

Я. Д. Белявский

*Super Fine Ltd., Израиль*

*e-mail: [pgewave@gmail.com](mailto:pgewave@gmail.com)*

## Влияние звука на теплоперенос в газах

*Получена 12.03.2014, опубликована 21.05.2014*

В промышленности и в результатах научных исследований накопилось большое число наблюдений и экспериментов о влиянии звука на температурные процессы. Эффект Ранка, эффект Гартмана-Шпренгера и температурная сепарация на короткой вихревой камере, исследованная автором, также относятся к этому классу явлений. Все эти эффекты не могут быть объяснены конвенциональными теплообменными процессами. Предложена и обоснована концепция Волн Градиента Давления (ВГД) (Pressure Gradient Elastic Waves), дающая физическое описание теплообмена в этих процессах. ВГД — это особый тип упругих волн, возникающих в сжимаемых средах (в газах) при градиенте давления в присутствии стартовых флуктуаций плотности (под воздействием звука). Важнейшим свойством этого типа упругих волн является то, что они переносят энергию из зоны низкого давления в область высокого давления.

Ключевые слова: Волна Градиента Давления (ВГД), температурное разделение, эффект Ранка, эффект Гартмана-Шпренгера, вихревая камера, теплоперенос, снижение затрат энергии, использование низкопотенциального тепла.

### ВВЕДЕНИЕ

Накопилось большое число наблюдений и экспериментов о влиянии звука на температурные процессы. Временное отсутствие адекватного понимания физической основы таких процессов вынуждает нас отнести их к ряду физических парадоксов. Ниже приведены примеры из большого числа работ такого типа. В статье [1] опубликованы результаты экспериментов по исследованию влияния звука на процесс теплообмена между воздухом и слоем гранулированного материала. Показано, что коэффициент теплообмена имеет четкий максимум при воздействии звука с частотой 50–200 Гц (в зависимости от скорости потока). В работе [2] приведены результаты экспериментов по влиянию звука на процесс сушки. В работе [3] было исследовано влияние звука на процесс охлаждения. Температура нагревательного элемента снижалась при воздействии звука с частотами 30–100 Гц. Максимальное охлаждение наблюдалось при частоте 60 Гц.

В связи с отсутствием полного описания течений, сделать однозначные выводы о процессах, описанных в этих публикациях невозможно. Общими характеристиками этих процессов являются следующие:

- процессы происходят в газах;
- резонансный характер звукового воздействия, то есть наблюдается зависимость интенсивности процесса от частоты звука.

К этому же классу явлений следует отнести температурные эффекты Ранка [4] и Гартмана-Шпренгера [5].

Температурная сепарация в вихревых трубах (эффект Ранка) всегда сопровождается громким звуком. Известные физики Шпренгер [6], М. Гольдштик [7] и Куросака [8] указывали, что звук, безусловно, влияет на этот эффект. Их мнение можно суммировать словами Гольдштика: «Большую роль в теории эффекта Ранка должны играть автоколебательные и акустические явления, всегда сопровождающие работу вихревой трубы». Закрутка газа в вихревых трубах создает градиент давления с максимумом давления на периферии у цилиндрической стенки и минимумом в центральной области возле оси трубки. Зона нагрева находится на периферии, а зона охлаждения в центре.

В трубках Гартмана-Шпренгера (в звуковом генераторе Гартмана) градиент давления создается за счет торможения газовой струи. Дно полости, установленной напротив сопла, разогревается до значительных температур, в этом месте давление максимально (кинетическая энергия струи переходит в потенциальную). В экспериментах [5] с использованием гелиевой струи на дне полости была достигнута температура  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . Область минимального давления — это зона между соплом и полостью, где скорость струи максимальна. Отводя тепло от наружной стенки полости, и выводя газ из пространства между соплом и полостью, добиваются значительного снижения температуры газа. По этому принципу устроен газодинамический генератор холода [9], работающий в области криогенных температур.

Для объяснения этих эффектов выдвигались различные концепции. В качестве источника охлаждения газа в этих устройствах рассматривалось адиабатное снижение давления при разгоне струй в соплах. Нагрев обуславливался вязким трением струй газа или (в эффекте Гартмана-Шпренгера) ударными волнами. Рассматривались также микро холодильные процессы (или взаимодействие вихрей) в результате которых образовывались холодные и горячие микрообъемы, которые затем разделялись. Однако до настоящего времени отсутствовали теории, адекватно описывающие температурные процессы, происходящие в этих устройствах [9, 10].

