

# Волна Градиента Давления: Процесс переноса тепла в сжимаемых средах при градиенте давления

Ян Белявский

*Super Fine Ltd., Industrial Park Kidmat Galil, 14101, Israel*

Received: December 14, 2012 / Accepted: January 1, 2013 / Published: January 25, 2013.

В короткой вихревой камере ( $H/D = 0.18$ ) было обнаружено температурное разделение. Эксперименты выявили, что наибольшая температура на периферии камеры достигала  $465^{\circ}\text{C}$ , а наименьшая температура в центральной области снижалась до  $-45^{\circ}\text{C}$  (сжатый воздух нагнетался в камеру при комнатной температуре). Целью данной статьи является обоснование утверждения, что этот эффект температурного разделения не может быть объяснен на основе конвенциональных “гидродинамических” процессов переноса тепла. Для объяснения этого явления предложена концепция Волн Градиента Давления (ВГД). ВГД это сорт упругих волн, которые действуют в сжимаемых средах (газах) в присутствии градиента давления и флуктуаций плотности. Результатом распространения ВГД является перенос тепла из зоны пониженного давления в зону высокого давления. Для обоснования существования ВГД предложена физическая модель: газ в мощном поле массовых сил. Эта модель будет в дальнейшем использована для создания теории ВГД. Понимание процессов связанных с распространением ВГД дает возможность создавать новые аппараты в области энергосбережения и использования низко-потенциального тепла, которые имеют уникальные свойства.

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

## 1. Введение

Концепция Волн Градиента Давления (ВГД) предложена в статье [1] для объяснения температурной сепарации в короткой ( $H/D = 0.18$ ) вихревой камере. Эксперименты показали, что наибольшая температура на периферии камеры достигала  $465^{\circ}\text{C}$ , в то время как низшая температура в центральной зоне была  $-45^{\circ}\text{C}$  (сжатый воздух входил в камеру при комнатной температуре  $\sim 20^{\circ}\text{C}$ ).

Волны Градиента Давления это сорт упругих волн, которые возникают в сжимаемых средах при градиенте давления и флуктуациях плотности. Концепция ВГД весьма неожиданна и сегодня (2013) воспринимается с недоверием. Действительно, если явление может быть объяснено существующими теориями, - новые теории не нужны. Цель данной работы состоит в том, чтобы убедить читателей, что только концепция ВГД может объяснить полученные экспериментальные результаты.

Мы можем обоснованно полагать, что температурное разделение потоков в короткой вихревой камере [1] и в вихревых трубах (эффект Ранка) [2] являются проявлениями

одного и того же физического явления. Сегодня для объяснения эффекта Ранка используют два “гидродинамических” подхода: теорию, основанную на процессе переноса тепла из центральной зоны на периферию, и концепцию разделения вихревого течения на два потока – холодный и горячий. Такой перенос тепла представляется вполне возможным в вихревых трубах, имеющих отношение длины к диаметру  $L/D =$  от 10/1 до 30/1. Оба эти подхода имеют слабые места, и в современном критическом обзоре [3] подчеркивается, что необходимы дальнейшие исследования.

Однако эти “гидродинамические” теории, предложенные для объяснения эффекта Ранка, не могут объяснить температурное разделение в короткой вихревой камере ( $H/D = 0.18$ ) [1].

Известные физики Шпренгер [4], М. Гольдштик [5] и Куросака [6] указывали, что звук влияет на температурную сепарацию в вихревых трубах. Их мнение можно суммировать словами Гольдштика: “Теория эффекта Ранка должна учитывать влияние звуковых волн”.

Данная статья состоит из следующих разделов: Глава 2 включает описание экспериментов и обсуждение их результатов. В главе 3 обосновывается физическая модель. Глава 4 подтверждает существование ВГД. Глава 5 – заключение.

---

**Corresponding author:** Yan Beliavsky, Ph.D., executive director R&D, research fields: hydrodynamics of vortex flows, heat and mass transfer

## 2. Эксперимент

### 2.1 Экспериментальная установка

Описание экспериментальной установки приведено в [1]. В этой же работе указаны характеристики использованных датчиков и их точности. Величины давления, приведенные в статье в барах, отражают относительное давление (атмосферное давление равно 0).

Обратите внимание на две термопары Рис.1. “Холодная” термопара 11 была укреплена на конце центрального стержня. “Горячая” термопара 10 была установлена на дне полости бокового патрубка.

### 2.2 Результаты экспериментов

На диаграмме Рис. 2 представлены экспериментальные точки, зафиксированные в эксперименте с максимальным разогревом бокового патрубка до 465 °С [1]. Во время эксперимента давление постепенно увеличивалось до 6 бар. Значение давления удерживалось постоянным при росте и стабилизации температуры, затем повышалось на интервал 0.5 бар. Например, видно, что при давлении 3.5 бар имеет место резкий рост температуры со значительным выделением тепла. Можно видеть отдельные экспериментальные точки (которые фиксировались через 1 секунду. Максимальная температура достигнута при давлении 6 бар.

В дальнейших экспериментах была использована модифицированная вихревая камера (Рис. 3). Изменения (по сравнению с установкой Рис. 1) заключались в том, что был удален выходной коллектор. Центральный стержень, как и ранее, был установлен на оси камеры.

