А.А. Клещев

ПЛОСКИЙ ВОЛНОВОД С АНИЗОТРОПНЫМ УПРУГИМ ДНОМ

*Санкт-Петербургский Государственный морской технический университет,
Россия, 190121, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, 3
Тел.: (812) 783-1546; E-mail: alexalex-2@yandex.ru*

На основе метода мнимых источников и мнимых рассеивателей находится решение задачи дифракции импульсных звуковых сигналов на идеальном (мягком) вытянутом сфероиде, находящемся в плоском волноводе с анизотропным упругим дном. В работе доказывается, что при такой постановке задачи исключается возможность использования метода нормальных волн, поскольку импульсы представляют сгустки энергии и могут поэтому распространяться только с групповой (а не фазовой) скоростью, которая присуща как раз методу мнимых источников и мнимых рассеивателей. Вычислены последовательности отраженных импульсов для трансверсально-изотропного упругого дна при двух различных значениях его физических параметров.

Ключевые слова: рассеиватель, вытянутый сфероид, мнимый источник, анизотропное упругое дно, граничное условие

Обратимся к задаче дифракции звука на сфероидальных телах [1–7], сохранив: на верхней границе условие Дирихле, размеры волновода и расположение точечного источника и рассеивателя относительно границ, заменив только идеально твердую нижнюю границу на трансверсально-изотропное упругое дно. Физические параметры подстилающей нижней среды будут соответствовать параметрам трансверсально-изотропной осадочной породы – алевролита [8–12]. Сориентируем плоскость изотропии алевролита таким образом, чтобы она совпала с плоскостью падения волны на изотропное дно, это позволяет нам перейти к изотропной среде в плоскости падения волны, т. е. решать задачу уже для изотропной среды и иметь дело с продольной и поперечной волнами. При использовании и в этом случае метода мнимых источников, нужно ввести коэффициент отражения V для каждого из источников [13], при отображении источников относительно верхней границы, источники, как и раньше [1–7], будут менять знак на противоположный, что соответствует изменению их фазы на π . Известно [13], что в методе мнимых источников граничные условия строго не выпол-

няются ни на одной из границ волновода, даже в случае идеальных граничных условий Дирихле и Неймана. Для лучшего выполнения этих условий в дифракционных задачах [1–7, 14] были введены мнимые рассеиватели путем зеркального отображения относительно границ. Точно так же введем мнимые рассеиватели и в нашей задаче и сравним последовательность отраженных импульсов [2, 3, 14] в случае идеальных границ и при наличии в волноводе такого анизотропного дна при двух значениях их физических параметров. Вторая трансверсально-изотропная среда имеет скорость квазипродольной волны 4472.1 м/с и скорость квазипоперечной волны 2449.5 м/с, плотность второй анизотропной среды составляет 5000 кг/м³. В [13] показано, что метод мнимых источников применим и в том случае, когда коэффициент отражения V будет являться функцией угла падения волны от источника относительно нормали к границе. В нашем случае этот угол будет определяться взаимным положением источника (действительного или мнимого) и рассеивателя (действительного или мнимого), на который падает волна от данного источника. Так как приемник совмещен с действительным источником Q , то последовательность отраженных импульсов будет определяться количеством и амплитудами отраженных сигналов (от различных рассеивателей), имеющих одинаковое время распространения от источников до рассеивателя и от рассеивателя до точки Q . Параметры волновода, положение действительного источника Q (совмещенного с приемником) и действительного рассеивателя сохраним неизменными по сравнению с [2, 3, 14]: $L = 1000$ м., $H = 400$ м., действительный источник Q и действительный рассеиватель находятся на глубине 200 м., рассеиватель в виде идеально мягкого вытянутого сфероида имеет соотношение полуосей $a/b = 10$ ($a = 0,279$ м.), а его ось вращения направлена перпендикулярно плоскости рисунка (см. рис. 1). Формула для коэффициента отражения V_{0N} , где N – номер источника, дана в [13].

Для вычисления первых четырех отраженных импульсов нам нужны следующие коэффициенты отражения: V_{03} в направлении на первый (действительный) рассеиватель 01 рас., V_{05} в направлении на второй (мнимый) рассеиватель 02 рас. В результате несложных расчетов с помощью [10] получаем: $V_{03} = 0,8423 + i0.5390$; $V_{05} = 0.8423 + i 0.5390$.

