

УДК 534.222:629.127

© Мироненко М.В., Стародубцев П.А., Василенко А.М., Стародубцев Е.П., Димидов В.Е.
Mironenko M., Starodubcev P., Vasilenko A., Starodubcev A., Dimidov V.**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, РАССЕЯННЫХ МОРСКИМИ ОБЪЕКТАМИ****LAWS OF FORMATION OF INTERFERENTIAL STRUCTURE OF THE ACOUSTIC
WAVES DISSEMINATED BY SEA OBJECTS**

Аннотация. В работе рассматриваются теоретические основы рассеяния и интерференции акустических волн на цилиндрическом экране, расчета пространственной интерференционной структуры звукового поля за плоским прямоугольным экраном и оценки возможных дистанций регистрации подводных объектов, как экранов. С точки зрения практической реализации отмечается, что за морскими объектами, как акустическими экранами, формируется пространственно развитая интерференционная структура рассеянных просветных волн. Рассмотренные в работе закономерности рассеяния акустических волн на морских объектах, как экранов, а также примеры экспериментов по проверке эффективности их измерения свидетельствуют о многообразии возможных технологических решений практических задач гидрофизики и гидроакустики.

Annotation. In work theoretical bases of dispersion and an interference of acoustic waves on the cylindrical screen, calculation of spatial interferential structure of a sound field for the flat rectangular screen and estimations of possible distances of registration of underwater objects, as screens are considered. From the point of view of practical realization it is noticed that behind sea objects as acoustic screens, form spatially developed interferential structure disseminated the directed waves. The laws of dispersion of acoustic waves considered in work on sea objects as screens, and also examples of experiments on check of efficiency of their measurement testify to variety of possible technological decisions of practical problems of hydrophysics and hydroacoustics.

Ключевые слова. Рассеяние, интерференция, акустическая волна, пространственная структура звукового поля.

Key words. Scattering, interference, acoustic wave, the spatial structure of the sound field.

**Рассеяние и интерференция акустических
волн на цилиндрическом экране**

Рассмотрим порядок получения аналитического выражения для вычисления интенсивности плоской звуковой волны, рассеянной на неподвижном жестком цилиндре. При нахождении такого выражения пользуются аналитическими зависимостями для излучения звуковых волн пульсирующими поверхностями [1-3]. Итак, пусть на цилиндр радиусом R падает плоская звуковая

волна интенсивностью J_0 (рис. 1, а). Направление падающей волны совпадает с осью координат Ox и перпендикулярно к оси цилиндра. При этом цилиндр считаем абсолютно жестким, т.е. нормальные составляющие колебательных скоростей на его поверхности равны нулю. В излучении (рассеянии) участвуют только тангенциальные составляющие колебательных скоростей. Решение задачи в этом случае сводится к получению выражения для интенсивности рассеянной волны J_s в точках среды, уда-

Мироненко Михаил Владимирович – доктор технических наук, профессор, старший научный сотрудник, ТОВМИ ВУНЦ ВМФ ВМА, тел. 8-4232-276710;

Стародубцев Павел Анатольевич – доктор технических наук, профессор, профессор кафедры гидроакустики, ТОВМИ ВУНЦ ВМФ ВМА;

Василенко Анна Михайловна – кандидат технических наук, младший научный сотрудник, ТОВМИ ВУНЦ ВМФ ВМА;

Стародубцев Евгений Павлович – преподаватель кафедры гидроакустики, ТОВМИ ВУНЦ ВМФ ВМА;

Димидов Виталий Евгеньевич – преподаватель кафедры гидроакустики, ТОВМИ ВУНЦ ВМФ ВМА.

Mironenko Mibail – doctor of the technical sciences, professor, senior scientific employee, TOVMI VUNC VMF VMA; tel. 8-4232-276710.

Starodubcev Pavel – doctor of the technical sciences, professor, professor of the pulpit of the hydroacoustics, TOVMI VUNC VMF VMA;

Vasilenko Anna – candidate of the technical sciences, younger scientific employee, TOVMI VUNC VMF VMA;

Starodubcev Eugeny – teacher of the pulpit of the hydroacoustics, TOVMI VUNC VMF VMA;

Dimidov Vitaly – teacher of the pulpit of the hydroacoustics, TOVMI VUNC VMF VMA.

