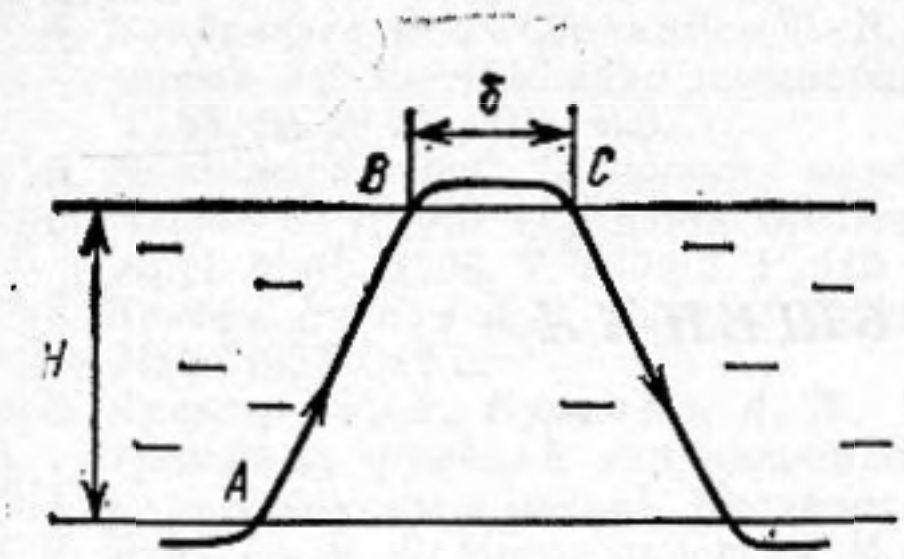

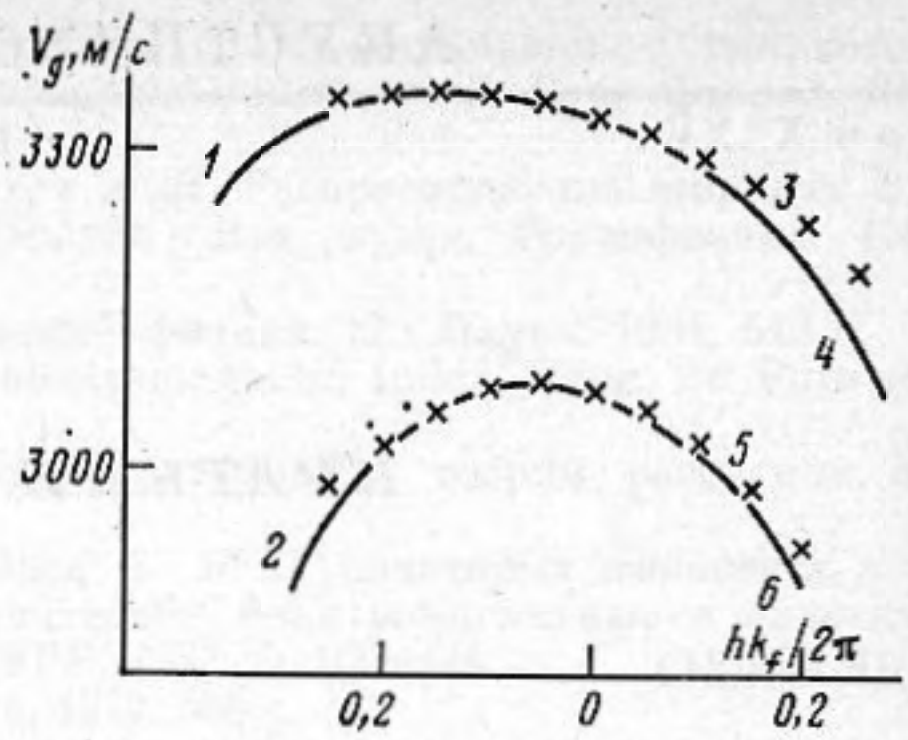

Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Линии тока энергии в структуре

Рис. 2. Зависимости групповых скоростей мод от нормированной толщины слоя: *1*, *2* — $n=3$ и $n=7$, *4*, *6* — точные, а *3*, *5* — приближенные значения. Скорости продольных и поперечных волн в твердых телах 7150 и 3751 м/с, плотности твердых тел и жидкости $4{,}64\cdot10^3$ и 10^3 кг/м^3, $V_f=1489$, $V_R=3485$ м/с, $\alpha=0{,}0143\,k_R$

приближенных величин V и V_g не превышает 0,16 и 0,6% соответственно при $|hk_f|<1$ для первых семи нормальных волн.