В устройствах, использующих эффект Ранка и эффект Гартмана-Шпренгера, можно выделить следующие общие характеристики:

- рабочими средами являются газы;
- работа сопровождается сильным звуком;
- внутри устройств существует градиент давления;
- зона нагрева — это зона повышенного давления;
- зона охлаждения — это зона сниженного давления;
- максимальный температурный эффект всегда совпадает с максимальной интенсивностью звука.

## 1. ТЕМПЕРАТУРНАЯ СЕПАРАЦИЯ В КОРОТКОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Температурная сепарация, обнаруженная автором в короткой вихревой камере [11, 12], включает в себя все перечисленные выше характеристики, в том числе резонансный характер процесса. В экспериментальной вихревой камере сжатый воздух нагнетался при комнатной температуре от боковой периферийной стенки к центру. При этом в режиме максимальной сепарации температура на периферии достигала  $+465^{\circ}\text{C}$ , а в центре  $-45^{\circ}\text{C}$ .

Проведенный анализ показал, что результаты этих экспериментов принципиально не могут быть описаны на основе концепций, приведенных выше. Действительно:

- а) Режим течения в вихревой камере исключает возможность образования ударных волн [11].
- б) Термопара, помещенная в центральную зону вихревой камеры (рис. 1) [12], устойчиво показывала охлаждение, которое увеличивалось с ростом давления на входе. Но в центральную зону этой камеры, где давление снижено, засасывался воздух из помещения ( $\sim 20^{\circ}\text{C}$ ). Именно этот воздух (и только он) омывал термопару. Значит этот воздух успевал охладиться без участия в движении основного вихря, и не испытывал перепадов давления.

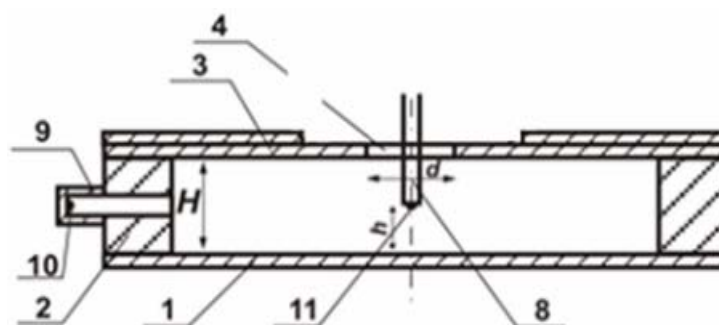


Рис. 1 Схематическое изображение модифицированной вихревой камеры (фронтальное сечение). 1 – нижний диск; 2 – цилиндрическая боковая стенка; 3 – верхний диск; 4 – выходная диафрагма; 8 – центральный стержень; 9 – заглушенный боковой патрубок; 10 – «горячая» термопара; 11 – «холодная» термопара;  $H$  – высота вихревой камеры (25 мм);  $d$  – диаметр выходной диафрагмы (30 мм);  $h$  – расстояние до нижнего диска. Диаметр вихревой камеры равен 140 мм

- с) Если в этом вихревом потоке образовывались горячие микрообъемы, то возможность их смещения к периферии полностью исключена. (При включении спирали теплового вентилятора тепло не может передаваться в направлении противоположном потоку воздуха). Тем не менее, тепло в этой установке передавалось на периферию навстречу мощному течению воздуха.
- д) Уровень возможного нагрева газа за счет вязкого трения существенно ниже, чем реальный нагрев в эксперименте. При трении твердого тела кинетическая энергия всей массы аккумулируется в тонком слое, деформирующемся при трении, который разогревается. Такое аккумулирование в газе невозможно.

Невозможно представить себе процесс, при котором микрообъем разогрелся в результате торможения, затем, не снижая температуры, разогнался повторно и опять затормозился и т. д. Реальный процесс это однократное торможение. Максимально возможный нагрев микрообъема газа можно оценить, если представить, что вся энергия сжатого газа, накопленная в компрессоре, перешла в тепло. Поскольку температура сжатого газа в компрессоре выравнивается с температурой окружающей среды, будем рассматривать процесс изотермического сжатия. Работа изотермического сжатия из состояния 1 в состояние 2 для единичной массы идеального газа определяется соотношением

$$l_{1-2} = \frac{RT}{\mu} \ln \frac{P_2}{P_1},$$

где  $P$  — давление;  $T$  — температура;  $\mu$  — молярная масса;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Компрессор, используемый в экспериментах, сжимал воздух от  $P_1=1$  бар до  $P_2=7$  бар при температуре  $T \sim 300$  K. Используя для воздуха значение  $\mu=29$  кг/кмоль и  $R=8314$  Дж/(кмоль K), получаем  $l_{1-2}=167$  кДж/кг. Если вся эта энергия (в гипотетическом процессе) перейдет в тепло, то температура воздуха ( $c_p=1.006$  кДж/кг K) увеличится только на 166 K. В экспериментах [11, 12] (а также во многих экспериментах с трубками Гартмана-Шпренгера) получены значительно большие температуры.