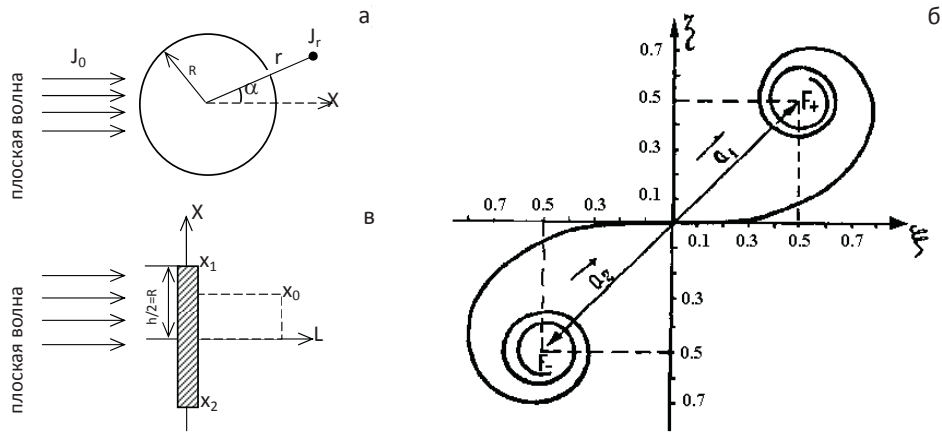


Рис. 1. Схема расчета дифракционного поля за экраном:

а-для цилиндрического экрана; б-вид спирали Корню; в-для плоского экрана

ленных от оси цилиндра на расстояние r . Запишем выражение для плоской гармонической волны в свободной от препятствий среде

$$P_n P_0 e^{ik(x-ct)} = P_0 e^{ik(r \cos \varphi - ct)};$$

$$P_0 = (2\rho \cdot c J_0)^{\frac{1}{2}}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1)$$

С учетом того, что падающая волна совпадает с осью координат OX и перпендикулярна оси цилиндра, она может быть представлена суммой цилиндрических волн давления [1,2]

$$P_n = P_0 [J_0 \cdot (k \cdot r) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n \cdot \cos(m \cdot \varphi) \cdot J_m \cdot (k \cdot r)] \cdot e^{-2\pi i n t}. \quad (2)$$

Радиальную скорость в таких волнах можно представить в виде следующего ряда:

$$U_{nr} = \frac{P_0}{\rho} \{ i J_1(kr) + [\sum_{m=1}^{\infty} J_{m+1}(kr) - J_{m-1}(kr)] \cos(m\varphi) \} \cdot e^{-2\pi i n t}; \quad (3)$$

$$k = 2\pi\lambda; \quad v = \frac{Ck}{2\pi} = \frac{C}{\lambda},$$

где J_0, J_m – функции Бесселя нулевого и m -го порядков;
 r – расстояние от оси цилиндра до точки наблюдения;
 φ – угол, который образует линия r с плоскостью отсчета;

C – скорость звука в воде;

λ – длина волны;

t – время;

k – волновой параметр.

Если цилиндр, излучающий волны, поместить в поле падающей волны и совместить его ось с осью координат, то сформировавшееся в среде поле падающей волны исказится, так как к нему добавится расходящаяся от цилиндра рассеянная волна. Давление и радиальную скорость в рассеянной волне на поверхности цилиндра по

аналогии с излучаемой волной можно представить в виде следующего ряда цилиндрических волн [3-5]:

$$P_s = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(m\varphi) \cdot [(kv) + iN_m(kr)] e^{-2\pi i n t};$$

$$U_{sr} = \frac{1}{\rho C} \{ i A_0 [J_1(kr) + iN_1(kr)] + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cos(m\varphi) [J_{m+1}(kr) - J_{m-1}(kr) + iN_{m+1}(kr) - iN_{m-1}(kr)] \} \cdot e^{-2\pi i n t}. \quad (4)$$

Приведенные выражения для давления и радиальной скорости рассеянной волны представлены в виде суммы комбинаций функций типа J, N с тем, чтобы показать, что оптимальная рассеянная волна, как и в случае излучения, является расходящейся волной.

