

УДК 621.9

А. Н. Жигалов¹, доктор технических наук, доцент,Ю. Д. Черняков², М. В. Башаримов³, В. М. Головков⁴, И. О. Сазоненко⁵, И. В. Кубраков⁶¹Учреждение образования «Барановичский государственный университет», ул. Войкова, 21,
225404 Барановичи, Республика Беларусь, +375 (29) 630 15 17, jigalov6@mail.ru^{1, 2, 3, 4, 5, 6}Государственное научное учреждение «Институт технологии металлов Национальной академии наук Беларуси», ул. Бялыницкого-Бирули, 11, 212030 Могилев, Республика Беларусь

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПРОЦЕССЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ЗВУКОВОГО УПРОЧНЕНИЯ

Рассмотрены физические явления, возникающие в процессе аэродинамического звукового упрочнения. Показано, что распространение звуковой волны в резонаторе установки аэродинамического звукового упрочнения возможно только в режиме бегущей волны со множественными отражениями от боковых стенок. Данное явление приводит к увеличению как акустического давления в ней, так и колебательной скорости частиц среды по сравнению со случаем её свободного распространения. Наличие высокой колебательной скорости частиц среды в совокупности с интенсивным вихревым движением приводит к возникновению нелинейных эффектов в зоне резонатора. В результате происходит искажение первоначальных синусоидальных волн и образование слабых ударных волн.

Ключевые слова: процесс аэродинамического звукового упрочнения; нелинейные эффекты; слабые ударные волны.

Рис. 7. Табл. 1. Библиогр.: 8 назв.

A. N. Jigalov¹, DSc in Technical Sciences, Associate Professor,Y. D. Chernyakov², M. V. Basharimov³, V. M. Golovkov⁴, I. O. Sazonenko⁵, I. V. Kubrakov⁶^{1, 2, 3}Institution of Education "Baranavichy State University", 21 Voykova Str., 225404 Baranavichy,
the Republic of Belarus, +375 (29) 630 15 17, jigalov6@mail.ru^{1, 4, 5, 6}State Scientific Institution "Institute of Technology of Metals of National Academy of Sciences of Belarus",
11 Byalynitskogo-Biruli Str., 212030 Mogilev, the Republic of Belarus

THEORETICAL JUSTIFICATION OF THE WEAK IMPACT WAVES FORMATION IN THE PROCESS OF AERODYNAMIC SOUND HARDENING

The article examines the physical phenomena that arise during aerodynamic sound hardening (ASH). It is shown that sound wave propagation in the ASH resonator is possible only in the travelling wave mode with multiple reflections from the side walls. This phenomenon leads to an increase in both the acoustic pressure in the medium and the oscillatory velocity of the medium particles, compared to the case of free propagation. The presence of a high oscillatory velocity of the medium particles, combined with intense vortex motion, leads to the emergence of nonlinear effects in the resonator zone. As a result, the initial sinusoidal waves are distorted and weak shock waves are formed.

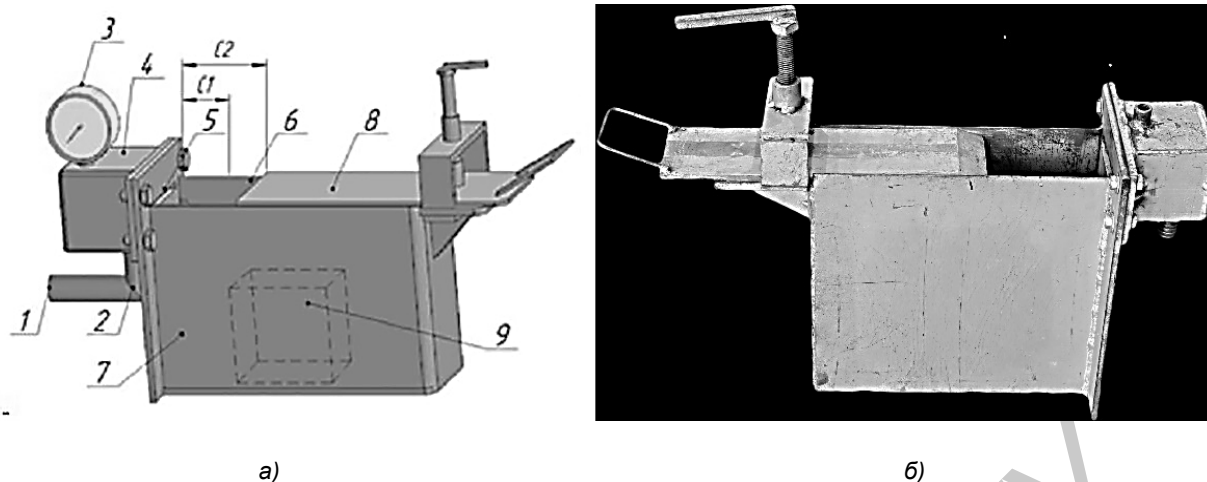
Key words: aerodynamic sound hardening process; nonlinear effects; weak shock waves.

