

## КАУСТИКИ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

### И ИХ СВЯЗЬ С ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

В.П. Иванов, Г. К. Иванова

Институт прикладной физики РАН

603950 Н. Новгород, ул. Ульянова 46

*E-mail:* [ivg@hydro.appl.sci-nnov.ru](mailto:ivg@hydro.appl.sci-nnov.ru)

Поступила в редакцию

Проведено сравнение структуры звукового поля, созданного монохроматическим точечным источником в однородной и неоднородной средах. Неоднородная среда - волновод с каноническим распределением скорости звука по глубине. Расчет поля выполнен лучевым методом с учетом только водных лучей. Показано, что граничная линия каустики состоит из ряда фокусов. В фокусах пересекаются лучи с близкими углами выхода из источника и одинаковыми эйконалами. Каждый фокус представляет отдельный угловой сектор волнового фронта источника, а вся граничная линия каустики - угловой сектор водных лучей волнового фронта. Звуковое поле вдоль граничной линии является периодической функцией, длина волны которой совпадает с длиной волны вдоль любого радиуса в однородной среде.

Общая картина поля в неоднородном акустическом волноводе довольно сложная и трудно сопоставима с полем в изотропной среде. В частности, в подводных звуковых каналах возникают области концентрации звукового поля. В этих областях, называемых каустиками, амплитуда поля намного превышает среднюю величину в волноводе. Размеры каустик имеют протяженность до десятков километров в горизонтальном направлении. Размер по вертикали лимитируется расстоянием от оси волновода до его границ, [1, 2]. Области каустик, как структурные образования, представляют интерес при исследовании

распространения звуковых волн в неоднородных средах. Их изучение позволит определить, как и в каких областях волновода они возникают, величину звукового поля в области каустик, их протяженность. Эти сведения имеют и прикладное значение, например, в томографии. При изменении скорости звука по величине в отдельных небольших областях волновода может произойти нарушение структуры каустик, если они там присутствуют. Сопоставление экспериментально измеренного поля в этих областях с расчетом позволит установить масштаб флуктуаций скорости звука и их координаты.

В данной работе проведено сопоставление поля монохроматического точечного источника в однородной среде с полем вдоль граничной линии каустики в подводном звуковом канале. Расчет поля выполнен лучевым методом с учетом только водных лучей в волноводе.

Рассмотрим некоторые особенности расчета звукового поля в волноводе лучевым методом. Поле, созданное монохроматическим источником звука в неоднородной среде, можно представить в виде набора бегущих волн:

$$p(x, y, z) = A \cos(\mathbf{kR} - \omega t), \quad (1)$$

где  $A$  – амплитуда бегущей волны,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор,  $\mathbf{R}$  – траектория волны,  $\omega$  – циклическая частота поля,  $\mathbf{kR}$  – эйконал,  $t$  – время распространения. Примем, что амплитуда поля бегущей волны не меняется. Отметим существенную особенность выражения (1). Каждая звуковая волна является функцией траектории  $\mathbf{R}$ , по которой происходит распространение энергии поля источника. Поэтому для расчета  $p(x, y, z)$  прежде всего нужно найти траектории распространения волн  $\mathbf{R}(x, y, z)$  и их эйконалы  $\mathbf{kR}$  как функции координат. По ним рассчитывается поле звуковой волны вдоль каждой траектории в волноводе. Это прямой способ расчета поля в любой среде.

Если источником излучается монохроматическая звуковая волна, то зависимость поля от координат является гармонической функцией, с длиной волны, определяемой волновым вектором. В акустике в большинстве случаев ограничиваются расчетом только траекторий волн. По их распределению в пространстве можно судить о степени концентрации поля в отдельных областях

волновода. Представление звуковых волн в волноводе траекториями лучей, а не полем вдоль них, называется лучевым представлением (лучевым методом). Понятно, что это не приближенный расчет поля, создаваемого бегущими волнами, а его первый необходимый этап согласно (1). Вторым этапом это расчет функции  $p(x,y,z)$  по вычисленному эйконалу бегущей волны как функции координат вдоль выбранной траектории  $\mathbf{R}$ .