Дальнейшая процедура нахождения аналитических выражений для поля рассеянной волны сводится к нахождению коэффициентов A_m , которые можно получить, если приравнять радиальные скорости в падающей и рассеянной волнах (в силу их равенства нулю на поверхности). Приравнивая почленно выражения U_{sr} с U_{nr} , можно получить

$$A_m = -\varepsilon_m P_0 \cdot i^{m+1} e^{-i\gamma_m} \sin \gamma_m; \quad P_0 = (2\rho C_0 J_0)^{\frac{1}{2}}; \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = -\frac{J_1(\mu)}{N_1(\mu)}; \quad \operatorname{tg} \gamma_m = \frac{J_{m-1}(\mu) - J_{m+1}(\mu)}{N_{m+1}(\mu) - N_{m-1}(\mu)},$$

где $\mu = 2\pi R/\lambda$ – отношение размера цилиндра к длине волны;

γ_m – фазовые углы цилиндрических волн.

Эти величины вычислены и таблично используются при расчетах параметров излучателей [5]. A_0 и A_m соответствуют $\varepsilon_0=1$ и $\varepsilon_m=2$ для всех индексов волн, больших единицы.

Ф. Морзом (после проведения сложных математических преобразований с учетом полученных коэффициентов) найдены упрощенные выражения для давления и радиальной скорости рассеянной волны в точках,

удаленных на расстояния r от оси цилиндра, которые для случая $kr \gg 1$ представляются в следующем виде [2]:

$$P_s = - \left(\frac{\varphi \rho C J_0 R}{\pi r} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Psi_s(\varphi) l^{ik(r-ct)}; \quad U_s = \frac{P_s}{\rho C}; \quad (6)$$

$$\Psi_s(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{kR}} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \sin(\gamma_m) l^{-i\gamma_m} \cos m\varphi, \quad (7)$$

где $\Psi_s(\varphi)$ – радиальная скорость рассеянной волны на большом расстоянии от цилиндра.

Интенсивность волн в удаленной от поверхности цилиндра точке среды может быть представлена как

$$J_s = \frac{2J_0 R}{\pi r} [\Psi_s(\varphi)]^2 \quad \text{при } kr \gg 1; \quad (8)$$

$$[\Psi_s]^2 = \frac{1}{kR} \sum_{m,n=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \sin \gamma_n \cos(\gamma_m - \gamma_n) \cos(m\varphi) \cos(n\varphi)$$

при $m > 0; \varepsilon_0 = 1; \varepsilon_m = 2.$ (9)

Тенеобразующей волны в этом случае нет. Такой случай очень характерен рассеянию инфразвуковых волн реальными подводными объектами. С уменьшением длины волны (при неизменном размере цилиндра) интенсивность рассеянной волны распределяется по всем направлениям. В диаграмме направленности появляются острые пики как в отраженной, так и в тенеобразующей волнах. По мере дальнейшего роста частоты сигнала рассеяние энергии по углу усложняется. В направлении распространения падающей волны появляются пики, которые с ростом частоты увеличиваются и сливаются в общий максимум. Для очень коротких волн ($kR \gg 1$) половина рассеянной волны концентрируется в узкий интерференционный пучок в направлении падающей (тенеобразующей) волны, а ее вторая половина равномерно рассеивается по всем направлениям.

Расчет пространственной интерференционной структуры звукового поля за плоским прямоугольным экраном

Для нахождения структуры звукового поля за плоским прямоугольным экраном, на который падает плоская звуковая волна, в нашем случае применен графический метод расчета с помощью спирали Корню (рис. 1,б), параметрические уравнения которой можно представить в виде [2]

$$\xi(v) = \int_0^v \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv; \quad \eta(v) = \int_0^v \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv, \quad (10)$$

где $\xi(v)$ и $\eta(v)$ – интегралы Френеля.

Интегралы Френеля в элементарных функциях не берутся, но известны специально составленные таблицы, по которым они могут быть вычислены для различных

значений параметра v [3,5], физический смысл которого заключается в следующем. Если представить бесконечно узкую зону волновой поверхности и возбуждаемую этой зоной интенсивность колебаний в точке наблюдения, то величина и направление этого вектора колебаний совпадает с участком спирали Корню, соответствующим определенному значению параметра v . Это значение параметра связано с расстоянием X' от точки наблюдения до проекции на экран бесконечно узкой зоны (полосы) соотношением $v = X' \sqrt{2/(\lambda L)}$. Величина L – расстояние от экрана до плоскости в точке наблюдения, проведенной перпендикулярно OY . Если координаты краев экрана принять за X_1 и X_2 , а за X_0 – координату точки наблюдения, отсчитываемую от центра (середины) экрана (рис.1,в), то значение параметра можно преобразовать к следующему виду $v = \sqrt{2/(\lambda L)} (X - X_0)$, где X_0 – координата точки наблюдения; X – текущая координата фронта волны; L – расстояние от центра экрана до плоскости, проведенной через точку наблюдения перпендикулярно OY ; λ – длина падающей звуковой волны.