Fig. 7. Table 1. Ref.: 8 titles.

Введение. В ИТМ НАН Беларуси разработали новые подходы к получению броневых материалов типа стали 45ХН2МФА с использованием метода легирования стали 45 в процессе электрошлакового тигельного переплава, термической обработки и аэродинамического звукового упрочнения (далее — АДУ).

Проводились исследования явлений, сопровождающих процесс АДУ, обоснования возможности применения метода АДУ для повышения служебных свойств литых сталей типа 45ХН2МФА.

Материалы и методы исследования. Конструктивные особенности установки и методика АДУ подробно освещены в [1]. Конструктивная схема установки АДУ и её общий вид представлены на рисунке 1.



а — конструктивная схема; б — общий вид

Рисунок 1. — Экспериментальная установка АДУ

Принцип работы установки АДУ заключается в следующем. Подающийся от системы воздухоприготовления 1 воздух подается через воздуховод 2 в камеру сглаживания пульсаций воздуха 4. Давление воздуха контролируется манометром 3. Изделие 9 закрепляется на поддерживающем устройстве, которое устанавливается в резонансную камеру 7 через выходной канал 6, причем поддерживающее устройство, следовательно, и упрочняющий инструмент не должны касаться колеблющихся стенок камеры. Установка режимов обработки происходит путем настройки положения регулирующей заслонки 8 на размер $C1$ или $C2$ с последующей фиксацией заслонки 8 [2].

Исследования проводились путем анализа взаимодействия истекающего из сопла 5 потока воздуха с элементами конструкции установки АДУ. С использованием технологии построения твердотельных моделей программного комплекса САПР SolidWorks была создана 3D-модель установки. Моделирование процесса течения воздушного потока в установке АДУ осуществлялось с помощью встроенного модуля Flow Simulation данного программного комплекса.

Результаты исследования и их обсуждение. Результаты, полученные в ходе проведения моделирования, свидетельствуют о наличии двух этапов течения воздушных потоков в установке АДУ. При моделировании в обоих случаях задавалось одно и то же количество отображаемых траекторий, равное 15. Первый этап течения представлен на рисунке 2.

На данном этапе течения наблюдается поворот воздушного потока, поступающего в область резонатора установки АДУ, на 270° и его выход без рециркуляции потока в полости резонатора. Выходящий из резонатора обратный поток взаимодействует с потоком на входе, отклоняя его вверх. Отклонение потока, истекающего из щелевого сопла, вверх приводит к уменьшению объема воздуха, поступающего в полость резонатора установки АДУ. Далее течение в установке АДУ переходит ко второму этапу (рисунок 3), который сопровождается рециркуляцией части воздуха в полости резонатора.

Уменьшение объема воздуха, поступающего в полость резонатора, закономерно вызывает уменьшение потока на выходе из него. Воздействие на поток, истекающий из щелевого сопла, уменьшается, он отклоняется вниз, установка АДУ возвращается к первоначальному режиму течения. В результате циклического перехода из одного режима течения в другой появляется вертикальная модуляция вытекающего из щелевого сопла потока. Этот модулированный поток и является источником первичного возмущения в установке АДУ.

