

УДК 534.23: 629.127

АНОМАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ ВБЛИЗИ МОРСКОГО ДНА

Часть 3

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

Институт проблем морских
технологий ДВО РАН¹

Сформулированы физические основы перехода к несамосопряжённой модельной постановке граничных задач при описании резонансных явлений в регулярных и нерегулярных (клиновидных) волноводах. Приведены экспериментальные результаты, подтверждающие резонансный характер возбуждения звукового поля в береговом клине, не имеющие адекватного объяснения в рамках классической акустики, использующей самосопряжённую модельную постановку. Физически обоснован процесс трансформации вытекающих нормальных волн в поле типа стоячей волны в каустических сечениях клиновидного волновода с образованием продольного резонанса. Отмечается особый характер резонансных явлений при возбуждении придонной волны, играющей важную роль при разработке средств гидроакустического навигационного обеспечения и средств гидроакустической связи для АНПА дальнего радиуса действия.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением ранее опубликованных работ [1, 2], посвящённых проблеме моделирования звуковых полей в рамках новой для теоретической и прикладной гидроакустики несамосопряжённой модельной постановки. Практический интерес такой постановки заключается в том, что она не только объясняет экспериментальные результаты аномального плана, не имевшие адекватного объяснения в рамках классической теории, но естественным путем приводит к новым теоретическим результатам, имеющим важное прикладное значение.

В работе [2] был выполнен анализ физических особенностей возбуждения и распространения придонной волны на границе раздела вода – морское дно осадочного типа, свойства которой оказались чрезвычайно привлекательными при разработке гидроакустических навигационных систем

и средств гидроакустической связи АНПА дальнего радиуса действия. Однако придонная волна пограничного типа существует только в обобщённом решении, построенном в рамках несамосопряжённой модельной постановки соответствующей граничной задачи, и отсутствует в классическом решении, построенном в рамках самосопряжённой модельной постановки. Это означает, что дальнейший анализ оптимальных условий возбуждения и приёма придонной волны возможен только в рамках несамосопряжённой модельной постановки, которая естественным образом ведёт к обобщённой теории волновых процессов в слоистых средах, изложенной более подробно в работе [3].

Обобщённая теория, в отличие от классической, построенной в рамках самосопряжённой модельной постановки, оказалась более состоятельной в физическом плане при описании звуковых полей в реаль-

ных слоистых средах. Простейшей моделью слоистой среды в теоретической гидроакустике является волновод Пекериса, который представляет собой однородный водный слой, нагруженный на однородное жидкое полупространство. В свою очередь, характерная особенность волновых процессов в таком волноводе заключается в том, что при определённых условиях звуковая энергия модельного источника, расположенного в волноводе, захватывается волноводом и не излучается в полупространство. Описания процесса захвата энергии звукового поля волноводом в классическом и обобщённом решении оказались принципиально различными.

В классической теории захват энергии начинается на частотах поперечного (толщинного) антирезонанса, когда входной импеданс полупространства

¹ 690091, Владивосток, ул. Суханова, 5а, тел.: (4232) 432578, e-mail: kasatkas@marine.febras.ru

становится бесконечно большим, а при дальнейшем росте частоты остаётся реактивным, инерционным. В обобщённой теории захват энергии начинается на частотах продольного (горизонтального) резонанса, когда в волноводе и полупространстве устанавливается режим стоячей волны. Для такого режима суммарный входной импеданс нагрузки на источник равен нулю, а в суммарном поле обязательно присутствуют обратные волны, для которых фазовая и групповая скорости являются разнонаправленными. Это интереснейшее явление сначала было описано теоретически в работе [4] для твёрдых волноводов, затем подтверждено экспериментально, а его подробный анализ в историческом плане изложен в работе [5]. При дальнейшем увеличении частоты происходит перестройка структуры звукового поля, при которой сходящаяся волна в паре волн, образующих стоячую волну, трансформируется в расходящуюся волну на частоте поперечного антирезонанса. Однако на частотах, превышающих частоту поперечного антирезонанса, в волноводе оказываются захваченными не одна волна, как в классическом описании, а две волны, связанные механизмом интерференции. Именно интерференционное взаимодействие этой пары волн обеспечивает затекание энергии звукового поля на горизонт полного внутреннего отражения по Ньютону с последующим её возвратом в волновод.

Таким образом, явление продольного резонанса, предсказанное обобщённой теорией, принципиально отличает структуру звукового поля от классической, нерезонансной. Сама процедура формирования продольных резонансов, образующих, как обычно, счётное множество частот в связанной системе волновод – полупро-

странство, всегда предшествует процедуре формирования поперечных (толщинных) антирезонансов в классическом описании. Понятно, что резонансные явления, предсказанные теоретической моделью, интересны с практической точки зрения возможностью реализации высокого уровня возбуждения звукового поля с малыми затратами энергии, т.к. реактивная составляющая нагрузки на источник энергии в резонансном режиме оказывается скомпенсированной. Механизмом компенсации входного реактивного импеданса полупространства как раз и является механизм парного возбуждения нормальных волн, захваченных волноводом, которые продолжают в полупространство встречными неоднородными волнами.

Участие встречных волн вещественного спектра или волн отдачи в формировании ближнего поля источника с характерным эффектом самофокусировки звукового поля на оси симметрии в полупространстве подробно рассматривалось в работе [1]. Для случая формирования поля неоднородных волн в полупространстве эффект встречного волнового движения приводит к компенсации реактивного входного импеданса полупространства. Для расходящейся неоднородной волны входной импеданс полупространства является реактивным инерционным, тогда как для сходящейся неоднородной волны входной импеданс полупространства является реактивным упругим. Иначе говоря, захват энергии звукового поля волноводом происходит таким образом, что поле однонаправленных расходящихся нормальных волн, переносящих ненулевой поток мощности, формируется только в волноводе, тогда как в полупространстве звуковое поле сохраняет структуру стоячей волны со-

скомпенсированными встречными потоками мощности.

Для экспериментального исследования резонансных режимов в реальных волноводах нужно либо перестраивать рабочую частоту в некотором диапазоне в случае волновода постоянной глубины, либо изменять глубину волновода в месте расположения излучателя на дискретном наборе частот. Понятно, что вариант волновода переменной глубины является предпочтительным и легко реализуется в условиях берегового клина, в пределах которого глубина волновода плавно меняется в широких пределах, создавая необходимые условия для реализации резонансного режима. При компьютерном моделировании звуковых полей в нерегулярных волноводах типа берегового клина необходимо использовать обобщённую теорию, которая адекватно описывает резонансные и все сопутствующие им явления.

■ Резонансные явления в сужающемся клиновидном волноводе

Обобщённая теория волновых процессов в нерегулярных волноводах впервые была предложена нами в работе [6] для объяснения структуры импульсного отклика, полученного в натурном эксперименте в условиях берегового клина, описанного в работе [7]. В этом эксперименте источник акустического сигнала с рабочей частотой 260 Гц был установлен на дне моря на глубине 76 м, а приёмник располагался на расстоянии 15 км от него на глубине 38 м вблизи береговой черты. Компьютерное моделирование звукового поля в таком клиновидном волноводе впервые позволило выявить его резонансную структуру, которая полностью соответствует парной структуре нормальных

волн, захваченных волноводом, процессу их зарождения и взаимной трансформации, описанной выше. В этом эксперименте источник возбуждал на своей рабочей частоте тринадцать пар нормальных волн, которые по мере распространения в сужа-

ющемся волноводе в сторону приёмника постепенно выталкиваются из клиновидного волновода в полупространство.