В звуковой волне векторы  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{R}$  коллинеарны. В однородной среде волновой вектор  $\mathbf{k}$  постоянен,  $\mathbf{R}$  – прямая линия, звуковое поле рассчитывается вдоль прямой линии  $\mathbf{R} = \mathbf{R}(x,y,z)$ . В подводном звуковом канале (ПЗК) направление волнового вектора  $\mathbf{k}$  (а также  $\mathbf{R}$ ) определяется по закону Снеллиуса и начальному углу выхода луча из источника. Вектор  $\mathbf{R}(x,y,z)$  в ПЗК рассчитывается по известной касательной к нему решением дифференциального уравнения первой степени. Касательная к вектору  $\mathbf{R}(x,y,z)$  является аналитической функцией от скорости звука в волноводе. Расчет поля бегущей волны по эйконалу  $\mathbf{kR}$  в неоднородной среде возможен без существенных искажений, если справедливо приближение геометрической акустики. В монографиях [3,4] дана следующая его формулировка: звуковая волна в неоднородных средах рассматривается как плоская, если на расстояниях порядка длины волны амплитуда и направление волны меняются незначительно. В такой среде звуковое поле на каждом небольшом участке пространства можно рассматривать как плоскую волну, удовлетворяющую волновому уравнению.

Принципиального различия в расчете звукового поля прямым методом в однородных и не однородных средах нет. В любом случае необходимо вычислять траекторию  $\mathbf{R}$  и эйконал луча  $\mathbf{kR}$ , считая, что звуковая волна вдоль траектории или на отдельных ее участках является плоской волной. В ПЗК траектория  $\mathbf{R}$  является периодической функцией вдоль оси  $x$  с периодом (циклом), зависящим от угла выхода звуковой волны (луча). Для водных лучей на любом расстоянии от источника длина цикла каждого луча и глубина его точек заворота остаются неизменными. В ряде работ, [1,2,5-7], принято

выражать амплитуду луча через разность углов выхода соседних лучей (угловую ширину луча). Поскольку глубина точек заворота лучей неизменна по всей трассе ПЗК, то и амплитуда поля каждого луча, выраженная через его угловую ширину на выходе из источника, также не меняется. Таким образом, благодаря периодичности траекторий лучей в ПЗК ширина лучевых трубок лучей может использоваться как неизменная амплитуда бегущей волны. Траектории отдельных лучей при распространении смещаются относительно друг друга из-за разной длины их циклов, пересекаются, образуя сложную структуру суммарного звукового поля. Таким образом, лучевой метод является прямым методом расчета звукового поля в средах, в которых выполняются условия геометрической акустики.

Лучевой метод широко используется в гидроакустике. В пользу этого метода говорит хорошее совпадение расчетного времени распространения звукового поля по отдельным лучам (траекториям) с экспериментально измеренным. Зная траектории всех лучей, распространяющихся в волноводе, и их эйконалы, можно определить амплитуду поля в любой точке волновода, используя принцип суперпозиции и отсутствие взаимодействия полей. Таким способом можно рассчитать амплитуду поля и в области каустик. Никаких ограничений для такого расчета нет.

Рассмотрим подводный звуковой канал (ПЗК) с каноническим распределением скорости звука по глубине. Примем, что глубина волновода  $H=4$  км, глубина оси ПЗК  $z_0=1$  км. Точечный сферически симметричный монохроматический источник звука помещен на оси волновода  $z_0$ , частота излучения  $\nu=233.6$  Гц. Расчет проводился для водных лучей волновода. Это означает, что звуковое поле подчиняется только закону преломления в ПЗК. Отраженные от границ волновода лучи не учитываются. Звуковую волну будем рассматривать в вертикальной плоскости  $(x, z)$ , учитывая аксиальную симметрию океана,  $x$  и  $z$  – горизонтальная и вертикальная координаты волновода. При численном счете дискретной выбрана ось  $z$  с интервалом дискретизации  $\Delta z=0.25$  м. Разбиение углового диапазона водных лучей на

отдельные лучи проведем так, что каждая из дискретных точек ниже оси волновода является точкой заворота одного луча. Глубина заворота лучей выше оси волновода определяется по величине скорости звука в точках заворота ниже оси  $z_0$ . При таком разбиении углового диапазона водных лучей на отдельные лучи, их углы выхода из источника, согласно закону Снеллиуса, рассчитываются по отношению скоростей звука на глубине источника и в точках заворота. Поскольку скорость звука является нелинейной функцией глубины, лучи по углу выхода не эквидистантны. Примем, что амплитуда звукового поля каждого луча равна разности углов выхода соседних лучей, т.е. угловой ширине луча. На рис. 1 а приведена амплитуда волны  $A(\theta)$  как функция угла выхода  $\theta$ , выраженная в градусах, умноженных на  $10^3$ . Угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$ . Наибольшей амплитудой  $A(\theta)$  обладают лучи, близкие к горизонтальным,  $\theta = 90^0$ , т. к. вблизи оси волновода градиент скорости звука минимален, угловое расстояние между точками заворота лучей достаточно велико. При уменьшении угла выхода градиент скорости звука растет,  $A(\theta)$  уменьшается примерно в 2 раза при  $\theta \sim 77^0$ .