Рис. 1. Вытянутый сфероид в плоском волноводе с анизотропным упругим дном.

Коэффициенты получились комплексными, что означает полное внутреннее отражение на границе жидкость–упругое твердое дно, вследствие этого модули коэффициентов отражения равны 1.0, а вещественные части первых двух коэффициентов близки к +1.0, что характерно для границы жидкость–абсолютно твердое дно. Полученные в результате расчетов последовательности из первых четырех отраженных импульсов для первой и второй анизотропных сред представлены на рисунках 2 и 3. Сравним их с последовательностью импульсов на рис. 4 для идеальных границ: 1-й и 4-й импульсы рис. 2 и 3 полностью совпадают с 1-м и 2-м импульсами рис. 4, что же касается 2-го и 3-го импульсов (рис. 4), то в случае идеальных границ и симметричного расположения действительных источника и рассеивателя относительно границ волновода, они компенсируются другими отраженными импульсами, т. е. 2-й и 3-й импульсы рисунков 2 и 3 показывают различие в последовательности отраженных импульсов при замене абсолютно твердого дна на трансверсально-изотропное, а с другой стороны позволяют оценить влияние физических параметров (скоростей упругих волн и плотности анизотропной среды) на картину отраженных импульсов.

Рис. 2. Нормированная последовательность первых четырех отраженных импульсов в волноводе с 1-м вариантом анизотропного упругого дна.

Рис. 3. Нормированная последовательность первых четырех отраженных импульсов в волноводе со 2-м вариантом анизотропного упругого дна.

Рис. 4. Нормированная последовательность первых трех отраженных импульсов в волноводе с идеальными границами.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1) при изучении задач распространения и дифракции импульсных сигналов в плоском волноводе нужно использовать метод мнимых источников, поскольку импульсы, как сгустки энергии, распространяются по любому направлению (в том числе и вдоль оси волновода) с групповой скоростью, не превышающей скорость звука, а именно на групповую скорость опирается метод мнимых источников;

2) замена анизотропного упругого дна на абсолютно твердое дно вполне допустима для тех источников (действительного и мнимых), волны от которых, при падении на упругое твердое дно, испытывают полное внутреннее отражение;

3) принятая нами модель мнимых источников и мнимых рассеивателей вполне допустима (из-за полного внутреннего отражения), по крайней мере, для первых четырех отраженных импульсов;

4) изменения физических параметров трансверсально-изотропного дна проявляются не на всех отраженных импульсах.

Литература

1. Клещев А.А., Кузнецова Е.И. Рассеяние импульсных звуковых сигналов сфероидальным телом, находящимся в плоском волноводе // Сб. тр. XXIV сессии РАО. М.: ГЕОС, 2011. С. 198–201.
2. Kleshchev A.A., Kuznetsova E.I. Diffraction of Impulse Signals on Spheroidal Body, Put in Plane Waveguide // International Journal of Theoretical and Mathematical Physics. 2012. Vol. 2. No. 6. P. 211–214.
3. Kleshchev A.A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Spheroidal Shell, Put in Plane Waveguide // Advanced Studies in Theoretical Physics. 2013. Vol. 7. No. 13–16. P. 697–705.
4. Kleshchev A.A. Diffraction of Sound Signals at Elastic Shell of Non-analytical Form Put in Plane Waveguide // Advances in Signal Processing. 2014. Vol. 2. No. 2. P. 46–49.
5. Kleshchev A.A. Pulse Sound Signals Diffraction on Elastic Bodies of Analytical and Nonanalytical Forms, Put in Plane Waveguide // Zeitschrift für Naturforschung A. 2015. Vol. 70. No. 6. P. 419–427.
6. Клещев А.А. Дифракция импульсных звуковых сигналов на упругих телах сфероидальной формы, находящихся в плоском волноводе // Морские интеллектуальные технологии. 2015. Т. 2. № 28. С. 77–81.
7. Клещев А.А., Клюкин И.И. Спектральные характеристики рассеяния звука телом, помещенным в звуковой канал // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 3. С. 470–473.
8. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. М.: Наука, 1977. 416 с.
9. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
10. Клещев А.А. Дифракция и распространение волн в упругих средах и телах. СПб.: Влас, 2002. 156 с.
11. Kleshchev A.A. Diffraction, radiation and propagation of elastic waves in isotropic and anisotropic bodies. Newcastle: Cambr. Schol. Publ., 2019. 114 p.
12. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 388 с.
13. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
14. Клещев А.А. Гидроакустические рассеиватели. СПб.: Прима, 2012. 268 с.

