$\tilde{\rho}=\rho$, а для волновых чисел продольных и поперечных волн выполняется условие $k_t \gg k_l$. Для определенности положим $k_t=40k_l$ и $k_l=1{,}4k$. Во втором варианте упругие параметры тела равны соответствующим параметрам олова.

На фиг. 1–3 приведены графики функций $(\varepsilon^2 A_0 l)^{-1}|f_0(\theta, \varphi)|$, являющихся диаграммами направленности рассеянного поля, для трех различных значений параметра δ, характеризующего толщину упругого слоя, и при различных углах падения θ_0. Все кривые приведены в одном масштабе и нормированы на максимум M_j, соответствующий j-той кривой. Значения максимумов указаны в подписях к фигурам. На фиг. 1 и 3 ось z есть ось вращения диаграмм направленности. На фиг. 2 ось x есть ось симметрии диаграмм.

Стрелки на графиках указывают направление падения плоской волны. При всех расчетах предполагалось, что $kl=5$.

Расчеты, в частности, показали, что рассеяние в прямом направлении увеличивается с ростом сжимаемости упругого тела, изменяя картину рассеяния на жестком включении тем сильнее, чем больше параметр δ.

Авторы приносят благодарность Тютекину В. В. и Федорюку М. В. за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Исакович М. А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
2. *Ван Дайк М.* Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1957.
3. *Коул Дж.* Методы возмущений в прикладной математике. М.: Мир, 1972.
4. *Федорюк М. В.* Рассеяние звуковых волн тонким акустически жестким телом вращения // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 605–609.
5. *Федорюк М. В.* Асимптотика решения задачи Дирихле для уравнений Лапласа и Гельмгольца во внешности тонкого цилиндра // Изв. АН СССР. Сер. матем. 1981. Т. 45. № 1. С. 167–186.
6. *Бойко А. И.* Рассеяние плоских волн тонким телом вращения // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 3. С. 321–325.
7. *Бойко А. И.* Дифракция звуковых полей на тонких упругих телах вращения // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 522–523.

Акустический институт им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
26.V.1988

УДК 534.26

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ РЕЗОНАНСНОГО ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЯ ДЛЯ ГЛУШЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ШУМОВ

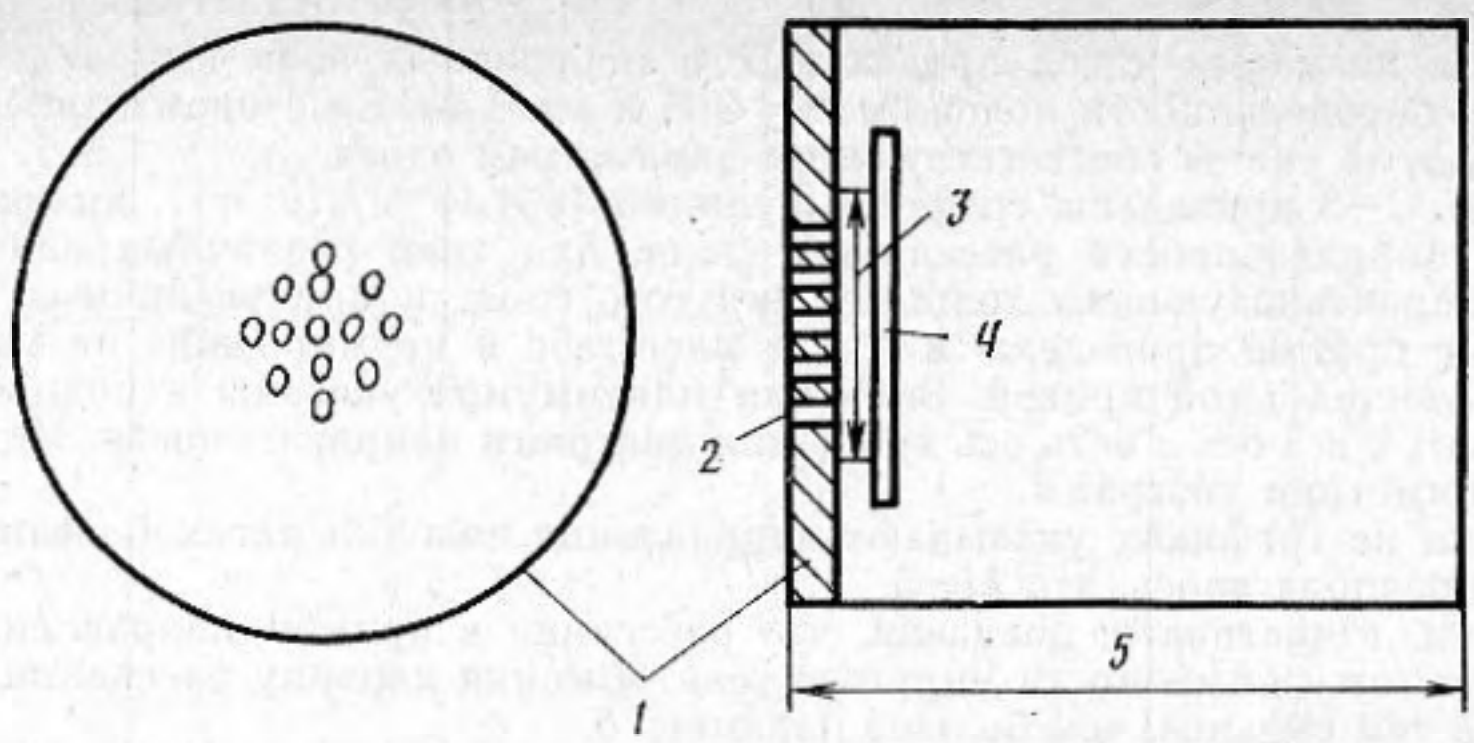
Велижанина К. А., Дудкин Д. А.