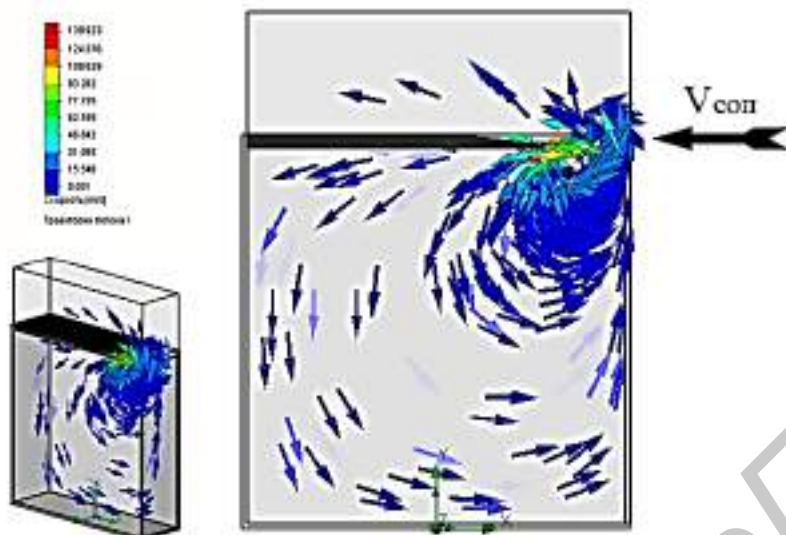


Рисунок 2. — Первый этап течения воздушного потока в установке АДУ

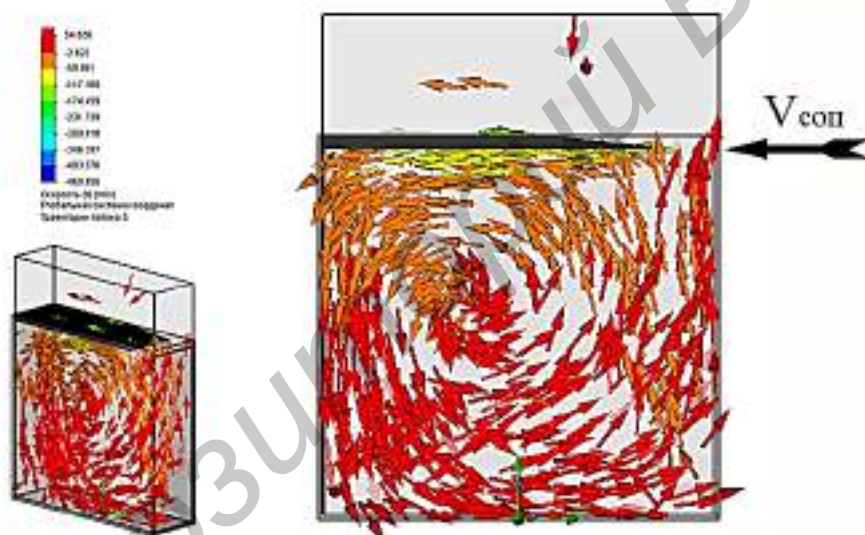
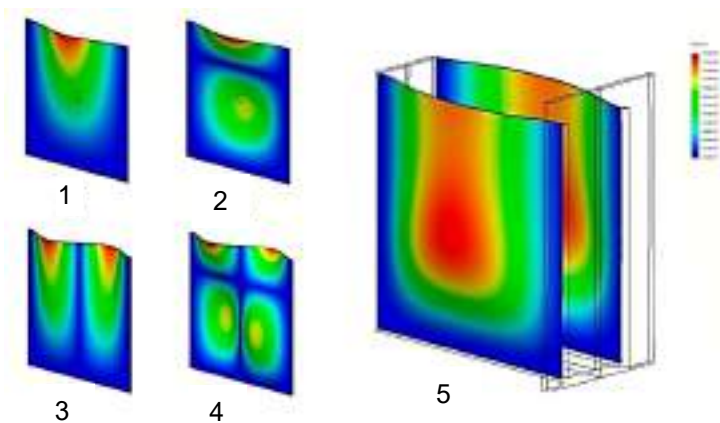


Рисунок 3. — Второй этап течения воздушного потока в установке АДУ

Модулированный поток, выходящий из щелевого сопла, сопровождается колебаниями давления в полости резонатора. Изменяющееся давление воздействует на боковые стенки резонатора, заставляя их совершать колебательные движения. Колебания боковых стенок вызывают возникновение в полости резонатора вторичных звуковых волн. При совпадении частоты модуляции потока, истекающего из щелевого сопла, с собственной частотой колебаний боковых стенок резонатора амплитуда их колебаний возрастает — наблюдается резонанс.

