

УДК 004.932.001.57

И.М. Гвоздева, д-р. техн. наук, доц.,
А.Г. Кисель, канд. техн. наук, ст. научн. сотр.,
Одес. нац. политехн. ун-т

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ РЕФРАКЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

И.М. Гвоздева, А.Г. Кисель. Математичне моделювання процесу формування зображень об'єктів в умовах рефракції акустичних хвиль. Проведено математичне моделювання процесу формування вторинного акустичного поля ділянками криволінійної поверхні об'єкта в умовах скривлення променевих траєкторій акустичних хвиль, обумовлених рефракцією.

И.М. Гвоздева, А.Г. Кисель. Математическое моделирование процесса формирования изображений объектов в условиях рефракции акустических волн. Проведено математическое моделирование процесса формирования вторичного акустического поля участками криволинейной поверхности объекта в условиях искривления лучевых траекторий акустических волн, обусловленных рефракцией.

I.M. Gvozdeva, A.G. Kisel. Mathematical modeling of the process of acoustic images forming in the conditions of acoustic wave's refraction. The mathematical modeling of the process of secondary acoustic field forming by areas of curvilinear surface of an object in the conditions of acoustic wave's ray's trajectories curvature, conditioned by refraction, is carried out.

Проблемным вопросом при решении задач акустического зондирования в различных прикладных областях (например, в гидроакустике, при исследовании подводных конструкций нефте- и газопроводов) является извлечение информации об объекте путем интерпретации его изображения, которое формируется на основе вторичного волнового поля, отраженного от сложной поверхности. Такое поле имеет высокую когерентность, что приводит к интерференции отдельных пространственных компонент в плоскости приема, поэтому при создании математических моделей акустических когерентных изображений (АКИ) необходимо учитывать не только амплитуду, но и фазу принятых колебаний.

Как известно, при решении указанных задач выполняются условия приближения Кирхгофа, что позволяет использовать законы геометрической оптики при моделировании процессов формирования АКИ в неоднородных средах [1, 2]. В таких средах градиент скорости звука зависит от пространственных координат, что приводит к искривлению лучевых траекторий, вдоль которых происходит распространение акустического волнового поля (явление рефракции). Обосновано, что при малом значении градиента скорости звука и зависимости его от одной пространственной координаты наилучшей моделью, описывающей свойства неоднородной среды, является модель слоисто-неоднородной среды [1], которая допускает кусочно-линейную аппроксимацию реального профиля скорости звука вдоль рассматриваемой координаты. В этом случае среда представляется в виде набора слоев, которые не ограничены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, и имеют параллельные границы. При таком представлении среды основным фактором, влияющим на процессы формирования АКИ, является рефракция, поэтому исследование физических механизмов влияния этого явления на получаемые изображения представляет собой важную и актуальную задачу.

Акустические изображения объектов, формируемые на основе их вторичных полей в плоскости приема, содержат все признакообразующие факторы, характеризующие изучаемые объекты [3]. Известные математические модели вторичных акустических полей объектов [4...6]

© И.М. Гвоздева, А.Г. Кисель, 2011

недостаточно полно учитывают свойства неоднородной среды, в которой происходит распространение акустических колебаний, и ее влияние на фазовую структуру принимаемого акустического поля. Ранее предложена декомпозиция общей проблемы формирования и пространственно-временной обработки АКИ с учетом влияния неоднородной среды распространения акустических колебаний в виде последовательного решения ряда взаимосвязанных задач [7]. В работах [1, 2, 5] предложены математические модели слоисто-неоднородных сред, рассмотрены процессы отражения акустических волн от локально плоских участков поверхности. Однако поверхности реальных объектов, как правило, имеют сложный рельеф, поэтому является актуальным и необходимым для практики получение математического описания процессов формирования АКИ криволинейных поверхностей объектов в условиях рефракции.

Цель исследования заключается в обосновании математической модели процесса формирования вторичного акустического поля участками криволинейной поверхности объекта в условиях рефракции и оценке искажающего влияния рефракции на получаемые акустические когерентные изображения.

Физические основы явления рефракции при использовании законов геометрической оптики детально рассмотрены [8, 9], при этом полагается, что условия приближения Кирхгофа выполняются, если изменения параметра неоднородности среды в виде коэффициента преломления звука малы на протяжении длины волны [8]

$$k/(G_c/c_i) \gg 1, \quad (1)$$

где k — волновое число,

G_c — градиент скорости звука,

c_i — скорость звука на фиксированном i -м горизонте.

