

Импедансные характеристики плоско-параллельного акустического волновода с комбинированными границами при возбуждении его двухчастотным сигналом

Коржик М. А., ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail ov.korjik@aae.kpi.ua

Национальный технический университет Украины

"Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского" kpi.ua

Киев, Украина

Курдюк С. В., ORCID [0000-0002-3165-4571](https://orcid.org/0000-0002-3165-4571)

e-mail serega15507@ukr.net

Институт Военно-Морских Сил НУ "ОМА"

Одесса, Украина

Коржик А. В., д.т.н. проф., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail avkorzhyk@gmail.com

Национальный технический университет Украины

"Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского" kpi.ua

Киев, Украина

Реферат—В работе рассмотрены импедансные характеристики волновода с комбинированными границами при распространении в нем волнового пакета в виде двухчастотного сигнала. Плоско-параллельный волновод с комбинированными границами имитирует мелкое море с донной поверхностью, представленной акустически жесткой границей. Поверхность раздела сред “вода – воздух” – акустически мягкая граница. В результате решения задачи определения удельных акустических сопротивлений вдоль горизонтального и вдоль вертикального сечения волновода — получены основные аналитические выражения, описывающие распространение в нем комбинированных колебаний двух разных частот. Для определения импедансных характеристик использованы средние значения суперпозиций - компонент колебательной скорости и давлений, развиваемых разночастотными колебаниями источника. Рассмотрены вопросы формирования в волноводе распределений средних по временному интервалу наблюдения плотностей потоков мощности и плотности акустической энергии.

Целью работы является определение особенностей удельных акустических сопротивлений комбинационным волнам, распространяющимся в плоско-параллельном волноводе с комбинированными границами, и их влияние на основные энергетические характеристики акустического поля, возбуждаемого двухчастотным источником.

В условиях дисперсии, для области нижних частот и первой моды волновода, рассчитаны зависимости и проанализированы особенности импедансных характеристик и их влияние на распределение по каналу волновода средних по временному интервалу наблюдения плотностей потоков мощности и плотности акустической энергии. В работе показано, что импеданс волновода вдоль его горизонтальной оси зависит от координаты и значений частот исходного пакета.

Библ.12, рис. 4

Ключевые слова — импеданс, удельное акустическое сопротивление, двухчастотный пакет, плотность потока мощности, плотность акустической энергии.



I. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение в задачах распространения звуковых сигналов в условиях волноводного представления мелкого моря, находят такие параметры волн, как удельные акустические сопротивления рабочей среды, созданные волновыми нагрузкам, которые рассматриваются в направлениях координатных осей волновода и на границах раздела сред. Сама по себе задача определения удельных акустических сопротивлений в волноводах не нова. Так, например, фундаментальные исследования проблемы распространения гармонических колебаний в акустических волноводах были выполнены С. Н. Ржевским [1], М. А. Исаковым [2], М. И. Карновским [3]. Развитие теории регулярных волноводов происходило применительно к замене идеально отражающих границ - границами с некоторым промежуточным значением сопротивления, а также касалось некоторых вопросов распространения импульсных сигналов. Распространение импульсных сигналов связывалось с неизбежной деформацией передаваемого импульсного сообщения, в временной и частотной областях, в части изменения формы, длительности и частотного состава на пути следования. В связи с этим упомянем работы В. Т. Гринченко, В. В. Мелешко [4], [5] и, например, работы [6]–[8].

Тем не менее, вопросы оценки импедансных и энергетических характеристик полей, формируемых сложными сигналами, перманентно пребывают в процессе исследования и развития [9]–[11]. При этом, интерес к импедансным характеристикам вызван желанием конкретизировать ситуации распределения по каналу волновода плотности акустической энергии, связав это со средними потоками плотности мощности в рабочем пространстве волновода. Таким образом, тематика работы представляется актуальной, а целью работы является определение особенностей удельных акустических сопротивлений комбинационным волнам, распространяющимся в плоско-параллельном волноводе с комбинированными границами, и их влияния на основные энергетические характеристики акустического поля, возбуждаемого двухчастотным источником.

II. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассмотрим, представляющий мелкое море, плоско-параллельный волновод с акустически жестким, абсолютно отражающим “дном - основанием” (рис. 1). Волновод ориентирован в прямоугольных координатах xOz так, что ось Ox совпадает с границей раздела “вода - основание”, Oz - вертикальная ось, \vec{n} - вектор нормали. В сечении волновода, $x = 0$, расположен двухчастотный источник, формирующий сообщение в виде комбинации двух звуковых волн с частотами ω_1 и ω_2 ($\omega_2 > \omega_1$), которые по значениям больше критической частоты первой моды волновода.

В выбранных условиях формирования акустического поля в волноводе потенциал скорости $\varphi_n(x, z, t)$ для n -ой нормальной волны ($n = 0, 1$),

создаваемый некоторым монохроматическим источником, в соответствии с [2]–[5] может быть представлен в виде:

$$\varphi_n(x, z, t) = A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega t - k_n x)}, \quad (1)$$

где A_n – коэффициент, определяемый источником; h – глубина моря; k_n – волновое число n -ой нормальной волны, k – волновое число для свободного поля:

$$k_n = k \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega}\right)^2}; \quad \omega_{nkp} = \frac{\pi(2n+1)c}{2h}; \quad (2)$$