A.A. Kleshchev

PLANE WAVEGUIDE WITH ANISOTROPIC BOTTOM

*Saint-Petersburg State Navy Technical University,
3, Lotsmanskaja st., Saint-Petersburg, 190121, Russia.
Tel.: (812) 783-1546. E-mail: alexalex-2@yandex.ru*

Based on the method of imaginary sources and imaginary scatterers is the solution to the diffraction problem of sound pulse signals at ideal (soft) prolate spheroid, put in the plane waveguide with the anisotropic elastic bottom. In the work is proved that with such a formulation of problems eliminated possibility of using the method of normal waves because pulses are bundles of energy and can therefore only be distributed to the group velocity which is inherent in just the method of imaginary sources. Calculations made in the article showed that imaginary sources with small numbers experiencing the effect of total internal reflection, as the result of the reflection coefficient V by the hard elastic bottom is complex and the real part of V is close to 1.0 which corresponds V absolutely hard bottom. Found sequences of reflected pulses for the anisotropic elastic bottom and the absolutely hard bottom floor confirmed this approach.

Keywords: scatterer, prolate spheroid, imaginary source, diffraction, anisotropic elastic bottom, boundary conditions

References

1. Kleshchev A.A. and Kuznetsova E.I. Scattering of pulse sound signals by the spheroidal body, put in plane waveguide. Coll. Proc. Russ. Acoust. Soc. XXIV session, Moscow: GEOS, 2011, Vol. 1, pp. 198–201.
2. Kleshchev A.A. and Kuznetsova E.I. Diffraction of Impulse Signals on Spheroidal Body, Put in Plane Waveguide. International Journal of Theoretical and Mathematical Physics, 2012, Vol. 2, No. 6, pp. 211–214.
3. Kleshchev A.A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Spheroidal Shell, Put in Plane Waveguide. Advanced Studies in Theoretical Physics, 2013, Vol. 7, No. 13–16, pp. 697–705.
4. Kleshchev A.A. Diffraction of Sound Signals at Elastic Shell of Non-analytical Form Put in Plane Waveguide. Advances in Signal Processing, 2014, Vol. 2, No. 2, pp. 46–49.
5. Kleshchev A.A. Pulse Sound Signals Diffraction on Elastic Bodies of Analytical and Non-analytical Forms, Put in Plane Waveguide. Zeitschrift fur Naturforschung A., 2015, Vol. 70, No. 6, pp. 419–427.
6. Kleshchev A.A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Bodies of Spheroidal Form Put in Plane Waveguide. MIT, 2015, Vol. 2, No. 28, pp. 77–81.
7. Kleshchev A.A. and Klyukin I.I. The spectral characteristics of the scattering of the sound by body, placed in the sound channel. Sov. Phys. Acoust., 1974, Vol. 20, No. 3, pp. 470–473.
8. Lekhnitskiy S.G. Theory of Elasticity of Anisotropic Elastic Body. Moscow: Science, 1977, 416 p.

9. Dielesan E. and Royer D. Elastic waves in solids. Moscow: Science, 1982, 424 p.
10. Kleshchev A.A. Diffraction and propagation of waves in elastic media and bodies. Saint-Petersburg: Vlas, 2002, 156 p.
11. Kleshchev A.A. Diffraction, radiation and propagation of elastic waves in isotropic and anisotropic bodies. Newcastle: Cambr. Schol. Publ., 2019, 114 p.
12. Fedorov F.I. The theory of elastic waves in crystals. Moscow: Science, 1965, 388 p.
13. Brechovskikh L.M. Waves in Laminated Mediums. Moscow: Publ. Acad. Scien. SSSR, 1957, 502 p.
14. Kleshchev A.A. Hydroacoustic Scatterers. Saint-Petersburg: Prima, 2012, 268 p.