В таком приближении набег фазы волны вдоль лучевой траектории соответствует набегу фазы, определяемому волновой теорией. Градиент скорости звука, входящий в (1), для слоисто-неоднородной среды определяется зависимостью от одной пространственной координаты. Например, в гидроакустике такой пространственной координатой является глубина моря. При использовании кусочно-линейной аппроксимации реального профиля скорости звука [8] зависимость скорости звука от глубины определяется выражением

$$c = c_0(1 + G_{ci}/c_0)z_i,$$

где G_{ci} — вертикальный градиент скорости звука в данном слое;

c_0 — скорость звука на глубине источника,

z_i — глубина i -го горизонта.

При формировании АКИ методами акустического зондирования взаимное расположение плоскости приемной апертуры и объектной плоскости в различных пространственных слоях среды является маловероятным ввиду различия реальных пространственных масштабов изменения профиля скорости звука и пространственных масштабов объектов зондирования [8].

Рассмотрим процесс распространения акустических волн в слоисто-неоднородной среде с постоянным градиентом скорости звука, а также влияние рефракции на процесс отражения акустического поля от криволинейных участков сложной поверхности объекта как в случае детерминированного взаимодействия зондирующего поля с поверхностью отражения, так и в случае возможного стохастического характера неоднородности скорости звука.

При расположении приемной апертуры в зоне Фраунгофера относительно объектной плоскости и выполнении условий приближения Кирхгофа можно полагать, что фронт падающей волны является локально плоским. Криволинейность траектории распространения акустического поля, обусловленная рефракцией, приводит к тому, что нормаль к фронту этого поля может быть направлена под углом, отличным от направления нормали к фронту поля в однородной среде [5]. Это обуславливает изменение угла обзора исследуемого объекта (рис. 1), т.е. фактически имеет место наблюдение объекта под другим углом, зависящим от искажающего фактора — градиента скорости звука, т.е. от дистанции и профиля скорости

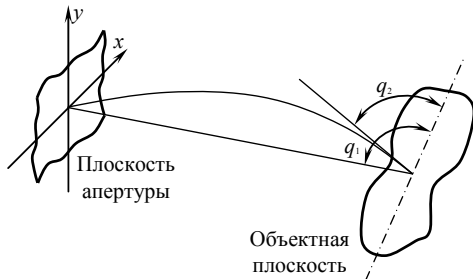


Рис. 1. Изменение угла обзора объекта вследствие явления рефракции: угол обзора при отсутствии (q_1) и наличии (q_2) рефракции

звука. Следовательно, явление рефракции при постоянном градиенте скорости звука приводит к фиктивному развороту АКИ в одной из плоскостей.

Следуя обоснованной модели формирования АКИ локальными областями отражения в виде окрестностей зон Френеля точек стационарной фазы на поверхности [10], рассмотрим детально влияние кривизны лучевой траектории на процесс формирования вторичного поля участками криволинейной поверхности объекта. Кривизна лучевой траектории поля зондирования приводит к изменению фазового набега акустических волн на криволинейной поверхности отражения (рис. 2), а также процесса формирования зоны Френеля на криволинейной поверхности отражения по сравнению с геометрическим случаем (рис. 3).

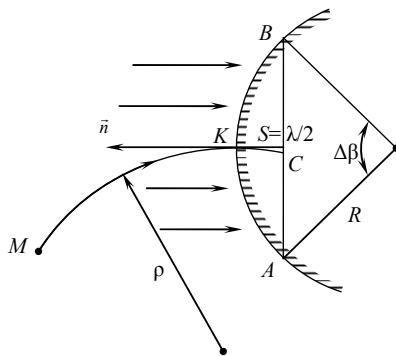


Рис. 2. Фазовый набег акустических волн на криволинейной поверхности отражения в условиях рефракции: Δl — длина дуги криволинейной траектории KC в пределах зоны Френеля на поверхности отражения, \vec{n}_1, \vec{n}_2 — нормали к поверхности в точках K и C , соответственно; ρ — радиус кривизны лучевой траектории; $\Delta\beta$ — телесный угол, под которым виден участок первой зоны Френеля

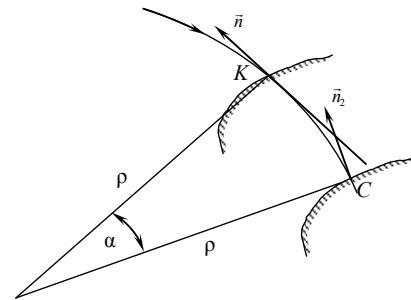


Рис. 3. Влияние кривизны лучевой траектории на формирование зоны Френеля на поверхности: α — телесный угол, определяющий размер первой зоны Френеля; R — радиус кривизны локального участка отражения поверхности; MK — лучевая траектория; \vec{n} — нормаль к поверхности

