

менилось направление тока): только теперь укрупнение структуры происходит в нижней части, а измельчение структуры в верхней части.

На рис. 4 приведены структуры сплава 80% Вi-20% Сd, подвергнутые электромагнитной и термической обработке: ток проходил через образцы, помещенные внутрь солидуса ($H = 2 \cdot 10^3 \text{ А/м}$).

Из рисунков видно, что продольное магнитное поле оказывает ориентирующее действие на структурные составляющие жидко-твердого сплава и его морфологию.

Заключение

Постоянный электрический ток влияет на кинетику КП в трехкомпонентной системе Вi-Сd-Sn: при совпадении направления диффузионного потока под действием градиента концентрации с направлением ЭП – процесс КП ускоряется; в противоположном случае – процесс КП замедляется.

Электроперенос существенно влияет на структурообразование сплавов, находящихся в жидко-твердом состоянии.

Одновременное воздействие электрического тока и продольного магнитного поля влияет на структуру и морфологию сплавов, находящихся в жидко-твердом состоянии.

Список литературы

1. Ахкубекова С.Н., Найда А.А. О взаимодействии разнородных металлов, приводящем к контактному плаванию. Современные наукоемкие технологии. ИД «Академия естествознания», №6, 2013. – С. 46-48.
2. Ахкубеков А.А., Орквасов Т.А., Созаев В.А. Контактное плавление металлов и наноструктур на их основе. – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2008 – 147с.
3. Бочвар А.А., Новиков И.И. О твердо-жидком состоянии сплавов разного состава в период их кристаллизации // Изв.АН СССР, ОТН. 1952. №2. С. 217-224.
4. Фикс Б.В. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (электроперенос). – М.: Наука, 1969. – 296 с.
5. Белашенко Д.К. Явления переноса в жидких металлах и полупроводниках. – М.: Атомиздат, 1970. – 400с.
6. Михайлов В.А., Богданова Д.Д. Электроперенос в жидких металлах. Теория и приложения. – Новосибирск: Наука, 1978. – 224 с.
7. Рогов В.И., Ахкубеков А.А., Знаменский О.В., Мещанинов Б.А. Фазовый состав и структура контактных сплавов в трехкомпонентных системах // Изв.АН СССР, Металлы. 1980, №2. С.174-178.

8. Ахкубекова А.А. Диффузия и электроперенос в низкоплавких металлических системах при контактном плавании. – Нальчик: КБГУ, 2001. – 335 с.

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ СРЕД НА РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Вьюшкова Е.А., Глущенко А.Г., Глущенко Е.П.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, e-mail: gag646@yandex.ru

Переотражение волн от границ разделов сред приводит к формированию стоячих волн, физические свойства которых широко используются в резонаторах волн различной физической природы [1]. Параметры резонаторов и физические процессы в них существенно зависят от заполняющих их сред [2]. Хорошо исследованы физические свойства стоячих волн в резонаторах, заполненных однородными изотропными или анизотропными средами, обладающими свойствами взаимности параметров во взаимно противоположных направлениях. В невзаимных структурах и средах интерференционные процессы и, как частный случай, стоячие волны привлекли внимание сравнительно недавно [3-5]. Для акустических волн, в частности, было обнаружено влияние движения среды на резонансные частоты. В данной работе проведен численный анализ влияния скорости движения среды, заполняющей резонатор на резонансные частоты.

Рассмотрим отрезок акустического волновода, представляющий собой отрезок узкой цилиндрической трубы с жесткими стенками, открытой с двух сторон. Для простоты рассмотрим здесь волновод с поперечными размерами существенно меньшими длины волны (рис. 1). В этом случае можно ограничиться продольными колебаниями и рассматривать, для простоты, одномерную структуру. Наложение двух однонаправленных когерентных волн равной амплитуды, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях при движении среды вдоль оси резонатора, может быть представлено в виде уравнения для функций давления прямой и обратной волн для простоты равной амплитуды:

$$\begin{aligned}
 p(x,t) &= p_1 + p_2 = A \cos(\omega t - k_1 x) + A \cos(\omega t + k_2 x) = \\
 &= 2A \cos\left(\frac{k_1 + k_2}{2} x\right) \cdot \cos\left(\omega t - \frac{k_1 - k_2}{2} x\right) = 2A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_r} x\right) \cdot \cos(\omega t - k_r x),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где ω – частота, $k_1 = \frac{\omega}{v+u}$, $k_2 = \frac{\omega}{v-u}$ – волновые числа прямой и обратной волн, u – скорость волн

$$\lambda_r = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}, \quad k_r = \frac{k_1 - k_2}{2} = \frac{\omega}{v_r},$$