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$$

ω_{nkp} – критическая частота, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, c – скорость звука в свободной среде. Использование формул Эйлера и формул перехода (например, [2]–[5]) от потенциала скорости к давлению p_n и компонентам колебательной скорости v_{nx} , v_{nz} , для волн I, II с частотами ω_1 , и ω_2 соответственно, приводит (1) к виду:

$$p_n^I(x, z, t) = -i\omega_I \rho A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$p_n^{II}(x, z, t) = -i\omega_{II} \rho A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nx}^I(x, z, t) = -ik_n^I A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)},$$

$$v_{nx}^{II}(x, z, t) = -ik_n^{II} A_n \cos\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)},$$

$$v_{nz}^I(x, z, t) = A_n \left(\frac{(2n+1)\pi}{2h}\right) \sin\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega_I t - k_n^I x)}$$

$$v_{nz}^{II}(x, z, t) = A_n \left(\frac{(2n+1)\pi}{2h}\right) \sin\left[\frac{(2n+1)\pi}{2h}z\right] e^{-i(\omega_{II} t - k_n^{II} x)}$$

Волны I, II, созданные источником, сонаправлены, а волновые числа для соответствующих частот ω_I и ω_{II} записываются как:

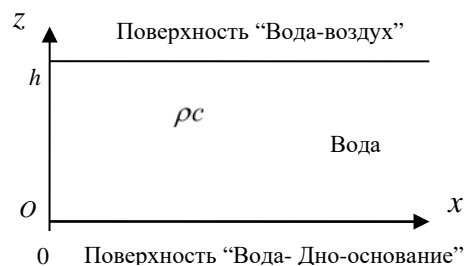


Рис. 1. Волноводное представление мелкого моря

$$k_n^I = k^I \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_I}\right)^2}, \quad k_n^{II} = k^{II} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{nkp}}{\omega_{II}}\right)^2}.$$

Для такой ситуации, необходимо определить удельные акустические сопротивления z_{nx} в направлении распространения волны (ось Ox) и z_{nz} - вдоль Oz .

A. Импеданс z_{nx}

Из группы уравнений (3), используя средние по временному интервалу наблюдения $T = 2\pi / (\omega_{II} - \omega_I)$ значения суперпозиций давлений

$p_n(x, z, t) = p_n^I(x, z, t) + p_n^{II}(x, z, t)$ и соответствующий компонент фазовой скорости $v_{nx}(x, z, t) = v_{nx}^I(x, z, t) + v_{nx}^{II}(x, z, t)$ вида:

$$\begin{aligned} \bar{p}_n(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T p_n^I(x, z, t) dt + \frac{1}{T} \int_0^T p_n^{II}(x, z, t) dt \\ \bar{v}_{nx}(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T v_{nx}^I(x, z, t) dt + \frac{1}{T} \int_0^T v_{nx}^{II}(x, z, t) dt \end{aligned} \quad (4)$$

определим импеданс z_{nx} как:

$$z_{nx} = \frac{\bar{p}_n(x, z)}{\bar{v}_{nx}(x, z)}. \quad (5)$$

$$z_{nx}(x) = \rho \frac{(B_I(\omega_I) \sin(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II}) \sin(\alpha_{II}(x))) + i(B_I(\omega_I) \cos(\alpha_I(x)) + B_{II}(\omega_{II}) \cos(\alpha_{II}(x)))}{(C_I(\omega_I) \sin(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II}) \sin(\alpha_{II}(x))) + i(C_I(\omega_I) \cos(\alpha_I(x)) + C_{II}(\omega_{II}) \cos(\alpha_{II}(x)))} \quad (8),$$

где $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$,

$\alpha_I(x) = \omega_I T / 2 - k_n^I x$, $\alpha_{II}(x) = \omega_{II} T / 2 - k_n^{II} x$.

Далее, используя экспоненциальное представление числителя и знаменателя выражения (8), и разделив результат на действительную и мнимую части, получим:

$$\begin{aligned} \tilde{R}(x) &= \sqrt{R_I^2 + R_{II}^2 + 2R_I R_{II} \cos(\Delta\alpha(x))}, \quad R_I = B_I(\omega_I), \quad Q_I = C_I(\omega_I), \\ \tilde{Q}(x) &= \sqrt{Q_I^2 + Q_{II}^2 + 2Q_I Q_{II} \cos(\Delta\alpha(x))}, \quad R_{II} = B_{II}(\omega_{II}), \quad Q_{II} = C_{II}(\omega_{II}), \\ \Delta\gamma(x) &= -\gamma_{II}(x) + \gamma_I(x), \\ \gamma_I(x) &= \arctg \left[\frac{R_I \cos(\alpha_I(x)) + R_{II} \cos(\alpha_{II}(x))}{R_I \sin(\alpha_I(x)) + R_{II} \sin(\alpha_{II}(x))} \right], \quad \gamma_{II}(x) = \arctg \left[\frac{Q_I \sin(\alpha_I(x)) + Q_{II} \sin(\alpha_{II}(x))}{Q_I \cos(\alpha_I(x)) + Q_{II} \cos(\alpha_{II}(x))} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

B. Импеданс z_{nz}

Из группы уравнений (3), используя средние по временному интервалу наблюдения (T) значения суперпозиций давления

$$p_n(x, z, t) = p_n^I(x, z, t) + p_n^{II}(x, z, t)$$

$$\bar{p}_n(x, z) = A_n \rho \cos(a_n z) \left[\begin{aligned} &B_I(\omega_I) e^{-i(\omega_I T / 2)} e^{i(k_n^I x - \pi / 2)} + \\ &B_{II}(\omega_{II}) e^{-i(\omega_{II} T / 2)} e^{i(k_n^{II} x - \pi / 2)} \end{aligned} \right] \quad (6)$$