## 2. ЭНЕРГИЯ ВОЛН ЗВУКОВОГО ТИПА В ГАЗАХ

Объединим термином «волна звукового типа» (звук) упругие волны, распространяющиеся со скоростью звука, независимо от частоты колебаний источника волны. Тогда можно сказать, что в газах существуют только два типа упругих волн:

- волна звукового типа и
- ударная волна.

Ударные волны [13] распространяются со сверхзвуковой скоростью. Их появление связано с появлением новой массы (взрыв) или со сверхзвуковым движением. Ударная волна переносит энергию, это всегда волна сжатия. Ударных волн разрежения не существует. По мере продвижения энергия и скорость ударной волны снижаются и, когда скорость ударной волны становится равной скорости звука, она преобразуется в волну звукового типа.

Амплитуда и частота волны звукового типа определяются характеристиками колебаний или пульсаций источника звука. В звуковой волне зоны сжатия и разрежения чередуются и распространяются в направлении, удаляющемся от источника звука. В газах эти волны всегда продольные, то есть молекулы газа колеблются вдоль направления распространения волны.

Существуют звуки, связанные с однократным возмущением, при котором колебания отсутствуют. Например, пробой искры, гром, разрыв воздушного шарика, однократный

хлопок в ладоши... Но и в этом случае звуковая волна обязательно состоит из одного периода — зоны сжатия и зоны разрежения. Действительно, если в объеме газа отсутствует источник (или сток) массы, то любое развитие флуктуации сжатия должно сопровождаться одновременным развитием флуктуации разрежения. Так, чтобы суммарное изменение массы газа в области возмущения равнялось нулю.

Давление в области звуковой флуктуации выражается суммой  $P = P_0 + \Delta P$ , где  $P_0$  невозмущенное значение давления до прихода волны,  $\Delta P$  характеризует амплитуду волны, которая определяет интенсивность звука. В волнах звукового типа  $P_0 \gg \Delta P$ . Действительно, предельно громкий звук 170 дБ (реактивный двигатель, шумовая граната) характеризуется величиной избыточного давления  $\Delta P \sim 0.063$  бар. По этой причине при выводе соотношений, описывающих волновые процессы, величинами второго порядка малости ( $\sim \Delta P^2$ ) пренебрегают.

Однако при вычислении энергии волны звукового типа учитывают именно величины второго порядка малости. Энергия, связанная со звуковым возмущением, которое распространяется по покоящемуся газу, включает две составляющие: компоненту, связанную с изменением внутренней энергии, и компоненту, связанную с кинетической энергией колебательного движения. В зоне сжатия скорость газа направлена в сторону распространения волны, а в зоне разрежения в противоположном направлении.

Если  $v$  — характерная скорость колебательного движения ( $v \ll a$ , где  $a$  — скорость звука), то компонента кинетической энергии единицы объема  $g_k$  является величиной второго порядка малости  $g_k = \frac{\rho_0 v^2}{2}$ , где  $\rho_0$  — плотность невозмущенного газа. Приращение внутренней энергии в единице объема  $\Delta \varepsilon$  равно (например [13], глава 1)

$$\Delta \varepsilon = w_0 \Delta \rho + \frac{a^2}{2\rho_0} (\Delta \rho)^2.$$

Здесь  $w$  — плотность энтальпии,  $w = \varepsilon + \frac{P}{\rho}$ , а индекс 0 относится к невозмущенному газу.

Полная плотность энергии возмущения  $E = \Delta \varepsilon + g_k$  выражается соотношением

$$E = w_0 \Delta \rho + \frac{a^2}{2\rho_0} (\Delta \rho)^2 + \frac{\rho_0 v^2}{2}. \quad (1)$$

При выводе соотношения (1) учитывались приращения удельной внутренней энергии возмущенного газа с точностью до второго порядка относительно  $\Delta \rho$ . Газ считался идеальным, процессы в газе принимались изэнтропийными.

Первое слагаемое в выражении (1) значительно больше второго и третьего слагаемых, однако в формулах энергии звуковой волны включают только второе и третье слагаемые. Это происходит вследствие того, что изменение плотности в зоне

сжатия  $+\Delta\rho$  компенсируется изменением плотности в зоне разрежения  $-\Delta\rho$  и значение интеграла этой компоненты по объему равно нулю.