в неподвижной среде, u – скорость движения среды. Для результирующего процесса длина стоячей волны λ_r , волновое число k_r и скорость v_r определяются соотношениями:

$$v_r = \frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} = \frac{u^2 - v^2}{u}.$$

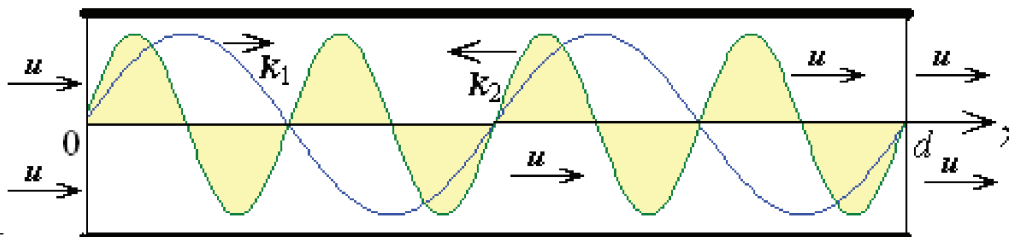


Рис. 1. Наложение прямой (k_1) и отраженной (k_2) волн в движущейся среде (d – длина отрезка, u – скорость движения среды)

Скорость среды u для волнового процесса может рассматриваться как параметр невзаимности (при $u=0$ структура обладает взаимными свойствами в прямом и обратном направлениях). Движение среды приводит различию для прямых и обратных волн скоростей, волновых чисел и длин волн. Уравнение (1) является обобщением уравнения стоячей волны и описывает обобщенную «динамическую» стоячую волну, которая при уменьшении невзаимности параметров до нуля переходит в обычное хорошо известное уравнение стоячей волны. Первый множитель уравнения динамической стоячей волны является амплитудой, которая, как и у обычных стоячих волн зависит от координаты, но, кроме того, также зависит и от длин прямых (λ_1) и обратных (λ_2) волн. Второй множитель показывает наличие волнового процесса с фазовой скоростью v_r . Направление распространения волнового процесса наблюдается вдоль оси Ox при скорости среды, превышающей скорость распространения волн в среде $u > v$. Волновой процесс движется в сторону противоположную оси Ox при скоростях, удовлетворяющих соотношению $0 < u < v$. Таким образом, при малых скоростях перемещения $|u| < |v|$ направление волнового процесса противоположно направлению движения среды.

В точках пространства, где координаты удовлетворяют условию:

$$\frac{k_1 + k_2}{2} x = \pm m\pi$$

суммарная амплитуда достигает максимальных значений $2A$, однако колебания происходят не с постоянной, а с меняющейся во времени амплитудой. Координаты «динамических» пучностей определяются соотношением:

$$x_{\max, m} = \pm \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} m. \quad (2)$$

Расстояние между пучностями определяется в виде:

$$\Delta x = \left(\frac{2\pi}{\omega} \right) \frac{v^2 - u^2}{2v}.$$

При $u \rightarrow v$ расстояние между узлами $\Delta x \rightarrow 0$ (структура стоячей волны «сжимается»).

Соотношение (2) позволяет при заданной длине невзаимной среды, ограниченной в зависимости от условий на границах узлами или пучностями, найти резонансные длины волн стоячей волны и соответствующие им резонансные частоты:

$$v_p = \frac{v_1 v_2}{(v_1 + v_2)d} = \frac{v^2 - u^2}{2vd}. \quad (3)$$

Если скорость движения среды падает до нуля ($u \rightarrow 0$), то резонансная частота совпадает с формулой для стоячей волны во взаимной среде $v_p = \frac{v}{2d}$. Если скорость движения среды достигает скорости распространения волн ($u \rightarrow v$), волна в сторону противоположную направлению движения среды не распространяется (сносится), и резонансная частота $v_p \rightarrow 0$, колебательный процесс отсутствует. На рис.2 показана зависимость резонансной частоты открытого резонатора от скорости движения воздуха u для резонаторов длиной 0,4 м, 0,45 м, 0,5 м.