В выражении (5)

$$\begin{aligned} \bar{v}_n(x, z) &= A_n \cos(a_n z) \\ &\left[\begin{aligned} &C_I(\omega_I) e^{-i(\omega_I T / 2)} e^{i(k_n^I x - \pi / 2)} \\ &+ C_{II}(\omega_{II}) e^{-i(\omega_{II} T / 2)} e^{i(k_n^{II} x - \pi / 2)} \end{aligned} \right] \end{aligned}$$

ρ - плотность; $a_n = \pi(2n + 1) / 2h$,

$$B_I(\omega_I) = \omega_I \left(\frac{\sin(\omega_I T / 2)}{\omega_I T / 2} \right),$$

$$B_{II}(\omega_{II}) = \omega_{II} \left(\frac{\sin(\omega_{II} T / 2)}{\omega_{II} T / 2} \right), \quad (7)$$

$$C_I(\omega_I) = k_n^I \left(\frac{\sin(\omega_I T / 2)}{\omega_I T / 2} \right),$$

$$C_{II}(\omega_{II}) = k_n^{II} \left(\frac{\sin(\omega_{II} T / 2)}{\omega_{II} T / 2} \right).$$

После подстановки (6) в (5), с учетом представлений (7) и формул Эйлера, для импеданса z_{nx} запишем:

$$\begin{aligned} z_{nx}(x) &= \rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)} \cos(\Delta\gamma(x)) + \\ &+ i\rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{Q}(x)} \sin(\Delta\gamma(x)), \end{aligned} \quad (9)$$

где

и соответствующий компонент фазовой скорости $v_{nz}(x, z, t) = v_{nz}^I(x, z, t) + v_{nz}^{II}(x, z, t)$ вида:

$$\begin{aligned} \bar{p}_n(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T p_n^I(x, z, t) dt + \frac{1}{T} \int_0^T p_n^{II}(x, z, t) dt \\ \bar{v}_{nz}(x, z) &= \frac{1}{T} \int_0^T v_{nz}^I(x, z, t) dt + \frac{1}{T} \int_0^T v_{nz}^{II}(x, z, t) dt \end{aligned}, \quad (11)$$



определим импеданс $z_{nz}(x, z) = z_{nz}(z)|_{x=Const}$ как:

$$z_{nz}(z) = \frac{\bar{P}_n(x, z)}{\bar{v}_{nz}(x, z)} \Big|_{x=Const} \quad (12)$$

Сохраня выражение для давления (6), используя выражения для $v_{nz}^I(x, z, t)$, $v_{nz}^{II}(x, z, t)$ из группы (3), а также интегралы (11), обозначения из (6), (7) и замену

$$\tilde{D}(x) = \sqrt{D_I^2 + D_{II}^2 + 2D_I D_{II} \cos(\Delta\alpha(x))},$$

где

$$D_I(\omega_I) = a_n \left(\frac{\sin(\omega_I T / 2)}{\omega_I T / 2} \right),$$

$$D_{II}(\omega_{II}) = a_n \left(\frac{\sin(\omega_{II} T / 2)}{\omega_{II} T / 2} \right),$$

после аналогичных (6)-(10) преобразований приходим к записи импеданса в сечении $x = Const$ вдоль оси Oz :

$$z_{nz}(x, z) \Big|_{x=Const} = z_{nz}(z) =$$

$$= \rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)} \cos(\Delta\Psi(x)) \operatorname{ctg}(a_n z) \Big|_{x=Const} +, \quad (13)$$

$$+ i \rho \frac{\tilde{R}(x)}{\tilde{D}(x)} \sin(\Delta\Psi(x)) \operatorname{ctg}(a_n z) \Big|_{x=Const}$$

$$\Delta\Psi(x) = -\Psi_{II}(x) + \gamma_I(x),$$

$$\Psi_{II}(x) = \operatorname{arctg} \left[\frac{D_I \sin(\alpha_I(x)) + D_{II} \sin(\alpha_{II}(x))}{D_I \cos(\alpha_I(x)) + D_{II} \cos(\alpha_{II}(x))} \right] \quad (14).$$

III. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты проводились для первой ($n=1$) моды волновода глубиной $h = 55$ м, $x \in [0 - 300]$ м

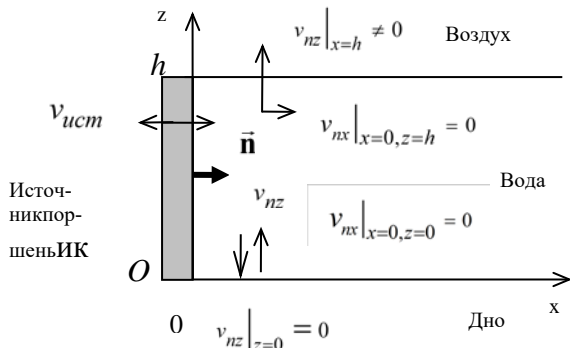


Рис. 2. Волновод с комбинированными границами и поршневым источником в сечении $x = 0$

При этом предполагалось, что идеализированный источник, расположенный в сечении $x = 0$ и формирующий двухчастотный (f_1, f_2) сигнал, создает в волноводе суперпозицию бегущих на бесконечность комбинационных волн, а его рабочая поверхность совпадает с осью Oz . Используя такое представление источника в плоско-параллельной модели волновода, считаем его плоским поршнем (рис. 2). Для оговоренных выше условий рассчитывались зависимости z_{nx} от текущей координаты x (x - в "метрах") и z_{nz} от z (z - в "метрах" при фиксированных значениях x).