Волна звукового типа переносит энергию, полученную от источника звука. Поглощение этой волны, безусловно, должно увеличивать температуру (охлаждение невозможно), но количество этого тепла очень незначительно. Термопары, установленные возле даже очень мощных источников звука, не фиксируют реального изменения температуры.

Важно подчеркнуть, несмотря на то, что в большинстве звуковых процессов первое слагаемое в выражении (1) не учитывается, эта компонента реально существует, и есть процессы, где она себя проявляет. В стоячей волне звукового типа положение зон сжатия и разрежения зафиксировано. Термопары, установленные в зонах сжатия и разрежения, покажут повышенную и сниженную температуры, соответственно. Если в этих зонах разместить металлические пластины и собрать их в пакет (сэндвич), то с этой системы можно снять тепло и холод. Так устроены термоакустические тепловые насосы [14]. Естественно в этой системе волна затухает очень резко. С другой стороны, если сначала создать стоячую волну, а затем подать на соответствующие пластины тепло и холод от стороннего источника, амплитуда волны (громкость звука) увеличится. (Дополнительное повышение температуры в зоне сжатия увеличивает  $\Delta P$ , характеризующее амплитуду.)

Существуют ли другие процессы (кроме указанного выше), в которых может выявиться первое слагаемое формулы энергии звуковой волны (1), определяющее реальные нагревание и охлаждение? Аргументы, приведенные ниже, позволяют нам ответить на этот вопрос утвердительно.

### 3. УПРУГИЕ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ ПО ДАВЛЕНИЮ СЖИМАЕМОЙ СРЕДЕ

Эхо-локация в океане — широко известный пример распространения волн звукового типа, как в сторону увеличивающегося давления, так и в обратном направлении. Проблемы анизотропии в статьях, посвященные этому вопросу, рассматривают только температурную анизотропию. Давление в океане резко изменяется с глубиной. Однако вследствие того, что вода практически несжимаема, её плотность практически постоянна, и масса, вовлеченная в волновой процесс, не изменяется (среда изотропна по плотности).

В монографии [13] (глава 12) рассмотрено влияние градиента давления в атмосфере на распространение ударной волны. Актуальность этой задачи, по-видимому, была вызвана необходимостью моделировать взрыв атомной бомбы. Показано, что перемещения ударной волны в атмосфере в направлении вниз и вверх имеют различный характер. Перемещение вниз характеризуется торможением и угасанием, а перемещение вверх — неограниченным развитием, вплоть до прорыва атмосферы. Причем основной причиной этого различия является изменение плотности (массы) воздуха, вовлекаемой в волновой процесс, которое обусловлено гравитационным градиентом давления.

В атмосфере Земли эффекты гравитационного изменения плотности могут проявить себя на очень больших расстояниях. Поглощение волн звукового типа происходит на гораздо меньших расстояниях. Поэтому влияние гравитационного градиента давления на их распространение в атмосфере можно не учитывать. Однако в технических устройствах значения градиента давления могут быть значительными. Например, в вихревой камере с выходной диафрагмой 30 мм [11] при значении давления на входе в сопла 7 бар давление на боковой стенке равнялось 4.5 бар, и соответственно среднее значение градиента давления по объему вихревой камеры было значительным

$$\frac{\Delta P}{\Delta \rho} = 0.6 \text{ бар/см.}$$

Представим себе удлинненный объем (рис. 2) [12], заполненный газом, и помещенный в поле массовых сил, создающих внутри объема градиент давления. Отметим, что такими силами являются, например: сильная гравитация или электромагнитное поле, воздействующее на ионизированный газ. Градиент давления может быть также создан динамически. Например, объем может быть укреплен на центрифуге (вдоль радиуса вращения). Градиент давления в этом случае создается полем центробежных сил. Будем считать, что любое воздействие на газ, приводящее к возникновению градиента давления, может быть смоделировано полем массовых сил, воздействующих на каждую молекулу газа.

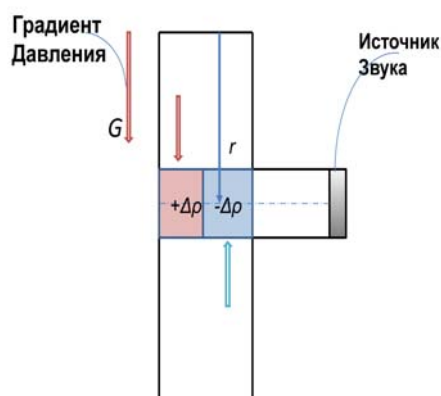


Рис. 2

Объем, заполненный газом, в силовом поле, создающем градиент давления

Итак, в объеме (рис. 2) создан градиент давления. Эта термодинамическая система закрыта и находится в равновесном состоянии (объем однороден по температуре, масса и объем газа постоянны, газ не перемещается). Обмен теплом с внешним пространством отсутствует, но система не является изолированной (силовое поле воздействует на каждую молекулу газа в объеме). Далее:

- Примем, что газ идеальный;
- Рассмотрим задачу в одномерном приближении (единичный вектор направлен в сторону увеличения давления).