Как видно, при толщинах слоя жидкости $H\approx H_n$ фазовая и групповая скорости нормальных волн определяются величинами α и θ_R. Приближенное решение дисперсионного уравнения для вытекающей волны при условии $\alpha\ll k_R$ показывает, что $\alpha/k_R\approx\beta\rho_f V_f/\sin\theta_R$, где β — комплекс параметров твердого тела, ρ_f — плотность жидкости. При $H_n=0$ и малой величине h величины фазовой и групповой скоростей $V=V_R(1-\rho_f V_R\beta h/2)$, $V_g=V_R(1-\rho_f V_R\beta h)$ зависят только от плотности жидкости.

Удобство рассмотренного подхода заключается в возможности обобщения полученных результатов на анизотропные твердые тела. Для этого необходимо переопределить параметры α и θ_R с учетом анизотропии. Очевидно, что для рассмотрения годятся только чистые направления, в которых распространяются двухпарциальные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арапов А. В., Гончаров В. С., Яковкин И. Б.* Волны утечки в слоистой системе // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 721–725.
2. *Wang W. C., Staecer P., Li R. C. M.* Elastic waves guided by a fluid layer: a new type of ultrasonic wave propagation // Appl. Phys. Letters. 1970. V. 16. P. 291–292.
3. *Сотин В. Е., Датта Гупта С.* Постоянные распространения акустических волн в плоскопараллельном слое жидкости // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 12. С. 2573–2578.
4. *Bertoni H. L., Tamir T.* Unified theory of Rayleigh angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces // Appl. Phys. 1979. V. 2. № 4. P. 157–172.

Институт физики полупроводников
СО Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10.VI.1988

УДК 534.26

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В МЕЛКОМ МОРЕ С НЕОДНОРОДНЫМ УПРУГИМ ДНОМ

Безруков А. В.

При рассмотрении вопросов распространения нормальных волн в мелком море как волноводе, наибольший интерес представляет учет реальных физических свойств как жидкого, так и неоднородного упругого слоя, а также подстилающего однородного твердого полупространства [1, 2]. В работе наибольшее внимание уделено влиянию слоистой структуры волновода и параметров упругого полупространства на характеристики нормальных волн в зависимости от частоты, относительной толщины неоднородных слоев, их упрощенных моделей.

Рассмотрим плоский слоисто-неоднородный волновод, представленный на рис. 1. Расчет характеристик нормальных волн основан на методе тензорных импедансов [3, 4]. Метод позволяет свести краевую задачу теории упругости к задаче Коши