Оценим применимость метода геометрической акустики в данном ПЗК. Принято считать, что затуханием звукового поля на выбранной частоте можно пренебречь. Поэтому амплитуда поля лучей неизменна в процессе распространения. Выполнение второго условия – малого изменения направления волнового вектора на расстоянии порядка длины волны – проверим для луча, вышедшего в сторону дна с наименьшим углом выхода  $\theta_0 = 77.322^0$ . На рис. 1 б приведен модуль функции  $\theta(R)$ , показывающий значение угла  $\theta$  в каждой точке траектории  $R$ . Две верхние точки кривой  $\theta(R)$  это точки заворота траектории, в которых луч становится горизонтальным,  $\theta=90^0$ . На вставке в рисунок показана область заворота луча ниже оси волновода в увеличенном масштабе. Изменение угла  $\theta$ , касательной к траектории, от угла выхода  $\theta_0$  до  $90^0$  в точке заворота составляет  $\sim 13^0$ . Длина этого участка траектории при завороте луча выше оси волновода  $\sim 10$  км. Примем, что угол  $\theta \sim$  пропорционален длине траектории. Тогда на расстояниях порядка длины волны  $\lambda=6.5$  м угол  $\theta$

меняется на  $0.008^0$  или на  $1.4 \cdot 10^{-4}$  радиан. Для пологих лучей изменение угла на длине волны еще меньше. Эти цифры показывают, что на принятой частоте излучения метод геометрической акустики применим, волну на небольших участках всех траекторий водных лучей можно считать плоской.

Перейдем к исследованию каустик. Понятие “каустика” означает огибающую семейства лучей, создающих величину звукового поля, заметно превышающую среднюю величину в волноводе. Как показано в [2], область повышенной величины звукового поля не ограничивается огибающей семейства лучей, а занимает достаточно протяженную часть волновода. Поэтому понятие каустика будем использовать как для названия области волновода, где величина амплитуды поля намного превышает среднюю величину, так и для названия одиночных точек в этой области. Огибающую этой области будем называть граничной линией (ГЛ) каустики. Для возникновения в отдельной точке волновода поля большой величины, необходимо, чтобы лучи, пересекающиеся в этой точке, имели одинаковые эйконалы (времена распространения). Это можно рассматривать как условие для образования каустики, так и еще одно ее определение.

Как следует из [2], принципиального различия между каустиками, образованными лучами, вышедшими из источника к поверхности или в сторону дна, и расположенными выше или ниже оси волновода, нет. Проведем расчет каустик, созданных лучами, вышедшими в сторону дна. Рассмотрим первую зону конвергенции. В ней ниже оси волновода образуются каустики, созданные лучами только одного типа, а именно: они имеют по одной точке заворота ниже и выше оси волновода. В работах [2,5- 7] описан наглядный и простой способ определения координат каустик. Он заключается в следующем. При фиксированном значении горизонтальной координаты,  $x=\text{const}$ , рассчитываются координаты  $z$  всех водных лучей как функции их угла выхода из источника. Эти функции представляют угловое распределение (УР) вертикальных координат лучей  $z(\theta, x=\text{const})$ . На рис. 2 а приведено 8 кривых УР  $z(\theta, x_i)$ , вычисленных на следующих расстояниях  $x_i$  от источника: 43, 46, 48, 51, 55, 60, 65, 70 км. Вверху

рис. 2 а и слева от оси  $z$  указаны номера кривых 1 – 8. В масштабе рисунка каждая кривая выглядит как непрерывная линия, точки которой определяют глубину отдельных лучей с соответствующим углом выхода  $\theta$  на расстоянии  $x_i$ .

Общим для всех кривых является наличие минимума на некоторой глубине  $z_{ic}$ . Видно, что с увеличением  $x_i$  уменьшается угол выхода  $\theta$ , при котором образуется минимум, а сам минимум смещается от оси волновода в сторону дна. Минимумы УР  $z(\theta, x_i)$  это центры каустик  $z_{ic}$ . Координаты каустик  $x_i$  известны, а координаты  $z_{ic}$  определяются по УР  $z(\theta_{ic}, x_i)$  для каждого расстояния  $x_i$  как  $z$ - координаты центра минимумов функций  $z(\theta, x_i)$ ,  $\theta_{ic}$  – угол центра минимума (каустики). В дальнейшем будем рассматривать только минимумы, расположенные ниже оси волновода. Очевидно, что функции УР  $z(\theta, x_i)$ , рассчитанные в точках между координатами  $x_i$ , займут промежуточные положения между УР, приведенными на рис. 2 а. На рис. 2 б показаны координаты центров каустик на плоскости  $(x, z)$ , рассчитанные по функциям  $z_{ic} = z(\theta_{ic}, x_{ic})$  и объединенные одной кривой. Эта кривая является граничной линией (ГЛ) каустик при всех значениях  $x_i$  в первой зоне конвергенции. В областях первой зоны конвергенции ниже минимумов кривых (для каждого  $x_i$ ) лучи, вышедшие в сторону дна, отсутствуют. На основании рис. 2 а, б можно заключить, что область каустики в данном ПЗК это непрерывная область пространства выше граничной линии. Ее размер по оси  $x \sim 27$  км, от точки  $x_1=43$  км до  $x_8=70$  км, смещение по вертикали  $\sim 2.3$  км от оси  $z_0$  в сторону дна, угол между ГЛ и осью  $z$  меняется от  $\theta=87.726^0$  до  $\theta=77.553^0$ . Размер области каустики по оси  $z$  будет приведен ниже.

