ФГУП Казанский (Приволжский) Федеральный Университет
Институт Физики
Кафедра радиоэлектроники

Интерференция температурных волн

Учебно-методическое пособие

А.В.Христофоров И.С.Абросимова

Казань – 2012

Печатается по решению редакционно-издательского совета Института физики ПФУ

УДК 535.4

Христофоров А.В., Абросимова И.В. Интерференция температурных волн. Учебно-методическое пособие. -Казань, 2012.- 18 с.

Рецензент: д.т.н. В.М. Ларионов

Аннотация

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов и магистрантов 1-го года обучения радиофизических специальностей и направлено в поддержку лекционного курса «Волновые процессы». Рассматривается теория теплопроводности в приложении к температурным волнам. Особое внимание уделяется интерференции температурных волн. Описывается экспериментальная установка, на которой студентам предлагается выполнить самостоятельную работу.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение

Температурные волны – периодические изменения распределения температуры в среде, связанные с периодическими колебаниями плотности тепловых потоков, поступающих в среду.

Температурные волны возникают там, где присутствуют периодические источники тепла. Они несут в себе информацию о свойствах среды (теплоёмкость, температуропроводность, плотность) и характере порождающих их процессов и явлений (трущиеся детали в технике, колебательные процессы в плазме, в атмосфере, в земных недрах и т.д.).

Температурные волны характеризуются некоторыми особенностями, отличающими их от волн другой природы: электромагнитных, акустических. Температурные волны испытывают сильное затухание при распространении, для них характерна значительная дисперсия - зависимость скорости распространения от частоты температурных волн. Чем больше частота колебаний (меньше длина волны), тем быстрее температурные волны распространяются и затухают на меньших расстояниях. Температурная волна не переносит энергии. Среднее за период значение энергии, проходящей через неподвижную поверхность равно нулю.

Наряду с акустическими и электромагнитными волнами температурные волны можно использовать для зондирования тепловых свойств вещества и исследования широкого класса явлений, связанных выделением или поглощением тепла [1,2]. Температурные волны лежат в основе так называемого метода периодического нагрева. Метод применяется для определения температуропроводности, теплоёмкости и других тепловых характеристик материалов. Возможности метода особенно проявляются при изучении свойств образцов малых размеров, например, тонких плёнок толщиной сотни ангстрем. На основе метода созданы сканирующие тепловые микроскопы.

Изменение глубины проникновения температурной волны в зависимости от частоты лежит в основе тепловой дефектоскопии, применяемого для обнаружения отслоения покрытий, трещин, микрополостей и т.д.

На регистрации нелинейных эффектов, т.е. дополнительных гармоник в спектре колебаний температуры вблизи температур критических явлений и фазовых переходов основана тепловая спектроскопия. Это даёт возможность определения температурных коэффициентов тепловых параметров веществ: теплоёмкости, теплопроводности, плотности.

В зависимости от свойств исследуемых материалов и конкретной задачи в экспериментальных исследованиях используются температурные волны в широкого диапазона амплитуд и частот (от сотых долей герца до единиц килогерц). Для формирования температурных волн применяются методы нагрева проводниками с током, радиационный и излучением лазера. Для регистрации волн используются термопарные и фотометрические датчики.

2. Температурные волны в теории теплопроводности

2.1 Уравнение теплопроводности

В математической теории теплопроводности распространение теплоты рассматривается подобно течению жидкости [3]. Плотностью потока теплоты называется вектор *j,* совпадающий по направлению с направлением распространения теплоты и численно равный количеству теплоты, проходящему в одну секунду через площадку в один квадратный сантиметр, перпендикулярную к направлению потока теплоты. Найдем дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет вектор *j* в одномерных задачах.