Для локально плоского случая (см. рисунок 3), легко установить, что для исключения влияния рефракции на процесс формирования зон Френеля необходимо выполнение условия $\Delta l < \lambda/2$. Поскольку $\Delta l = \rho \Delta\beta$, где $\rho = c_0 / G_c$ — радиус кривизны лучевой траектории в среде с постоянным градиентом G_c , то имеет место соотношение $k\rho \Delta\beta < \pi$. Основываясь на данном неравенстве и изображении на рисунке 3, можно сделать следующий вывод: влияние кривизны лучевой траектории, вызванного рефракцией, на процесс формирования отражающей площадки на поверхности не будет существенным, если угловой размер дуги на этой площадке поверхности будет меньше собственного углового размера первой зоны Френеля,

$$\Delta\beta < \alpha.$$

Обозначая длину дуги на поверхности $\Delta f_r = R\alpha$, получаем выражение

$$R/\rho < \Delta f_r / \Delta l.$$

Приведенные соотношения имеют предельно допустимый характер: рефракция не будет оказывать влияния на процесс формирования отражающей площадки на криволинейной

поверхности объекта, если набег фазы акустических волн вдоль криволинейного участка траектории распространения будет меньше набега фазы, вызванного криволинейностью поверхности отражения.

В том случае, когда требуется минимизировать влияние рефракции на формирование АКИ, необходимо выполнение следующих более жестких условий:

$$k\rho\Delta\beta \ll 1, \quad (2)$$

$$R_{i\max} \ll \rho, \quad (3)$$

где $R_{i\max}$ — максимальный из радиусов кривизны на всех локальных участках отражения на поверхности объекта, определяемый формой этой поверхности.

Обоснованные ограничения носят, в основном, качественный характер и охватывают два предельных случая: минимально необходимые ограничения в виде $\Delta\beta < \alpha$ и условия несущественности влияния рефракции в виде (2) и (3).

Поскольку АКИ объектов зондирования образуется совокупностью угловых сечений с шагом, определяемым угловой разрешающей способностью приемной апертуры и

используемыми методами пространственно-временной обработки, можно сделать заключение, что рефракция приводит к угловому смещению таких сечений и, как следствие, изменению амплитуд отдельных бликовых отражений от участков криволинейной поверхности. Указанное явление экспериментально подтверждено при проведении измерений в гидроакустическом бассейне. Угловые сечения распределения отражений отдельных частей сложной поверхности отражения при различных углах падения поля представлены на рис. 4. Поскольку не существует принципиальных трудностей измерения фактического профиля скорости звука, учет влияния рефракции на процесс формирования АКИ возможен технически доступными средствами. Наиболее важным является теоретически установленное и экспериментально подтвержденное положение о том, что такое влияние не приводит к разрушению структуры АКИ и его признакообразующих факторов.

На основе приведенных качественных ограничений необходимо выполнить количественный анализ влияния рефракции на формирование отражающих площадок на криволинейной поверхности объекта. Такие площадки в виде первой зоны Френеля образуются в результате пересечения двух криволинейных поверхностей — поля зондирования в виде криволинейных траекторий и локального участка поверхности, имеющего два радиуса кривизны. При таком пересечении (см. рисунок 2), в отличие от прямолинейного лучевого распространения, образуется дополнительное фазовое смещение $m = R_{i\max}^2 / 2\rho$. Необходимым условием формирования отражающей зоны на поверхности является выполнение ограничения $m = R_{i\max}^2 / 2\rho < \lambda / 2$, откуда следуют равносильные ограничения

$$R_{i\max}^2 / \rho < \lambda,$$

$$\rho > R_{i\max}^2 / \lambda,$$

$$R_{i\max} / \sqrt{\lambda\rho}.$$

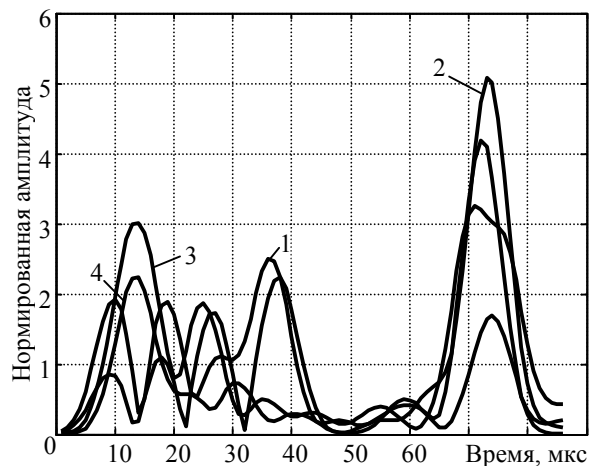


Рис. 4. Угловые сечения распределения отражений отдельных частей поверхности модели 1 — при угле поворота модели 0° (1); 5° (2); 10° (3); 15° (4)

Важность полученных ограничений обусловлена тем фактом, что они позволяют установить связь между условиями распространения акустических колебаний в неоднородной среде и характеристиками объекта зондирования.