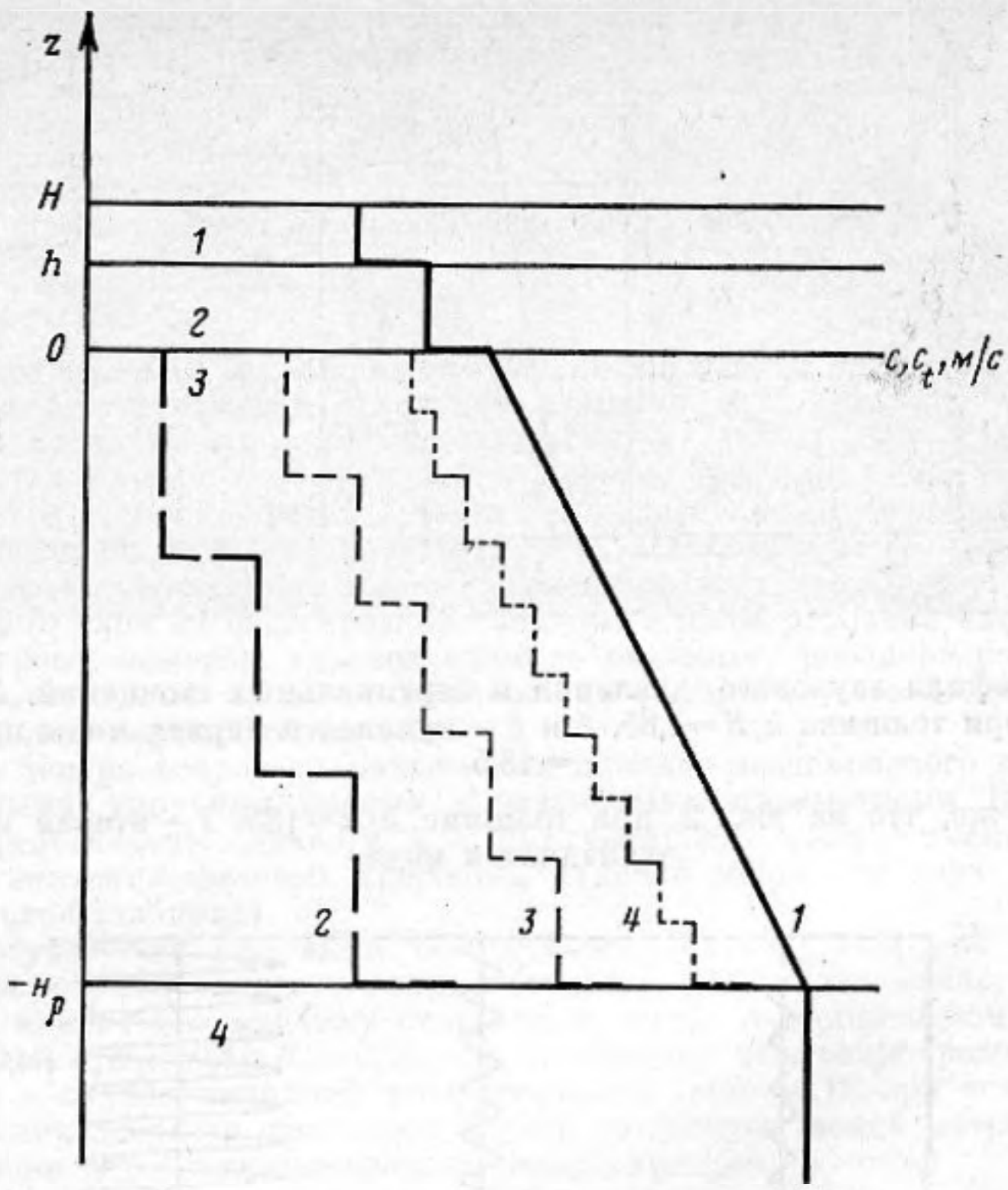

Рис. 1. Модель моря как волновода. *1* — жидкий слой, плотность $\rho=1{,}00\cdot10^3$ кг/м³, скорость звука $C=1500$ м/с, *2* — жидкий слой, $h=0{,}59\cdot H$, $\rho=1{,}03\cdot10^3$ кг/м³, $C=1760$ м/с, *3* — неоднородный упругий слой, $H_p=4{,}23$ Н, значения плотности, продольной и поперечной скоростей звука меняются от $\rho=2{,}53\cdot10^3$ кг/м³, $C_l=4400$, $C_t=2200$ м/с до $\rho=2{,}98\cdot10^3$ кг/м³, $C_l=7000$, $C_t=4030$ м/с, *4* — однородное твердое полупространство

для матричного и скалярного уравнений типа Риккати. В упругой среде

$$\frac{dY}{dz}=Y\Lambda Y+SY+YQ+P, \tag{1}$$

$$Y|_{z=-Hp}=Y_p. \tag{2}$$

Здесь Y — (2×2) матрица тензора импедансов упругого слоя; $\Lambda(z)$, $S(z)$, $Q(z)$, $P(z)$ — известные матрицы, характеризующие свойства неоднородного упругого слоя и частоту; Y_p — матрица начальных значений, определяемая параметрами твердого однородного полупространства [4].