Воздушный поток выходит из камеры (Рис. 3) конусной струей. Эта струя имеет сжатую близкую к оси форму только при больших давлениях (для диаметра выходной диафрагмы 30 мм – при давлении больше 5.5 бар). На всех других режимах выходная конусная струя имела раскрытую форму,

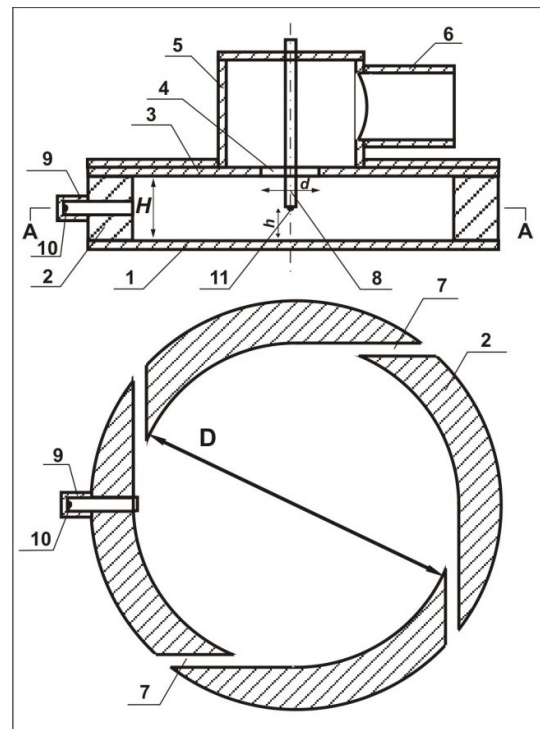


Рис. 1 Схематическое изображение экспериментальной вихревой камеры. Верх: фронтальное сечение; Низ: сечение, вид сверху. Установка состоит из следующих деталей: 1—нижний диск; 2—цилиндрическая боковая стенка; 3—верхний диск; 4—выходная диафрагма; 5—выходной коллектор; 6—выходной патрубок; 7—сопла; 8—центральный стержень; 9—заглушенный боковой патрубок; 10—“горячая” термопара; 11—“холодная” термопара;  $D$ —диаметр вихревой камеры (140 мм);  $H$ —высота вихревой камеры (25 мм);  $d$ —диаметр выходной диафрагмы;  $h$ —расстояние между центральным стержнем и нижним диском [1].

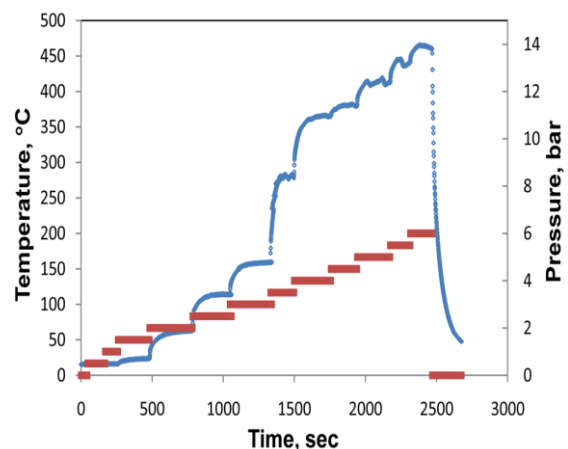


Рис. 2 Экспериментальный файл. Вихревая камера с выходной диафрагмой  $d = 30$  мм. Показания датчиков входного давления и температуры (“горячая” термопара) фиксировались через каждую секунду.

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

близкую к верхней наружной поверхности камеры (перпендикулярно оси) [5]. В центральной зоне возле оси камеры (Рис. 3) давление было отрицательным на всех режимах работы. В этой зоне возникало обратное течение, воздух засасывался вдоль центрального стержня из внешнего пространства, раскручивался и выходил с основным потоком.

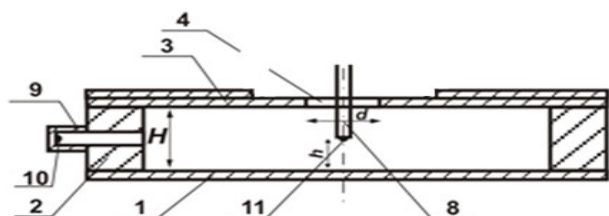


Рис. 3 Схематическое изображение модифицированной вихревой камеры (фронтальное сечение). 1—нижний диск; 2—цилиндрическая боковая стенка; 3—верхний диск; 4—выходная диафрагма; 8—центральный стержень; 9—заглушенный боковой патрубок; 10—“горячая” термопара; 11—“холодная” термопара;  $H$ —высота вихревой камеры (25 мм);  $d$ —диаметр выходной диафрагмы;  $h$ —расстояние между центральным стержнем и нижним диском.

Несмотря на это, Рис. 4 показывает, что температура, измеряемая “холодной” термомпарой, снижалась с ростом давления на входе в камеру ( $d = 30$  мм и  $h = 22$  мм).

На режимах максимального разогрева ( $d = 30$  мм) [1] на периферии вихревой камеры выделялось значительное количество тепла. Не только боковой патрубок был разогрет, разогревалась также массивная боковая стенка. Полиэтиленовые трубки, соединяющие датчики давления с боковой стенкой и нижним диском, также неоднократно разрывались давлением в месте разогрева.

На Рис. 5 показана одна из прорванных полиэтиленовых трубок. Соединительный разъем трубки был присоединен к наружной поверхности боковой стенки. Цилиндрический канал внутри боковой стенки и ближайший к стенке участок трубки были ориентированы по радиусу камеры. Важно отметить, что места разрыва были всегда не возле боковой стенки, а на расстоянии 10-15 см от неё в месте изгиба трубки.