Моделирование колебательного процесса, возникающего на боковых стенках установки АДУ, осуществлялось с использованием модуля SolidWorks Simulation. На рисунке 4 представлены первые четыре моды собственных колебаний боковой стенки резонатора установки АДУ, а также эпюра перемещения боковых стенок, учитывающая конструктивные особенности установки АДУ. Для наглядности масштаб деформированного состояния выбран намного больше единицы.



1 — первая мода; 2 — вторая мода; 3 — третья мода;
4 — четвертая мода; 5 — эпюра перемещения боковых стенок

Рисунок 4. — Моделирование колебательного процесса боковых стенок резонатора установки АДУ

Частоты, соответствующие первым четырем модам колебаний боковых стенок резонатора установки АДУ, представлены в таблице 1.

Полученное расчетное значение частоты колебаний моды 1, равное 163,92 Гц, близко к частоте, указанной в источнике [1], — 160 Гц. Близость значений расчетной и действительной частот установки АДУ свидетельствует о корректно выполненном процессе моделирования.

Колебательное движение боковых стенок резонатора является вынужденным и происходит в противофазе. При этом синхронизация движения боковых стенок осуществляется по тому же типу синхронизации, которую описал Гюйгенс на двух маятниковых часах, установленных на упругой балке [3].

Боковые стенки резонатора, колеблющиеся синхронно в противофазе, являются источниками звуковых волн. Длина волны λ , излучаемая боковой стенкой, зависит от частоты ее колебаний [4]:

$$\lambda = \frac{c}{f}, \tag{1}$$

где c — скорость звука;

f — частота.

Скорость звука в среде

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}},$$

где γ — коэффициент адиабаты (для воздуха $\gamma = 1,402$ при $T = 293$ °К и $p = 101\,325$ Па);

p — давление (для воздуха $p = 101\,325$ Па при $T = 293$ °К);

ρ — плотность среды (для воздуха $\rho = 1,205$ кг / м³ при $T = 293$ °К и $p = 101\,325$ Па).

Т а б л и ц а 1. — Значение частот первых четырех мод колебаний боковых стенок резонатора установки АДУ

Номер моды	Частота (рад / с)	Частота (Гц / с)	Период (с)
1	1 029,9	163,92	0,0061006
2	1 827,1	290,79	0,0034389
3	2 702,1	430,05	0,0023253
4	3 586,8	570,85	0,0017518

В нашем случае, согласно формуле (1), для первой моды колебания, возникающего в резонаторе установки АДУ, длина волны $\lambda = 2,09$ м, а четверть длины волны, соответственно, $\lambda / 4 = 0,523$ м.

Конструктивно расстояние между боковыми стенками резонатора установки АДУ составляет 0,09 м. С учетом того факта, что ширина резонатора меньше половины длины волны, распространение последней в объеме резонатора возможно только в режиме бегущей волны. При этом при прохождении половины волны в пределах области резонатора произойдет примерно двенадцать её отражений от боковых стенок. Согласно [5], при отражении звуковой волны на границе раздела сред, имеющих разные физические свойства, должно выполняться следующее условие:

$$+\tilde{p} = p' = \frac{2c'\rho'}{c'\rho' + c\rho} p(t), \quad (2)$$

где \tilde{p} — акустическое давление в отраженной волне;

p' — акустическое давление в прошедшей волне;

$c'\rho'$ — удельное акустическое сопротивление второй среды;