Пусть имеется неограниченная среда, в которой возникает поток теплоты в направлении, параллельном оси *x.* В одномерном общем случае свойства среды и величины, характеризующие тепловой поток, могут меняться в том же направлении. Кроме того, они могут меняться во времени. Поэтому плотность потока теплоты j следует рассматривать как функцию координаты *x* и времени *t:* $j = j(x, t)$. Выделим мысленно в среде бесконечно длинную призму или цилиндр с образующими, параллельными оси *X,* и рассмотрим бесконечно малый участок такого цилиндра *AB* длины *dx* (рис. 1). Пусть *S* — площадь поперечного сечения цилиндра. Количество теплоты, поступающее в цилиндр *AB* за время *dt* через основание *A* с координатой *x,* равно $j\,(x)Sdt$. Количество теплоты, уходящее за то же время через основание *B,* будет $j\,(x + dx)Sdt$. Так как через боковую поверхность цилиндра теплота не поступает, то полное количество теплоты, поступающее за время *dt* через рассматриваемый участок цилиндра, равно

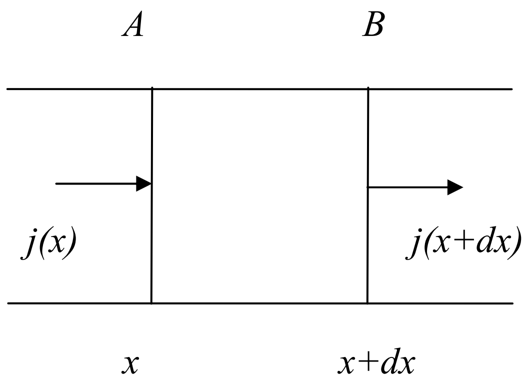


Рис.1

$$[j(\mathrm{x}) - j(\mathrm{x} + dx)]Sdt = -(\partial j/\partial x)Sdxdt.$$

Эту теплоту можно представить в виде $dM \cdot c_v dT$, где $dM = \rho S dx$ — масса цилиндра *AB,* c_v — удельная теплоемкость, *dT* — изменение температуры. Приравнивая оба выражения и производя сокращение, получим

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x}. \qquad (1)$$

Установим связь между плотностью потока теплоты и температурой среды *T.* Поток теплоты имеет место только тогда, когда температура среды меняется от точки к точке. Тепло распространяется всегда в направлении от высшей температуры к низшей. Простейшим является случай бесконечной однородной пластинки толщины l. Если на одной плоской границе пластинки поддерживается температура T_1, а на другой – температура T_2, причём $T_1 > T_2$, то опыт показывает, что поток теплоты пропорционален разности температур T_1 - T_2 и обратно пропорционален толщине пластинки l. Математически это можно представить в виде

$$j = k\frac{T_1 - T_2}{l}, \tag{2}$$

где k — положительная постоянная, зависящая только от материала пластинки и его физического состояния. Эта постоянная называется теплопроводностью материала пластинки.

Если пластинка бесконечно тонкая и ось X направлена в сторону понижения температуры, то $l = dx$, $T_1 = T(x)$, $T_2 = T(x + dx)$,

$$\frac{T_2 - T_1}{l} = \frac{T(x+dx) - T(x)}{dx} = \frac{\partial T}{\partial x},$$

и формула (1) переходит в

$$j = -k\frac{\partial T}{\partial x}. \tag{3}$$

Выражение (3) остается верным и в том случае, когда ось X направлена в сторону повышения температуры, так как в этом случае $l = -dx$, $T_1 = T(x + dx)$, $T_2 = T(x)$. Оно также справедливо в случае неоднородной среды с произвольным распределением температуры по всем трём пространственным координатам x, y, z. Достаточно в рассматриваемой точке пространства направить ось x в сторону максимального понижения или повышения температуры и рассмотреть бесконечно тонкий слой, перпендикулярный к этому направлению. Такой слой может считаться однородным, и к нему применима формула (3). Теплопроводность k будет функцией всех трёх пространственных координат x, y, z. В одномерной задаче она будет зависеть только от одной пространственной координаты x: $k = k(x)$.