Непосредственно в водном слое тензор импедансов вырождается в скалярный импеданс y, а матричное уравнение (1) переходит в обычное уравнение Риккати

$$y^1+\alpha y^2+\beta=0, \tag{3}$$

где $\alpha(z)$, $\beta(z)$ — коэффициенты, зависящие от плотности и скорости звука в жидком слое [2].

На поверхности моря должно быть выполнено условие

$$y(H)=0. \tag{4}$$

Прямое интегрирование уравнений (1), (3) может вызвать некоторые трудности, связанные с неограниченным ростом элементов матрицы импеданса Y и величины y в узлах смещений. В этом случае для регуляризации уравнения (3) используется подстановка Прюффера, для матричного уравнения (1) удобно воспользоваться преобразованием Кэли [5]. Отметим, что во всех полученных задачах Коши не содержатся производные от функций плотности и скоростей по координатам, что позволяет эффективно использовать метод тензорных импедансов для сред, описываемых функциями с разрывами первого рода.

Перейдем к результатам численной реализации данного метода. Заметим, что в используемой нами модели весь слой $0\leqslant z\leqslant H$ принимается как жидкий. Данное предположение является некоторой идеализацией, так как в действительности при $0\leqslant z\leqslant h$ уже существуют как продольные, с $C_l=1760$ м/с, так и поперечные, с малыми значениями C_t, волны в этом слое жидких осадков. В таком случае пришлось бы интегрировать уравнение (1) вместо скалярного уравнения (3). В данной же

