подводного объекта являются дискретные составляющие ВЛЗР, которые вносят доминирующий вклад в суммарное звуковое поле шумящего объекта инфразвукового диапазона. Кроме того, и это не менее важно, в акваториях со скальным грунтом именно подводный объект эффективно возбуждает своими дискретными составляющими ВЛЗР пограничные волны Рэлея-Шолте, регулярную и обобщенную. В результате парного возбуждения интерферирующих пограничных волн, предсказанного обобщенной теорией, на 3D-сонограмме звукового поля формируется характерная система изолиний равной интенсивности (ИРИ) с отрицательным значением инварианта [10], которые являются визитной карточкой как пограничных волн Рэлея-Шолте, так и самого подводного объекта. Как показано в работе [11], эта особенность интерференционных структур, формируемых дискретными составляющими ВЛЗР, позволяет решать не только проблему обнаружения шумящего объекта, но и достаточно эффективно решать проблему классификации объекта в классе дихотомии, т.е. классифицировать объекты на надводные объекты и подводные. Характерно, что в работах [6, 7, 11, 12] в качестве точечной приемной системы был использован комбинированный приемник и алгоритмы обработки скалярно-векторной информации, позволившие реализовать повышенную помехоустойчивость комбинированного приемника соценкой 20-25 дБ, которая неоднократно подтверждалась экспериментально. Повышенной помехоустойчивости комбинированного приемника соответствует повышенная дальность обнаружения малошумных подводных объектов, которая составляет не менее 25 миль при условии эффективного возбуждения пограничных волн дискретными составляющими ВЛЗР.

В качестве примера рис. 9 поясняет сонограмму звукового поля, сформированного фундаментальной модой волновода Пекериса в инфразвуковом диапазоне частот. Первая критическая частота волновода Пекериса в районе движения шумового источника составляла 15–20 Гц. Сонограмма построена на выходе приемной системы, оснащенной комбинированным приемником, при ее работе в мелком море в случае, когда морское дно слагается неконсолидированными осадками, сдвиговой упругостью которых можно пренебречь. На сонограмме хорошо видны изолинии равной интенсивности (ИРИ), для которых инвариант принимает небольшие отрицательные

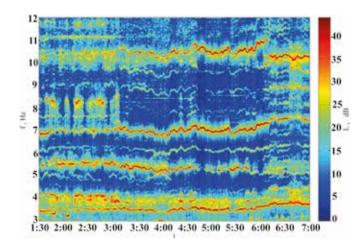


Рис. 9. Сонограмма звукового поля в инфразвуковом диапазоне

значения, близкие к нулю. Такие значения инварианта характерны для фундаментальной моды волновода Пекериса. Траверзная точка на сонограмме соответствует моменту времени 6 ч 45 мин. По результатам обработки экспериментальных данных, приведенных в работе [12], помехоустойчивость комбинированного приемника в инфразвуковом диапазоне частот составляет 20-25 дБ. Дальность обнаружения шумового объекта по дискретным составляющим ВЛЗР в этом эксперименте составляет 15 миль.

В качестве примера рис. 10 поясняет сонограмму звукового поля, сформированного шумами обтекания в звуковом диапазоне и дискретными составляющими ВЛЗР в инфразвуковом диапазоне частот. Сонограмма построена на выходе приемной системы, оснащенной комбинированным приемником, при ее работе в мелком море со скальным грунтом типа консолидированных осадочных пород. На сонограмме хорошо видны ИРИ, сформированные пограничными волнами Рэлея-Шолте в инфразвуковом диапазоне

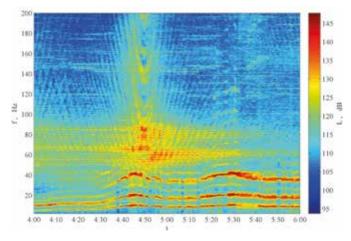


Рис. 10. Сонограмма звукового поля, сформированного шумами обтекания и дискретными составляющими ВЛЗР