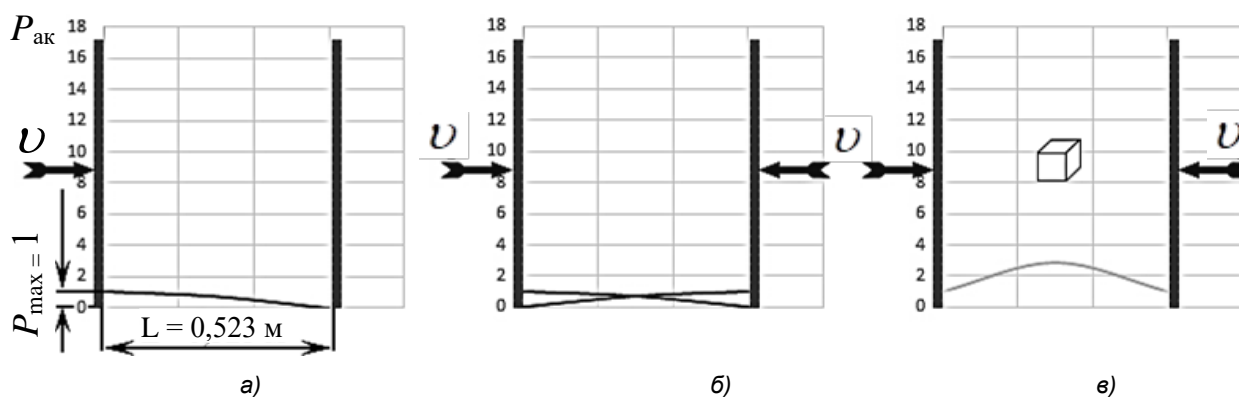
$c\rho$ — удельное акустическое сопротивление первой среды;

p — акустическое давление в падающей волне.

В нашем случае падающая и отражённая волны распространяются в среде с низким удельным акустическим сопротивлением (для воздуха $c\rho = 413$ Па · с / м при $T = 293$ °К и $p = 101\,325$ Па). Отражение происходит от среды с высоким удельным акустическим сопротивлением (для стали $c'\rho' = 45,6 \cdot 10^6$ Па · с / м). Тогда, согласно уравнению (2), акустические давления в падающей и отраженной волнах практически равны между собой. Такая ситуация наблюдается в случае, если граница неподвижна. В случае отражения волны от границы, которая является источником акустического давления, акустическое давление отраженной волны будет суммироваться с акустическим давлением от источника.

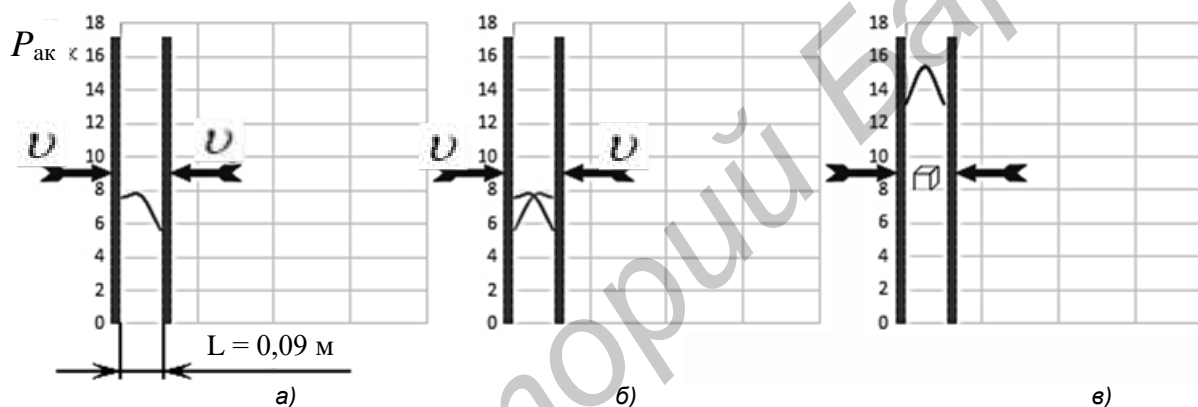
Основываясь на представленных выше предпосылках, были проведены расчеты распределения акустического давления в полости резонатора при расстоянии между боковыми стенками $L = 0,523$ м и $L = 0,09$ м. На рисунке 5, а, представлено распределение акустического давления в полости резонатора при $L = 0,523$ м для случая, когда источником акустической волны является только левая стенка. Боковые стенки совершают колебательное движение по закону $p = p_0 \sin(x \pm ct)$, для простоты представлений результатов расчетов принято $p_0 = 1$. Результаты распределения акустического давления представлены на момент времени $t = 0,001525$ с от начала движения боковой стенки из начального положения. На рисунке 5, б, дано распределение от волн, излучаемых двумя боковыми стенками без учета явления интерференции. На рисунке 5, в, дано распределение от двух волн с учетом явления интерференции и наличия в полости резонатора объекта, подвергающегося воздействию.