Действительно, поскольку $\rho = c_0 / G_c$, то справедливы условия

$$R_{i\max} < \sqrt{c_0 \lambda / G_c},$$

$$G_c < c_0 \lambda / R_{i\max}^2.$$

Первое из приведенных условий устанавливает ограничения на характеристики объекта зондирования, АКИ которого не претерпит искажений в условиях рефракции в среде с градиентом G_c . Второе из приведенных условий указывает на допустимые значения градиента скорости распространения акустических волн в слоисто-неоднородной среде, которые не приведут к искажению АКИ объекта. В частности, для указанных задач гидролокации $c_0 = 1500$ м/с, $\lambda = 0,1$ м, $R_{i\max}^2 = 5$ м. В этом случае получаем $c_0 \lambda / R_{i\max}^2 = 6$ с⁻¹, что на один-два порядка превышает возможные градиенты скорости звука в реальной морской среде [8]. Поэтому АКИ не претерпит искажений в условиях рефракции в среде с таким градиентом. Если для тех же условий задать реалистический приповерхностный градиент $G_c = 0,1$ с⁻¹, то получается соотношение $R_{i\max} < 38,7$ м. Многие из объектов дистанционного зондирования в гидроакустике могут иметь характеристики поверхности, несоответствующие приведенному ограничению. Для таких объектов необходимо учитывать влияние рефракции не только на угол обзора, но и на процесс формирования отражающих участков на сложной поверхности.

В соответствии с подходом [8] рассмотрим влияние стохастических эффектов на формирование АКИ в условиях рефракции. Время распространения акустической волны по дуге лучевой траектории определяется соотношением

$$t = \int_0^\beta \frac{ds}{c(z)},$$

где $ds = \rho d\alpha$;

$$c(z) = c_0 \cos \alpha;$$

α — текущий угол касательной к лучевой траектории относительно горизонта.

Так как $\rho = c_0 / G_c$, получается выражение

$$t = \frac{1}{G_c} \int_0^\beta \frac{d\alpha}{\cos \alpha}.$$

Обозначим

$$f(\beta) = \int_0^\beta \frac{d\alpha}{\cos \alpha} = \ln(\sec \beta + \operatorname{tg} \beta). \quad (4)$$

Следует отметить, что при $\beta \leq \pi/8$ справедливо линейное приближение (4), однако, для реальных условий при $\beta \leq \pi/6$ наилучшим приближением этого выражения является $f_{\text{пр}} \cong \ln(1 + \beta)$. Отсюда получается выражение для длины дуги r , т.е. пути распространения акустической волны вдоль криволинейной траектории,

$$r = \rho \ln(1 + \beta), \quad (5)$$

где β имеет радианную меру.

Таким образом, путь распространения зондирующего поля и, соответственно, отраженного поля, распространяющегося по криволинейной траектории, определяется ее радиусом кривизны, зависящим от условий распространения волн в неоднородной среде, а также углом падения поля на поверхность объекта зондирования.

Полагая, что вследствие флуктуации скорости звука на трассе распространения угол β является случайным с плотностью p_β , для функции распределения отраженного поля можно записать

$$p_r(r) = p_\beta[\beta(r)] \cdot \left| \frac{d\beta}{dr} \right| = p_\beta[\beta(r)] \frac{1}{\rho} e^{-r/\rho}. \quad (6)$$

В зоне Фраунгофера объект зондирования не может иметь значительный угловой размер, поэтому допустимым является

$$\beta = \beta_0 \pm \Delta\beta/2,$$

где $\Delta\beta$ имеет равномерное распределение, отсюда согласно (5) и (6) распределение пути распространения акустических колебаний имеет усеченную экспоненциальную плотность в пределах

$$\begin{aligned} r_1 &= \rho \ln(1 + \beta_0 + \Delta\beta/2), \\ r_2 &= \rho \ln(1 + \beta_0 - \Delta\beta/2). \end{aligned}$$

Вторичное акустическое поле объекта зондирования описывается выражением $w(x, y, z) = e^{jkz} F_0(k_x, k_y)$, где $F_0(k_x, k_y)$ — угловой спектр отраженного поля [10]. Соответственно, среднее поле будет иметь вид

$$\bar{w} = F_0 \int_{-\infty}^{\infty} p_r(r) e^{jkr} dr. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что второй сомножитель (7) представляет собой характеристическую функцию распределения $p_r(r)$.