Частоты источника f_1, f_2 выбирались из области нижних фундаментальных частот ($\approx (63 - 155) \Gamma\text{ц}$). Результаты расчетов координатных зависимостей полного импеданса z_{nx} (рис. 3 а), приведены для двух пар частот $f_1 = 63 \Gamma\text{ц}$, $f_2 = 80 \Gamma\text{ц}$ и $f_1 = 63 \Gamma\text{ц}$, $f_2 = 125 \Gamma\text{ц}$ в нормированном виде. Распределение фазы $F(x)$ показано на (рис. 3 б). На рис. 3 также приведены зависимости координаты x от потокообразующей скорости u (рис. 3 в), сопутствующие нормированные расчетные распределения по каналу волновода плотности акустической энергии E_n (рис. 3 ж) и среднее, за временной интервал наблюдения T значение составляющей плотности потока мощности W_{nx} для случая сонаправленного распространения разночастотных колебаний - с учетом знакопеременных добавок $\pm \Delta W_{nx}^{I,II}$, $\pm \Delta W_{nz}^{I,II}$ (см. рис. 3, г, д, е):

$$W_{nx} = W_{nx}^I + W_{nx}^{II} \pm \Delta W_{nx}^{I,II},$$

$$W_{nz} = W_{nz}^I + W_{nz}^{II} \pm \Delta W_{nz}^{I,II}, \quad (15)$$

$$W_{n\Sigma} = \sqrt{(W_{nx})^2 + (W_{nz})^2}.$$

где W_{nx}^I - плотность потока мощности для колебания I (частота ω_I , компонента x);

W_{nx}^{II} - плотность потока мощности для колебания II (частота ω_{II} , компонента x);

$\pm \Delta W_{nx}^{I,II}$ - знакопеременная добавка (компонента x).

W_{nz}^I - плотность потока мощности для колебания I (частота ω_I , компонента z);

W_{nz}^{II} - плотность потока мощности для колебания II (частота ω_{II} , компонента z);

$\pm \Delta W_{nz}^{I,II}$ - знакопеременная добавка (компонента z).

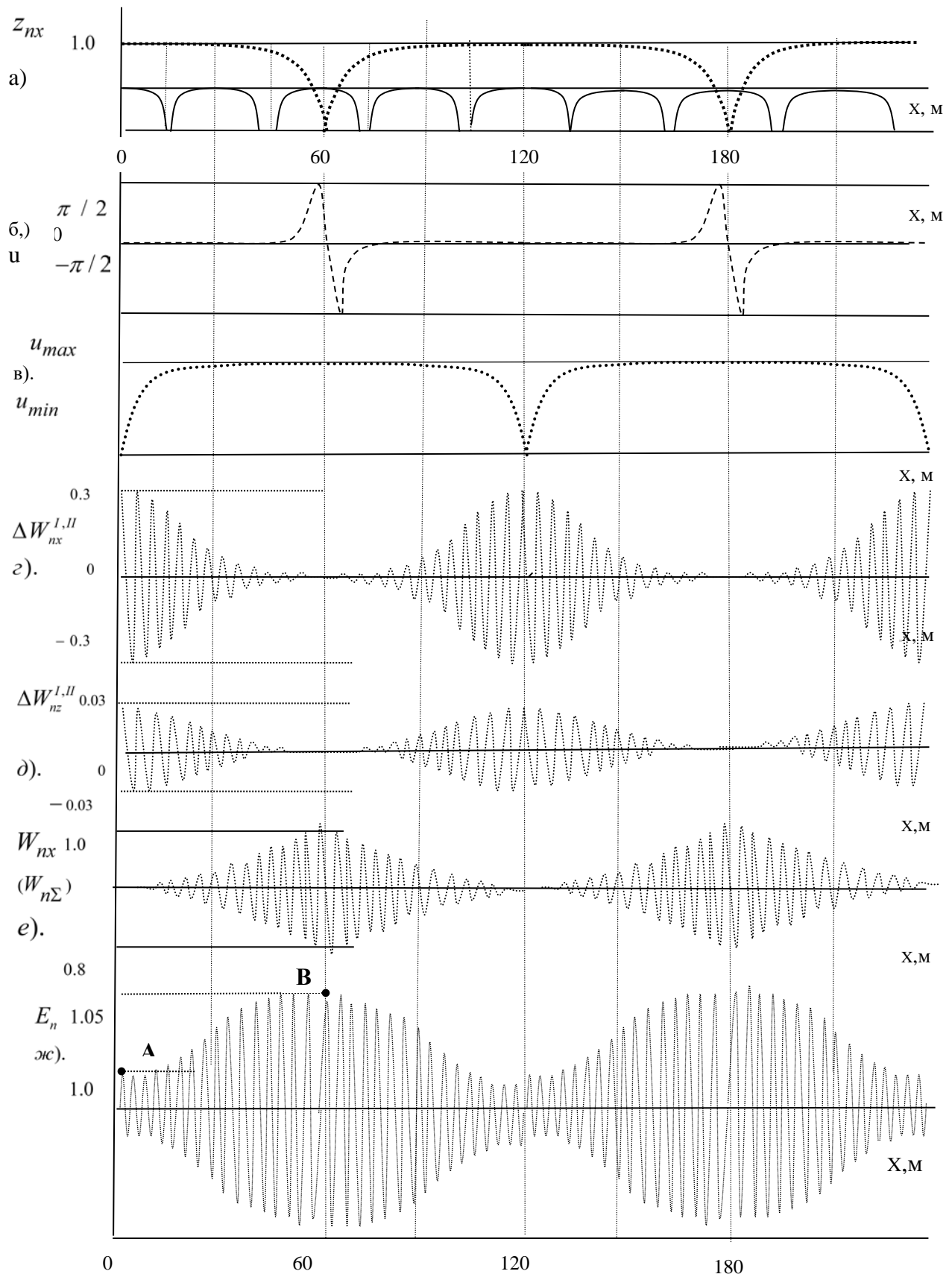


Рис. 3 Расчетные импедансные и энергетические характеристики акустического поля в волноводе с комбинированными границами при двухчастотном возбуждении