Если выражение (3) подставить в формулу (1), то получится

$$\rho c_\upsilon \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right). \tag{4}$$

Это уравнение называется уравнением теплопроводности. В частном случае, когда среда однородна, теплопроводность k не зависит от температуры, уравнение принимает вид:

$$\rho c_\upsilon \frac{\partial T}{\partial t} = k\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{5}$$

или

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{6}$$

где введено обозначение

$$\chi = \frac{k}{\rho c_\upsilon}. \tag{7}$$

Постоянная χ называется температуропроводностью среды.

Если в среде присутствуют источники теплоты, то вводится величина q, равная количеству теплоты, выделяемому источниками в единице объема среды в одну секунду. Тогда вместо уравнения (1) следует записать

$$\rho c_\upsilon \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} + q \quad . \tag{8}$$

В соответствии с этим изменятся и остальные уравнения. Теплота может выделяться, например, в результате прохождения электрического тока или радиоактивного распада.

2.1 Принцип суперпозиции температур

Уравнение теплопроводности линейно и однородно. Следствием этого является важное свойство его решений, называемое принципом суперпозиции температурных возмущений. Пусть $T_1(x, t)$ и $T_2(x, t)$ - какие-либо два решении уравнения теплопроводности, т.е.

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2},\ \frac{\partial T_2}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2}..$$

Если почленно сложить эти соотношения, то получится

$$\frac{\partial (T_1 + T_2)}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 (T_1 + T_2)}{\partial x^2}.$$

Отсюда видно, что сумма $T = T_1 + T_2$ также является решением уравнения (6). Вообще, сумма произвольного числа решений уравнения теплопроводности сама является решением того же уравнения. Эта математическая теорема выражает следующий физический факт. Пусть $T_1(x,t)$, $T_2(x,t), \ldots$ – какие-либо возможные произвольные распределения температуры в среде. Тогда их сумма $T = T_1(x, t) + T_2\ (x, t) + \ldots$ даёт также некоторое возможное распределение температуры в той же среде. Это положение называется принципом суперпозиции (наложения) температурных возмущений.

Свойства реальных сред, в том числе и температуропроводность χ, меняются с температурой. Уравнение теплопроводности сохраняет свойства линейности и однородности лишь приближенно в каком-то температурном интервале, в котором температуропроводность постоянна. Ширина интервала зависит от свойств среды, а также от степени точности, предъявляемой к расчёту. Принцип суперпозиции сохраняет силу только тогда, когда все температуры T_1, T_2 ..., а также их сумма не выходят за пределы этого интервала. Вне этих пределов принцип суперпозиции несправедлив. Основное значение принципа суперпозиции состоит в том, что он позволяет по известным решениям уравнения теплопроводности "конструировать" новые решения.

Утверждение, обратное доказанному, несправедливо. Сумма $T = T_1 + T_2$ может быть решением уравнения теплопроводности (6), но слагаемые T_1 и T_2 могут и не быть таковыми. Однако формально математически можно ввести комплексные решения. Пусть T - комплексная функция, удовлетворяющая уравнению (6). Выделим вещественную и мнимую части: $T = T_1 + iT_2$, где T_1 и T_2 – величины вещественные. Подставляя это выражение в уравнение (6) и отделяя вещественную часть от мнимой, получим:

$$\left(\frac{\partial T_1}{\partial t} - \chi\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2}\right) + i\left(\frac{\partial T_2}{\partial t} - \chi\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2}\right) = 0\,.$$

Комплексное число тогда и только тогда равно нулю, когда в отдельности равны нулю его вещественная и мнимая части, т.е.

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} - \chi\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = 0,\ \frac{\partial T_2}{\partial t} - \chi\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = 0\,.$$

Значит, если комплексная функция $T = T_1 + iT_2$ является решением уравнения теплопроводности, то вещественные функции T_1 и T_2 также являются решениями того же уравнения. Справедливость этого утверждения связана с тем, что переменные x и t, а также температуропроводность χ – величины вещественные. Оно остается в силе для любых линейных однородных дифференциальных уравнений с вещественными коэффициентами и даёт удобный метод отыскания вещественных решений таких уравнений. Проиллюстрируем это на примере температурных волн.