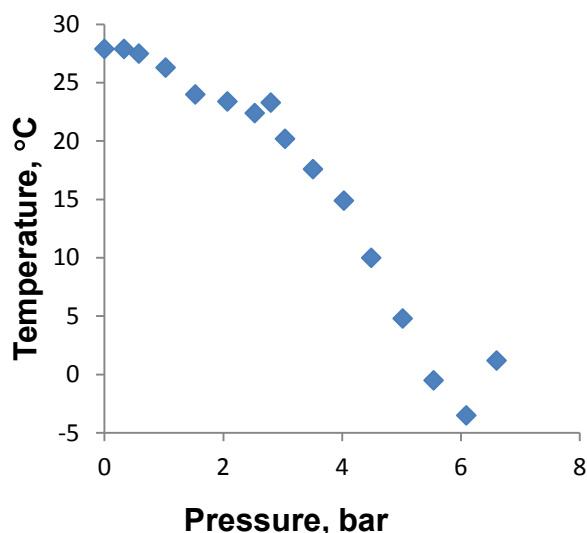


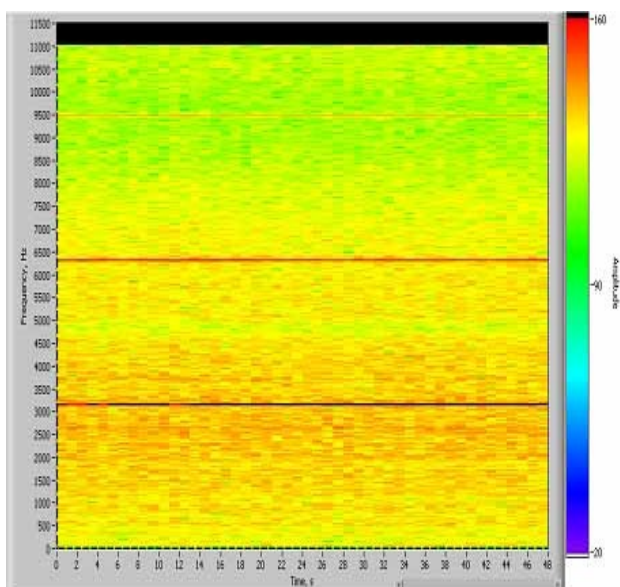
Рис. 4 Температура, измеренная “холодной” термомпарой (Рис. 3), как функция входного давления.



Рис. 5 Прорванный участок полиэтиленовой трубки.

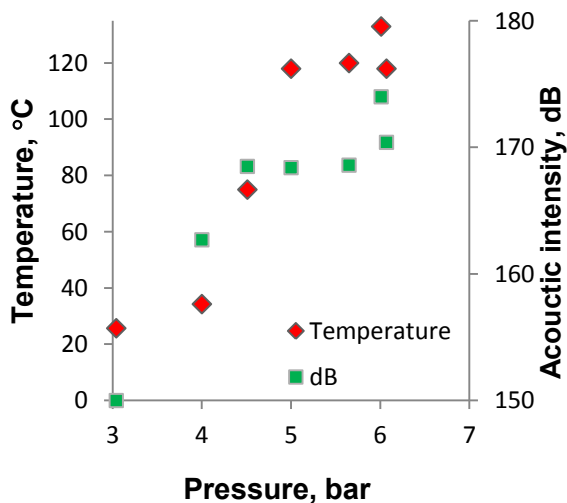
Работа вихревой камеры (при подаче сжатого воздуха) сопровождалась очень сильным звуком. Анализ звукового спектра (Рис. 6) был выполнен на основе компьютерной программы LabView. Звук принимался микрофоном, установленным на расстоянии 1 м от камеры. На Рис. 6 видны три четких пика (горизонтальные линии): основной тон  $\sim 3$  кГц, первый обертон удвоенной частоты  $\sim 6$  кГц, и вторая гармоника утроенной частоты  $\sim 9$  кГц. Интенсивность звука основного пика (цветовой масштаб)  $\sim 3$  кГц (черная линия) выше 160 дБ. Амплитуды обертонов ниже, но также значительно превосходят базовый уровень шума. Таким образом, вид звукового спектра (Рис. 6) позволяет предположить, что в вихревой камере существует стоячая волна.

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient



**Рис. 6** Звуковой спектр, испускаемый работающей вихревой камерой (Рис. 1,  $d = 30$  мм,  $P = 5$  бар).

Замеры интенсивности звука, выполненные на различных режимах работы вихревой камера, показали (Рис. 7), что эффект температурного разделения соответствует интенсивности звука (уровню громкости).



**Рис. 7** Нагрев “горячей” термопары и интенсивность звука, как функции входного давления.

### 2.3 Обсуждение результатов

Теория переноса тепла, предложенная для объяснения эффекта Ранка в вихревых трубах, не может объяснить температурное разделение в рассмотренной короткой вихревой камере.

Действительно, процесс конвективного переноса тепла из центра вихревой камеры на периферию невозможен. Если в вихревой камере есть “теплые” микрообъемы, они не могут смещаться к боковой стенке из-за мощного встречного течения к центру.

Физики, с которыми автор обсуждал это явление, обычно были согласны с приведенным выше утверждением. Однако для описания этого эффекта они предлагали другие процессы: (1) концепцию разделения течения на два потока – горячий и холодный, влияние (2) ударных волн, (3) мощный звук, или (4) пульсации.

В концепции разделения течения на два потока полагают, что горячий и холодный потоки не смешиваются. Горячий поток нагревается за счет трения и ударов струй со стенками. Холодный поток охлаждается за счет процессов адиабатного расширения и редукции.

Однако этот подход не может объяснить, почему разогрев бокового патрубка и охлаждение центрального стержня так сильно зависят от диаметра выходной диафрагмы. Эффект температурного разделения потока на горячий и холодный, определяемый гидродинамическими процессами, должен усиливаться с ростом скорости потока. То - есть максимальные значения температур должны иметь место при диаметре выходной диафрагмы 40 мм, когда гидравлическое сопротивление вихревой камеры минимально. Однако при диаметре 40 мм температурное разделение наименьшее. Резкий максимум разогрева наблюдается на диафрагме 30 мм.

Концепция разделения течения (на холодный и горячий потоки) также не может дать ответ на следующие вопросы: Какой поток разогревает дно бокового патрубка до 465 °С (см. Рис. 2), в то время как внутри полости практически отсутствует движение воздуха? Как изменение расстояния между центральным стержнем и нижним диском может изменять температуру внутри бокового патрубка (см. [1], Рис. 4)? Почему уровень прогрева бокового патрубка зависит от симметричности (от

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

смещения центрального стержня относительно оси камеры) [1]?