Из графиков следует, что если при скорости среды равной 10 м/с (слабый ветер) уменьшение резонансной частоты не превышает 0,1%, то при скорости движения воздуха (ураган), достигающей 100 м/с, (максимальное зафиксированное значение скорости воздуха на поверхности Земли равно 113 м/с) уменьшение резонансной частоты достигает уже 10%.

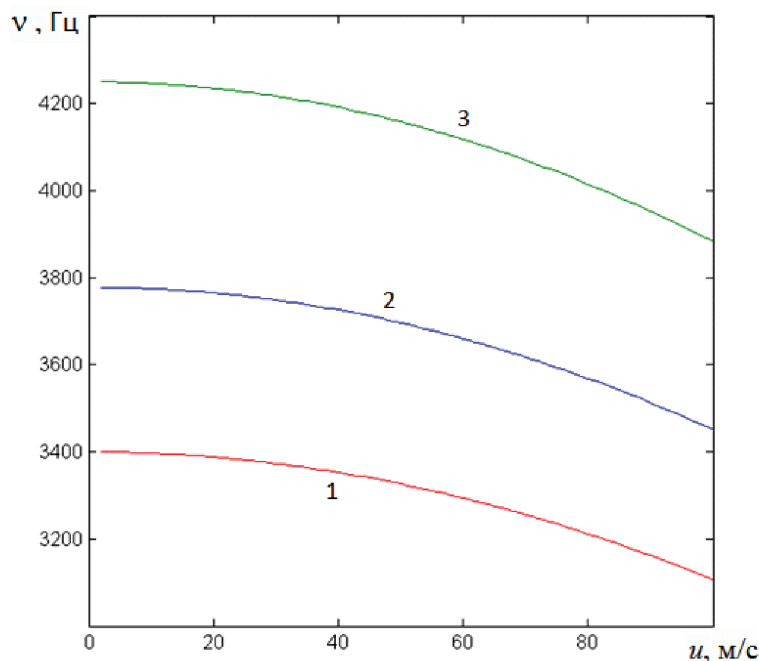


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты первой моды от скорости движения среды для резонаторов ($1 - d=0,50$ м, $2 - d=0,45$ м, $3 - d=0,40$ м)

Заключение. Движение среды меняет физические свойства резонансных структур. Наиболее существенное влияние движения сред наблюдается при скоростях сопоставимых со скоростью распространения волн в неподвижных средах. При скоростях и движения сред, достигающих скорости распространения волн υ исчезают условия возникновения колебательных процессов, структура теряет свойства резонатора. Аналогичными свойствами обладают трехмерные резонаторы.

Список литературы.

1. Дубнищев Ю.Н. Колебания и волны. – СПб.: Лань, 2011. – 384 с.
2. Горелик Г.С. Колебания и волны. – М.: Физматлит, 2008. – 656 с.
3. Остаев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. Современ. проблемы физики. – М.: Наука. Физматлит, 1992. – 208 с.
4. Глушенко А.Г., Глушенко Е.П., Иванов В.В., Устинова Е.С. Интерференция волн в невязимых средах. В мире научных открытий. – 2012. – №1.1(25) – С.98-112.
5. Glushchenko A.G., Glushchenko E.P., Knochinova N.A. Characteristics of non-stationary resonator. Science, Technology and Higher Education. Materials of the International Research and Practice Conference, 11-12-December, 2012, Westwood, Canada, 2012. – p.356-361.