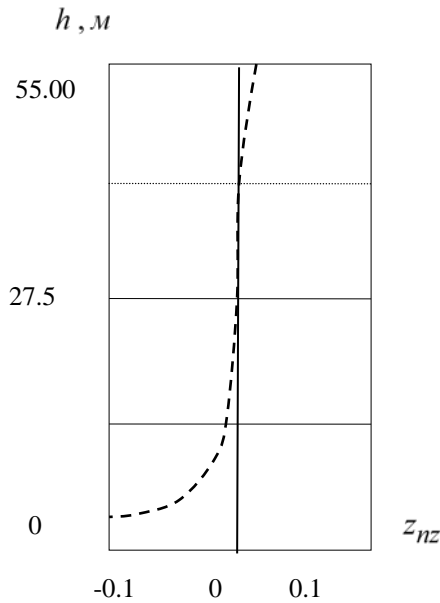


Рис. 4. Расчетная зависимость удельного сопротивления z_{nz} от координаты z , $h = 55$ м, $n = 1$

Как видно из результатов расчетов, при двухчастотном возбуждении волновода удельное акустическое сопротивление z_{nx} в направлении распространения волн по оси Ox зависит от координаты x (в то время как в случае одночастотного возбуждения [3] этот эффект отсутствует). При этом, в волноводе создается ситуация периодического по пространству увеличения и уменьшения импеданса Oz а z_{nx} (рис. 3а), с возникновением чередующихся относительных локальных максимумов и минимумов, характеризующих пространственное уменьшение и увеличение потока через соответствующие сечения волновода x . Очевидно причиной является дисперсия, приводящая к зависимости от координаты и частоты результатов интерференции, созданных в канале волновода комбинационных колебаний, составляющие которых распространяются с разными фазовыми скоростями.

Дадим пояснения. Изначально, даже на нулевой моде и при поршневом возбуждении в данном волноводе плоская волна не формируется [3]. Эпюра составляющей колебательной скорости \bar{v}_{nz} показывает ее нулевое значение на горизонте $z = 0$ [3]–[5], что соответствует граничному условию на дне и распространяется на все сечения $x \geq 0$. Однако, даже в ситуации, когда распределение скорости по поверхности поршня равномерно и отлично от нуля ($\bar{v}_{ucm} = \bar{v}_{nx}(x, z)|_{x=0} \neq 0$), на границе $z = h$ частицы среды, прилегающие к поверхности источника, будут колебаться только со скоростью $\bar{v}_{nz}(x, z)|_{x=0} \neq 0$, направленной вдоль оси Oz , а скорость $\bar{v}_{nx}(x, z)|_{x=0, z=h} = 0$ [3]. Это обусловлено тем, что

граница раздела “вода – воздух” акустически мягкая, имеет нулевое сопротивление и шунтирует среду, в отличие от волновода, имеющего не нулевое сопротивление по входу. Поэтому, у поршня с примыкающей границей $z = h$ (у поверхности моря) поток частиц “идет не в волновод, а в границу” [3]. С другой стороны, средняя плотность потока мощности вдоль оси Oz определяется с учетом знакопеременной добавки $\pm \Delta W_{nz}^{I,II}$ относительно суммы плотностей потоков разночастотных колебаний $W_{nz}^I + W_{nz}^{II}$. Таким образом, в силу учета добавки $-\Delta W_{nz}^{I,II}$ и граничного условия на дне – плотность потока мощности вдоль оси Oz тем меньше, чем больше добавка $-\Delta W_{nz}^{I,II}$. В целом, у поверхности поршня составляющие W_{nz} и W_{nx} – минимальны. Такая ситуация соответствует зависимостям, приведенным на рис. 3г, д, е, а также относительному локальному минимуму функции огибающей комбинационного колебания и наибольшему значению потенциальной энергии, сообщаемой источником частицам среды (рис. 3 ж), точка А.

По мере увеличения значения x величина импеданса z_{nx} (практически полностью определяемая своей активной составляющей) – уменьшается и стремится к первому локальному минимуму, при $x \approx 60 - 62$ м, определенному в выбранных расчетных условиях (рис. 3 а). Как видно (рис. 3 б), сдвиг фаз $F(x)$ между давлением $\bar{p}_n(x)$ и компонентой скорости $\bar{v}_{nx}(x)$ на участке волновода $0 < x < 57$ м практически равен нулю. По мере уменьшения z_{nx} , при приближении к сечениям $x \approx 60 - 62$ м потокообразующая скорость u увеличивается (по аналогии, скажем, с законом Ома для участка цепи, где величина тока обратно пропорциональна активному сопротивлению). С увеличением скорости уменьшается и добавка $-\Delta W_{nx}^{I,II}$, а, значит суммарный поток по координате x – $W_{nx}(x) \approx W_{n\Sigma}(x)$ увеличивается. Заметим, что по величине, составляющая W_{nz} не менее, чем на порядок, меньше W_{nx} , что позволяет исключить составляющую W_{nz} из дальнейшего рассмотрения. Кроме того, в области сечений $x \approx 60 - 62$ м наблюдается “бросок” фазы скорости $\bar{v}_{nx}(x)$ на $0 + \pi/2; 0 - \pi/2$ (рис. 2 б). Такое изменение фазы обусловлено соотношением временных и пространственных составляющих фазовых набегов $\Delta\alpha(x) = \alpha_I(x) - \alpha_{II}(x)$, $\alpha_I(x) = \omega_I T / 2 - k_n^I x$, $\alpha_{II}(x) = \omega_{II} T / 2 - k_n^{II} x$, в знаменателях выражений (6), (8).