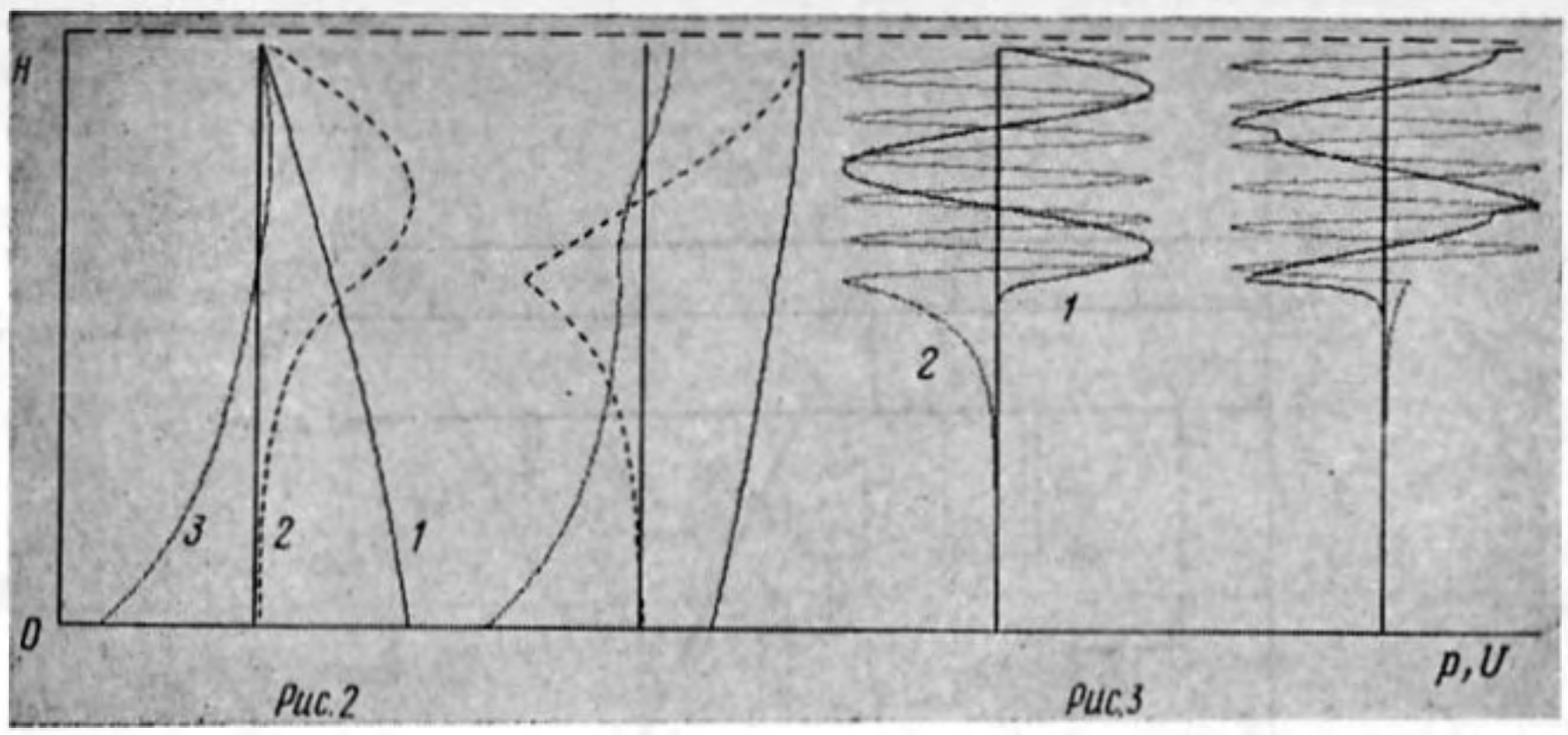

Рис. 2. Профили звукового давления и вертикальных смещений. *1* – нулевая мода при толщине $k_f H=1{,}85$, *2* и *3* – нулевая и первая моды при $k_f H=18{,}5$

Рис. 3. То же, что на рис. 2, при толщине $k_f H=185$, *1* – вторая мода, *2* – двенадцатая мода