Как и предсказывает теория, в определённых сечениях волновода, соответствующих резонансным значениям ча-

стотного параметра, уровень звукового поля резко увеличивается, а его численная оценка ограничена только учётом потерь и нерегулярностью самого волновода. В этих сечениях, которые соответствуют по физическому смыслу каустическим или критическим сечениям клиновидного волновода, пара обобщённых нормальных волн, реализующая продольный резонанс в волноводе сравнения, трансформируется в сужающемся клиновидном волноводе в пару вытекающих нормальных волн комплексного спектра, т.е. по существу выталкивается из волновода и прекращает своё существование. Однако сам процесс выталкивания из волновода звукового поля, представленного этой парой нормальных волн, занимает некоторую переходную, или буферную, зону, в пределах которой пара расходящихся нормальных волн трансформируется в поле типа стоячей волны, а затем в поле вытекающих нормальных волн. Эта переходная зона начинается в граничном сечении, в котором реализуется поперечный, или толщинный, антирезонанс, всегда предшествующий резонансу продольному.

Геометрия ступенчатого клиновидного волновода и структура импульсного отклика на выходе приёмного гидрофона поясняются рис. 1. Генеральная структура звукового поля в модельном клиновидном волноводе при придонном расположении источника поясняется рис. 2.

Структура импульсного отклика расшифрована в работе [6]. Для этой модели морского дна хорошо предсказывается скорость распространения придонной волны ($c = 1460$ м/с), уточняется расстояние между излучателем и приемником (14,6 км), определяется скорость распространения предвестника ($c = 1934$ м/с), которая идентифицируется со скоростью грун-

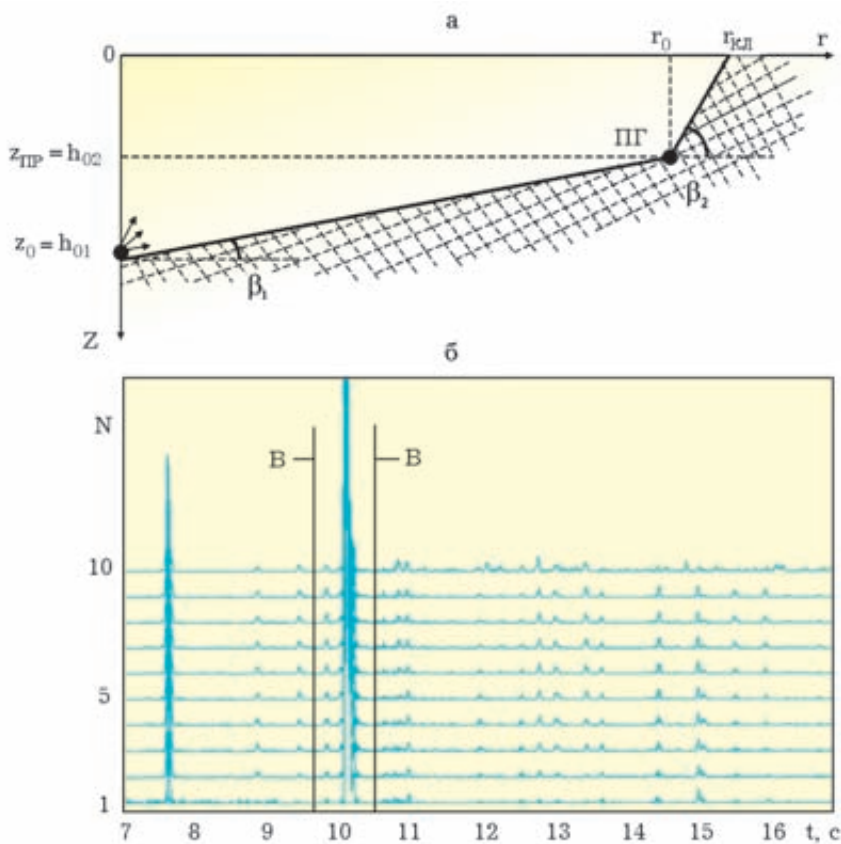


Рис. 1. Геометрия ступенчатого клиновидного волновода в натурном эксперименте (а) и структура импульсного отклика на выходе приёмного гидрофона ПГ (б)

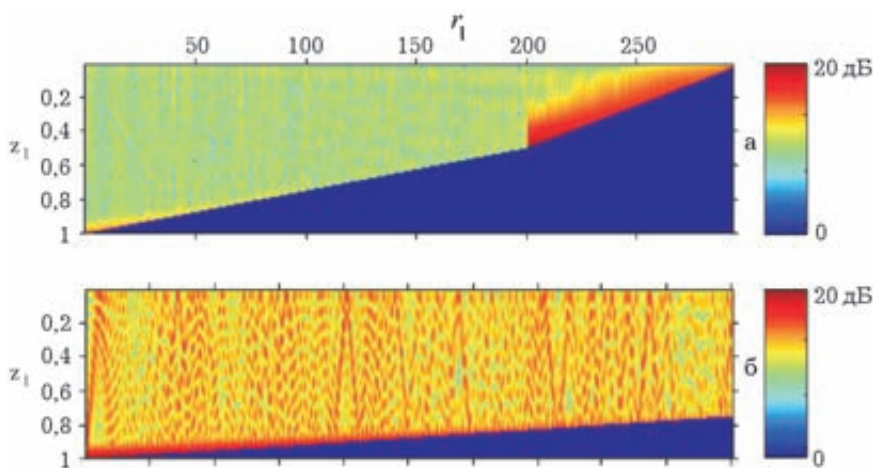


Рис. 2. Звуковое поле, образованное придонным источником $z_{01} = z_0 / h_0 = 0,99$, в ступенчатом клиновидном волноводе (а) и в начальной части клина (б). $z_1 = z / h_0$, $r_1 = r / h_0$

товой волны на границе раздела осадок – осадочная порода. Его уровень на 20 дБ ниже уровня придонной волны. Три предвестника, следующие за основным, идентифицируются как соответствующие трём типам волн. Первый предвестник соответствует волне, идущей под максимальным углом рефракции в слое осадка ($c = 1640$ м/с). Второй соответствует грунтовой волне на верхней границе осадка ($c = 1550$ м/с), третий соответствует водной волне, идущей под максимальным углом рефракции в водном слое ($c = 1490$ м/с). Все остальные импульсы идентифицируются либо с приходом нормальных волн высшего порядка, либо с отражением от каустик, но их уровень на 40 дБ ниже уровня придонной волны.

Как показало компьютерное моделирование, представленное на рис. 2, а, в месте резкого изменения угла раскрытия клина возникают скачок уровня звукового поля и соответствующее ему обратное отражение звуковых волн в сторону источника. Это же обратное отражение фиксирует и приёмный гидрофон, расположенный вблизи ступеньки на профиле морского дна со стороны излучателя. С обратным отражением можно связать все импульсы с временами прихода $t > 12$ с, которые не могут соответствовать импульсам прямого излучения в силу особенностей дисперсионных искажений в этом конкретном волноводе. Эти задержанные обратным отражением импульсы хорошо видны на рис. 1, причём различным нормальным волнам соответствуют и различные времена задержки.

В волноводе с малым углом раскрытия ($\beta_0 = 0,15^\circ$) весь процесс трансформации звукового поля, связанный с переходом от режима распространения к режиму вытекания или выталкивания поля из волновода, прослеживается детально и представля-

ет специфику звукового поля и специфику резонансных явлений в клиновидном волноводе. Структура суммарного звукового поля вблизи каустических

сечений различного порядка и горизонтальные разрезы звукового поля поясняются рисунками 3–5 для первого звена ступенчатого клиновидного волновода.