В [12] из рассмотрения элементарного объема получено выражение для градиента давления

$$\text{grad } P = \rho_s(r) \bar{u}_f(r), \quad (2)$$

где —  $\bar{u}_f(r)$  ускорение, характеризующее поле массовых сил;  $\rho_s(r)$  плотность газа в точке  $r$ , которая зависит от значения давления;  $\rho_s(r) = \frac{k}{a^2} P(r)$ , ( $a$  — скорость звука;  $k$  — показатель адиабаты; индекс  $s$  относится к начальному (стартовому) состоянию (до прихода возмущения)).

$$P(r) = P_0 \exp \left( \frac{k}{a^2} \int_{r_0}^r u_f(r) dr \right). \quad (3)$$

Экспоненциальная зависимость (3) для давления в точке  $r$  получена из выражения (2), где —  $P_0$  давление на верхней стенке (точка  $r_0$ ).

Источник звука создает внутри объема (рис. 2) звуковую волну. Рассмотрим зону звукового возмущения плотности газа, состоящую из полупериода сжатия и полупериода разрежения. Для упрощения примем, что зоны сжатия и разрежения характеризуются средним значением давления звуковой флуктуации  $\pm \Delta P$ .

Итак, плотность газа в зоне стартовой звуковой флуктуации изменилась от  $\rho_s(r)$  до  $\rho_s(r) \pm \Delta \rho$  ( $\pm \Delta \rho$  определяет амплитуду флуктуации). Однако значения давления на границе зоны возмущения остались неизменными и определяются существующим градиентом давления. Из рассмотрения баланса сил на границах элементарного объема, совпадающих с границами стартовой звуковой флуктуации, видно, что в условиях градиента давления возникают силы, дополнительно воздействующие на газ в этой зоне. Эти силы порождаются силовым полем, создающим градиент давления, и являются силами давления. Используя выражение (2), получаем соотношение для ускорения  $\bar{u}(r)$ , которое определяет величину дополнительной силы, воздействующей на зону стартовой флуктуации плотности:

$$\bar{u}(r) = \bar{u}_f(r) \frac{\Delta \rho}{\rho_s(r) + \Delta \rho}. \quad (4)$$

Величина этой силы тем больше, чем больше значение градиента давления (определяемого ускорением  $\bar{u}_f(r)$ ) и чем больше амплитуда  $\Delta \rho$  стартовой флуктуации. Если значение  $\Delta \rho$  положительно (флуктуация сжатия), сила направлена вниз в направлении возрастания давления. Эта сила добавляется к силе давления и дополнительно поджимает зону стартового сжатия. Если же  $\Delta \rho$  отрицательно (флуктуация разрежения), сила направлена вверх, в сторону малых давлений. Эта сила уменьшает давление, создаваемое полем, и дополнительно расширяет зону стартового разрежения.



#### 4. ВОЛНА ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Любое возмущение, связанное с флуктуацией плотности в сжимаемой среде, создает упругую волну. В монографии [15] эта формулировка принципа Гюйгенса для газов подтверждена математически. Волновое уравнение получено, исходя из очевидного условия существования положительной производной  $\frac{d\rho}{dP}$  и в предположении о существовании возмущения, связанного с малой флуктуацией плотности.

Силы давления являются «быстродействующими». Давление в газе определяется средней скоростью молекул. Эта скорость больше скорости звука (собственно распространение звука в газе определяется именно силами давления). Стартовая звуковая флуктуация развивается со скоростью звука, и все это время быстродействующие силы давления реально воздействуют на зону флуктуации, создавая вторичное возмущение плотности.

Исходя из сформулированного выше принципа Гюйгенса, мы можем утверждать, что описанное выше вторичное возмущение плотности в зонах стартового звукового возмущения (4) обязательно создает вторичную упругую волну. Эта волна описывается волновым уравнением [15] и распространяется со скоростью звука. Она, безусловно, вносит вклад в общую интерференционную картину. Однако принцип суперпозиции волн дает возможность рассматривать эту волну отдельно. При этом выявляются уникальные свойства, которые позволяют нам выделить эту вторичную волну в *отдельный третий тип упругих волн в газах* — **Волну Градиента Давления (ВГД) (Pressure Gradient Elastic Wave)** [11, 12]. Перечисленные ниже свойства ВГД вытекают из приведенных соотношений и основаны на одновременном выполнении двух необходимых условий: существовании стартовой звуковой флуктуации плотности и существовании градиента давления.