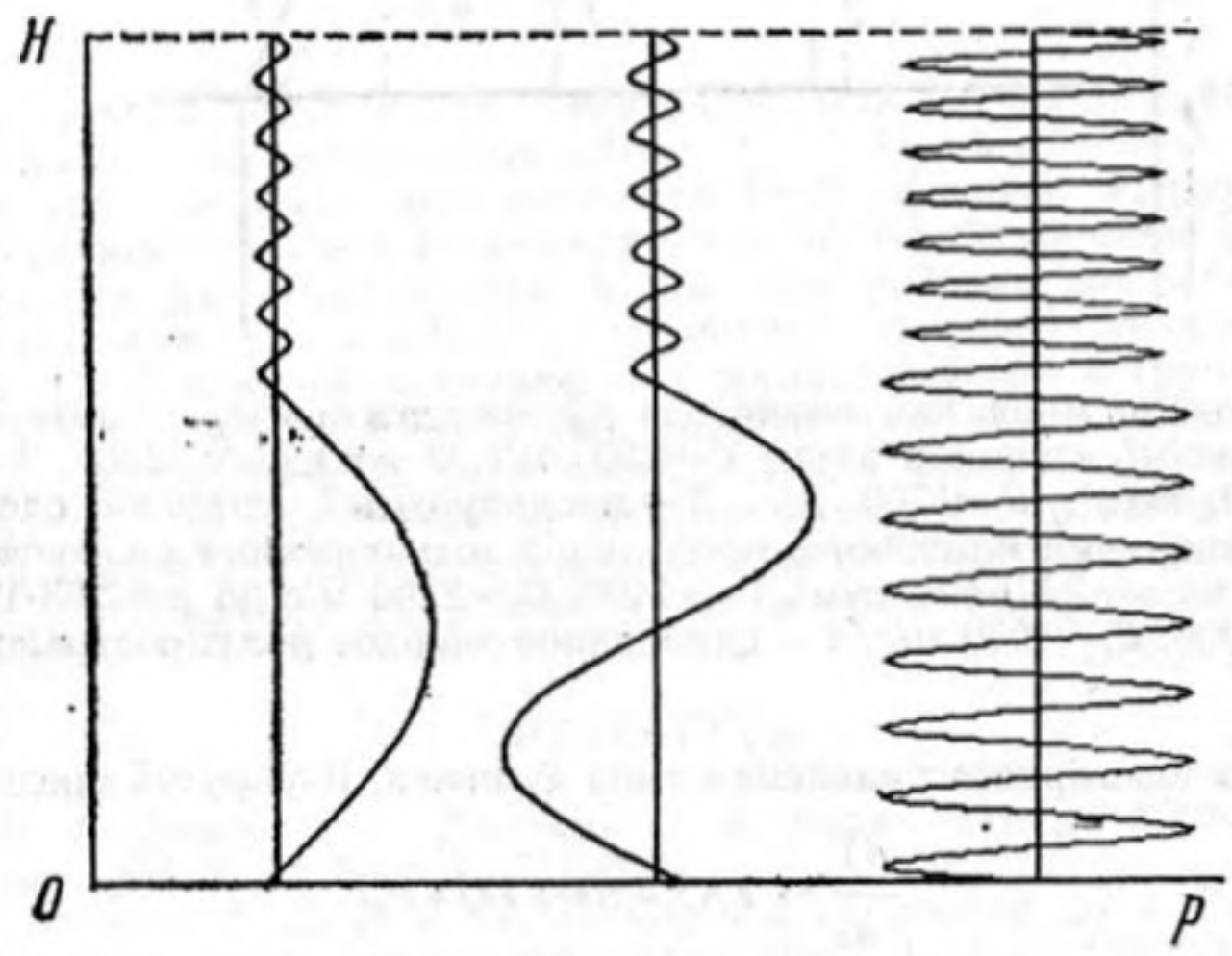

Рис. 4. Профили звукового давления для тринадцатой, четырнадцатой и тридцатой мод

работе рассматриваем весь слой $0 \leqslant z \leqslant H$ как жидкий, со скачком скорости звука и плотности в нем.

Рассмотрим сначала результаты расчетов трех различных вариантов для модели рис. 1, линия *1*. При толщине $k_f H=1{,}85$ имеется лишь одна нулевая распространяющаяся мода с фазовой скоростью $C_x=2460{,}38$ м/с и профилем звукового давления и вертикальных смещений, изображенных на рис. 2, линия *1*. Фактически эта волна близка по своим параметрам к релеевской волне на границе твердого полупространства, причем максимум смещений находится на поверхности моря.

При толщине $k_f H=18{,}5$ существуют шесть распространяющихся мод. На этой частоте характерно то, что нулевая мода имеет выраженный поверхностный характер и смещения дна в ней практически стремятся к нулю в отличие от случая толщины $k_f H=1{,}85$. Совершенно другой характер имеет первая мода. Профили звукового давления и смещений представлены на рис. 2, линии *2* и *3* соответственно.

В случае, когда толщина жидкого слоя становится достаточно большой $k_f H=185$, начинает сказываться слоистая структура жидкого слоя. Так ярко выраженный характер поверхностных имеют первые двенадцать мод, распространяющихся в слое $h \leqslant z \leqslant H$. Увеличивается лишь число узлов, рис. 3. Начиная с тринадцатой моды, проявляются смещения дна и появляются донные моды, рис. 4. Наглядно видно «расщепление» тринадцатой и последующих мод в соответствии со слоистой структурой водного слоя.

Рассмотрим теперь влияние подстилающего неоднородного полупространства на характеристики нормальных волн. Первоначально посмотрим, насколько определяющими являются параметры твердого полупространства в зависимости от толщины жидкого слоя. Возьмем в качестве дна однородное упругое полупространство с параметрами $\rho_1=2{,}53\cdot10^3$ кг/м^3, $C_{l1}=4400$ м/с, $C_{t1}=2200$ м/с в одном и $\rho_2=2{,}98\cdot10^3$ кг/м^3, $C_{l2}=7000$ м/с, $C_{t2}=4030$ м/с в другом случаях. При толщине $k_f H=1{,}85$