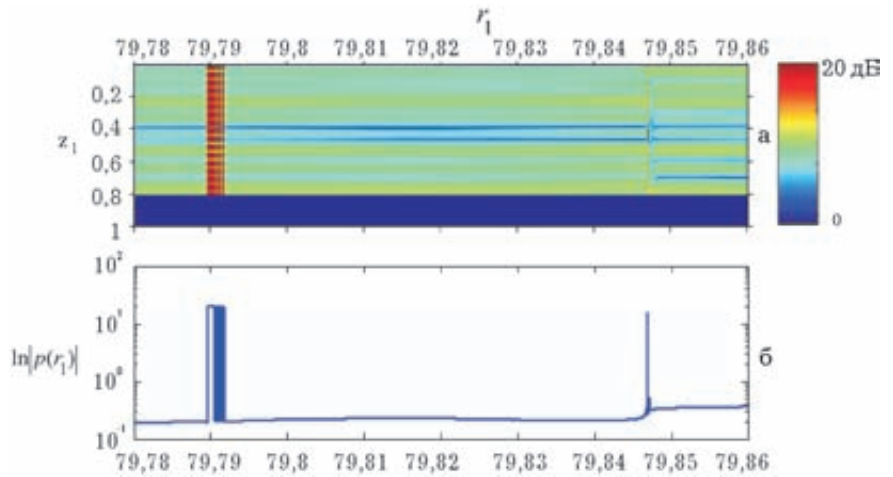


Рис. 3. Звуковое поле в клине в области третьего критического сечения (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

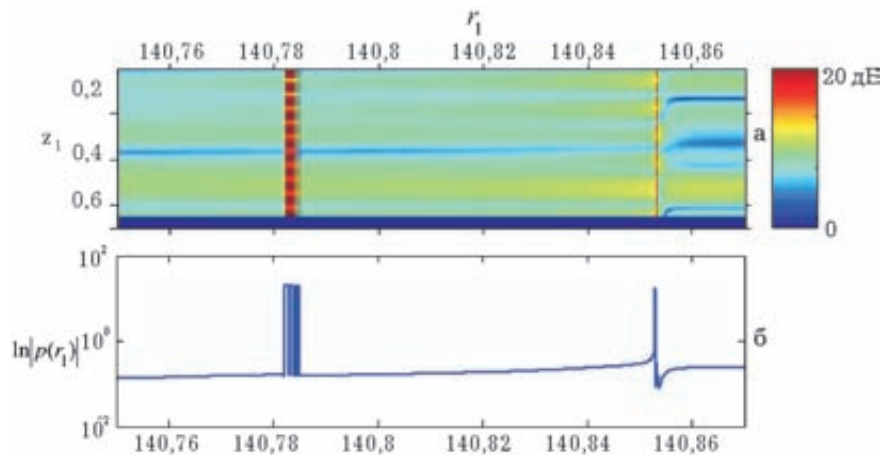


Рис. 4. Звуковое поле в клине в области пятого критического сечения (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

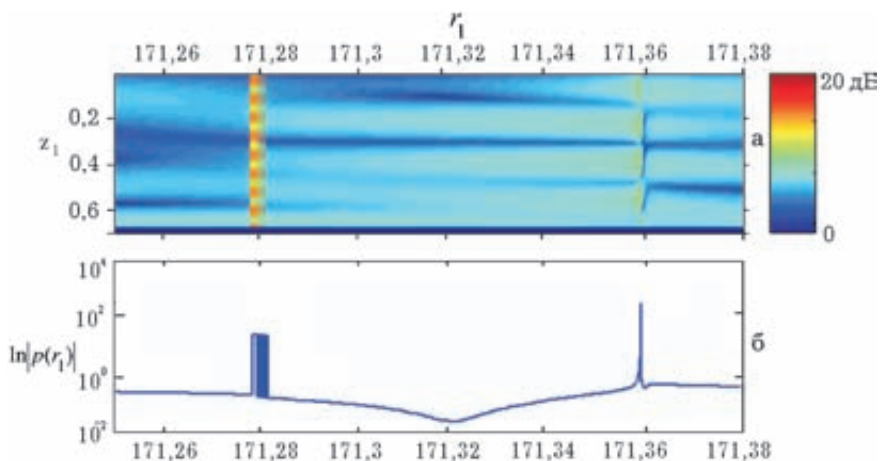


Рис. 5. Звуковое поле в клине в области шестого критического сечения (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

На стыке клиновидных звеньев с различными углами раскрыва волновые числа нормальных волн, вычисленные с учётом клиновидности, изменяются скачком, что эквивалентно появлению виртуальной отражающей границы раздела. Отражающие свойства такой виртуальной границы раздела выражены в наибольшей степени для нормальных волн низших номеров. Сама граница хорошо выявляется в структуре поля при придонном расположении излучателя, который возбуждает в основном придонную волну, как это поясняется на рис. 2, а.

На всех разрезах звукового поля первый максимум звукового давления на горизонтальном разрезе соответствует поперечному, или толщинному, антирезонансу, который присутствует и в классическом описании, а второй максимум соответствует продольному резонансу, который присутствует только в обобщённой теории. Во второй части ступенчатого клиновидного волновода ($\beta = 0,3^\circ$) каустические сечения располагаются более плотно, но, как свидетельствует структура импульсного отклика на рис. 1, б, отражения назад от каустических сечений и от ребра клина в случае его нагрузки на полу-

пространство типа песчаного морского дна не происходит. Структура резонансных максимумов звукового давления в этом случае поясняется рисунками 6, 7. На горизонтальном разрезе поля (рис. 7, б) хорошо видны все каустические сечения в этой части ступенчатого клиновидного волновода.

Резонансные явления в клиновидном волноводе, предсказанные теорией, позволяют существенно повысить эффективность возбуждения нормальных волн определённого типа, если источник возбуждения находится в соответствующем сечении волновода или перемещается вдоль клина с переменной глубиной моря.

С практической точки зрения важно выяснить условия реализации резонансного режима в связанной системе волновод-полупространство, а также механизмы, ограничивающие амплитуду звукового поля в резонансном режиме. Понятно, что сам резонанс подразумевает настройку частоты на некоторое резонансное значение, однако в волноводной системе ситуация упрощается тем, что настраивать нужно частотный параметр, содержащий кроме частоты ещё и глубину волновода. Этот факт сразу упрощает процедуру настройки, которая становится тривиальной в нерегулярном волноводе типа берегового клина, где глубина моря меняется плавно и в достаточно широких пределах. Кроме того, нерегулярность волновода, которая описывается углом раскрыва берегового клина, ограничивает и амплитуду звукового поля на резонансе, как это показано в работе [3]. Это объясняется тем, что в нерегулярном волноводе стоячая волна резонансного типа становится слабо вытекающей в вертикальном направлении, т.е. в полупространство, и затухающей, слабо вытекающей вдоль клина в направлении его расширения.

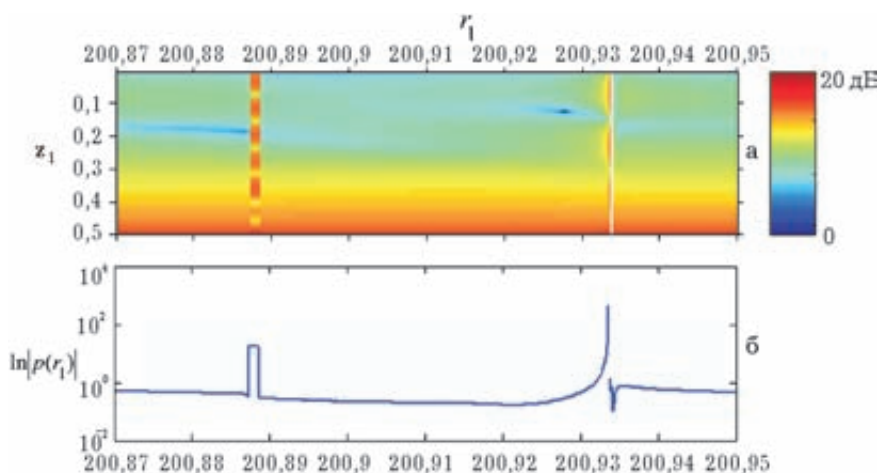


Рис. 6. Звуковое поле в клине в области седьмого критического сечения (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