- Независимо от направления распространения стартовой звуковой волны, ВГД всегда направлена вдоль вектора градиента давления.
- В ВГД фронт сжатия и фронт разрежения распространяются в противоположных направлениях: фронт сжатия — в сторону возрастания давления, а фронт разрежения — в сторону уменьшения давления.
- Силы, порождаемые градиентом давления, продолжают воздействовать на зоны возмущения во время перемещения ВГД. Эти силы дополнительно поджимают волну сжатия и дополнительно расширяют волну разрежения.
- В ограниченном объеме, достигнув стенок, ВГД не может отразиться и двигаться в обратном направлении. Этому препятствуют силы, породившие эту волну. Следовательно, ВГД, достигнув стенок, передает им свою энергию. По этой же причине ВГД не может пройти через зону экстремума градиента давления (например, через центр вращения) и диссипирует в этой области.
- В ВГД отсутствуют колебания, поскольку колебания отсутствуют в силовом поле, порождающем эту волну. Вследствие этого в формуле энергии ВГД будет отсутствовать член, связанный с кинетической энергией колебаний.

- Поскольку фронт сжатия и фронт разрежения ВГД перемещаются в противоположных направлениях, первое слагаемое в формуле энергии волны (1) не будет скомпенсировано. Следовательно, фронт сжатия переносит реальное тепло, а фронт разрежения — холод.
- Важнейшим свойством ВГД является то, что в ограниченном объеме ВГД охлаждает стенку (или область), расположенную в зоне низкого давления, и нагревает стенку, расположенную в зоне высокого давления.

Подача нагреваемого и охлаждаемого теплоносителей в соответствующие зоны позволяет реализовать теплообмен, не зависящий от температурного градиента; то есть, создать новый тип тепловых насосов [16].

## 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ (ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ)

Процесс переноса энергии Волной Градиента Давления необратимый и неравновесный. ВГД возникает под воздействием внешнего силового поля, создающего градиент давления, при постоянном воздействии флуктуаций плотности (стартовой звуковой волны). Для описания процессов, связанных с ВГД, необходимо использовать математический аппарат неравновесной термодинамики. Тем не менее, многочисленные эксперименты [11, 12] показали, что на всех режимах достаточно быстро устанавливаются постоянные значения температур и давлений. Следовательно, для этой системы можно использовать представление о локальном равновесии.

Рассматриваемый объем в начальном состоянии (до включения звука и возникновения ВГД) анизотропный по давлению и плотности, но изотропный по температуре, и в первом приближении расчет нужно проводить при температуре, соответствующей стартовым условиям (поглощение ВГД в газе при рассмотрении малых объемов можно не учитывать). Однако при возникновении ВГД достаточно быстро устанавливается новое устойчивое состояние, со сниженной температурой в зоне минимального давления и высокой температурой стенки, возле которой давление максимально. Это устойчивое состояние характеризуется равновесием двух тепловых потоков. С одной стороны ВГД переносит энергию из зоны малого давления и нагревает стенку в зоне большого давления. С другой стороны конкурирующие процессы конвекционного теплообмена (диффузия, конвекция и тепловое излучение) переносят тепло в обратном направлении — от горячей стенки в холодную зону. Значительный вклад в установившееся распределение температуры будут вносить движение газа в объеме (если оно присутствует) и теплообмен через стенки с нагреваемым и охлаждаемым теплоносителями.

### 5.1. Волны звукового типа

Естественно, в условиях градиента давления ВГД возникают при любых флуктуациях плотности (пульсации газа, турбулентные завихрения). Однако именно звук является необходимым «спусковым крючком» возникновения ВГД.

Распространение волн звукового типа в газе при градиенте давления имеет свои особенности, связанные с тем, что изменяется масса газа в зоне звукового возмущения. (Следует указать, что в монографии [17] рассмотрена проблема распространения звука в газе для гипотетического случая анизотропии по плотности при постоянном давлении).