Исследуем структуру отдельной каустики на примере кривой 6,  $x_6 = 60$  км, приведенную в увеличенном масштабе на рис. 2 в. Видно, что координаты УР  $z(\theta, x_6)$  в области минимума сливаются в линию в точках дискретного изменения глубины на величину  $\Delta z$ . Каждая точка этих линий представляет отдельный луч. В действительности лучи приходят на разную глубину в интервале  $\Delta z$ , в зависимости от их угла выхода. Все лучи каждой линии имеют близкие, но разные углы выхода, составляющие часть углового сектора

волнового фронта источника. В центральную часть каустики, размером по оси  $z$  от  $z_{6c} = 2.31750$  км до  $z_{6c} - \Delta z$ , попадает 96 лучей. Крайние лучи линии в центре каустики имеют близкие углы выхода с лучами, представленными двумя линиями на глубине  $z = z_{6c} - \Delta z$ . Поэтому координаты крайних лучей центра каустики ближе к координатам соседних по углу выхода лучей, чем к  $z_{6c}$ , и равны  $z_{6c} - \Delta z$ . Это относится и к другим лучам, образующим линии на меньших глубинах в области каустики, рис. 2 в. Координаты крайних точек линий в дискретных точках счета отличаются на  $\Delta z$ . Крайняя точка каждой линии, расположенная ближе к центру каустики по углу выхода, имеет координату на  $\Delta z$  больше, чем другая крайняя точка этой линии.

Разность углов выхода крайних лучей, образующих центр каустики, составляет  $\sim 0.1^\circ$ , разность их времен прихода  $\Delta t = 3.5 \cdot 10^{-4}$  мс, что много меньше периода излученного сигнала  $\tau \sim 4$  мс. В каждую точку каустики по оси  $z$  выше ее центра попадает две группы лучей, расположенных симметрично относительно угла центра каустики  $\theta_{6c}$ . В точках, куда попадает 2-4 луча (на рис. 2 в они не показаны), разность времен прихода  $\Delta t \sim 0.01$  мс, которая также меньше периода  $\tau$  излученного сигнала. Из этих цифр следует, что разность фаз лучей в каждой дискретной точке  $z$  мала, эйконалы и поля, переносимые этими лучами, практически совпадают. Таким образом, каждая точка каустики является фокусом лучей с одинаковыми эйконалами. Размер фокуса по оси  $z$  равен  $\Delta z$ . Суммарная величина поля в каждой дискретной точке каустики вдоль оси  $z$  должна быть пропорциональна числу лучей, в ней пересекающихся. Наибольшая величина поля - в центре каустики. Точки, в которые попадает от 2 до 6 лучей, расположены выше центра каустики  $z_{6c}$  на 50 – 60 м. Эти цифры можно принять за протяженность области каустики по оси  $z$ .

Траектории акустических лучей с разными углами выхода могут только пересекаться, но не касаться друг друга. Касание траекторий означает одинаковый угол касательных двух траекторий в одной точке. Значит, и углы выхода этих траекторий также совпадают, т. е. это один луч. Убедимся в том, что лучи, попадающие в одну точку оси  $z$  на расстоянии  $x_6$ , рис. 2 в, образуют



фокусы в точках  $(x, z)$ , пересекаются. На рис. 3 приведены фрагменты траекторий крайних лучей трех групп, образующих фокусы каустики, рис. 2 в. Нижняя пара кривых это крайние лучи в группе, образующей центр каустики, угол выхода  $\theta_{6c}$ ,  $z = z_{6c}$ . Они пересекаются в точке выше центра каустики на  $\Delta z = 0.25$  м. Следующие две пары кривых относятся к линиям на глубине  $z = 2.317$  км, рис. 2 в. Наиболее удаленные от углового центра каустики  $\theta_{6c}$  крайние точки этих линий имеют одинаковую глубину  $z = 2.31675$  м и пересекаются в этой точке, верхняя пара на рис. 3. Крайние лучи линий, расположенные ближе к центру каустики, угол выхода  $\theta_{6c}$ , пересекаются на глубине,  $z = 2.317$  км, средняя пара траекторий. Линии, помеченные треугольниками, соответствуют большему углу выхода. Таким образом, приведенные рисунки показывают, что лучи с близкими углами выхода действительно образуют на плоскости  $(x, z)$  фокусы и представляют угловые секторы водных лучей волнового фронта источника.