На рисунке 6 представлено распределение акустического давления в полости резонатора при расстоянии между боковыми стенками $L = 0,09$ м. В этом случае ситуация кардинально меняется. За четверть периода волны (в течение времени $t = 0,001525$ с) происходит шесть отражений волны от стенок, перемещающихся со скоростью v в противоположных направлениях навстречу друг к другу. При этом в соответствии с законом сохранения энергии при каждом отражении падающей волны, достигшей движущейся стенки, к акустическому давлению отраженной волны добавляется акустическое давление, возникающее на поверхности стенки и связанное с ее движением.



а — один источник акустического давления; б — два источника акустического давления без интерференции; в — два источника акустического давления + интерференция + объект воздействия

Рисунок 5. — Результаты расчета распределения акустического давления в полости резонатора при расстоянии между боковыми стенками $L = 0,523$ м и $t = 0,001525$ с



а — один источник акустического давления; б — два источника акустического давления без интерференции; в — два источника акустического давления + интерференция + объект воздействия

Рисунок 6. — Результаты расчета распределения акустического давления в полости резонатора при расстоянии между боковыми стенками $L = 0,523$ м и $t = 0,001525$ с

Как видно из приведенных выше расчетов, распространение волны в бегущем режиме в полости резонатора, размер которого в направлении распространения волны меньше $\lambda / 4$, сопровождается множественными отражениями волны от стенок. Это, в свою очередь, приводит к росту акустического давления в волне по сравнению с вариантом со стоячей волной в резонаторе, имеющем размеры, кратные $\lambda / 2$.

Все полученные результаты для акустического давления в той же мере справедливы и для колебательной скорости частиц газа v , так как, согласно [6],

$$V = \frac{P}{c\rho} ,$$

где V — скорость частицы.

Таким образом, в установке АДУ будет наблюдаться не только усиление акустического давления в полости резонатора, но и рост колебательной скорости. Если также учесть тот факт, что в резонаторе существует интенсивное вихревое движение, то процесс АДУ будет

характеризоваться более высоким значением акустического числа Рейнольдса по сравнению со свободным распространением волны. Согласно [7], число Рейнольдса для акустических процессов определяется следующим образом:

$$Re = \frac{V\lambda}{2\pi\nu},$$

где Re — число Рейнольдса;

ν — кинематическая вязкость.

В работе [7] указывается, что для интенсивного звука, распространяющегося в таких средах, как воздух и малопоглощающие жидкости, особенно для волн низких частот звукового и ультразвукового диапазонов, акустические числа Рейнольдса достаточно велики, нелинейные эффекты проявляются достаточно сильно. При достаточно больших числах Рейнольдса среда должна рассматриваться как невязкая. В невязкой среде волны косинусоидальной или синусоидальной формы будут искажаться и стремиться к пилообразной форме. В этом случае уравнения линейной теории звука неприменимы, необходимо использовать аппарат нелинейной теории звука. Тогда колебательная скорость v в звуковой волне будет описываться следующим образом [6]:

$$v = v_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c_0 + \varepsilon\gamma} \right),$$

где v_0 — колебательная скорость в невозмущённой среде;

ω — циклическая частота;

t — время;

x — координата;

c_0 — скорость звука в невозмущённой среде;

$\varepsilon = (\gamma + 1) / 2$.

На рисунке 7 представлена последовательная деформация профиля первоначально синусоидальной волны. Постепенно волна будет менять форму профиля, искажаться, профиль приобретет пилообразную форму.

В процессе искажения (заштрихованная часть рисунка) первоначально синусоидальной волны ее структура меняется, формируются слабые ударные волны с условием $(\rho_2 - \rho_1) / \rho_1 < 1$, (где ρ_2 — плотность за фронтом волны; ρ_1 — плотность перед фронтом волны) [8]. Формирование слабых ударных волн в процессе АДУ приводит к кумуляции части энергии волны на переднем фронте, что многократно увеличивает эффективность данного процесса.

Так как броневые стали типа 45ХН2МФА имеют повышенные физико-механические свойства, то прохождение релаксационных изменений структуры требует больших значений энергий, формирование которых и обеспечивают подходы с технологией АДУ.