Любой волновой луч можно разложить на две составляющие: вдоль вектора градиента давления и перпендикулярно этому вектору. Перемещение звуковой волны в перпендикулярном направлении происходит как обычно — в слое с постоянным значением плотности газа. Перемещение же вдоль вектора градиента давления имеет две существенные особенности. Во-первых, на звуковые флуктуации плотности действуют дополнительные силы, обусловленные градиентом давления. На полупериод сжатия — в сторону больших давлений, а на полупериод разрежения — в противоположном направлении. Во-вторых, зона звукового возмущения смещается в области с разной плотностью (масса и объем газа в зоне флуктуации не являются константами). Безусловно, силы, создаваемые градиентом давления, будут уменьшать возмущение сжатия в звуковых волнах, смещающихся в сторону малых давлений, и наоборот — будут уменьшать возмущение разрежения в звуковых волнах, смещающихся в сторону больших давлений. И в этих условиях звук будет реально переносить тепло в сторону больших давлений и холод в сторону малых давлений (интегрирование по первому слагаемому в формуле (1) даст отличный от нуля результат). Однако в первом приближении этот вклад можно не учитывать по сравнению с ВГД, возникающими по всему объему при каждой звуковой флуктуации плотности независимо от направления распространения звука. Устройства, в которых возникает ВГД, обычно имеют небольшие размеры (например, хорошее температурное разделение получают на вихревых трубках диаметром 5 мм). На малых расстояниях полное подавление зон сжатия или разрежения в звуковой волне маловероятно.

### 5.2. Волны Градиента Давления

Энергия, переносимая ВГД, включает в себя только энергию адиабатического сжатия (разрежения). Это сжатие (разрежение) происходит под действием сил давления, которые возникают вследствие существования градиента давления. Величина этих сил определяется ускорением, формула (4). Эта сила воздействует на массу газа, находящегося в зоне возмущения. Величина  $\Delta p$ , входящая в выражение (4), в начальный момент характеризует стартовое возмущение плотности и определяется «звуковым давлением» (громкостью звука). При смещении зоны волновой флуктуации плотности величина  $\Delta p$  изменяется вследствие сжатия (разрежения).

В первом приближении энергию, которую переносит ВГД, можно оценить, рассчитав работу изоэнтропийного сжатия (разрежения) в стартовой звуковой

флуктуации. Эти силы приложены к массе газа, находящейся в области, соответствующей половине длины стартовой звуковой волны. Будем считать эту массу, значение  $\Delta\rho$ , а также величину сил давления, которые создают вторичное возмущение, константами. Их значение будем рассчитывать из рассмотрения зоны стартовой звуковой флуктуации. В качестве плотности  $\rho_s(r)$  будем использовать среднее значение в области, где возникла ВГД. Время воздействия силы, создающей ВГД, соответствует времени существования ее фронта, то есть времени распространения со скоростью звука от точки возникновения до места поглощения ВГД. Для фронта сжатия — это стенка, расположенная в зоне максимального давления. Для фронта разрежения — это стенка, расположенная в зоне минимального давления, или область диссипации. Суммирование (интегрирование) нужно провести по всему объему и по времени, учитывая частоту стартовой звуковой волны (частоту возникновения стартовой звуковой флуктуации плотности).

Это (первое) приближение позволит оценить величину мощности переноса тепла посредством ВГД. Однако оно не позволяет выявить наблюдаемые эффекты. Например, при температурной сепарации в короткой вихревой камере [11] на малых давлениях полностью отсутствует нагревание и в то же время существует заметное охлаждение. Более точный подход должен учитывать тот факт, что ВГД проходит через области изменения плотности газа.

Частота и длина волны в волнах звукового типа не изменяются при распространении в среде с постоянной плотностью. Точно так же не изменяется масса, вовлеченная в зону возмущения. Можно ли на основании этого факта положить, что в ВГД геометрические размеры области флуктуации плотности при смещении зоны возмущения остаются неизменными? Утверждать это нельзя. Точно так же нельзя утверждать это относительно массы газа в зоне возмущения.

Очевидно, реальная картина процесса распространения ВГД состоит в одновременном изменении, как объема, так и массы зоны возмущения. Сила давления сжимает зону сжатия (совершая работу изоэнтروпийного сжатия), уменьшая ее размер и увеличивая давление, плотность и температуру. В то же время, смещаясь в сторону больших значений плотности, зона сжатия переносит возмущение на большую массу. Энергия — аддитивная функция. Поэтому сохранение энергии ВГД при переносе возмущения на большую массу ведет к снижению амплитуды и уменьшению давления, плотности и температуры. То есть во фронте сжатия эти факторы имеют противоположные тенденции.