Ось OX проведена в плоскости экрана и совпадает с его шириной (высотой). Спираль Корню выражает модуль и фазу интегралов Френеля в зависимости от параметра v , т.е. в зависимости от координат точки наблюдения относительно краев экрана. Ослабление звукового давления за счет наличия в среде экрана (относительную амплитуду) в точке наблюдения можно представить в следующем виде:

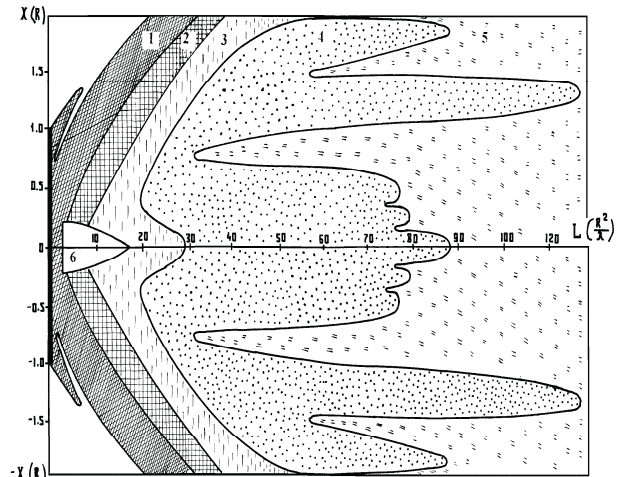


Рис.2. Пространственная структура поля за экраном: 1–область (– 6дБ); 2–область (– 4,5дБ); 3–область (– 3дБ); 4–область (– 2дБ); 5–область (– 0,8дБ); 6–область (+ 1дБ)

$$\frac{A}{A_0} = \frac{|\vec{d}_1 - \vec{d}_2|}{|F_- F_+|},$$

где A и A_0 – амплитуды звукового давления в точке наблюдения при наличии экрана и без него;

\vec{d}_1 и \vec{d}_2 – векторы, проведенные в плоскости спирали Корню из точек, соответствующих значениям ν_1 и ν_2 для краев экрана.

Результирующий вектор определяется как

$$|\vec{d}_1 - \vec{d}_2| = \left[(1 - \xi_1 - \xi_2)^2 + (1 - \eta_1 - \eta_2)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Так как полюсами спирали являются точки $F_+(0,5; 0,5)$ и $F_-(-0,5; -0,5)$, то $|F_+F_-| = \sqrt{1/2}$. Значения параметра ν для краев экрана, где координаты экрана по оси OX соответствуют значению полуширины экрана R , можно представить в виде

$$\nu_1 = \sqrt{\frac{2}{L\lambda}}(X_1 - X_0) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L\lambda}}(R - X_0) = \frac{2R}{\sqrt{2L\lambda}} \left(1 - \frac{X_0}{R} \right);$$

$$\nu_2 = \sqrt{\frac{2}{L\lambda}}(X_2 + X_0) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{L\lambda}}(R + X_0) = \frac{2R}{\sqrt{2L\lambda}} \left(1 + \frac{X_0}{R} \right).$$

С использованием ЭВМ получена структура звукового поля с теневой стороны плоского экрана для различных значений параметра ν . При этом экран считается плоским, если отношение его ширины (в нашем случае высоты объекта h) к длине падающей волны удовлетворяет условию $h/\lambda \gg 1$. По результатам расчетов построена пространственная структура звукового поля за экраном. Для универсальности использования результатов расчета при различных значениях длин волн λ величины X_0 и $\sqrt{2L\lambda}$ выражены через полуширину экрана R . Глубина звуковой тени за экраном (отношение A/A_0) выражена в дБ. Величины звуковой тени в интервалах ≥ 6 дБ; 6-4 дБ; 4,5-3,8 дБ; 3-2 дБ объединены в общие зоны, отмечены общей штриховкой и представлены на рис. 2. По вертикали отложена величина $X(R)$, характеризующая координаты точек наблюдения через полуширину экрана в относительных единицах. По горизонтали – величина $L(R^2/\lambda)$, характеризующая расстояние от экрана до плоскости в точке наблюдения, выраженная через отношение квадрата полуширины экрана R к длине падающей волны в среде.