Получение пространственной структуры каустики на плоскости  $(x, z)$  осуществляется следующим образом. Цепочка фокусов вдоль оси  $z$  определяет размер области каустики по этой оси. При увеличении расстояния  $x$  от источника возникают новые цепочки фокусов вдоль оси  $z$ . Лучи, их образующие, частично перекрываются с лучами предыдущей цепочки фокусов, если изменение расстояния  $x$  не превышает ширину каустики по оси  $x$ , [2]. При расчете поля как функции  $(x, z)$ , интервал между точками расчета УР по оси  $x$  принят равным 1 метру, что обеспечивает удовлетворительную передачу гармонической пространственной структуры поля источника ( $\lambda \sim 6.5$  м). Как упоминалось выше, горизонтальное расстояние между двумя УР вертикальных координат лучей (цепочками фокусов) принято равным 1 м. Центральные точки отдельных каустик на различном расстоянии от источника образуют ГЛ области каустики, рис. 2 б.

Представляет интерес расчет пространственной структуры звукового поля вдоль ГЛ каустики, каждая точка которой является суммой полей отдельных лучей, образующих фокус. Такой расчет проведен вблизи тех значений  $x_i$ , для

которых вычислены УР вертикальных координат лучей, приведенные на рис. 2 а. Интервал расчета  $\Delta x = x_i \pm 50$  м,  $z = z_{ic}$ . Для всех расстояний  $x_i$  получена синусоидальная зависимость звукового поля  $p(x, z)$  от координаты  $x$ , длина волны которой  $\lambda = 2\pi/k$ ,  $k$  - модуль волнового вектора звукового поля. На рис. 4 приведено распределение звукового поля  $p(x, z)$  в окрестности  $x_6 = 60$  км на трех глубинах: кривая 1 - вдоль ГЛ,  $z = z_{6c}$ , наибольшая величина  $p(x, z)$ ; 2 - выше ГЛ на 1 м,  $z = z_{6c} - 1$  м; 3 - выше на 50 м,  $z = z_{6c} - 50$  м, наименьшая величина поля  $p(x, z)$ . На всех трех глубинах длина волны звукового поля одинакова, но разная величина поля. Число лучей, формирующих поле вдоль ГЛ каустики, 148-90, при удалении от ГЛ на 1 м - 39-35, при удалении на 50 м - 6-5. Амплитуда поля, переносимая каждым лучом, образующим эту каустику, несколько меньше 1, рис. 1. На рис. 4 видно, что величина суммарного поля каждой кривой пропорциональна числу лучей, ее формирующих. На рис. 4 наблюдается неизменность величины поля вдоль ГЛ и в областях выше ГЛ на протяжении  $\Delta x = 100$  м вдоль оси  $x$ . Это говорит о том, что при таком изменении расстояния от источника смещения области каустики по вертикали не заметно. Фазы звукового поля кривых 1 и 2 совпадают, поле кривой 3 находится в противофазе к первым двум. Это может быть вызвано изменением модуля волнового вектора  $k$  при удалении от центра каустики на 50 м, приведшее к изменению разности фаз на величину  $\sim \pi$  между ГЛ и линией, параллельной ей, но смещенной на 50 м от нее. Сохранение синусоидальной структуры поля и пропорциональность величины поля числу лучей подтверждают когерентность полей отдельных лучей, образующих фокус (совпадение их эйконалов).

Проведем сопоставление поля волнового фронта (ВФ) точечного источника в изотропной среде и поля вдоль ГЛ каустики, возникающей в ПЗК. ВФ при перемещении в однородной среде создает гармоническую волну,  $\lambda = 2\pi/k(z)$ , вдоль любого радиуса, т.к. длина пути (вектор  $\mathbf{R}$ ) не зависит от угла выхода лучей. Форма ВФ при его распространении не меняется. В ПЗК траектории лучей (векторы  $\mathbf{R}$ ), зависят от угла выхода. Отдельные группы лучей с близкими углами выхода и равными эйконалами образуют фокусы. При изменении углов

выхода меняются и координаты фокусов. Происходит образование ГЛ каустики, вдоль которой представлена последовательность угловых секторов ВФ источника с разными средними углами выхода, разными эйконалами и соответственно разным временем распространения. Следовательно, линия каустики не является волновым фронтом в ПЗК, хотя и образована всеми углами выхода водных лучей. Гармоническая зависимость звукового поля вдоль ГЛ каустики имеет длину волны, равную  $\lambda=2\pi/k$ , как и вдоль любого радиуса в изотропной среде. Можно считать, что вдоль ГЛ распространяется бегущая волна, образованная фокусами, чьи координаты меняются со скоростью распространения звуковой волны.