Дальнейшее увеличение x показывает возрастание функции $z_{nx}(x)$ до относительного локального максимума при $x \approx 120$ м. Скорость при этом уменьшается, обеспечивая уменьшение потока $W_{n\Sigma}(x)$.

Далее эффект повторяется с пространственным периодом $T_x \approx 118-120 \text{ м}$, который при увеличении отличия частот пакета до октавы уменьшается до $T_x \approx 27-30 \text{ м}$ (рис. 3а).

Относительно плотности энергии E_n заметим, что с ростом x на промежутке $0 < x \leq 60 \text{ м}$, компонента $\bar{v}_{nx}(x, z)$ ориентирована в направлении нормали \vec{n} и увеличивается, показывая уменьшение потенциальной и увеличение кинетической энергии частиц среды, расположенных в направлении распространения колебаний. Давление и колебательная скорость практически совпадают по фазе, частицы начинают разгон и приобретают наибольшую скорость в окрестности сечения $x = 60 \text{ м}$, соответственно, обладая максимальной кинетической энергией. Эта ситуация соответствует относительному локальному максимуму функции огибающей комбинационного колебания и приобретенной частицами среды потенциальной энергии (см. рис.3, ж, точка В).

Иными словами, в сечении $x \approx 60 \text{ м}$ волновода формируется максимум плотности акустической энергии E_n , определяемый локальным максимумом кинетической энергии. После прохождения указанного сечения, в силу изменения направления действия упругих сил среды, компонента $\bar{v}_{nx}(x, z)$ ориентирована в направлении, противоположном нормали \vec{n} . При этом давление и колебательная скорость снова совпадают по фазе, скорость уменьшается до останова, кинетическая энергия частиц среды перетекает в потенциальную, которая становится наибольшей в сечении $x \approx 120 \text{ м}$.

Пределы относительного изменения E_n в сечениях волновода связаны с диапазоном изменения величины потока $W_{n\Sigma}$. Это обуславливает изменение E_n от относительных локальных минимумов до относительных локальных максимумов огибающей сложного колебания при взаимном преобразовании потенциальной энергии в кинетическую и снова – в потенциальную.

Результаты расчета зависимости z_{nz} от z в выбранных исходных условиях, показаны на рис. 4.

Отметим некоторые особенности. Прежде всего, положения относительно составляющих скоростей на горизонтах $z = 0$ и $z = h$, сопротивления границы, а также направления “потока частиц в границу” горизонта $z = h$ сохраняются. Поэтому справедливыми остаются соотношения вида: $v_{nz}|_{x=h} \neq 0$, $v_{nz}|_{x=0} = 0$, $v_{nx}|_{x=0, z=h} = 0$, $v_{nx}|_{x=0, z=0} = 0$.

Кроме того, в отличие от одночастотного возмущения волновода, исключившего перенос энергии вдоль Oz в виду создания в сечении стоячей волны, рассматриваемая ситуация иная. Известно (скажем, [12]), что, по определению, стоячая волна – это явле-

ние, представляющее результат суперпозиции бегущих навстречу друг другу гармонических “волн одинаковой амплитуды, длины и частоты”. Понятно, что в нашем случае образование стоячих волн в сечении волновода исключено, т.к. колебания вдоль оси Oz – комбинационные.

При этом зависимость удельного сопротивления z_{nz} от координаты z , отвечающая выражениям (12), (13), полностью определяется заданными граничными условиями задачи и номером моды. За исключением приграничных горизонтов $z = h$, $z = 0$ широкий диапазон глубин ($\Delta h \gg 10 - 45$) м волновода характеризуется практически постоянным импедансом. Акустические свойства границ $z = h$, $z = 0$ обуславливают развитие потока у верхней кромки поршня в направлении вдоль оси Oz и являются причиной фазовых трансформаций параметров нормальных волн (например, изменение значения фазы на противоположное для скоростей в падающей и отраженной волне при $z = 0$) Придонные горизонты канала волновода обладают бесконечно большим реактивным импедансом $z_{nz} = \pm i \infty$, что вызвано “нулем эпюры колебательной скорости” [2] на горизонте $z = 0$ волновода рассматриваемого типа. Аналогом сложившейся ситуации на поверхности источника может быть распространение звука в трубе, закрытой с одной стороны жесткой крышкой ($z = 0$) и одним открытым ($z = h$) торцом.

Добавим, что в рассмотренной полосе частот общий характер зависимости $z_{nz}(z)$ не меняется и определяется функцией $ctg(\dots)$, что связано с используемыми моделями канала и источника.