Эксперимент (Рис. 4, выполненный на установке Рис. 3) демонстрирует охлаждение термопары, укрепленной на конце центрального стержня. Известно, что весь воздух выходит из вихревой камеры в виде тонкого кольцеобразного потока возле диафрагмы толщиной (~1-2 мм). Давление в центральной зоне вихревой камеры (возле центрального стержня) отрицательное. В этой зоне существует противотечение, засасывающее воздух (имеющий температуру ~23 °С) из вне камеры. Именно этот воздух омывает “холодную” термопару, установленную на конце центрального стержня. Какие либо холодные струи из общего вихревого потока не могут достичь и охладить центральный стержень. Однако охлаждение существует. Приведенные факты обосновывают мнение, что концепция разделения потока (на горячую и холодную струи) не может объяснить наблюдаемое температурное разделение.

Пульсации, безусловно, имеют место. Именно турбулентные пульсации являются источником мощного звука в вихревой камере. Быстрые пульсации обязательно создают зоны повышенного и сниженного давления с повышенной и сниженной температурой, соответственно. Но образование турбулентной пульсации всегда сопровождается процессом её диссипации, и общее результирующее изменение температуры равно нулю. Зоны пульсаций смещаются вместе с общим потоком. Мощное радиальное течение к центру вихревой камеры исключает возможность смещения микрообъемов в противоположном направлении. Таким образом, пульсации воздушного потока не могут являться причиной обнаруженного температурного разделения.

Ударные волны могут возникать в вихревой камере только в том случае, когда скорости воздушных струй превышают скорость звука. В работе [1] исследована гидродинамика данной вихревой камеры. Показано, что скорости струй на

всех режимах работы ниже скорости звука. Следовательно, в этой вихревой камере не возникали ударные волны. Если, тем не менее, допустить, что ударные волны возникали, необходимо учитывать следующее: Ударные волны разрежения не существуют. Это означает, что эффект охлаждения в этом случае не принимается во внимание. Отражение ударных волн от цилиндрической боковой стенки вихревой камеры привело бы к концентрации амплитуды в центре (и к повышению температуры в этой зоне). Однако здесь наблюдается противоположный эффект – охлаждение.

Мощные звуковые волны являются важным фактором в наблюдаемом температурном разделении. Однако процесс распространения звука не может изменить температуру воздуха. Если масса газа в зоне флуктуации постоянна, даже единичная флуктуация сжатия должна одновременно сопровождаться флуктуацией разрежения. Эти две фазы составляют единую волну, которая распространяется из точки, в которой она возникла. Отдельные волны сжатия или разрежения не существуют.

Рассмотрим “звуковое” возмущение. Плотность энергии в зоне возмущения (приращение энергии на единицу объема) определяется выражением (например, [7], Глава 1):

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

В этом выражении,  $\Delta\epsilon$  приращение удельной внутренней энергии возмущенного газа;  $uk$  плотность кинетической энергии колебательного движения,  $uk = \frac{\rho_0 v^2}{2}$ ,  $w_0$  удельная энтальпия,

$w = \epsilon + \frac{p}{\rho}$ ,  $v$  скорость, а индекс 0 относится к невозмущенному состоянию. При выводе соотношения (1) учитывались приращения удельной внутренней энергии возмущенного газа с

точностью до второго порядка относительно  $\Delta\rho$ . Процессы в газе принимались изоэнтропийными.

Второе и третье (плотность кинетической энергии) слагаемые Ур. (1) равны между собой и являются членами второго порядка. При вычислении полной энергии акустического возмущения (при интегрировании Ур. (1)) первое слагаемое не учитывается. Это происходит вследствие того, что изменение плотности в зоне сжатия компенсируется изменением плотности в зоне разрежения.

Безусловно, звуковая волна (включая мощный звук, изучаемый Нелинейной Акустикой) переносит энергию, полученную от источника звука. Поглощение волны приводит к выделению этой энергии, что увеличивает температуру газа (при этом охлаждение невозможно), однако количество этого тепла очень незначительно. Итак, влиянием мощных звуковых волн нельзя объяснить температурную сепарацию в рассмотренной короткой вихревой камере.

Рассмотрим внимательно Рис. 5. Полиэтиленовые трубки были многократно прорваны давлением изнутри вследствие разогрева. Понятно, что точка разрыва является местом максимального нагрева. Внутри этих трубок воздух был неподвижен, и если бы обычные процессы передавали тепло из камеры, точка разрыва находилась бы возле боковой стенки (возле разъема). С другой стороны, если бы трубки нагревались ударными волнами или звуком, максимальное нагревание отмечалось бы на дальнем конце (трубка является прекрасным волноводом вследствие отражения волн от стенок).

Наблюдаемый разрыв полиэтиленовых трубок показывает, что тепло проходит по цилиндрическому каналу вдоль радиуса камеры, и поглощается стенкой трубки в месте её перегиба.

Итак, на основе известных (до настоящего времени) физических процессов невозможно объяснить наблюдаемый разогрев трубок.

Для объяснения полученных результатов экспериментов предложена концепция Волн Градиента Давления.

### 3. Волны Градиента Давления

В этой главе предложена физическая модель, на основе которой будет развита теория Волн Градиента Давления.

#### 3.1 Физическая модель

Для обоснования концепции Волн Градиента Давления рассмотрим простую модель: газ, находящийся в поле сильных массовых сил. Мощные силы воздействуют на молекулы газа, создавая градиент давления даже внутри небольшого объема. На первой стадии, не будем говорить о природе этих сил (отметим, что такими силами являются: сильная гравитация или электромагнитное поле, воздействующее на ионизированный газ).

Примем начальные допущения:

- Система является установившейся;
- Газ идеальный;
- Пространство однородно по температуре;
- Силы во всем объеме направлены в одну сторону (примем, что они направлены вниз);
- Будем рассматривать задачу в одномерном приближении (Единичный вектор направлен в сторону увеличения давления).