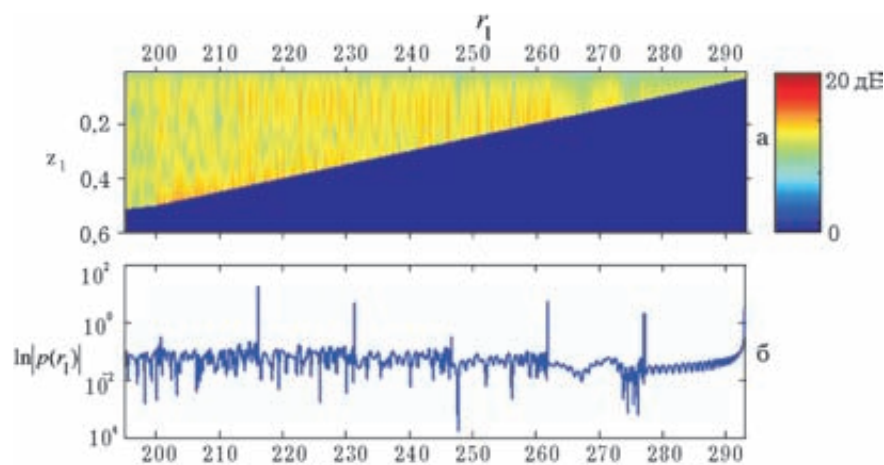


Рис. 7. Звуковое поле в клине в области 7–13-го каустических сечений (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

Среди всех резонансных частот наибольший интерес представляет первая резонансная частота, т.к. соответствующая ей пара волн трансформируется в расширяющемся клине в водную волну и в первую обобщённую нормальную волну, которые и формируют совместно с грунтовой волной сплошного спектра придонную волну пограничного типа, подробно описанную в обзорном плане в работе [2]. В этой работе рассмотрены в сравнительном плане и механизмы возбуждения придонной волны донным ненаправленным излучателем и донным излучателем, направленным в вертикальной плоскости таким образом, чтобы обеспечить максимальную энергетическую прозрачность импедансной границы раздела в области углов полного внутреннего отражения. Механизм направленного излучения после экспериментальной проверки оказался достаточно эффективным для возбуждения придонной волны, но он является, по существу, нерезонансным.

■ Резонансные явления в расширяющемся клиновидном волноводе

Понятно, что резонансный механизм возбуждения придонной волны является более интересным и перспективным с точки зрения её практического использования, но такой механизм требует специальных экспериментальных исследований. Однако резонансный механизм не мог остаться незамеченным в экспериментальной гидроакустике, по крайней мере в той её части, которая связана с экспериментами в мелком море типа берегового клина. Действительно, экспериментальное исследование весьма специфического явления, которое, на наш взгляд, связано именно с резо-

нансными явлениями в береговом клине, было предпринято в работе [8]. В этой работе звуковое поле в береговом клине возбуждалось источником, находящимся в воздушной среде, роль которого играл винт вертолѐта. Акустический сигнал, возбуждаемый винтом вертолѐта при его пролѐте над береговой чертой, принимался донной станцией, содержащей два векторных приёмника. Станция была установлена на расстоянии 1 км от берега при глубине моря в месте установки 30 м. Один из приёмников располагался на расстоянии 1 м от грунта, а другой приёмник был закопан в грунт. Как показал эксперимент, акустический сигнал на выходе векторных приёмников появлялся либо при нахождении вертолѐта непосредственно над донной станцией, либо при нахождении его вблизи береговой черты, когда глубина моря непосредственно под вертолѐтом принимала вполне определённое, т.е. дискретное, значение. Временная структура сигнала на выходе приёмников и геометрия берегового клина в месте проведения эксперимента поясняются рис. 8.

Дискретный характер импульсного отклика на выходе приёмной системы хорошо подтверждает дискретный характер возбуждения самого звукового поля в клине. Для различных спектральных составляющих шумового сигнала источника, лежащих в диапазоне 63–315 Гц, уровень зарегистрированного сигнала на выходе приёмной системы становится аномально большим при вполне определённом значении глубины моря непосредственно под источником при его пролѐте по направлению к приёмной станции. Этот экспериментальный факт говорит о резонансном характере возбуждения звукового поля. Можно показать прямой численной оценкой, что значе-

ния частотного параметра $k_1 h(r)$ ($k_1 = \omega / c_1$, ω – круговая частота, c_1 – скорость звука в воде, $h(r)$ – глубина моря) при резонансном возбуждении звукового поля в этом эксперименте хорошо соответствуют первым двум критическим значениям этого параметра, которые находятся из решения дисперсионного уравнения для волновода Пекериса. Методика расчёта критических значений поясняется в работе [3]. Из рисунка видно также, что при нахождении источника непосредственно над станцией сигнал на её выходе присутствует при всех значениях частоты рабочего сигнала, а само возбуждение звукового поля в этом случае является нерезонансным.

В качестве характерной особенности экспериментальных

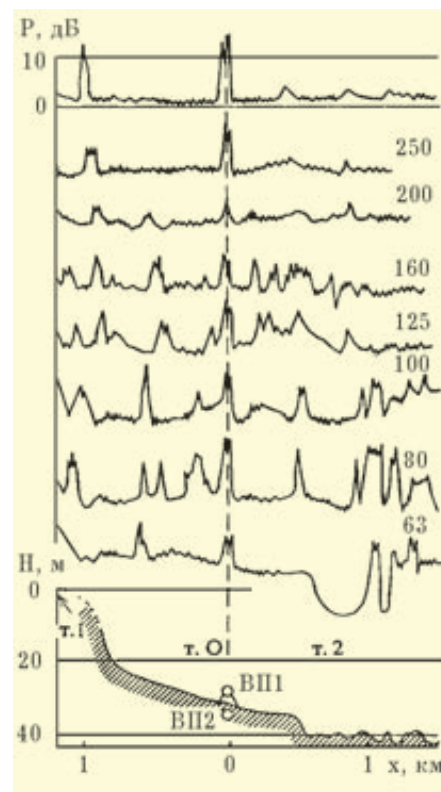


Рис. 8. Уровни звукового давления, зарегистрированного приёмной антенной в точке O, в зависимости от положения источника над поверхностью воды для различных частот (числа у зависимостей). Показан профиль дна вдоль направления перемещения излучателя

данных в работе отмечено, что уровень сигнала при резонансном возбуждении в ряде случаев превосходит уровень сигнала при нерезонансном возбуждении (или равен ему), хотя расстояние до источника возбуждения при его нахождении вблизи берегового клина существенно больше расстояния при нерезонансном возбуждении, которое равно глубине моря. Полагая расходимость фронта звуковой волны в водной среде от места её возбуждения до точки приёма сферической, а сигналы на выходе приёмной системы равными по амплитуде в этих двух случаях, можно записать приближённые равенства

$$p_1 = \frac{p_{01}}{R_1} = p_2 = \frac{p_{02}}{R_2}, \quad \frac{p_{01}}{p_{02}} = \frac{R_1}{R_2} \approx 33,$$

где p_{01} , p_{02} – амплитуды сигналов при резонансном и нерезонансном возбуждении соответственно, $R_1 = 10^3$ м, $R_2 = 30$ м.

Приближённая оценка показывает, что превышение уровня сигнала при резонансном возбуждении в сравнении со случаем нерезонансного возбуждения составляет примерно 30 дБ. В предположении цилиндрической расходимости фронта звуковой волны эта оценка уменьшится вдвое, однако сам выигрыш на 15–30 дБ при резонансном режиме возбуждения представляется несомненным. Вывод о резонансном возбуждении звукового поля при нахождении вертолёта вблизи береговой черты содержится и в самой статье, когда авторы говорят об эффекте «накачки» звуковой энергии в клиновидный волновод и о возможном нелинейном взаимодействии акустических волн «накачки». Такая «накачка» подразумевает прежде всего резонансный механизм накопления энергии звукового поля в определённом сечении волновода, в котором выполняются резонансные условия воз-

буждения, хотя никакого нелинейного взаимодействия волн накачки в этом конкретном эксперименте быть не может в силу малой величины уровня регистрируемых звуковых волн. Однако в классическом описании звуковых полей в волноводах, построенном в рамках самосопряжённой модельной постановки, нет ни резонансных частот, ни резонансных явлений.