ВЫВОДЫ

Обобщим полученные результаты. При работе двухчастотного источника в мелком море, представленном плоско-параллельным волноводом с комбинационными границами, отмечены следующие особенности импедансных характеристик и их влияния на формирование поля в рабочей среде:

Для удельного акустического сопротивления в направлении распространения волнового пакета, z_{nx} (ось Ox):

- удельное акустическое сопротивление z_{nx} зависит от величин частот, составляющих волновой пакет;
- при возбуждении моды $n = 1$ удельное акустическое сопротивление z_{nx} в направлении распространения волн, в отличие от ситуации одночастотного (гармонического) возбуждения, зависит от координаты x , что обусловлено дисперсией, приводящей к зависимости от координаты и частоты результатов интерференции созданных в канале волновода комбинационных колебаний, составляющие которых распространяются с разными фазовыми скоростями;



- зависимость z_{nx} от координаты x и от значений частот пакета показывает периодические по пространству увеличения и уменьшения импеданса с созданием чередующихся локальных максимумов и минимумов, что обеспечивает пространственное уменьшения и увеличения средней плотности потока мощности через соответствующие сечения волновода x . При этом огибающая зависимости $W_{nx}^{I,II}(x)$ характеризует своеобразный закон модуляции колебаний суммарной частоты $f_c = (f_1 + f_2)/2$ колебаниями разностной частоты $f_p = (f - f_2)/2$;
- относительное изменение E_n в сечениях волновода связано с диапазоном изменения величины потока $W_{n\Sigma}$. Это обуславливает изменение E_n от относительных локальных минимумов до относительных локальных максимумов огибающей сложного колебания при взаимном преобразовании потенциальной и кинетической энергии.

Для удельного акустического сопротивления в сечениях волновода, z_{nz} (ось Oz):

- при работе с двухчастотным волновым пакетом удельное акустическое сопротивление в вертикальных сечениях волновода z_{nz} полностью определяется граничными условиями задачи и имеет комплексный характер;
- в сечении $x = 0$, вследствие свойств акустически мягкой границы $z = h$, компонента скорости v_{nx} минимальна, что приводит к минимизации средней за временной интервал наблюдения плотности потока мощности $W_{nx}(x) \approx W_{n\Sigma}(x)$ в данном сечении и говорит о максимуме потенциальной энергии, сообщенной источником;
- от сечения к сечению общий характер распределения по оси Oz характер импеданса $z_{nz}(z)$ сохраняется в силу условий, заданных на горизонтах $z = 0$ и $z = h$, а огибающая зависимости

Надійшла до редакції 01 червня 2018 р.

$W_{nz}^{III}(z)$ иллюстрирует своеобразный закон модуляции колебаний суммарной частоты $f_c = (f_1 + f_2)/2$ колебаниями частоты разностной $f_p = (f - f_2)/2$.

СПИСОК ССЫЛОК

- [1] S. M. Rzhavkin, Kurs lektsiy po teorii zvuka [The course of lectures on the theory of sound]. Moscow, USSR: MGU, 1960.
- [2] M. A. Isakovich, Obshchaya akustiki [General Acoustics]. Moscow, USSR: Nauka, 1973.
- [3] M. I. Karnovsky, Teoriticheskie osnovy gidroakustiki [Theoretical basics of hydroacoustics]. Kyiv, Ukraine: KPI, 1986.
- [4] V. T. Grinchenko, I. V. Vovk, and V. T. Matsypura, Osnovy akustiki [Basics of Acoustics]. Kyiv, Ukraine: IGM NANU, 2009.
- [5] V. V. Meleshko, V. T. Matsypura, and I. A. Ulitko, Teoriya volnovodov [Waveguide's theory]. Kyiv, Ukraine: PCC Kyiv University, 2013.
- [6] M. A. Bulanaya, I. V. Vovk, V. T. Grinchenko, and V. T. Matsypura, "Osobennosti rasprostraneniya zvukovogo impul'sa v ploskom regul'yarnom volnovode [Peculiarities of the sound pulse propagation in the planar regular waveguide]," Acoust. Bull., vol. 11, no. 4, pp. 9–23, 2008, URL: [http://hydromech.org.ua/content/pdf/av/av-11-4\(09-23\).pdf](http://hydromech.org.ua/content/pdf/av/av-11-4(09-23).pdf).
- [7] A. O. Bezruchko, V. S. Didkovskiy, M. D. Gladkikh, and O. V. Korzhyk, "Deformatsiya signala s razlichnoy chastotoy impul'snogo koda v podvodnom zvukovom kanale [About deforming multifrequency pulse-coded acoustic signals in the underwater sound channel]," Inf. Process. Syst., no. 10(135), pp. 12–15, 2015, URL: <http://www.hups.mil.gov.ua/periodic-app/article/13389>.
- [8] N. D. Hladkih, O. V. Korzhyk, and V. S. Didkovskiy, "Propagation of sound pulse informational messages in planar wave-guide with ideal boundaries," Electron. Commun., vol. 21, no. 3, pp. 82–96, Oct. 2016, DOI: [10.20535/2312-1807.2016.21.3.70274](https://doi.org/10.20535/2312-1807.2016.21.3.70274).
- [9] V. A. Lastovenko and V. A. Lisutin, "Features of vector acoustic fields in a wave waters of the shallow sea," Zb. Nauk. Pr. Prykladna Fis. i Mat., pp. 192–198, 2014.
- [10] Y. I. Papkova, "Pekeris waveguide in the case of an inhomogeneous profile of the sound velocity and absorbing base," Akust. Visn., vol. 13, no. 3, pp. 42–50, 2010.
- [11] O. S. Chaika, M. O. Yaroshenko, and O. V. Korzhyk, "Singular points of vector intensity's field in waveguide with combine boundaries," Microsystems, Electron. Acoust., vol. 23, no. 1, pp. 44–51, 2018, DOI: [10.20535/2523-4455.2018.23.1.107853](https://doi.org/10.20535/2523-4455.2018.23.1.107853).
- [12] G. S. Gorelyk, Kolebaniya i volny [Oscillations and waves]. Moscow, USSR: GI FML, 1959.