Воздействие внешнего поля на разреженный фронт ВГД снижает результирующую силу давления. Эта зона дополнительно расширяется (совершая работу изоэнтропийного расширения). При этом размер зоны разрежения увеличивается, а давление, плотность и температура снижаются. Смещаясь в сторону меньших значений плотности, зона разрежения переносит возмущение на меньшую массу газа. Этот фактор увеличивает амплитуду фронта разрежения ВГД, что дополнительно увеличивает охлаждение. Видно, что здесь оба упомянутых выше фактора дополняют и усиливают друг друга.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В технике и в промышленности накопилось большое число наблюдений и экспериментов о влиянии звука на температурные процессы. Временное отсутствие адекватного понимания физической основы этих процессов вынуждает нас отнести их к ряду физических парадоксов. Исследование температурной сепарации на короткой вихревой камере [11] подтвердило этот вывод. Полученные экспериментальные результаты не могут быть объяснены конвенциональными теплообменными процессами.

2. Предложена и обоснована концепция Волн Градиента Давления (ВГД) (Pressure Gradient Elastic Waves). ВГД — это особый тип упругих волн, возникающих в сжимаемых средах (в газах) при градиенте давления в присутствии стартовых флуктуаций плотности (под воздействием звука). Эта концепция позволяет дать адекватное физическое описание процессов теплообмена, проходящих в описанных выше условиях. К этим процессам относятся:

- эффект Ранка (температурное разделение в вихревых трубках);
- эффект Гартмана-Шпренгера (нагревание полости звукового генератора Гартмана, а также получение на этом эффекте холода);
- температурное разделение в короткой вихревой камере [11, 12].

3. Важнейшим свойством Волн Градиента Давления является то, что они переносят энергию из зоны низкого давления в область высокого давления. Эта теплопередача не зависит от температурного градиента, то есть может проходить от холодного к горячему. На основе ВГД можно создать новый класс тепловых насосов (холодильников, нагревателей и т.д.). Область применения этих устройств — энергосбережение и использование низко-потенциального тепла.

4. К настоящему времени получены дополнительные экспериментальные подтверждения концепции ВГД, которые будут опубликованы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Птицын В., Фиалков Б. *К вопросу о влиянии колебаний давления газового потока на теплообмен в слое*. Акустический Журнал, 15, с.468, 1969.
2. Soloff R. *Sonic Drying*. J. Acoustic Soc. Am., 36, 5, pp.961-965, 1964.
3. Дмитриев М. В., Панов Л. И. *Влияние низкочастотного акустического излучения на температуру нагретого тела*. Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 2, 2008.
4. Ranque G. J. *Method and Apparatus for Obtaining from Fluid under Pressure Two Currents of Fluids at Different Temperatures*. US Patent 1, 952281, 1934.
5. Brocher E., Ardisson J. P. *Heating Characteristics of a new type of Hartman-Sprenger tube*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 4, 2, pp.97-102, 1983.
6. Sprenger H. *Beobachtungen an Wirbelrohren (Observation of the Vortex Tube)* Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik, II, 1951.
7. Гольдштик М. А. *Вихревые Потoki*. Наука, Новосибирск, с. 305-311, 1981.
8. Kurosaka M. *Acoustic streaming in swirling flow and the Ranque-Hilsch (vortex-tube) effect*. Journal of Fluid Mechanics, 124, pp.139-172, 1982.

9. Бондаренко В., Кошевой С. *Геометрическая оптимизация газодинамического немашинного генератора холода на основе трубы Гартмана-Шпренгера для применения в технологии очистки неонгелиевой смеси*. Холодильная техника и технология, 4, 2006.
10. Xue Y., Arjomandi M., Kelso R. *A critical review of temperature separation in a vortex tube*. Experimental Thermal and Fluid Science, 34, 8, pp.1367-1374, 2010.
11. Beliaevsky Y. *Experimental investigation of a temperature separation effect inside a short vortex chamber*. Proceedings of the 9-th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Malta, pp.1482-1487, July 2012. <http://www.pge-wave.com/>.
12. Beliaevsky Y. *The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient*. Journal of Mechanics Engineering and Automation, 3, 1, pp.53-64, 2013. <http://www.pge-wave.com/>.
13. Зельдович Ю., Райзер Ю. *Физика Ударных Волн и Высокотемпературных гидродинамических явлений*. Наука, Москва, с.661- 671, 1966.
14. Aben P.C.H. *High-amplitude thermo acoustic flow interacting with solid boundaries*. Eindhoven, Netherlands, 2010.
15. Mises R. *Mathematical Theory of Compressible Fluid Flow. Chapter I.4*, Academic press, New York, 1958.
16. Beliaevsky Y., International patent application PCT/IL2013/000057, WO 2013/186770.
17. Ландау Л., Лившиц Е. *Теоретическая физика*, VI, с.410-412, Москва, Наука, 1986.