Попытка объяснить результаты эксперимента теоретически была предпринята в работе [9], но, естественно, в рамках классической теории, т.е. в рамках самосопряжённой модельной постановки соответствующих граничных задач с учётом клиновидности самого волновода. Сложность проблемы заключается в том, что точное решение граничной задачи для клина известно только в случае, если границы клина являются идеальными, т.е. верхняя граница в соответствующей модельной задаче является абсолютно мягкой, а нижняя граница является абсолютно жёсткой [10, 11]. Переход к реальной модели клина с импедансными границами связан с использованием определённых приближений, основанных на теории плоских волноводов с импедансными границами, предполагающей классическое описание в самосопряжённой модельной постановке. Типичная структура звукового поля в клине поясняется рис. 9, который взят из работы [9]. Геометрия модельной задачи примерно соответствовала реальному эксперименту, т.е. точка приёма находилась вблизи дна на расстоянии 1 км от береговой черты, а излучатель, находящийся в воздухе, перемещался по направлению к ребру клина. Нижняя граница клина принималась в расчётах либо абсолютно жёсткой (кривая 1), либо импедансной (кривая 2), соответствующей песчаному дну.

В случае модельного клина с нижней жёсткой границей структура звукового поля в клине лишь в общих чертах соответствует экспериментальной. Хорошо видно, что в определённых сечениях волновода, которые отождествляются с каустическими сечениями клина, происходит захват энергии звукового поля с формированием относительного максимума уровня звукового давления, а само поле носит явно выраженный характер стоячей волны. Однако абсолютный максимум уровня строго соответствует положению источника непосредственно над приёмной системой и превосходит локальные максимумы уровня в каустических сечениях на 15–20 дБ. При переходе к модели клина с импедансной границей типа песчаного дна локальные максимумы уровня звукового давления в каустических сечениях практически исчезают, а соответствие теории эксперименту становится весьма призрачным. Локальные максимумы звукового поля, зафиксированные в численном эксперименте в окрестности каустических сечений, соответствуют частотам толщинного антирезонанса, на которых амплитуда соответствующей нормальной волны, зарождающейся в волноводе, равна нулю, но быстро возрастает и достаточно плавно спадает с ростом частотного параметра (глубины), как это хорошо видно на рис. 9. Однако в самом модельном описании звукового поля в клиновидном волноводе любого типа, построенном в рамках самосопряжённой модельной постановки, отсутствуют резонансные явления с характерным для них аномальным ростом уровня звукового давления на резонансных частотах, о чём свидетельствует натуральный эксперимент.

Рассмотрим особенности компьютерного моделирова-

ния процесса распространения звуковых волн в расширяющемся клиновидном волноводе в рамках несамосопряжённой модельной постановки. В соответствии с условиями эксперимента [8] источник возбуждает в прибрежной части клина полный набор вытекающих нормальных волн, которые попарно вытекают в полупространство через волновод в соответствующие коридоры вытекания [3]. По мере увеличения глубины волновода углы скольжения для вытекающих волн уменьшаются, и вытекающие волны начинают затекать в расширяющийся волновод.

Схема вытекания с обратным затеканием поясняется рис. 10. Захват волноводом энергии звукового поля первой пары вытекающих нормальных волн начинается в первом каустическом сечении с образования продольного резонанса на первой критической частоте. По мере увеличения глубины волновода поле стоячих волн трансформируется в пределах соответствующей буферной зоны в поле расходящихся нормальных волн, которые остаются в волноводе. Затем процесс захвата энергии волноводом реализуется для следующей пары вытекающих нормальных волн, но уже на другом расстоянии и в другом каустическом сечении клиновидного волновода, и т.д.

Структура звукового поля для первой пары вытекающих нормальных волн, которые затекают обратно в волновод, поясняется рис. 11. Параметры волновода, принятые в расчётах, соответствуют песчаному дну. На горизонтальном разрезе звукового поля в окрестности первого каустического сечения хорошо видны дорезонансная зона, соответствующая режиму вытекания, и резонансный максимум, соответствующий первому продольному резонансу, за которым следует переходная

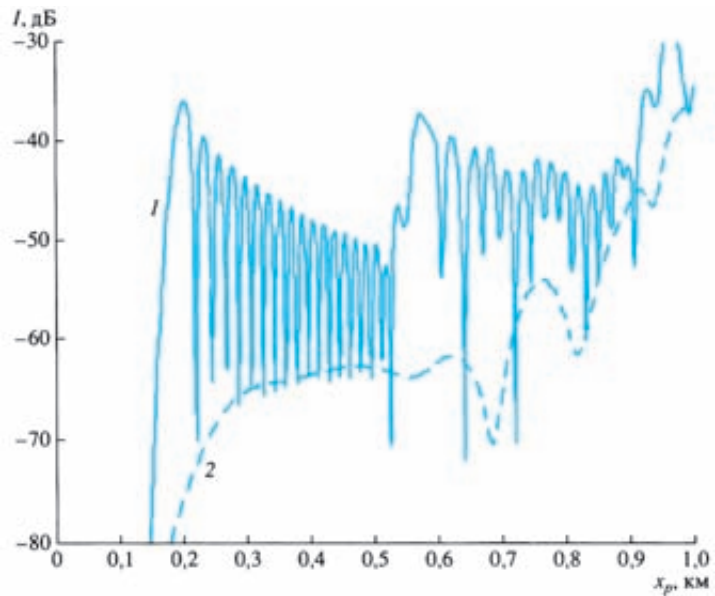


Рис. 9. Зависимость интенсивности поля от горизонтальной координаты x_p источника, движущегося в воздухе на высоте 50 м, для двух моделей дна: 1 – абсолютно жесткое дно, 2 – полупространство из песка. Угол раствора клина $\phi = 0,04$ рад, частота излучения 50 Гц, прием на глубине 39 м на расстоянии 1 км от ребра клина

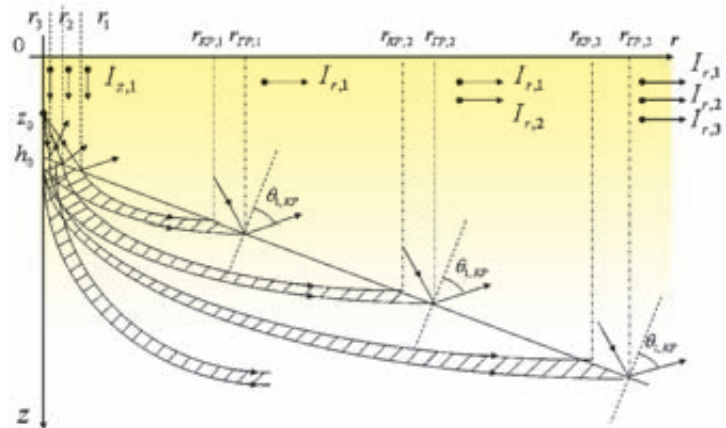


Рис. 10. Лучевая трактовка вытекания и обратного затекания вытекающих нормальных волн в расширяющемся клиновидном волноводе

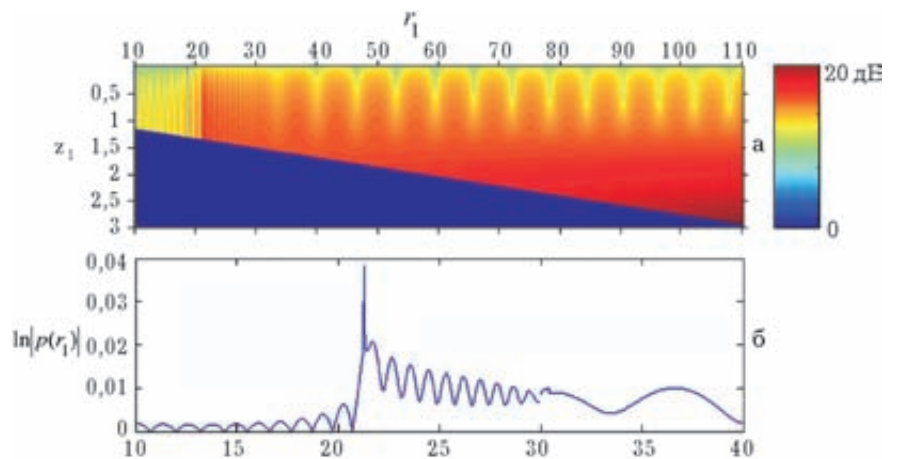


Рис. 11. Звуковое поле в клине для первой пары нормальных волн (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ в окрестности первого каустического (критического) сечения (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

зона со структурой поля типа стоячей волны. За пределами переходной зоны, которая заканчивается граничным сечением, поле типа стоячей волны трансформируется в поле пары расходящихся нормальных волн, захваченных волноводом, с соответствующим и весьма существенным изменением характера интерференционной структуры звукового поля.