МЕТОДИКА РАСЧЁТА КОНВЕКТИВНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Зея Мью Мьинт, Хлопков А.Ю.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, e-mail: zayuyarmyomiyint@gmail.com

Развитие ракетно-космической техники требует непрерывного совершенствования науки о процессах теплообмена, развития теории теплопередачи [1-6]. В настоящее время существует несколько подходов к оценке конвективного теплообмена сверхзвуковых летательных аппаратов. Они обладают достаточно хорошей точностью, но требуют большого времени для вычисления. Другие основаны на упрощенных инженерных методиках, требуют малых затрат расчётного времени, но специфика существующих алгоритмов быстрого счёта позволяет оценивать тепловые потоки на телах простой формы. Одним из таких методов является метод эффективной длины [2, 3, 7].

Этот метод основан на использование особенностей развития пограничного слоя, заключающихся в том, что в случае ускоренных течений теплообмен в рассматриваемом сечении определяется в основном параметрами потока и толщиной пограничного слоя в этом сечении. В значительно меньшей степени тепловой поток зависит от условий, в которых пограничный слой развивался от точки его образования до рассматриваемого сечения. В соответствии с этими особенностями, метод эффективной длины состоит в том, что при расчете теплообмена действительное сечение заменяется течением над пластиной (для осесимметричного тела – над цилиндром) с параметрами потока, равными параметрам рассматриваемого сечения. Длина пластины или цилиндра $x_{эф}$ выбирается из условия нарастания на ней теплового пограничного слоя толщиной, равной толщине слоя в рассматриваемом сечении тела.

Целью настоящей работы является определение конвективного теплообмена на поверхности тела при ламинарном и турбулентном пограничном слое с использованием метода эффективной длины.

Формулы для расчета теплообмена при ламинарном пограничном слое

Тепловой поток определяется по формуле Ньютона

$$q_w = \alpha(T_e - T_w)$$

где

$$T_e = T_1 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} r M_1^2 \right)$$

Для воздуха при ламинарном пограничном слое $r = 0.84$.

Критериальное уравнение для определения коэффициента теплоотдачи при течении над пластиной

$$Nu_w = 0.332 Re_w^{0.5} Pr_w^{1/3} K$$

Коэффициент K учитывает влияние сжимаемости. Используя это уравнение и метод эффективной длины для расчета теплообмена при произвольном распределении параметров потока вдоль образующей тела, будем иметь

$$Nu_{wэф} = 0.332 Re_{wэф}^{0.5} Pr_w^{1/3} K K_1$$

где K_1 – поправка на влияние продольного градиента давления

$$Nu_{wэф} = \frac{\alpha x_{эф}}{\lambda_w}, Re_{wэф} = \frac{\rho_w u_1 x_{эф}}{\mu_w}$$

В частном случае $T_w = const$, приближенное выражение для определения эффективной длины имеет вид

$$x_{эф} = \frac{\int_0^x R^2(x) \rho_w u_1 dx}{R^2(x) \rho_w u_1}$$

Под интегралом стоят переменные величины $R(x)$, ρ_w , u_1 изменяющиеся от начала образования пограничного слоя (критическая точка) до рассматриваемого сечения. В знаменателе $R(x)$, ρ_w , u_1 соответственно радиус вращения, плотность и скорость в рассматриваемом сечении.

Учитывая постоянство T_w , плотность газа ρ_w можно определить из соотношения

$$\frac{\rho_w}{\rho_{w0}} = \frac{p_1}{p_{01}}$$

где ρ_{w0} и p_{01} параметры воздуха в критической точке.

Поправка на сжимаемость рассчитывается по формуле

$$K = \left(\frac{\mu^* \rho^*}{\mu_w \rho_w} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_1 \rho_1}{\mu^* \rho^*} \right)^{1/15} \frac{T_w/T_e}{T_w/T_e}$$

где μ_w и ρ_w определяются по T_w , μ_1 , ρ_1 по T_1 , а $\mu^* \rho^*$ по максимальной температуре $T_{max} = T^*$ в пограничном слое.

При $\frac{\gamma-1}{2} M_1^2 > 1 - \frac{T_w}{T_1}$

T^* определяется по формуле

$$\frac{T^* - T_w}{T_{01} - T_w} = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{1 - \frac{T_w}{T_1}}{\frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right)$$

При $\frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \leq 1 - \frac{T_w}{T_1}$