Из уравнения Эйлера для равновесного элементарного объема можно получить выражение для градиента давления.

$$\mathbf{grad}P(r) = \rho_s(r) \mathbf{u}_f(r) \quad (2)$$

Где  $\mathbf{u}_f(r)$  ускорение, характеризующее поле массовых сил.  $\rho_s(r)$  плотность газа, которая зависит от значения давления.

$$\rho_s(r) = \frac{k}{a^2} P(r) \quad (3)$$

здесь  $a$  - скорость звука,  $k$  - показатель адиабаты.

Из Ур. (2) для ограниченного объема, заполненного идеальным газом, можно получить выражение для давления в точке  $r$ .

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

$$P(r) = P_0 \exp\left(\frac{k}{a^2} \int_{r_0}^r u_f(r) dr\right) \quad (4)$$

Где  $P_0$  давление на верхней стенке (точка  $r_0$ ).

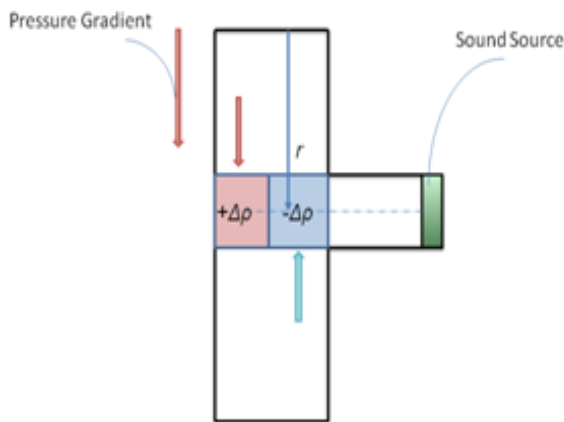
Для случая, когда ускорение  $u_f(r)$  изменяется незначительно (имеет значение  $G$ ), Ур. (4) преобразуется в выражение

$$P(r) = P_0 \exp\left(\frac{kG(r - r_0)}{a^2}\right)$$

Рассматривая распространение упругих волн, примем следующее:

- Упругие волны не оказывают воздействия на перемещения массы в объеме;
- Процессы, связанные с распространением упругих волн, являются адиабатными;
- Будем рассматривать быстродействующие процессы, скорость которых превышает локальную скорость звука, как процессы, действующие мгновенно. К этой группе относятся: быстродействующее силовое поле, создающее градиент давления, и силы давления. Давление определяется средней скоростью молекул, которая зависит от температуры и всегда превышает локальную скорость звука.

Рассмотрим удлинённый объем (Рис. 8) с квадратным сечением, заполненный газом. Объем установлен вертикально. Система закрыта (масса газа постоянна), но не изолирована (силовое поле воздействует на каждую молекулу газа в объеме). Система находится в установившемся состоянии – масса газа не перемещается.



**Рис. 8** Объем, заполненный газом, в силовом поле, создающем градиент давления.

Внутри объема (Рис. 8) установлен источник звука. Источник звука создает внутри объема стоячую волну с плоским фронтом. (Здесь понятие “звук” объединяет упругие колебания независимо от их частоты). Источник звука выбран так, что длина генерируемой волны совпадает с шириной объема. Будем называть флуктуацию плотности, создаваемую источником звука, стартовой флуктуацией (стартовым возмущением), и будем рассматривать только область объема напротив источника. В действительность давление в звуковой волне изменяется синусоидально. Однако для простоты примем, что полупериод стоячей волны характеризуется величиной прироста давления звуковой флуктуации  $\Delta P$ , которая добавляется к существующему давлению. Примем, что координата  $r$  характеризует зону стартовой звуковой флуктуации (расстояние будем измерять от верхней стенки). Эта зона разделена на две части, с повышенным и с пониженным давлением. В сжатой зоне плотность газа и его температура также повышены, а в разреженной зоне эти характеристики снижены. Эти три характеристики в указанных зонах взаимосвязаны уравнениями адиабаты.

Итак, плотность газа в зоне стартовой звуковой флуктуации изменилась от  $\rho(r)$  до  $\rho(r) + \Delta\rho$  ( $\pm\Delta\rho$  определяет амплитуду флуктуации). Однако значения давления на границе зоны возмущения остались неизменными. Из рассмотрения баланса сил на границах стартовой звуковой флуктуации видно, что в условиях градиента давления возникают силы, дополнительно воздействующие на газ в этой зоне. Эти силы являются равнодействующими сил давления и сил силового поля, создающего градиент давления. С учетом Ур. (2) получаем выражение для ускорения  $u(r)$ :

$$u(r) = u_f(r) \frac{\Delta\rho}{\rho_s(r) + \Delta\rho} \quad (5)$$

Это ускорение определяет величину дополнительной равнодействующей силы, воздействующей на зону стартовой флуктуации

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

плотности. Если внутри закрытого объема (Рис. 8) ускорение  $u_f(r)$  изменяется незначительно и может быть заменено константой  $G$ , Ур. (5) преобразуется в выражение

$$u(r) = G \frac{\Delta\rho}{\rho_s(r) + \Delta\rho}$$

Если значение  $\Delta\rho$  положительно (флуктуация сжатия), результирующая сила направлена вниз в направлении возрастания давления. Если же  $\Delta\rho$  - отрицательно (флуктуация разрежения), результирующая сила направлена вверх, в сторону малых давлений.

Мы условились считать быстродействующие силы давления действующими мгновенно относительно “медленной” скорости звука. Стартовая звуковая флуктуация развивается со скоростью звука, и все это время (порядка периода звуковой волны) быстродействующие силы реально воздействуют на зону флуктуации, создавая вторичное возмущение плотности.