При дальнейшем увеличении глубины волновода пер-

вая обобщённая нормальная волна, являясь неоднородной волной, локализуется вблизи импедансной границы, а её амплитуда растёт с расстоянием за счёт концентрации поля вблизи морского дна. Сама первая обобщённая нормальная волна становится доминирующей в суммарном звуковом поле вблизи импедансной границы раздела. Затекание нормальных волн высшего порядка обратно в волновод не изменяет

существенно структуру звукового поля вблизи импедансной границы, изменяются только интерференционная структура поля в верхней части волновода и, естественно, структура поля в окрестности соответствующего каустического сечения.

Структура суммарного звукового поля для двух и трёх пар вытекающих нормальных волн, которые затекают обратно в волновод, поясняется рисунками 12, 13, там же даны горизонтальные разрезы поля в окрестности соответствующих каустических сечений. На рис. 12, а, б хорошо видны два каустических сечения в суммарном звуковом поле в верхней части волновода, а на рис. 13, а хорошо видны три каустических сечения, в окрестности которых интерференционная структура поля изменяется наиболее существенно в связи с появлением новой волновой составляющей. Однако, как отмечалось выше, в придонной области в суммарном звуковом поле доминирует первая обобщённая нормальная волна, а сам режим распространения сохраняется одноимодовым.

Результаты компьютерного моделирования звуковых полей, возбуждаемых в нерегулярном волноводе типа берегового клина, убедительно свидетельствуют о резонансном характере самого процесса захвата энергии звукового поля волноводом. Этот процесс начинается с формирования продольного резонанса в каустическом сечении клиновидного волновода и заканчивается формированием поперечного (толщинного) антирезонанса в граничном сечении. Граничное сечение отделяет переходную зону, в которой звуковое поле носит характер стоячей волны, от волновой зоны, в которой и реализуется процесс распространения пары интерферирующих нормальных волн, захваченных волноводом.

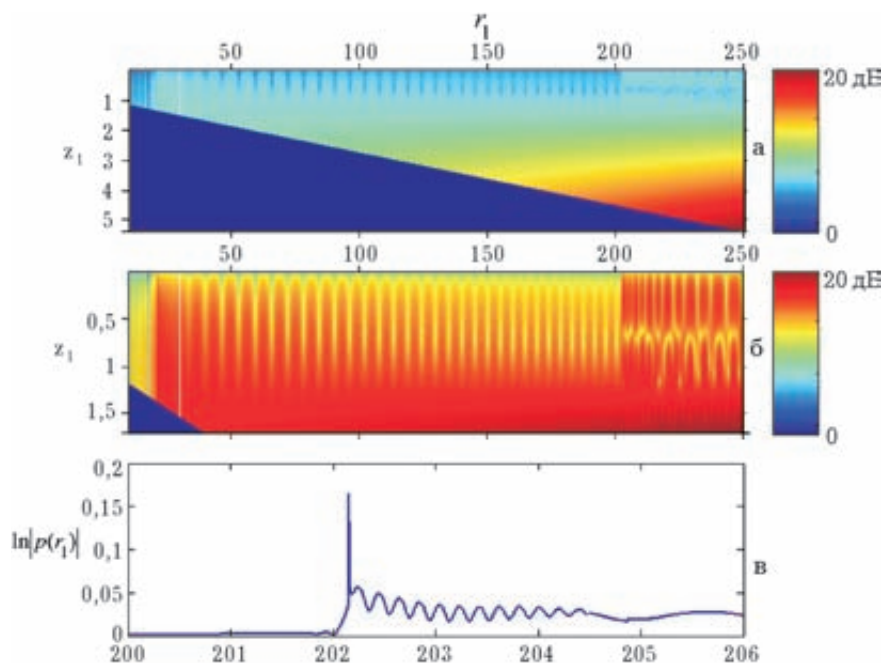


Рис. 12. Звуковое поле в клине для двух пар нормальных волн (а, б), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ в окрестности второго каустического (критического) сечения (в). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

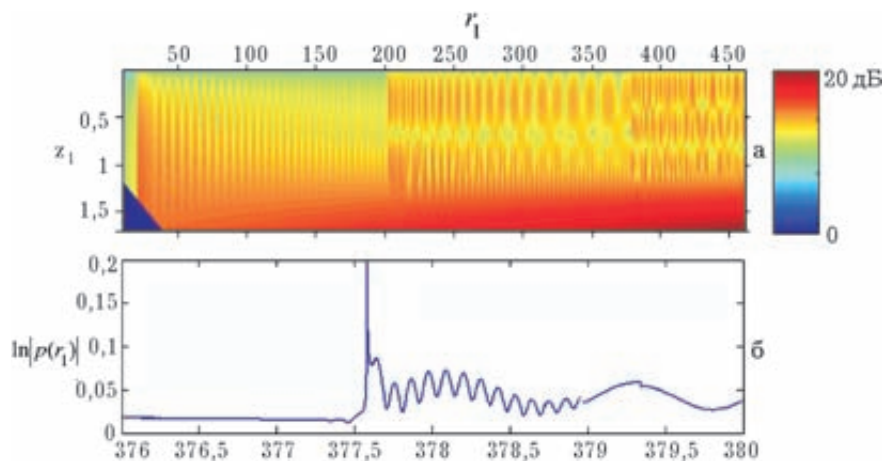


Рис. 13. Звуковое поле в клине для трёх пар нормальных волн (а), горизонтальный разрез поля на глубине $z_1 = 0,01$ в окрестности третьего каустического (критического) сечения (б). Глубина источника $z_{01} = 0,01$

■ Энергетическая эффективность резонансного возбуждения придонной волны

Характерная особенность резонансного режима заключается в том, что реактивная нагрузка на источник возбуждения звукового поля оказывается скомпенсированной, а режим работы источника возбуждения оказывается наиболее эффективным с энергетической точки зрения. Именно эту эффективность возбуждения звукового поля при резонансном режиме и выявил эксперимент, выполненный в работе [8]. Не менее важно и то, что в этом эксперименте получена количественная оценка эффективности резонансного возбуждения, которая, как отмечалось выше, составляет 15–30 дБ. Для сопоставления экспериментальной оценки с теоретической оценкой необходимо снова обратиться к обобщённой теории волновых процессов в слоистых средах [3], которая в отличие от классической теории позволяет выполнить подобный анализ.

Можно отметить, что впервые подробный анализ резонансного режима возбуждения с точки зрения энергетической эффективности работы модельного источника в волноводе Пекериса был выполнен в работе [12] в рамках несамосопряжённой модельной постановки. Результаты анализа сравнивались с аналогичными результатами, полученными в самосопряжённой модельной постановке [13]. Учитывая важность подобных оценок, приведём здесь некоторые результаты компьютерного моделирования энергетической эффективности работы модельного источника в волноводе Пекериса в сравниваемых модельных постановках.