УДК 534.2

Імпедансні характеристики плоско-паралельного акустичного хвилеводу з комбінуванням межами при збудженні його двочастотних сигналом



Коржик М. О., ORCID [0000-0002-2501 595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail ov.korjik@aae.kpi.ua

Національний Технічний Університет України

"Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського" kpi.ua

Київ, Україна

Курдюк С. В., ORCID [0000-0002-3165-4571](https://orcid.org/0000-0002-3165-4571)

e-mail seregal5507@ukr.net

Інститут Військово-Морських Сил НУ "ОМА"

Одеса, Україна

Коржик О. В., д.т.н. проф., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail avkorzhyk@gmail.com

Національний Технічний Університет України

"Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського" kpi.ua

Київ, Україна

Реферат—В роботі розглянуті імпедансні характеристики хвилеводу з комбінованими межами при поширенні в ньому хвильового пакета у вигляді двухчастотного сигналу. Плоско - паралельний хвилевід з комбінованими межами імітує дрібне море з донною поверхнею, представленою акустично жорсткою кордоном, Поверхня розділу середовищ "вода - повітря" - акустично м'яка межа. В результаті рішення задачі визначення питомих акустичних опорів уздовж горизонтального і вздовж вертикального перетину хвилеводу - отримані основні аналітичні вирази, що описують поширення в ньому комбінованих коливань двох різних частот. Для визначення імпедансних характеристик використані середні значення суперпозицій компонент швидкості коливань і тисків, що розвиваються різночастотних коливаннями джерела. Розглянуто питання формування в волноводі розподілів середніх по часового інтервалу спостереження щільності потоків потужності і щільності акустичної енергії.

Метою роботи є визначення особливостей питомих акустичних опорів нормальним хвилям, що поширюються в плоско-паралельному хвилеводу з комбінованими межами, і їх вплив на основні енергетичні характеристики акустичного поля, що збуджується двочастотних джерелом.

В умовах дисперсії, для області нижніх частот і першій моди хвилеводу, розраховані залежності і проаналізовано особливості імпедансних характеристик і їх вплив на розподіл по каналу хвилеводу середніх по часового інтервалу спостереження щільності потоків потужності і щільності акустичної енергії. В роботі показано, що імпеданс хвилеводу вздовж його горизонтальної осі залежить від координати і значень частот вихідного пакета.

Бібл.12, рис. 4

Ключові слова — імпеданс, удельное акустическое сопротивление, двухчастотный пакет, плотность потока мощности, плотность акустической энергии.

UDC 534.2

Impedance Characteristics of a Plane-Parallel Acoustic Waveguide with Combined Borders at Two-Frequency Acoustical Excitation

М. О. Korzhyk, ORCID [0000-0002-2501 595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail ov.korjik@aae.kpi.ua

National technical university of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv polytechnic institute" kpi.ua

Kyiv, Ukraine

S. V. Kurdiuk, ORCID [0000-0002-3165-4571](https://orcid.org/0000-0002-3165-4571)

e-mail serega15507@ukr.net

Institute of Naval Forces NU "OMA"
Odesa, Ukraine

O. V. Korzhyk, Dr.Sc.(Eng.) Prof., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail avkorzhyk@gmail.com

National technical university of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv polytechnic institute" kpi.ua
Kyiv, Ukraine

Abstract—The impedance characteristics of a waveguide with combined boundaries are considered in the propagation of a wave packet by a two-frequency signal. A plane-parallel waveguide with combined boundaries was modeled by a shallow sea with a bottom surface represented by an acoustically rigid boundary. The boundary between media "water-air" is an acoustically soft boundary. As a result of solving the problem of determining the acoustic impedance along the horizontal and along the vertical section of the waveguide, the main analytical expressions, which described propagation process in such boundary condition. For the determination of task solution was used the superposition of average values of the oscillations velocity components and acoustic pressures. The problems of the formation in the waveguide average for the observation interval meanings of power flux densities and acoustic energy densities are considered. The paper uses the proposition that the principle of superposition relative to the energy characteristics of the co-directional oscillations is not fulfilled and leads to the need to take into account alternating additives that correct the values and directions of the power fluxes. In this work, we also used information about the profiles of normal waves of vibrational velocity and pressure, and about the impossibility of creating plane waves in the waveguide of this type (even when using as a source of a flat piston) running along the waveguide axis. The features of the formation of the averages for the observation interval of the power flux densities in the sec.

The aim of this work is to determine the specific acoustic impedances to normal waves propagating in a plane-parallel waveguide with combined boundaries and their effect on the main energy characteristics of an acoustic field, which excited by a two-frequency source.

Under conditions of dispersion, for the low-frequency region and the first mode of the waveguide, the dependences are calculated. In paper shown the features of the impedance characteristics and their influence on the distribution along the waveguide channel average for the observation interval meanings power flux densities and acoustic energy density. In the paper also shown the dependence the impedance of a waveguide along the horizontal axis on the coordinate and on frequency values of the original packet.

Bibl.12, Fig. 4

Key words — *the impedance, shallow sea, waveguide, two-frequency source, meanings power flux densities, acoustic energy density,*