2.2 Решение уравнения теплопроводности для температурных волн

Температурные волны – периодические изменения распределения температуры в среде, связанные с периодическими колебаниями плотности тепловых потоков, поступающих в среду.

Если в каком-либо месте среды температура периодически меняется во времени, то это приведёт к периодическим изменениям температуры и во всех остальных точках среды.

Рассмотрим простейший случай, когда среда однородна и заполняет полупространство, ограниченное плоскостью $x = 0$. Ось x направим внутрь среды перпендикулярно к её границе. Пусть температура на поверхности среды меняется во времени по синусоидальному или косинусоидальному закону, колеблясь вокруг некоторого среднего значения. Это среднее значение можно принять равным нулю, если условиться отсчитывать от него температуру. Необходимо найти решение уравнения (6) при указанных условиях.

При отыскании периодических решений уравнения теплопроводности вместо синуса или косинуса удобнее пользоваться комплексной показательной функцией, а затем с помощью известной формулы Эйлера $e^{ia} = \cos \alpha + i \sin \alpha$ перейти к вещественной форме решения.

Рассмотрим комплексную функцию

$$T = T_0\, e^{i(\omega t - kx)}\ , \tag{9}$$

где T_0, ω и k – постоянные. Посмотрим, при каких значениях этих постоянных функция (9) будет решением уравнения теплопроводности. Дифференцирование (9) дает

$$\frac{\partial T}{\partial t} = i\omega T_0 e^{i(\omega t - kx)} = i\omega T, \qquad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -k^2 T_0 e^{i(\omega t - kx)} = -k^2 T\ .$$

Подставляя эти выражения в уравнение (6) и сокращая, получим

$$i\omega = -\chi\, k^2. \tag{10}$$

Если выполнено это условие, то функция (9) будет решением уравнения (6), какова бы ни была постоянная T_o. Выберем постоянную ω вещественной и положительной. Тогда постоянная k будет комплексной, и может иметь два значения:

$$k = \sqrt{-i\frac{\omega}{\chi}} = \pm\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}(1-i)\,.$$

В результате выражение (9) преобразуется в

$$T = T_0 \exp\left(\mp\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right)\exp i\left(\omega t \mp \sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right). \qquad (11)$$

Здесь верхний знак "–" должен комбинироваться с верхним знаком "–", а нижний – с нижним. Одно из двух решений надо отбросить по физическим соображениям. Колебания температуры начинают возбуждаться на поверхности среды и передаются внутрь нее. Эти колебания должны затухать по мере удаления от поверхности среды. Знаку "+" в формуле (11) соответствует экспоненциально растущий множитель $\exp\left(+\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right)$, стремящийся к бесконечности при $x\to\infty$. Поэтому физический смысл имеет только знак "–".

Всякое комплексное решение эквивалентно двум вещественным решениям. Из комплексного решения (11) можно перейти к вещественной форме с помощью формулы Эйлера:

$$T \equiv T_1 = T_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right)\cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right), \qquad (12)$$

$$T \equiv T_2 = T_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right)\sin\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right). \qquad (13)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что найденные выражения являются решениями уравнения (6), удовлетворяющими граничному условию на поверхности среды.

2.3 Физический смысл решения для температурной волны

Решения (12) и (13) однотипны - синус можно преобразовать в косинус путем изменения начала отсчёта времени. Поэтому достаточно ограничиться исследованием одного из них. Остановимся, например, на решении (12).