На рис. 5 показано звуковое поле в области каустики как функция координат плоскости  $(x, z)$ . Координата  $x$  меняется в диапазоне  $x_6 - 500$  м,  $x_6 + 500$  м (ось с точками 0- 1000), где  $x_6 = 60$  км. Глубина  $z$  меняется в диапазоне 2.298 – 2.318 км (ось с точками 0 - 80). Вертикальная ось рисунка (ось с точками -120, 120) - амплитуда звукового поля. На рисунке четко видна ГЛ каустики и осцилляция поля вдоль нее. Слева от ГЛ поле равно 0, зона тени, справа – амплитуда поля быстро спадает при удалении от ГЛ.

Результаты проведенного исследования можно сформулировать следующим образом.

Граничная линия области каустики в подводном звуковом канале состоит из ряда фокусов групп лучей с близкими углами выхода и равными эйконалами. Каждый фокус образован отдельным угловым участком водных лучей волнового фронта источника.

Вдоль граничной линии каустики происходит последовательное распространение сфокусированных секторов волнового фронта источника, начиная с наибольшего угла выхода. Одинаковое время распространения имеют только лучи, образующие каждый фокус.

Звуковое поле вдоль граничной линии меняется по синусоидальному закону, длина волны определяется волновым вектором, как и длина волны поля вдоль радиуса в однородной среде. Граничная линия это аналог бегущей волны,

образованной фокусами лучей (отдельных бегущих волн) с близкими углами выхода и равными эйконалами.

Сохранение синусоидального характера звукового поля вдоль граничной линии каустики показывает, что расчет поля по лучевой теории является настолько точным, что не произошло никакого срыва его периодической структуры при расчете эйконалов лучей и суммировании полей отдельных лучей в каждой точке (фокусе) граничной линии.

Лучевой метод расчета звукового поля в неоднородной среде, при выполнении условий геометрической акустики, это прямой метод расчета поля в каждой точке неоднородной среды.

Авторы благодарят Л.С. Долина за предложенную тему.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Издательство Наука. 1973. С. 343.
2. Зверев В.А., Иванов В.П., Иванова Г.К. Расчет звукового поля в океане на каустических поверхностях лучевым методом. Труды 22 сессии Российского акустического общества. М.:ГЕОС, 2010. Т.2. С. 191-194.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц В.М. Гидродинамика. М.: Издательство Наука.1988. С. 736.
4. Бреховских Л. М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Издательство Наука. 2007. С. 370.
5. Зверев В.А., Иванова Г. К. О зависимости вертикальной структуры акустического поля в океане от расстояния // Акуст. журн. 2007. Т.53. № 2. С. 197-204.
6. Зверев В.А., Иванова Г.К. О горизонтальной структуре звукового поля в океане // Акуст. журн. 2008. Т. 54. №3. С.411-417.
7. <http://www.iapras.ru/staff/Ivanova.html>