Оценка возможных дистанций регистрации подводных объектов, как экранов

Вычисление пространственной структуры дифракционного звукового поля проведено для плоского прямоугольного экрана. При этом экран принимается плоским, если отношение его ширины (высоты) к длине падающей волны много больше единицы. Для определенного диапазона звуковых частот этому условию удовлетворяют многие реальные объекты. С помощью полученной пространственной структуры поля сигналов за экраном определим ориентировочные значения возмож-

ных дистанций L_{max} , на которых при заданном (реализуемом при обработке сигналов) значении глубины звуковой тени может быть зарегистрирован объект. При этом его высота принимается равной ширине экрана. Например, для величины звуковой тени более 5 дБ согласно номограмме, приведенной на рис. 2, можно принять

$$L_{max} = 23 \frac{R^2}{\lambda} \cong \frac{23 \left(\frac{h}{2} \right)^2 f}{C} \cong 6 \frac{h^2 f}{C}.$$

Для величины звуковой тени более 3 дБ имеем

$$L_{max} \cong 12 \frac{h^2 f}{C}$$

где h – высота объекта, м; f – частота, Гц; C – скорость звука в воде, м/сек.

В случае разнесенного излучения-приема сигналов подсветки среды L_{max} соответствует примерно половине протяженности гидроакустической линии “излучение-прием”. Ориентировочные значения максимальных барьерных линий контроля среды, с учетом спада уровня затеняемых просветных сигналов, приведены в таблице.

Таким образом, движущийся в поле звукового сигнала объект может быть зарегистрирован по наличию спада уровня установившегося поля. Например, объект, как плоский экран высотой 10 м, может быть обнаружен на линии протяженностью 15 км, прозвучиваемой сигналами с частотой 10 кГц. При этом спадание уровня сигнала в области тени составит 3 дБ. Приведенный пример является прямым (грубым) обнаружением, при котором не используется эффект усиления спада за счет дополнительной обработки сигнала.

Для сигналов, длина волны которых соизмерима с размерами объекта, а также на больших дистанциях от него звуковая тень становится неразличимой. В таких случаях за объектом остается только искаженное дифракционное поле. Только сглаженная интерференционная структура рассеянного поля. Его пространственные размеры, а также перемещение относительно приемноизлучающей системы позволяют зарегистрировать эти изменения путем дополнительной обработки сигналов, например, методом некогерентного накопления многока-

Ориентировочные значения максимальных барьерных линий контроля среды

Протяженность ГАБЛ, км	J/J ₀ , дБ	Частота сигнала подсветки, кГц			
		3	10	20	30
L _{max} , км	≥ 5	2,5	8	15	25
	≥ 3	5,0	16	30	50
	≥ 1,5	10,0	32	60	100
	≥ 0,75	20,0	65	120	200

нальной регистрации пространственной структуры интерференционного поля. Это может быть реализовано с использованием сложных просветных, например, сложных ЛЧМ сигналов.

Эксперименты по проверке эффективности предложенной обработки были проведены с использованием морского судна на линии протяженностью около 25 км, а также в бухте с использованием пловца на линии протяженностью около 1,5 км (см. рис.3, 4). На рис. 3 приведен пример дальнего измерения интерференционной структуры шумоизлучения морского судна, измеренного просветным методом гидролокации на трассе протяженностью около 25 км. Частоты подсветки среды (Fп1, Fп2) – 31,5 Гц, 312,5 Гц. В этом случае интерференционная структура шумоизлучения судна проявляется как амплитудно-фазовая модуляция просветных сигналов. Экспериментально подтверждена также закономерность резонансного рассеяния волн объектами, например, скоплениями морских организмов или косяками рыб [7,8].