### 3.2 Обоснование реального существования Волн Градиента Давления

В соответствии с принципом Гюйгенса, вторичная волна возникает в каждой точке пространства, куда дошла первичная волна. Применительно к упругим волнам в газах этот принцип можно сформулировать следующим образом: Возмущение состояния газа, вызванное силами давления в точке пространства, куда пришла волна, не отличается от возмущения, вызываемого источником волны (например, звуковой мембраной). В книге [8], исходя из очевидных допущений: о существовании малой флуктуации плотности и о существовании положительной производной  $\frac{dP}{d\rho}$ , выведено волновое уравнение. Можно считать, что это является математическим обоснованием изложенного выше принципа Гюйгенса.

Развитие стартовой флуктуации плотности в газе (Рис. 8) в условиях градиента давления вызывает появление быстродействующих сил давления, дополнительно воздействующих на зону флуктуации и создающих вторичное возмущение. В соответствии с изложенным выше принципом это вторичное возмущение обязательно создает вторичную волну – Волну Градиента Давления. Принцип суперпозиции волн позволяет нам рассматривать эту волну отдельно от стартовой звуковой волны.

### 3.3 Распространение Волн Градиента Давления

Стартовое “звуковое” возмущение является “спусковым крючком” для возникновения ВГД. Оно создает флуктуацию плотности  $\Delta\rho$ , которая определяет возникновение силы (по соотношению (5)), которая в свою очередь порождает ВГД. В условиях градиента давления значение плотности газа в зоне возмущения зависит от места возникновения стартового возмущения,

$$\rho(r) = \rho_s(r) + \Delta\rho, \quad (6)$$

где  $\rho_s(r)$  – начальное (до возникновения возмущения) значение плотности (3). Амплитуда флуктуации плотности  $\Delta\rho$  связана с амплитудой флуктуации давления  $\Delta P$  уравнением адиабаты Пуассона. Сила, создающая ВГД, существует всегда, когда  $\Delta\rho \neq 0$  (см. Ур. (5)).

Волны, создаваемые упругим возмущением (в том числе и ВГД), перемещаются со скоростью звука. Давление и силовое поле, создающее градиент давления, порождают силы, действующие быстрее, чем скорость звука. Таким образом, результирующая сила, создающая ВГД, воздействует на зону флуктуации все время, пока ВГД распространяется. Если из стартовой точки с координатой  $r$ , ВГД сместилась на расстояние  $dr$ , то эта сила выполнит физическую работу, которая добавляется к энергии волнового возмущения ( $d\exists$  - приращение работы на единицу объема)

$$d\exists = \rho(r)u(r)dr \quad (7)$$



## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

Из выражения (7), с учетом Ур. (5) для ускорения  $u(r)$ , вызванного действием равнодействующей силы на возмущенную область, и учитывая Ур. (6), получаем

$$d \Xi = \Delta \rho(r) u_f(r) dr \quad (8)$$

где  $u_f(r)$  ускорение силового поля.

Таким образом, плотность энергии ВГД определяется суммой энергии стартового возмущения (первое слагаемое Ур. (1)) и работы  $\Xi$  (проинтегрированное Ур. (8)). Все уравнения, приведенные выше, в равной степени подходят как для волны сжатия, так и для волны разрежения, с учетом соответствующих знаков (плюс или минус) приращений величин.

### 3.4 Волна сжатия

Выше мы рассматривали приращение плотности в флуктуации  $\Delta \rho$  как постоянную величину, что правильно для стартовой звуковой флуктуации. Однако при распространении ВГД  $\Delta \rho(r)$  и  $\Delta P(r)$  изменяются. Волна сжатия распространяется (“тонет”) в сторону возрастания давления ( $\Delta \rho$  положительно). Сила, создающая градиент давления, “подталкивает” сжатую ВГД. Работа этой силы на каждом участке перемещения волны добавляется к энергии фронта сжатия. Эта зона дополнительно поджимается, в результате чего увеличиваются  $\Delta \rho(r)$ ,  $\Delta P(r)$  и температура.

Однако есть фактор, который может действовать противоположным образом. Представим, что плотный фронт ВГД сместился, но его энергия изменилась незначительно (её можно считать константой). Рассмотрим две крайние возможности: Первая,- значения  $\Delta \rho$  и  $\Delta P$  остаются постоянными, и вторая,- неизменными остаются геометрические размеры сжатого фронта волны.

В первом случае размеры сжатого фронта волны должны уменьшиться. Так как энергия является аддитивной термодинамической функцией (а энергия сжатого фронта константа), масса газа в сжатом фронте не должна измениться. Такое

изменение размеров (изменение длины волны) возможно только в том случае, когда задние слои сжатого волнового фронта движутся быстрее, чем передние. Изменения плотности и температуры при распространении упругих волн связаны уравнениями адиабаты

$$T_1 = T_0 \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{k-1} = T_0 \left( 1 + \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right)^{k-1} \quad (9)$$

где  $k$  - показатель адиабаты, а 0 обозначает невозмущенное состояние.

Рассмотрим два соседних тонких слоя в сжатом фронте волны. Можно принять, что в этих слоях значение  $\Delta \rho$  одинаково. Но значения  $\rho_0$  в этих слоях различны из-за градиента давления. Величина  $\rho_0$  в переднем слое (в направлении увеличения давления) больше. Поэтому температура  $T_1$  (по соотношению (9)) (а также величина локальной скорости звука) в переднем слое меньше, чем в заднем, идущем за ним. Таким образом, сжатие (уменьшение размеров) сжатого фронта ВГД действительно может иметь место. Однако не является очевидным, что величина этого сжатия в точности соответствует закону сохранения энергии.

Во втором случае, если размеры сжатого фронта не изменяются (а это означает, что масса, вовлеченная в волновой процесс, увеличивается), амплитуды  $\Delta \rho$  и  $\Delta P$  должны снизиться.

Скорее всего, реально происходит комбинация всех перечисленных выше факторов.

Изложенные выше соображения позволяют предположить, что распространение сжатого фронта ВГД может иметь физические ограничения. Его амплитуда может затухать. При малых значениях  $\Delta \rho$  развитие сжатого фронта ВГД скорее всего невозможно.