Если фиксировать *x,* то видно, что в каждой точке пространства температура *T* совершает во времени гармонические колебания с одним и тем же периодом $\tau = 2\pi/\omega$. Фаза этих колебаний меняется от точки к точке. Плоскость равной фазы

$$\omega t - \sqrt{\omega / 2\chi}\, x = const \tag{14}$$

параллельна поверхности среды. Она не остается на месте, а перемещается в направлении оси x с определенной скоростью υ. Поэтому возмущения, описываемые решением (12), называют температурной волной, а постоянную υ - фазовой скоростью или просто скоростью этой волны. Скорость υ легко найти дифференцированием уравнения (14). Это дает

$$\upsilon = dx/dt = \sqrt{2\chi\omega} = 2\sqrt{\pi\chi / \tau}\,. \tag{15}$$

Длина температурной волны λ есть расстояние, проходимое ею за период τ,

$$\lambda = \upsilon\tau = 2\pi\sqrt{\pi\chi\tau}\,. \tag{16}$$

Амплитуда A температурной волны, как видно из формулы (12), затухает в направлении распространения по экспоненциальному закону:

$$A = T_0 e^{-\alpha x}, \tag{17}$$

где

$$\alpha = \sqrt{\omega / 2\chi} = \sqrt{\pi / \chi\tau} = 2\pi / \lambda\,. \tag{18}$$

Постоянная α называется коэффициентом затухания температурной волны. На протяжении длины $l = 1/\alpha = \lambda/2\pi$ амплитуда волны убывает в e раз.

Граничные и начальные условия, которым удовлетворяет решение (12) получаются, если в формуле (12) положить сначала $x = 0$, а затем $t = 0$. Таким путем находим

$$T_{x=0} = T_0 \cos\omega t\,, \tag{19}$$

$$T_{t=0} = T_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right)\cos\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\,. \tag{20}$$

Единственным решением, удовлетворяющим этим условиям, является решение (12).

Для задачи распространения температурных волн граничное условие в форме (19) вполне очевидно. В противоположность этому начальное условие

(20) имеет искусственный характер. В реальной физической задаче начальное распределение температуры может быть каким угодно.

В таком случае постановка математической задачи следующая. На поверхности среды в момент времени $t = 0$ возбуждаются, а затем поддерживаются неограниченно долго гармонические колебания, представляемые выражением (19). Никаких источников теплоты внутри среды нет, начальное распределение температуры произвольное. Требуется определить, какие колебания температуры установятся в среде по прошествии достаточно длинного промежутка времени. Решение задачи будет иметь вид (12). По прошествии очень длинного промежутка времени все колебания температуры в среде затухнут, за исключением вынужденных колебаний, поддерживаемых внешними источниками. Вынужденные колебания будут иметь ту же периодичность во времени, что и колебания температуры на поверхности среды.

2.4 Температурные волны в поверхностном слое Земли

Применим выведенные результаты к тепловым волнам, возбуждаемым в поверхностном слое Земли суточными и годовыми колебаниями температуры ее поверхности. Колебания можно считать гармоническими, хотя они не являются таковыми. Дело в том, что любое периодическое колебание можно представить в виде наложения гармонических колебаний кратных периодов. В нашем случае основное значение имеют низкочастотные колебания, поскольку коэффициент затухания растёт пропорционально квадратному корню из частоты. Периодами таких низкочастотных колебаний в нашей задаче являются соответственно год и сутки.

На основании решения уравнения теплопроводности, полученном в виде (12) можно дать следующую характеристику процесса распространения температурной волны в поверхностном слое Земли. Если температура поверхности длительное время периодически меняется, то в слое также устанавливаются колебания температуры с тем же периодом.

Амплитуда колебаний *A(x)* экспоненциально убывает с глубиной

$$A(x) = A_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right),$$

то есть, если глубины растут в арифметической прогрессии, то амплитуды убывают в геометрической прогрессии.

Температурные колебания в поверхностном слое происходят со сдвигом фазы. Время δ запаздывания максимумов (минимумов) температуры в слое от соответствующих моментов на поверхности пропорционально глубине

$$\delta = \frac{x}{\chi\sqrt{2\omega}} .$$

Глубина проникновения тепла в поверхностный слой зависит от периода колебаний температуры на поверхности. Относительное изменение температурной амплитуды равно

$$\frac{A(x)}{A_0} = \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\chi}}x\right).$$

Эта формула показывает, что чем больше период $T = 2\pi/\omega$, тем меньше глубина проникновения температурных колебаний.