В заключение отметим следующее. За морскими объектами, как акустическими экранами, формируется пространственно развитая интерференционная структура рассеянных просветных волн. Эффективным мето-

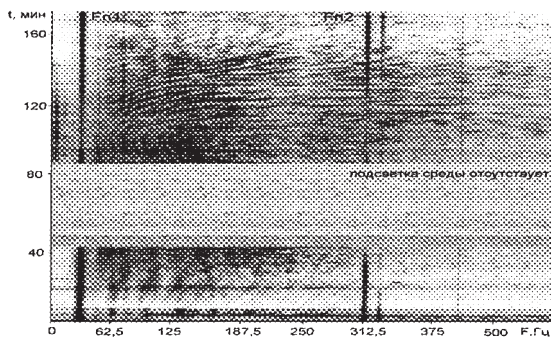


Рис.3. Интерференционная структура шумоизлучения морского объекта

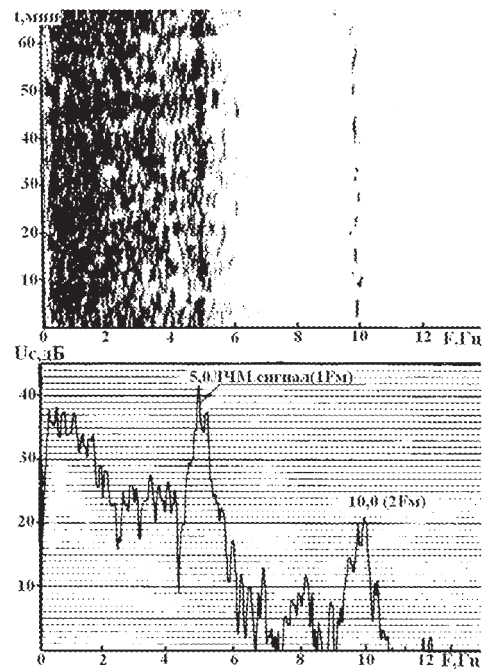


Рис. 4. Спектрограмма и спектр гидродинамических возмущений среды, сформированных подводным пловцом. Протяженность трассы – 1 км. Частота просветных ЛЧМ сигналов – 2 кГц, период (повторяемость) ЛЧМ – 5 Гц

дом обработки преобразованных объектами просветных волн и выделения их информационных признаков является подсветка среды ЛЧМ сигналами. Наиболее эффективно это реализуется в случае применения частотной модуляции (девиации) просветных сигналов в интервале частот резонансного рассеяния волн объектами.

Рассмотренные закономерности рассеяния акустических волн на морских объектах, как экранов, а также примеры экспериментов по проверке эффективности их измерения свидетельствуют о многообразии возможных технологических решений практических задач гидроакустики и гидрофизики.

Литература

1. Исакович М.А. Рассеяние звука // В кн. Общая акустика.- М.: Наука, 1973. с. 350-384.
2. Морз Ф. Излучение и рассеяние звука // В кн. Колебания и звук.- М.: Гостехиздат, 1949, с. 323-409.
3. Янке Э., Эльде Ф., Леш Ф. Спецфункции, таблицы, формулы.- М.: Наука, 1967, 120с.
4. Василенко А.М., Мироненко М.В., Карачун Л.Э. расчет пространственной амплитудно-фазовой структуры дифракционного поля за плоскими акустическими экранами // Сб. трудов 18 сессии РАО, т.1.-2006.-с.183-187.
5. Мироненко М.В., Шилин В.Я. Результаты исследования дифракционного поля в гидроакустическом бассейне // Дальневосточный акустический сборник. - Владивосток. - ДВПИ.-1975.-Вып. 1.-с.130-134.
6. Мироненко М.В. и др. Рассеяние акустических волн на объектах, как экранов //В монографии Низкочастотный просветный метод дальней гидролокации гидрофизических полей морской среды. - Владивосток.- СКБ САМИ ДВО РАН.- 2006.- с. 17-29.
7. Мироненко М.В., Понамарев В.В., Чудаков А.И. Дальнее обнаружение и классификация морских биологических скоплений // Сб. докладов международной конференции «Проблемы конверсий и оборонных технологий».- С- Петербург.- Морфизприбор.- 1996.- с.16-18.
8. Мироненко М.В., Мироненко Т.А. Способ обнаружения биологических скоплений //Патент № 2260263 от 13.05. 1991.

Материал поступил в редакцию 20. 11. 2011 г.