### 3.5 Волна разрежения

“Всплывающий” разреженный фронт ВГД распространяется в сторону снижения давления и плотности ( $\Delta \rho$  отрицательно). Сила давления расширяет зону фронта, совершая отрицательную

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

физическую работу, увеличивая ( $-\Delta\rho$  и  $-\Delta P$ ) по величине и снижая температуру.

Для волны разрежения можно повторить все рассуждения, приведенные выше. Главным отличием является то, что при распространении разреженный фронт ВГД покрывает меньшую массу газа (смещается в сторону снижения плотности). Это обстоятельство обуславливает увеличение амплитуд ( $-\Delta\rho$  и  $-\Delta P$ ). Значения локальной скорости звука в слоях фронта разрежения также вносят вклад в его расширение. Другими словами, физические ограничения для распространения разреженного фронта ВГД отсутствуют. При любых малых значениях стартовой флуктуации плотности "холодная" волна будет существовать и развиваться.

Приведенные выше общие результаты оценки распространения ВГД соответствуют результатам, полученным в книге [7]. В [7] показано, что перемещение ударной волны в атмосфере вверх и вниз имеют различный характер. Перемещение вниз характеризуется торможением и диссипацией, а перемещение вверх – неограниченным развитием, вплоть до прорыва атмосферы. Причем одной из основных причин этого различия является изменение плотности (массы) воздуха по вертикали из-за гравитационного градиента давления.

Результаты экспериментов [1] также подтверждают полученные выше выводы. Охлаждение, производимое ВГД в приосевой зоне установки, наблюдается на всех режимах работы для всех размеров выходных диафрагм, начиная с самых малых давлений и оканчивая их максимальными значениями. В то время, как нагрев "горячей" термопары, установленной на дне полости бокового патрубка, явление более "капризное" (на малых давлениях нагревание, как правило, отсутствует).

### 3.6 Динамические системы

Выше мы полагали, что градиент давления создан полем массовых сил (например,

гравитацией), которое воздействуют на каждую молекулу газа. Однако градиент давления в объеме газа может быть создан динамически при вращении, разгоне, торможении. Примем, что ВГД существует также в системах, где градиент давления создан динамически.

Для удобства рассмотрения динамических систем вводят силы инерции, которые позволяют использовать для их описания статические уравнения. Расширим представление о силах инерции как о "массовых" силах. Будем считать, что введение сил инерции адекватно моделирует динамическое воздействие на объем газа в целом и на каждую молекулу газа в этом объеме. Будем помнить, что введение "поля" сил инерции, создающего градиент давления, является упрощенной моделью, правильность которой должна быть подтверждена экспериментально.

Рассмотрим, например, закрытый участок трубы, заполненный газом (Рис. 8), который укреплен на центрифуге, вращающейся с постоянной угловой скоростью  $\omega$ . Ось патрубка установлена вдоль радиуса вращения. Градиент давления создается полем центробежных сил. Значение центробежного ускорения (в соответствии с Ур. (2)) в этом случае

$$u_f(r) = \omega^2 r$$

Внутри участка трубы давление  $P(r)$  и градиент давления  $gradP(r)$  на радиусе  $r$  определяются выражениями:

$$P(r) = P_0 \exp\left(\frac{k\omega^2(r^2 - r_0^2)}{2a^2}\right)$$

$$gradP(r) = k\left(\frac{\omega}{a}\right)^2 r P(r)$$

где  $P_0$  - давление на радиусе  $r_0$  возле стенки, ближайшей к центру вращения.

### 3.7 Свойства Волн Градиента Давления и особенности их распространения

Выделим основные отличия этого типа упругих волн (ВГД) от обычных "звуковых" волн (здесь понятие "звук" объединяет упругие колебания независимо от их частоты). Для сравнения свойств, два типа волн представлены в Таблице 1.

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

**Таблица 1 Свойств Волн Градиента Давления.**

| Обычные звуковые волны  | Волны Градиента Давления   |
|---|--|
| Звуковые волны возникают в упругой среде всегда, когда присутствует источник звука, создающий флуктуации плотности.   | Для возникновения ВГД необходимо одновременное выполнение трех условий:<br>(1) Среда должна быть сжимаемой (газ);<br>(2) В пространстве или в объеме, заполненном газом должен существовать градиент давления;<br>(3) Должны также существовать флуктуации плотности. Эти флуктуации могут быть звуковыми.   |
| Источник звука определяет характеристики звуковой волны (частоту и амплитуду). Вся энергия звуковой волны получена от источника звука.  | ВГД создают внешние силы, создающие градиент давления в газе. Звук является “спусковым крючком”. Энергия звуковой волны служит стартовой энергией ВГД.   |
| Звуковая волна распространяется от источника звука. В случае точечного источника звука в однородной бесконечной среде, поверхностью фронта акустической волны является расширяющаяся сфера (полный телесный угол).  | ВГД распространяется вдоль вектора градиента давления.   |
| Процесс распространения звуковой волны является периодическим. Причина этого в том, что источник звука пульсирует или совершает колебательные движения.   | В ВГД колебания отсутствуют, так как они отсутствуют в силовом поле, создающем градиент давления.  |
| В звуковой волне зоны сжатия и расширения чередуются и двигаются вместе в одном направлении.  | Сжатый фронт ВГД смещается в сторону повышения давления, в то время как, разреженный фронт перемещается в противоположном направлении в сторону малых давлений.  |
| Процесс распространения звуковых волн в газе является изоэнтропийным.   | Процесс распространения ВГД адиабатный (тепло не подводится и не отводится), но не изоэнтропийный. Силовое поле производит работу, оно сжимает или расширяет зоны флуктуации плотности.  |
| Энергия звуковой волны в газе состоит из двух компонент: потенциальной энергии, определяемой величиной относительной упругой деформации и кинетической энергии колебательного движения. Адиабатное сжатие и расширение должны изменять температуру газа в зонах волнового возмущения. Но поскольку в звуковой волне эти зоны чередуются, суммарный эффект равен нулю. | Поскольку в ВГД отсутствуют колебания, в ее энергии отсутствует составляющая кинетической энергии колебательного движения. Энергия ВГД состоит из двух компонент: энергии стартовой звуковой флуктуации, включая составляющую изменения температуры, и энергию, эквивалентную работе, произведенной силами давления, которые перемещают волновой фронт.  |
| В ограниченном пространстве звуковые волны отражаются от стенок.  | В ограниченном пространстве ВГД поглощаются стенками. Отражение волны и ее движение в противоположном направлении невозможно. Этому препятствуют силы, создающие градиент давления. При поглощении ВГД вся энергия волны передается стенке в виде тепла или холода, включая потенциальную часть. Если функция градиента давления имеет экстремум, то ВГД не может пройти через точку перегиба и рассеивается в этом месте. |
| Звуковые волны переносят энергию, получаемую от источника звука. Их поглощение обычно очень слабо влияет на термодинамические характеристики системы.   | ВГД переносят энергию в сторону увеличения давления. В ограниченном пространстве это выражается в охлаждении зоны низкого давления и в нагревании стенки, расположенной в зоне высокого давления.  |