Глубины проникновения суточных и годовых температурных волн, согласно формуле (18), должны быть связаны соотношением

$$l_{год}/l_{сут} = \sqrt{\tau_{год}/\tau_{сут}} = \sqrt{365} \approx 19.$$

Экспериментально было найдено, что колебания температуры, вызываемые нагреванием земной поверхности днём и охлаждением ночью, не влияют на температуру Земли уже на глубине около 1 м. Годовые колебания температуры земной поверхности перестают наблюдаться на глубине ниже 20 м. Температура Земли не зависит от температурных колебаний её поверхности на глубинах больше 20 м.

Другое подтверждение теории дают наблюдения по скорости распространения тепловых волн вблизи земной поверхности. Наблюдения показали, что скорость распространения тепловых волн с периодом в одни сутки $\upsilon_{сут} \approx 1$ м/сут, а скорость волн с годичным периодом $\upsilon_{год} \approx 0{,}046$ м/сут. Отношение этих скоростей $\upsilon_{сут} / \upsilon_{год} \approx 1 / 0{,}046 \approx 22$, тогда как по теории оно должно быть

$$\upsilon_{сут} / \upsilon_{год} = \sqrt{\tau_{год}/\tau_{сут}} = \sqrt{365} \approx 19.$$

Расхождение можно объяснить неоднородностью Земли.

2.5 Интерференция и биения температурных волн

Если в среде распространяется несколько волн, то каждая из них ведёт себя независимо от других и при встрече смещения, вызываемые каждой волной, векторно суммируются. Это явление называется суперпозицией волн.

Как и для волн другой природы, упругих или электромагнитных, при суперпозиции температурных волн должны наблюдаться те же явления, т.е. интерференция, биения, дифракция.

В соответствии с принципом суперпозиции волн, в случае сложения двух волн $A_1 \cdot \cos(\omega t - kx_1)$ и $A_2 \cdot \cos(\omega t - kx_2)$ с одинаковыми частотами ω, амплитуда результирующей волны равна [4]:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2\,A_1\,A_2 \cos\,[2\pi(x_1 - x_2)/\lambda], \tag{3}$$

где $[2\pi(x_1 - x_2)/\lambda]$ – разность фаз волн не зависит от времени. Косинус равен единице, и амплитуда колебаний результирующей волны $A = A_1 + A_2$ не зависит от времени и максимальна во всех точках среды, для которых разность хода $x_1 - x_2 = m\lambda$, где $m = 0,1,2\ldots$ Амплитуда $A = |A_1 - A_2|$ минимальна во всех точках среды, для которых $x_1 - x_2 = (2m + 1)\lambda/2$.

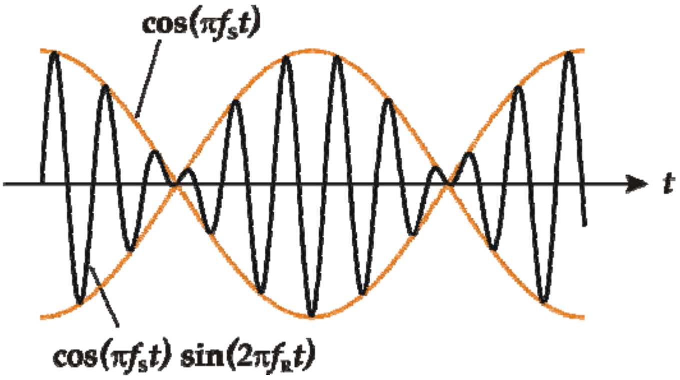
При наложении когерентных волн ($\omega_1 = \omega_2$) квадрат амплитуды и энергия результирующей волны отличны от суммы квадратов амплитуд и суммы энергий накладываемых волн. При интерференции амплитуда результирующих колебаний модулируется **в пространстве**.