КАУСТИКИ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

И ИХ СВЯЗЬ С ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

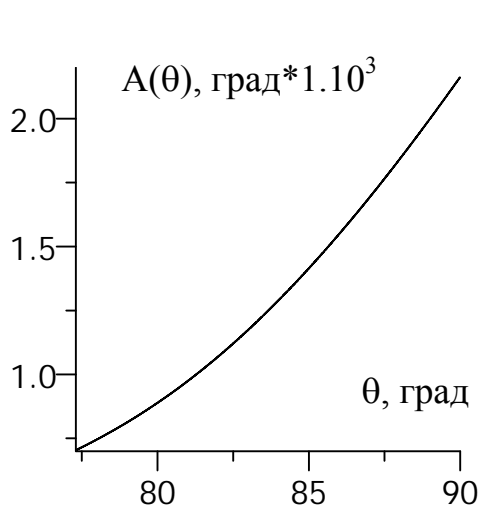


Рис. 1 а

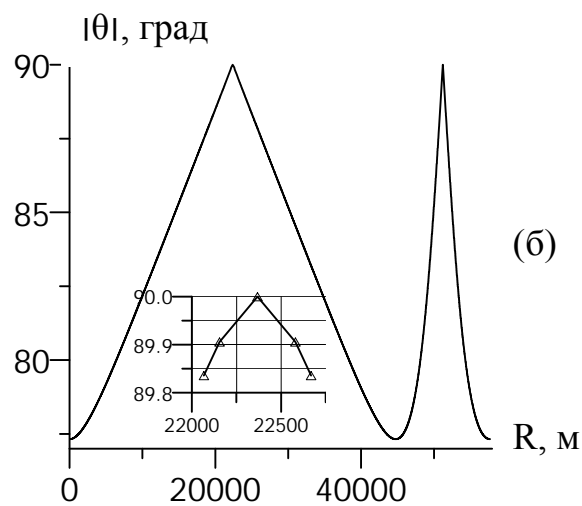


Рис. 1 б

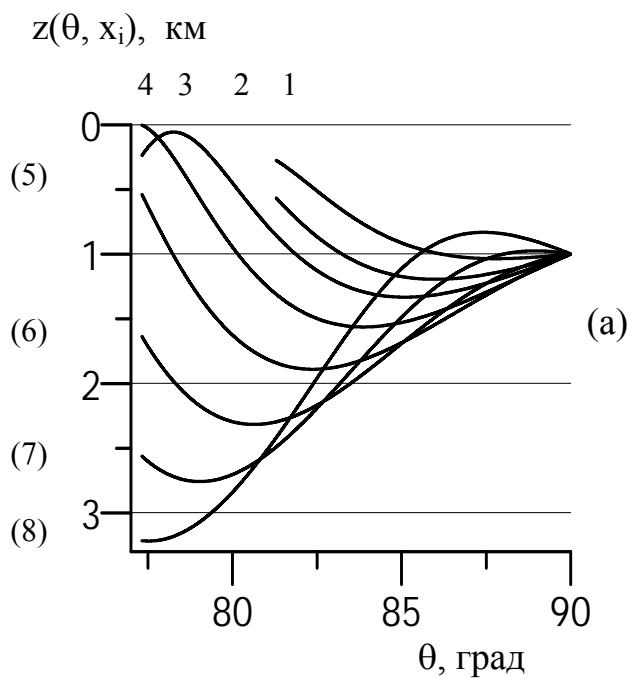


Рис. 2 а

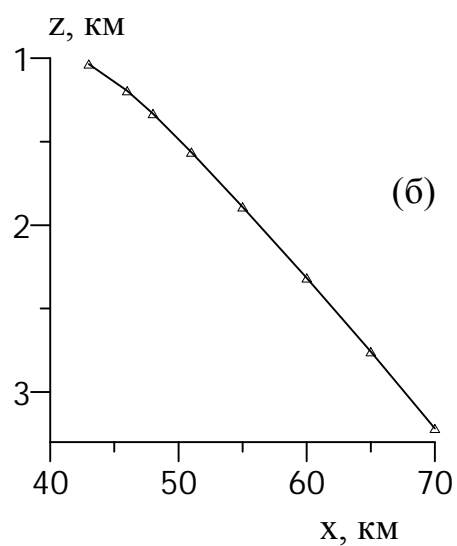


Рис. 2 б

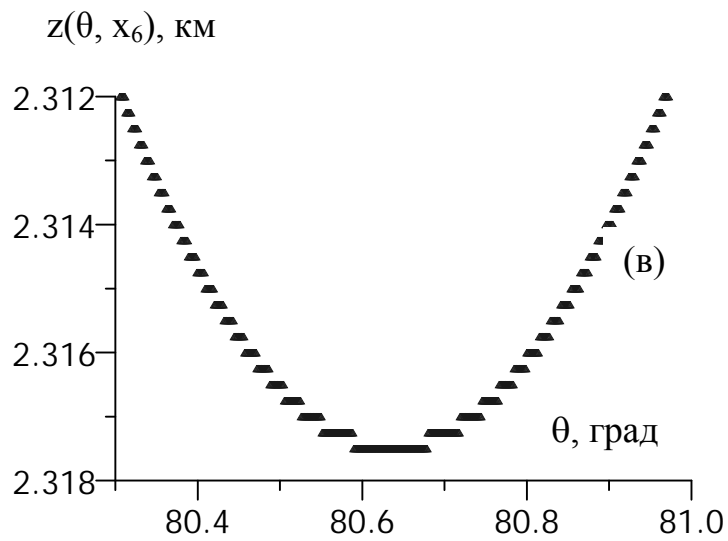


Рис.2 в

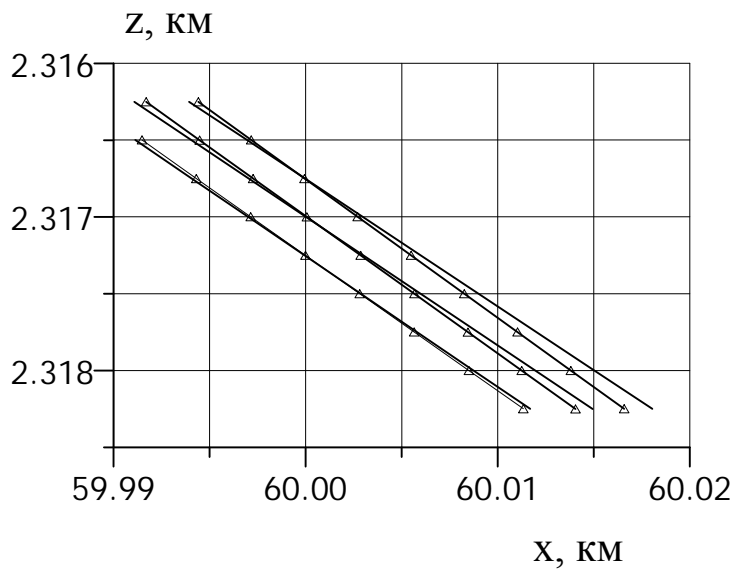


Рис. 3

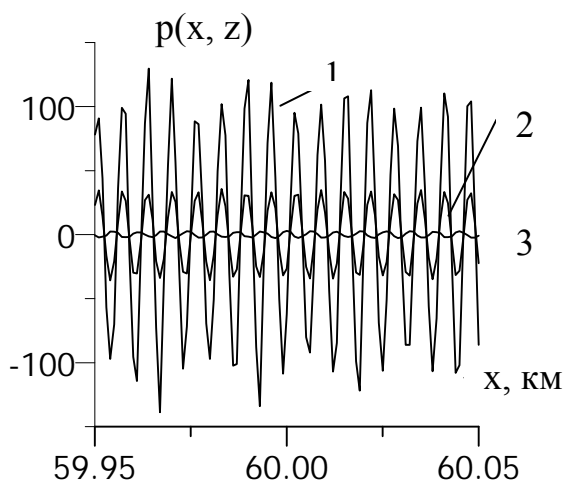


Рис. 4

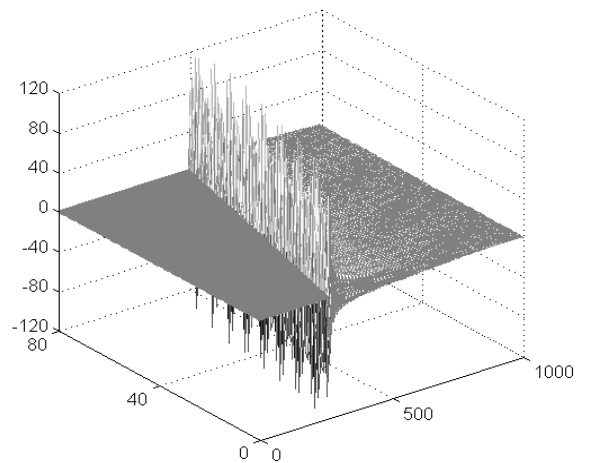


Рис. 5

## Подписи к рисункам

Рис. 1 а - амплитуда звукового поля лучей  $A(\theta)$  как функция угла выхода  $\theta$ .

Рис. 1 б – угол  $|\theta|$  между осью  $z$  и касательной к траектории луча  $R(x, z)$  для угла выхода луча  $\theta=77.32^\circ$ .

Рис. 2 а - вертикальные координаты лучей  $z(\theta, x_i)$ , вышедших в сторону дна, как функции угла выхода  $\theta$  в точках  $x_i= 43, 46, 48, 51, 55, 60, 65, 70$  км в первой зоне конвергенции.

Рис. 2 б – граничная линия каустики на плоскости  $(x, z)$ , построенная по точкам центров каустик на рис. 2 а.

Рис. 2 в – часть каустики при  $x_6= 60$  км, рис. 2 а, в увеличенном масштабе.

Рис. 3 – фрагменты траекторий лучей, пересекающихся в фокусах, рис. 2 в: нижняя пара кривых – фокус в центре каустики,  $(x_6, z_{6c})$ , верхние две пары – фокусы в точке  $(x_{6c}, z_{6c}- 0.5 \text{ м})$ .

Рис. 4 – звуковое поле  $p(x, z)$  как функция  $x$ : 1 – вдоль ГЛ, 2- выше ГЛ на 1 м, 3 – выше ГЛ на 50 м.

Рис. 5 Звуковое поле каустики на плоскости  $(x, z)$ :  $x=59.5 - 60.5$  км,  $z=2.298- 2.318$  км.