### 4. Подтверждение существования Волн Градиента Давления

На момент написания этой работы прямое экспериментальное подтверждения существования Волн Градиента Давления отсутствует. Ниже приведены косвенные подтверждения.

(1) Явление ВГД определяет эффект Ранка и работу всех типов вихревых труб [2-3]. Объяснение работы этих устройств на основе концепции ВГД

устраняет все проблемы в ранее существующих теориях;

(2) Волна Градиента Давления безусловно возникает в звуковом генераторе Гартмана [9]. В этом устройстве градиент давления создается за счет торможения струи. ВГД разогревает дно полости, установленной напротив сопла. В эксперименте с использованием гелиевой струи температура полости достигала ~1000 °С;

## The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient

(3) Результаты исследования температурной сепарации в короткой вихревой камере [1] поставили ряд вопросов, ответы на которые могут быть получены только на основе концепции Волн Градиента Давления. “Гидродинамические” теории, предложенные для описания вихревых труб, не могут дать ответы на эти вопросы.

Все экспериментальные результаты (данная статья и работа [1]) Могут быть объяснены на базе Волн Градиента Давления. Конфигурация вихревой камеры и характеристики воздушного потока определяют частоту и амплитуду генерируемых звуковых волн. Выходная диафрагма  $d = 30$  мм формирует звуковую частоту, близкую к резонансной частоте вихревой камеры. При этом диаметре выходной диафрагмы выполняются оптимальные условия резонанса. Амплитуда флуктуаций плотности максимальна, что создает мощную ВГД. При других диаметрах диафрагмы и при изменении положения центрального стержня изменяется генерируемая звуковая частота. Стартовая звуковая волна уходит от резонанса, ее амплитуда снижается, и ВГД также снижается или не возникает.

### 5. Заключение

Выполнено экспериментальное исследование эффекта температурной сепарации в короткой вихревой камере. Проведенный анализ показал, что результаты этих экспериментов не могут быть объяснены существующими гидродинамическими концепциями, предложенными для описания температурной сепарации в вихревых трубах (эффект Ранка).

Предложена концепция ВГД. ВГД это специальный сорт упругих волн, которые возникают в сжимаемых средах (газах) в присутствии градиента давления под воздействием флуктуаций плотности (звука).

Для обоснования существования ВГД в статье представлена физическая модель: газ в сильном

поле массовых сил. Эта модель может быть использована при создании теории ВГД. Поскольку системы с ВГД неравновесные, для их описания потребуется аппарат Неравновесной Термодинамики.

В статье описаны основные свойства ВГД и закономерности ее распространения. Если в газовом объеме возникает ВГД, то обязательно возникает и перенос тепла из зоны низкого давления в зону высокого давления. Понимание процессов, связанных с ВГД, дает возможность создать новый класс устройств [10] (например, тепловые насосы) с уникальными свойствами. Области их применения: энергосбережение и использование низко-потенциального тепла.

### Цитируемые источники

- [1] Y. Beliavsky, Experimental investigation of a temperature separation effect inside a short vortex chamber, in: Proceedings of the 9th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Malta, July 2012, pp. 1482-1487.
- [2] G.J. Ranque, Method and Apparatus for Obtaining from Fluid under Pressure Two Currents of Fluids at Different Temperatures, US Patent No. 1,952281, 1934.
- [3] Y. Xue, M. Arjomandi, R. Kelso, A critical review of temperature separation in a vortex tube, Experimental Thermal and Fluid Science 34 (8) (2010) 1367-1374.
- [4] H. Sprenger, Beobachtungen an Wirbelrohren (Observation of the Vortex Tube) Zeitschrift fur Angewandte Mathematick und Physik, II, 1951.
- [5] М.А. Гольдштик, Вихревые Потoki, Наука, новосибирск, 1981, стр. 305-311.
- [6] M. Kurosaka, Acoustic streaming in swirling flow and the Ranque-Hilsch (vortex-tube) effect, Journal of Fluid Mechanics 124 (1982) 139-172
- [7] Ю. Зельдович, Ю. Райзер, Физика Ударных Волн и Высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, Москва, 1966, стр. 661- 671.
- [8] R. Mises, Mathematical Theory of Compressible Fluid Flow, Chapter 1.4, Academic Press, New York, 1958.
- [9] E. Brocher, J.P. Ardissonne, Heating characteristics of a new type of Hartman-Sprenger tube, International Journal of Heat and Fluid Flow 4 (2) (1983) 97-102.
- [10] Y. Beliavsky, Pending US patent 61659680, 2012.