Частный случай интерференции волн – бие́ния. Биения возникают при наложении двух гармонических колебаний разных, но близких частот и выражаются в периодическом уменьшении и увеличении амплитуды суммарного сигнала **во времени.**

В случае сложения двух волн $A_1{\cdot}\cos(\omega_1 t - \varphi_1)$ и $A_2{\cdot}\cos(\omega_2 t - \varphi_2)$ с разными частотами ω_1 и ω_2 амплитуда результирующих колебаний:

$$A = 2A\cdot \sin[t\,(\omega_1 + \omega_1)/2 - (\varphi_1 + \varphi_2)/2]\cdot \cos[t\,(\omega_1 - \omega_2)/2 - (\varphi_1 - \varphi_2)/2]. \tag{4}$$

Разность фаз волн $[t(\omega_1 - \omega_2)/2 - (\varphi_1 - \varphi_2)/2]$ зависит от времени и амплитуда результирующей волны представляет собой периодическую функцию времени. Результирующая волна испытывает биения с частотой равной разности частот. Результат биений показан на рисунке.



Биения возникают от того, что одно из двух колебаний постоянно отстаёт от другого по фазе и в те моменты, когда колебания происходят синфазно, суммарное колебание оказывается усиленным. В те моменты, когда колебания оказываются в противофазе, они взаимно гасят друг друга. Эти моменты периодически сменяют друг друга по мере того как нарастает отставание.

3. Практическая часть

Схема лабораторной установки для изучения распространения и интерференции температурных волн изображена на рис.2. Основной элемент схемы – колонка, заполненная влагонасыщенной пористой средой. Температурные колебания в колонке задаются при помощи нагревателей. Температура внутри колонки измеряется при помощи термопар. Для измерения температуры в каждой точке по оси колонки одна из термопар помещена в капилляр, центрированный по её оси. Перемещение термопары по капилляру

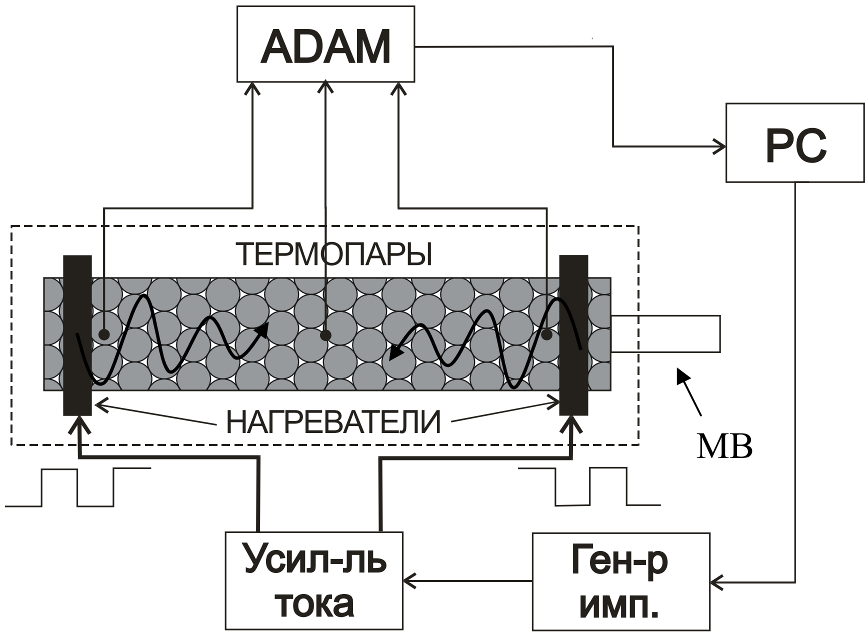


Рис. 2 Схема лабораторной установки

осуществляется при помощи микрометрического винта МВ. ЭДС термопары преобразуется в цифровой форму и передается через COM - порт в компьютер при помощи модуля для аналогового ввода ADAM. Коммутация нагревателей и сдвиг фаз между колебаниями температуры в месте расположения нагревателей осуществляется переключателями. Период колебаний и их амплитуда устанавливается при помощи генератора импульсов.