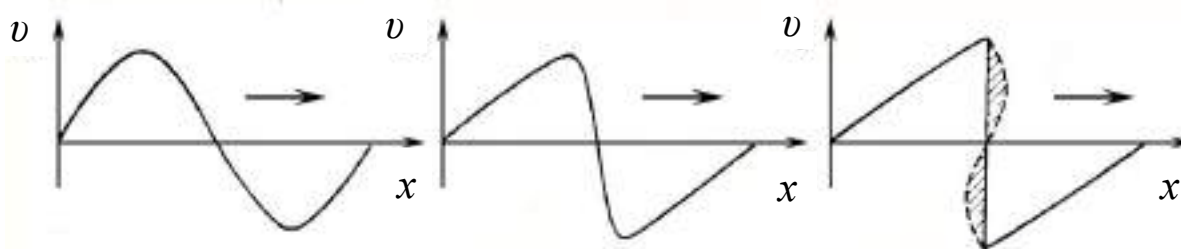


Рисунок 7. — Последовательная деформация профиля синусоидальной волны

Заключение. Использование в установке АДУ резонатора, у которого расстояние между боковыми стенками на порядок меньше, чем длина генерируемой волны, приводит к возможности распространения акустических волн только в режиме бегущей волны со множественными отражениями.

Использование в качестве материала для изготовления боковых стенок стали, которая имеет на несколько порядков более высокое удельное акустическое сопротивление по сравнению с воздухом, обеспечивает малые потери энергии при отражении. Коэффициент отражения по интенсивности $\alpha_{отр}$ в данном процессе близок к единице [4]:

$$\alpha_{отр} = \left| \frac{c\rho - c'\rho'}{c\rho + c'\rho'} \right|^2 = \left| \frac{413 - 45,6 \cdot 10^6}{413 + 45,6 \cdot 10^6} \right|^2 = 0,9998.$$

Использование многократного прохождения акустической волны между стенками резонатора, совершающей возвратно-поступательные движения, приводит к эффективному росту акустического давления и колебательной скорости частиц газа в объеме резонатора.

Рост колебательной скорости частиц воздуха в совокупности с наличием интенсивного вихревого движения в полости резонатора приводит к возрастанию значения акустического числа Рейнольдса, характеризующего данный процесс. Более высокое число Рейнольдса приводит к возникновению нелинейных эффектов при распространении акустических волн. В частности, происходит искажение изначально синусоидальной волны и формирование из нее волны с пилообразной формой.

Рост эффективности процесса АДУ основан на увеличении энергии акустических волн в зоне резонатора за счет:

- нахождения волны в процессе распространения в меньшем объеме пространства по сравнению со случаем свободного распространения;
- прохождения синусоидальных волн через среду с нелинейными свойствами, что приводит к их искажению, в результате чего возникают слабые ударные волны, на переднем фронте которых происходит кумуляция части энергии волны, многократно увеличивающая эффективность данного процесса.

Изложенный подход к получению броневых сталей типа 45ХН2МФА за счет введения дополнительно к процессу электрошлакового переплава и термообработки метода АДУ позволит сформировать необходимые физико-механические свойства для данного рода материалов.

Список цитируемых источников

1. Жигалов, А. Н. Теоретические основы аэродинамического звукового упрочнения твердосплавного инструмента для процессов прерывистого резания : монография / А. Н. Жигалов, В. К. Шелег. — Могилев : МГУП, 2019. — 213 с.
2. Горавский, И. А. Энергетические процессы при аэродинамическом звуковом упрочнении концевой фрезерного инструмента из быстрорежущей стали Р6М5 / И. А. Горавский, А. Н. Жигалов // *Материалы и технологии*. — 2024. — № 2 (14). — С. 10—18.
3. Пиковский, А. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление / А. Пиковский, М. Роземблум, Ю. Куртс. — М. : Техносфера, 2003. — 496 с.
4. Акустика : справочник / А. П. Ефимов, А. В. Никонов, М. А. Сапожков [и др.]. — М. : Радио и связь, 1989. — 336 с.
5. Исакович, М. А. Общая акустика / М. А. Исакович. — М. : Наука, 1973. — 496 с.
6. Красильников, В. А. Введение в физическую акустику / В. А. Красильников, В. В. Крылов. — М. : Наука, 1984. — 400 с.
7. Зарембо, Л. К. Введение в нелинейную акустику / Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. — М. : Наука, 1966. — 520 с.
8. Уизем, Дж. Линейные и нелинейные волны / Дж. Уизем. — М. : Мир, 1977. — 638 с.

Поступила в редакцию 14.10.2025.