Толщина $k_f H$	Номер модели неоднородного упругого слоя			
	1	2	3	4
1,85	2460,38	2003,80	2169,12	2460,35
18,5	1593,79	1593,62	1593,73	1593,79

фазовые скорости нулевой моды существенно отличаются и равны $C_{x1}=1855{,}13$ м/с, $C_{x2}=3273{,}99$ м/с соответственно. В случае толщины $k_f H=18{,}5$ значения фазовой скорости становятся практически одинаковыми и равны $C_{x1}=1596{,}60$ и $C_{x2}=1593{,}76$ м/с. Для случая $k_f H=185$, когда первые двенадцать мод носят поверхностный характер, значения фазовой скорости нулевой моды совпадают вплоть до второго знака после запятой $C_{x1}=C_{x2}=1501{,}43$ м/с, а первой и второй мод отличаются во втором и первом десятичном знаке. Таким образом, при достаточно больших толщинах жидкого слоя на формирование звукового поля, основной вклад в которое вносят моды первых номеров, главное влияние оказывает неоднородность и структура именно водного слоя, в случае уменьшения толщины — все большее значение приобретает влияние характеристик дна.

Рассмотрим теперь вопрос аппроксимации линейно-неоднородного слоя несколькими однородными упругими слоями с различными параметрами. На рис. 1, линии *2*, *3* и *4*, представлены случаи с 3, 5, 10 ступеньками соответственно. Приведем сравнительные значения фазовых скоростей нулевой моды для двух случаев толщины жидкого слоя (таблица).

В первом случае, как уже выше обсуждалось, значение скорости определяется в основном параметрами твердого полупространства. Наглядно видно, как степень аппроксимации влияет на величину скорости и, когда толщина одной «ступеньки» становится равной $k_t \bar{H}_p=0{,}1 k_t H_p=0{,}34$, что по порядку величины сравнимо с шагом интегрирования в случае линейной неоднородности (step=0,15 при точности расчетов 10^{-6}), значения скорости совпадают вплоть до десятых долей метра. Более грубая аппроксимация ведет к существенному искажению результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Агеева Н. С., Крупин В. Д.* Некоторые особенности затухания мод в мелком море с трехслойным поглощающим дном // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 1. С. 1–6.
2. *Безруков А. В., Приходько В. Ю., Тютекин В. В.* Расчет характеристик нормальных волн мелкого моря с упругим дном (импедансный метод) // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 805–813.
3. *Мачевариани М. М., Тютекин В. В., Шкварников А. П.* Импедансный метод расчета характеристик упругих слоисто-неоднородных сред // Акуст. журн. 1971. Т. 17. № 1. С. 97–102.
4. *Тютекин В. В.* Нормальные волны твердых слоисто-неоднородных волноводов // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 373–379.
5. *Лидский В. Б., Негауз М. Г.* К методу прогонки в случае самосопряженной системы второго порядка // ЖВМ и МФ. 1962. Т. 2. Вып. 1. С. 161–165.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30.III.1988

УДК 621.373.826 : 681.7.068

ЛАЗЕРНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК

Белова Г. Н., Солдатов П. В.

В известных системах оптической обработки акустической информации лазер используется в качестве оптического источника, излучение которого модулируется расположенным вне лазера акустооптическим устройством [1]. Однако для решения ряда задач более перспективным может оказаться создание лазера, выполняющего одновременно функции источника света и акустического датчика, т. е. лазера, содержащего в качестве одного из внутрирезонаторных элементов звукочувствительное устройство. Такой лазерный датчик должен обладать миниатюрностью и низковольтным автономным питанием. Кроме того, он должен хорошо стыковаться с волоконно-оптической линией передачи. Наиболее полно эти требования могут быть удовлетворены при использовании полупроводникового инжекционного лазера. О первых успешных попытках создания лазерного акустического датчика (гидрофона) на базе полупроводникового лазера с внешним резонатором сообщается в работах [2, 3]. Принцип работы датчика основан на эффекте модуляции фазы световой волны в резонаторе лазера, внешнее зеркало которого колеб-