На рис. 14 представлены энергетические характеристики модельного излучателя $K(z_{01})$, $K_1(z_{01})/K(z_{01})$, $K_2(z_{01})/K(z_{01})$ как функции нормированного горизонта излучения $z_{01} = z_0/h$ (z_0 – горизонт источника, h – глубина волновода) для низкочастотного случая ($k_1h = 10$, k_1 – волновое число), когда в волноводе возбуждаются две нормальные волны (в самосопряжённой модельной постановке) или две пары нормальных волн, регулярных и обобщённых, в несамосопряжённой модельной постановке. В качестве таких характеристик выбраны излучаемая мощность, нормированная на мощность того же источника, излучаемую в свободное пространство $K(z_{01})$, и парциальные коэффициенты $K_1(z_{01})/K(z_{01})$, $K_2(z_{01})/K(z_{01})$, характеризующие излучение в волновод и полупространство соответственно. Отметим характерные особенности поведения расчётных зависимостей.

В самосопряжённой модельной постановке суммарная излучаемая мощность для всех горизонтов излучения хорошо соответствует мощности, излучаемой точечным источником

в свободном пространстве, за исключением случая приповерхностного расположения излучателя, когда проявляется эффект мягкого экрана. При переходе к несамосопряжённой модельной постановке заметно увеличивается суммарная излучаемая мощность (примерно в полтора раза) для всех горизонтов излучения, причём наибольшее увеличение мощности (примерно на 5–6 дБ) имеет место в случае придонного расположения излучателя, когда возбуждается придонная волна пограничного типа, отсутствующая в самосопряжённом модельном решении [2].

При увеличении рабочей частоты увеличивается и число нормальных волн, захваченных волноводом. Эта ситуация поясняется рис. 15 для частотного параметра $k_1h = 100$, когда в волноводе возбуждается 16 нормальных волн (в самосопряжённой модельной постановке) или 16 пар в несамосопряжённой модельной постановке. Отметим характерные особенности расчётных зависимостей в этом случае.

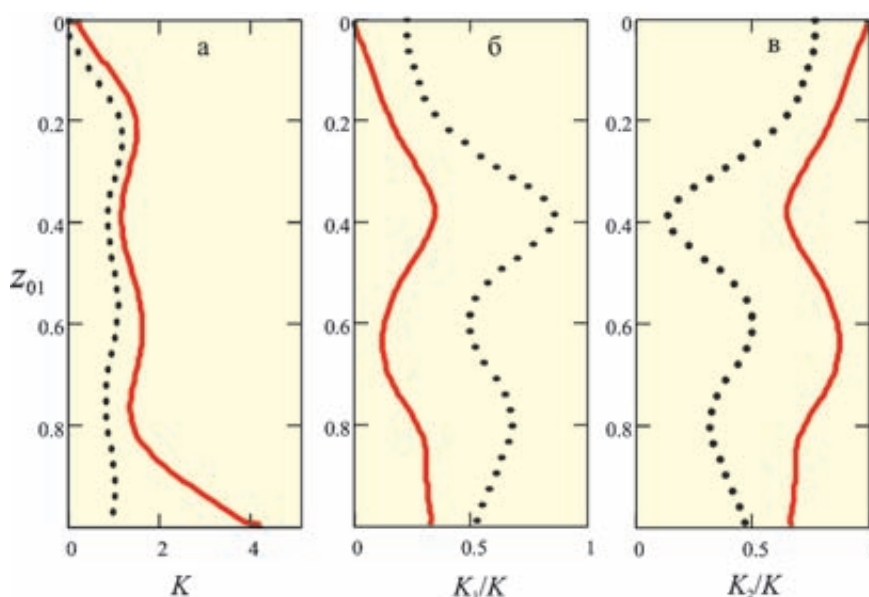


Рис. 14. Энергетические характеристики излучателя в самосопряжённой (точки) и несамосопряжённой (сплошная линия) модельных постановках, $k_1h = 10$

В самоспряжённой модельной постановке полная излучаемая мощность практически полностью соответствует мощности, излучаемой в свободное пространство, за исключением случая приповерхностного расположения излучателя, когда искомая зависимость описывает мощность источника, излучаемую в полупростран-

ство со свободной поверхностью. Парциальные коэффициенты $K_1(z_{01})$, $K_2(z_{01})$, сохраняя некоторую осцилляционную составляющую, стремятся к средним значениям $K_1 = K_2 = 0,5$, соответствующим половинному делению полной излучаемой мощности между волноводом и полупространством. Иначе будут себя искать зависимости

для несамоспряжённой модельной постановки.

В этом случае суммарная излучаемая мощность превышает мощность, излучаемую в свободное пространство, и существенно превышает эту величину в случае придонного расположения излучателя, как было отмечено ранее. Полная излучаемая мощность несимметрично делится между волноводом и полупространством, и только в случае придонного расположения излучателя, когда возбуждается придонная волна пограничного типа, деление становится половинным. Для остальных значений горизонта излучения только 25–35% излучаемой мощности остаётся в волноводе, а остальная часть излучается в полупространство.

Самостоятельный интерес представляет работа модельного излучателя в предельном случае низких частот (меньших первой критической), когда волновод не способен захватывать энергию звукового поля через механизм полного внутреннего отражения, но само полное внутреннее отражение имеет место. Энергетические характеристики излучателя в этом случае для сравниваемых режимов представлены на рис. 16. Расчётные зависимости на рисунках относятся к случаям $h = \lambda/2$ (пунктирные линии) и $h = \lambda/4$ (сплошные) для морского дна осадочного типа. Точками показаны зависимости, полученные для резонансного режима, когда частота близка к первой критической.

Можно сразу отметить, что энергетические характеристики в сравниваемых режимах отличаются на порядок количественно. В самоспряжённой модельной постановке излучаемая мощность в основном определяется параметрами слоя, акустическими и геометрическими, и слабо зависит от пара-

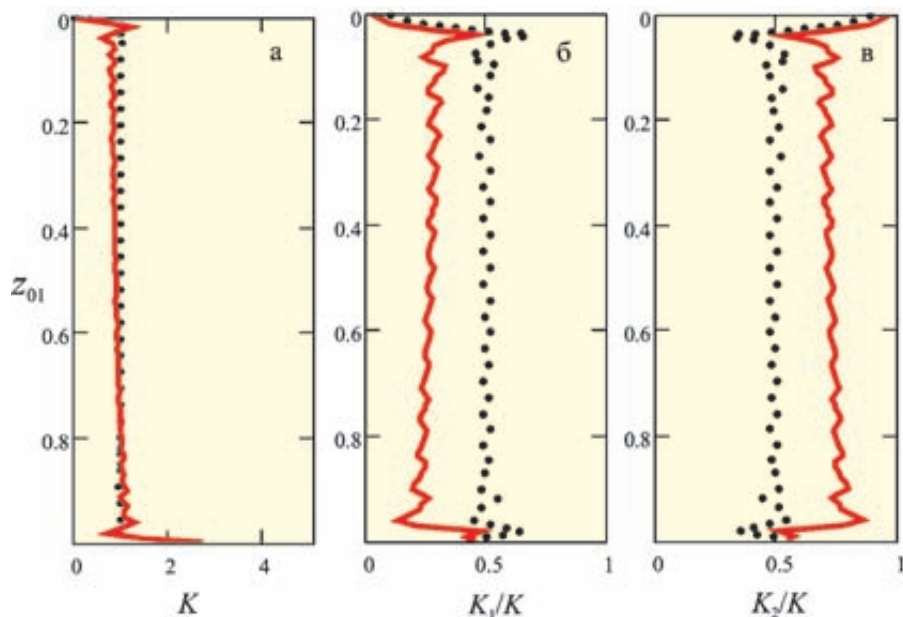


Рис. 15. Энергетические характеристики излучателя в самоспряжённой (точки) и несамоспряжённой (сплошная линия) модельных постановках, $k_1 h = 100$