Для экспоненциального распределения имеем

$$\Theta(k) = F \left\{ \frac{1}{\rho} e^{-r/\rho} \right\} = \frac{1/\rho}{1/\rho - jk} = \frac{1}{1 - jk\rho},$$

где $F\{\}$ — преобразование Фурье

Учитывая тот факт, что экспоненциальная плотность пути распространения имеет усеченный характер, то

$$\bar{w} = F_0 e^{jk\rho} e^{jk\Delta r}.$$

Поскольку $\Delta r = \rho\Delta\beta$, то для среднего поля получаем

$$\bar{w} = F_0 e^{jk\rho} e^{jk\rho\Delta\beta}. \quad (8)$$

Анализируя последнее выражение, можно установить следующие важные особенности формирования АКИ сложных поверхностей отражения в условиях рефракции:

— Результирующий фазовый набег определяется не дистанцией распространения акустических колебаний, а радиусом кривизны лучевых траекторий, который зависит от градиента скорости звука в области зондирования.

— Условие неискаженного формирования АКИ в условиях случайного характера флуктуаций скорости звука имеет вид $kr\rho\Delta\beta \ll 1$, что полностью совпадает с (3) и согласуется с условием (2).

— Следует отметить обоснованность эффекта усреднения: в действительности поле зондирования представляет собой лучевую трубку, которая в своем сечении поверхностью объекта формирует отражающую площадку. Такая лучевая трубка может иметь различную ширину в зависимости от дисперсии скорости звука на трассе распространения. Тем не менее, поскольку угловой размер объекта зондирования ограничен и невелик по условиям формирования отражающей зоны Френеля, так как лишь небольшая часть энергии звукового

поля взаимодействует с поверхностью объекта, то допустимым является предположение о равномерном распределении углов падения. Существенный фактор изменения фазового набега отражает нелинейная зависимость приращения длины дуги от угла падения.

Таким образом, в результате проведенного анализа искажающего влияния рефракции на процессы формирования АКИ объектов при распространении акустических волн в слоисто-неоднородной среде установлены качественные и количественные оценки ограничений, накладываемых на кривизну траекторий распространения акустических колебаний и на кривизну отражающей поверхности объектов, при которых влияние рефракции не приведет к разрушению признакообразующих факторов акустических изображений объектов.

Перспективным направлением дальнейших исследований является оценка влияния многолучевого характера распространения акустических волн, вызванного переменным градиентом скорости звука, на получаемые изображения объектов.

Литература

1. Бреховских, Л.М. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховских. — М.: Изд-во АН СССР, 1957. — 502 с.
2. Кравцов, Ю.Л. Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю.Л.Кравцов, Ю.И.Орлов — М.: Наука, 1980. — 304 с.
3. Кайно, Г. Акустические волны: устройства визуализации и аналоговая обработка сигналов: пер. с англ. / Г. Кайно. — М.: Мир, 1990. — 656 с.
4. Виноградова, М.Б. Теория волн / М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков — М.: Наука, 1979. — 384 с.
5. Акустика океана / Под ред. Л.М. Бреховских. — М.: Наука, 1974. — 696 с.
6. Шендеров, Е.Л. Волновые задачи гидроакустики / Е.Л. Шендеров. — Л.: Судостроение, 1972. — 349 с.
7. Верлань, А.Ф. Моделирование процессов формирования и обработки акустических когерентных изображений / А.Ф. Верлань, В.Ф. Миргород, И.М. Гвоздева // Электрон. моделирование / Ин-т проблем моделирования в энергетике им. Г.Е. Пухова НАН Украины. — К., 2004. — Т. 26, № 5.— С. 111 — 118.
8. Сташкевич, А.П. Акустика моря / А.П. Сташкевич. — Л.: Судостроение, 1966. — 353 с.
9. Малышкин, Г.С. Модели гидроакустических сигналов при распространении звука в океане / Г.С. Малышкин — Л.: Судостроение, 1989. — 54 с.
10. Гвоздева, И.М. Спектральные пространственные модели акустических когерентных изображений / И.М. Гвоздева, В.Ф. Миргород // Искусств. интеллект. — Донецк, 2007. — № 4. — С. 272 — 279.

Рецензент д-р технических наук, проф. Одес. нац. политехн. ун-та Крылов В.Н.

Поступила в редакцию 27 октября 2010 г.