Температурные волны, генерируемые нагревателями, распространяются в разные стороны от них и интерферируют, подобно тому, как это происходит с упругими и электромагнитными волнами. Проявляются те же явления: интерференция, биения, дифракция. Для сбора данных и визуализации процесса измерения используется соответствующее ПО фирмы ADDVANTECH, установленное на PC. Руководство по работе с программами находится на рабочем месте.

3.1 Задание по практической части

А. Измерение скорости распространения и коэффициента затухания температурной волны.

1. Включить питание приборов, соединённых по схеме рис.2.
2. Установить период колебаний температуры установкой генератора импульсов – $T = 30$ сек.
3. Запустить на выполнение программу ADAM UTILITY. Настроить работу модуля ADAM -4018. Выйти из программы.
4. Запустить на выполнение программу AVIEW BUILDER. Открыть сценарий S1.gni. Установить необходимые параметры окна DISP1 и запустить процесс измерения. В окне будет отображаться временная зависимость температуры в месте положения термопар в колонке. Одна из них находится непосредственно под нагревателем, другая – на расстоянии 25 мм от него. Для выхода в стационарный тепловой режим необходимо некоторое время (примерно 5 мин.).
5. После выхода в стационарный режим выждать время необходимое для прохождения нескольких волн и остановить процесс измерения. Сохранить данные в файл.
6. Рассчитать скорость распространения υ, используя запаздывание волны по фазе на расстоянии 25 мм. Найти длину волны $\lambda = \upsilon * T$. Определить коэффициент затухания α, как отношение амплитуд колебаний температуры в месте расположения нагревателя и на расстоянии 25 мм от него. Сравнить полученное значение коэффициента затухания с вычисленным по формуле $\alpha = 2\pi / \lambda$.
7. Используя соотношение $\upsilon = \sqrt{(4\chi\pi/T)}$ вычислить коэффициент температуропроводности среды χ.

В. Наблюдение интерференции температурных волн

Для наблюдения интерференции температурных волн необходимо сформировать волны от двух нагревателей с различным сдвигом по фазе относительно друг друга. Волны, направленные навстречу друг другу будут интерферировать. Это отразится на амплитуде результирующей волны в месте расположения термопары.

Для этого:

1. Подключить к источнику тока два нагревателя по схеме рис.1.
2. Запустить процесс измерений. Изменяя сдвиг фазы от 0 до 180^0 с шагом 20^0, измерить амплитуду результирующей волны.
3. Построить график полученной зависимости.

С. Наблюдение биений температурных волн

Для наблюдения биений температурных волн необходимо сформировать температурные волны с немного отличающиеся периодами T_1 и T_2. В месте расположения термопары можно будет зафиксировать биения амплитуды результирующей волны с периодом:

$$T_{рез} = T_1 * T_2/(T_1 - T_2)$$

Для этого:

1. Установить длительности выходных импульсов с выхода генератора импульсов T_1 =30 с и T_2 =31 с.
2. Запустить процесс измерений. Выждать время, достаточное для установления стационарного режима распространения температурных волн, т.е. установления некоторого постоянного уровня температуры в точке измерения.
3. Провести измерения в течение времени не менее одного периода биений температурных волн и остановить измерения. Записать данные в файл.
4. Используя полученные данные построить изображение полученной картины биений. Сравнить период биений с рассчитанным по приведённой выше формуле.

Литература

1. Филиппов Л.П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. - М.: Энергоатомиздат, 1984, 105 с.
2. Кравчун С.Н., Липаев А.А. Метод периодического нагрева в экспериментальной теплофизике. – Казань: Изд-во Казанск. Ун-та, 2006. – 208 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т2.Термодинамика и молекулярная физика. Учебн. пособие для вузов. – ФИЗМАТЛИТ / МФТИ, 2005. – 544 с.
4. Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы. Учебное пособие. –М.: Лаборатория базовых знаний, 1999. - 256 с.