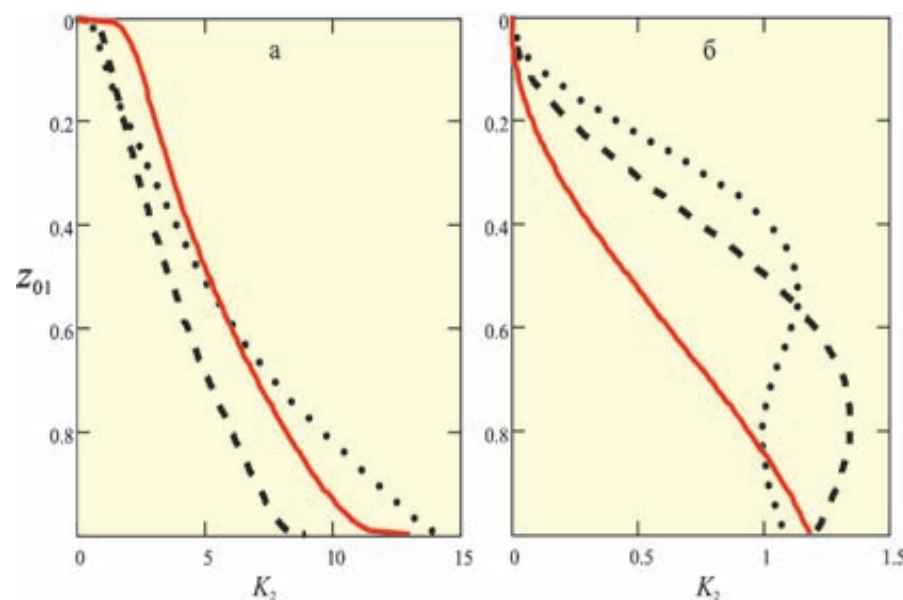


Рис. 16. Энергетические характеристики излучателя в несамоспряжённой (а) и самоспряжённой (б) модельных постановках (дно осадочного типа); $k_1 h = 4,44$ – точки, $k_1 h = \pi$ – пунктирная линия, $k_1 h = \pi/2$ – сплошная

метров полупространства. В несамосопряжённой модельной постановке излучаемая мощность в основном определяется процессами, происходящими на импедансной границе раздела.

Сам факт существенного увеличения мощности (на 10–15 дБ) в несамосопряжённой модельной постановке является не только количественной, но и качественной особенностью модельного описания. Он объясняется тем, что, как отмечалось выше, любая вытекающая волна представлена парой волн, одна из которых вытекает расходящейся волной, а другая сходящейся волной отдачи с последующим отражением от оси симметрии как от жёсткой границы. Интерференция этих волновых составляющих при малых углах скольжения придаёт резонансный характер звуковому полю вблизи границы раздела и в придонном слое полупространства с соответствующим увеличением излучаемой мощности в области докритических частот. При увеличении частоты вплоть до первой критической в системе волновод–полупространство формируется стоячая волна, или продольный резонанс, который при дальнейшем увеличении частоты переходит в поперечный (толщинный) антирезонанс жидкого слоя на первой граничной частоте, соответствующей критическому углу падения. Для корректного описания подобных резонансных явлений обычно необходим учёт внутренних потерь в рабочей среде или учёт нерегулярности самого волновода, как это сделано в работе [3]. Однако несамосопряжённая модельная постановка предсказывает резонансные явления как важную особенность поведения волноводной системы, учёт которой необходим для правильного понимания структуры звуковых полей, формируемых в

реальных средах реальными источниками. Сама количественная оценка энергетической эффективности работы излучателя в резонансном режиме качественно и количественно соответствует результатам, полученным экспериментально в работе [8] (15–30 дБ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнительный анализ классической и обобщённой теории, анализ результатов натурального эксперимента, а также результатов компьютерного моделирования, приведённых выше, позволяет сделать следующие выводы.

Выполненное в рамках обобщённой теории компьютерное моделирование звуковых полей, возбуждаемых в нерегулярном волноводе типа берегового клина, предсказало принципиально новое для гидроакустических волноводов явление резонансного возбуждения звукового поля.

В отличие от классической теории обобщённая теория предсказывает существование резонансных явлений, связанных с явлением продольного резонанса, в волноводах постоянного сечения, резонансные значения частотного параметра были определены ранее в работе [3]. Условия продольного резонанса реализуются и наиболее легко обнаруживаются экспериментально в клиновидном волноводе переменного сечения при широкополосном возбуждении, когда частотный параметр плавно изменяется в широких пределах. Само явление продольного резонанса оказалось аналогичным по формальным признакам явлению продольного резонанса в твёрдых волноводах, которое было предсказано теоретически в работе [4] свыше пятидесяти лет назад, а затем подтверждено эксперименталь-

но. Однако существование продольных резонансов в гидроакустических волноводах типа волновода Пекериса считалось принципиально невозможным в полном соответствии с выводами классической теории, которые оказались ошибочными.

Описание резонансного возбуждения звуковых волн в береговом клине в рамках обобщённой теории хорошо соответствует экспериментальным результатам, полученным в работе [8] при возбуждении звукового поля в береговом клине источником, движущимся в воздушной среде перпендикулярно ребру клина. Как следует из эксперимента [8], выполненного в условиях берегового клина, и приведённых выше результатов компьютерного моделирования, резонансный механизм существенно повышает (примерно на 15–30 дБ) эффективность возбуждения придонной волны в сравнении с нерезонансным механизмом возбуждения, которая, зарождаясь на первой резонансной частоте, остаётся доминирующей составляющей суммарного звукового поля в расширяющемся клиновидном волноводе.

Уникальные свойства придонной волны, подробно исследованные ранее в работах [2, 3], в сочетании с возможным резонансным механизмом её возбуждения в береговом клине повышают перспективность её использования при решении сложнейших проблем прикладной гидроакустики. Эти проблемы, связанные с дальним распространением звуковых волн в гидроакустической навигации и звукоподводной связи, становятся основными при разработке АНПА дальнего радиуса действия, для которых гидроакустический канал остаётся единственным каналом связи и информационного обмена с берегом или обеспечивающим судном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Аномальные свойства звуковых полей вблизи морского дна. Ч.1 // Подводные исследования и робототехника. 2010. №1(9). С. 4–13.
2. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. Аномальные свойства звуковых полей вблизи морского дна. Ч.2 // Подводные исследования и робототехника. 2010. №2(10). С. 4–16.
3. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Корректная постановка граничных задач в акустике слоистых сред. М.: Наука, 2009. 496 с.
4. Tolstoy I., Usdin E. Wave propagation in elastic plates: Low and high mode dispersion // J. Acoust. Soc. Amer. 1957. V. 29, № 1. P. 37–42
5. Бырдин В.М. Обратные волны: столетие первой работы, истоки и развитие обратноволновой механики и электродинамики // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, №12. С. 1413–1438.
6. Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б., Каменев С.И. Обобщённые нормальные волны в клиновидном волноводе // Акустика неоднородных сред: ежегодник РАО. Троицк: Тривант, 2008. С.146–163 (Труды научной школы проф. Рыбака С.А.; Вып. 9).
7. Каменев С.И. Экспериментальные исследования характеристик сложных фазоманипулированных акустических сигналов на стационарных трассах различной протяжённости // Подводные исследования и робототехника. 2007. №2(4). С.46–52.
8. Гордиенко В.А., Гордиенко Е.Л., Захаров Л.Н., Ильичев В.И. Особенности распространения в мелкой воде сигналов, возбуждаемых источником, расположенным в воздухе // Доклады АН СССР. 1993. Т. 333, № 4. С. 503–506.
9. Комисарова Н.Н. Особенности звукового поля, возбуждаемого расположенным в воздухе источником в прибрежной зоне мелкого моря // Акуст. журн. 2001. Т.47, №3. С. 370–381.
10. Малюжинец Г.Д. Некоторые обобщения метода отражений в теории дифракции синусоидальных волн Дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР. М., 1951.
11. Комисарова Н.Н. Асимптотическое представление поля точечного источника для одной модели берегового клина // Акуст. журн. 1972. Т.18, №2. С. 259–263.
12. Касаткин Б.А., Злобина Н.В. Резонансные явления в нерегулярных акустических волноводах типа берегового клина // ДАН. 2011. Т. 436, №4. С. 545–548.
13. Журавлёв В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. О мощности, излучаемой акустическим источником в океаническом волноводе // Акуст. журн. 1987. Т. 33, № 6. С. 1051–1056.