частот, для которых инвариант принимает отрицательные значения. В звуковом поле, сформированном шумами обтекания, геометрия ИРИ соответствует положительному значению инварианта. Это означает, что звуковое поле сформировано в основном нормальными волнами высшего порядка, для которых инвариант принимает положительное значение. На сонограмме хорошо видна траверзная точка, соответствующая моменту времени 4 ч 45 мин. Дальность обнаружения шумового объекта по шумам обтекания составляет 5-6 миль, тогда как дальность обнаружения по дискретным составляющим ВЛЗР в этом эксперименте составила 20-25 миль. Увеличение дальности обнаружения в инфразвуковом диапазоне частот связано с эффективным возбуждением пограничных волн Рэлея-Шолте дискретными составляющими ВЛЗР в акватории со скальным грунтом.

выводы

Выполнен анализ особенностей распространения звуковых волн в приповерхностной области и в придонной области волновода (мелкого или глубокого моря) в инфразвуковом диапазоне частот. На основе обобщенной теории волновых процессов в слоистых средах обоснована возможность дальнего распространения звуковых волн в приграничных областях с формированием характерных интерференционных структур пограничными волнами, возникающими в обобщенном описании волновода Пекериса, либо пограничными волнами Рэлея-Шолте, возникающими в обобщенном описании волновода жидкий слой – твердое полупространство. В последнем случае широкополосного возбуждения сами интерференционные структуры в виде системы ИРИ, характеризуемые отрицательным значением инварианта, являются визитной карточкой как пограничных волн Рэлея-Шолте, так и самого подводного объекта. Получены оценки коэффициента передачи мощности источника его комплексному угловому спектру, идущей на возбуждение пограничных волн. Приведены оценки потенциальной помехоустойчивости комбинированного приемника, подтверждающие его уникальные свойства и перспективность использования в проблеме обнаружения и классификации подводных источников в инфразвуковом диапазоне частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Новые вызовы климатической системы Земли», подпрограммы № 18 = 1-004 «Изучение фундаментальных основ взаимодействия разномасштабных гидроакустических, гидрофизических и геофизических процессов».

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бурдик В.С. Анализ гидроакустических систем. Л.: Судостроение, 1988. 392 с.
- 2. Наука и жизнь в начале XX века // Наука и жизнь. 2015. № 10. 51 с.
- 3. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Медленные обобщенные волны и генерация вихревых структур в акустике слоистых сред // Подводные исследования и робототехника. 2014. № 2 (18). С. 37–51.
 - 4. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М. Наука, 2009. 406 с.
 - 5. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Модельные задачи в акустике слоистых сред. Владивосток: Дальнаука, 2012. 256 с.
- 6. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Особенности описания и генерации пограничных волн Рэлея-Шолте в акустике слоистых сред // Гидроакустика. 2018. Вып. 33 (1). С. 18–30.
- 7. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Особенности распространения и интерференции нормальных волн в волноводной системе водный слой морское дно с низкой сдвиговой упругостью // Подводные исследования и робототехника. 2018. № 1 (25). С. 46–58.
- 8. Padilla F., de Billy M., Quentin G. Theoretical and experimental studies of surface waves on solid-fluid interfaces when the value of the fluid sound velocity is located between the shear and the longitudinal ones in the solid // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. Vol. 106 (2). P. 666–673.
- 9. Злобина Н.В., Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Особенности интерференционной структуры звуковых полей инфразвукового диапазона, сформированных пограничными волнами Рэлея—Шолте // Гидроакустика. 2019. Вып. 39 (3). В печати.
- 10. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
- 11. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Дисперсионные характеристики нормальных волн в мелком море с учетом сдвиговой упругости морского дна // Гидроакустика. 2018. Вып. 35 (3). С. 57–67.
- 12. Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. Экспериментальная оценка помехоустойчивости комбинированного приемника в инфразвуковом диапазоне частот // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 1 (27). С. 38–47.