Резонансные звукопоглотители, в которых потери, необходимые для получения высоких коэффициентов звукопоглощения, обусловлены вязкостью и теплопроводностью воздуха, протекающего через их горло (отверстие), широко используются в практике глушения шумов. Однако для глушения инфразвуковых шумов они непригодны, так как должны иметь неприемлемо большие размеры. Для снижения резонансной частоты подобных систем в работе [1] предложено размещать за отверстием резонатора жесткий экран. Тогда за счет дифракции на отверстии, излучающем в полость малой глубины, образованную экраном, дифракции на экране, их взаимного влияния либо возрастает на порядок и более инерционность, а резонансная частота f_0 понижается либо при сохранении f_0 требуется меньшая глубина полости.

Часто возникает необходимость глушения шума при наличии постоянного потока. В этом случае поглотитель [1] использовать нельзя, так как для глушения низкочастотных (и особенно инфразвуковых) шумов диаметр отверстия $2r_0$ должен быть большим [1] (для $f_0=8$ Гц, $2r_0=30$ см), при этом, как показывают эксперименты, отверстие может являться вторичным источником шума. Для предотвращения вторичной генерации шума отверстия должны иметь диаметр не более 2–3 мм.

В связи с этим предлагается модификация разработанного резонансного поглотителя [3], а именно вместо одиночного отверстия размещается группа близко расположенных отверстий, названная зоной, за которой параллельно поверхности панели со стороны полости устанавливается экран. Площадь экрана должна превышать площадь группы отверстий [3] (схематический чертеж такого поглотителя дан на фиг. 1).

[1] Это вытекает из анализа влияния различных параметров на M (M – присоединенная масса), который показал, что для заметного влияния глубины полости на возрастание M (и понижения f_0) отношение шага перфорации a к длине волны λ должно быть порядка 0,3. Кроме того, как следует из графиков работы [2], требованию разумной ширины резонансной кривой можно удовлетворить лишь, если $r_0/\lambda \geqslant 0{,}4$, а $a/\lambda=0{,}3$.



Фиг. 1. Резонансный звукопоглотитель с дифракционным экраном: *1* – панель радиуса a, толщиной t, перфорированная группой отверстий радиусом r_0 каждое *2*, расположенных на площади панели радиуса r_3 *3* с экраном радиуса r_1 *4*, толщиной τ. Расстояние до экрана l, полость *5* глубиной L

Данный поглотитель обладает еще и тем преимуществом, что из-за дополнительного разбиения потока воздуха по отверстиям присоединенная масса M возрастает по сравнению с массой одиночного отверстия [4]. Это дополнительное возрастание присоединенной массы дает возможность увеличивать расстояние до экрана (уменьшая при этом ошибку за счет неточности установки экрана), сохраняя прежней или даже понижая резонансную частоту f_0.

Расчет входного импеданса зонального резонансного звукопоглотителя с дифракционным экраном основывается на следующих соображениях. Активный компонент импеданса R обусловлен потерями на вязкость и теплопроводность воздуха, колеблющегося в отверстиях зоны R_0, в зазоре между экраном и панелью R_l и в полости резонатора $R_п$ [5]:

$$R=R_0+R_l+R_п. \tag{1}$$

Величины R_0, R_l, $R_п$ сложным образом зависят от геометрических параметров поглотителя, частоты и вязких свойств воздуха. Расчет потерь во входных отверстиях R_0 можно найти, например, в [6]. Величина R_l подсчитывается по формулам работы [1]. Что касается члена $R_п$, то до недавнего времени при расчетах им пренебрегали, что может привести, как показано в работах [5, 7], к значительным ошибкам. Вывод формулы для $R_п$ приводится в [5].

Относительно потерь на теплопроводность в зазоре между экраном и передней панелью можно сказать, что согласно Кирхгофу [8] они могут быть учтены при расчетах введением измененного коэффициента вязкости, причем это изменение различно для различных конфигураций системы. Были выполнены расчеты для случая распространения звука между двумя параллельными плоскостями (модель зазора, экран – передняя панель), из которых следует, что при $\lambda_т \geqslant l$ $\mu'=1{,}2\mu$, а при $\lambda_т \ll l$ $\mu'=2\mu$. Здесь μ и μ' – соответственно нормальный и измененный коэффициенты вязкости, l – расстояние между плоскостями, $\lambda_т$ – длина тепловой волны [2].

Расчет реактивного компонента импеданса проводится по формуле

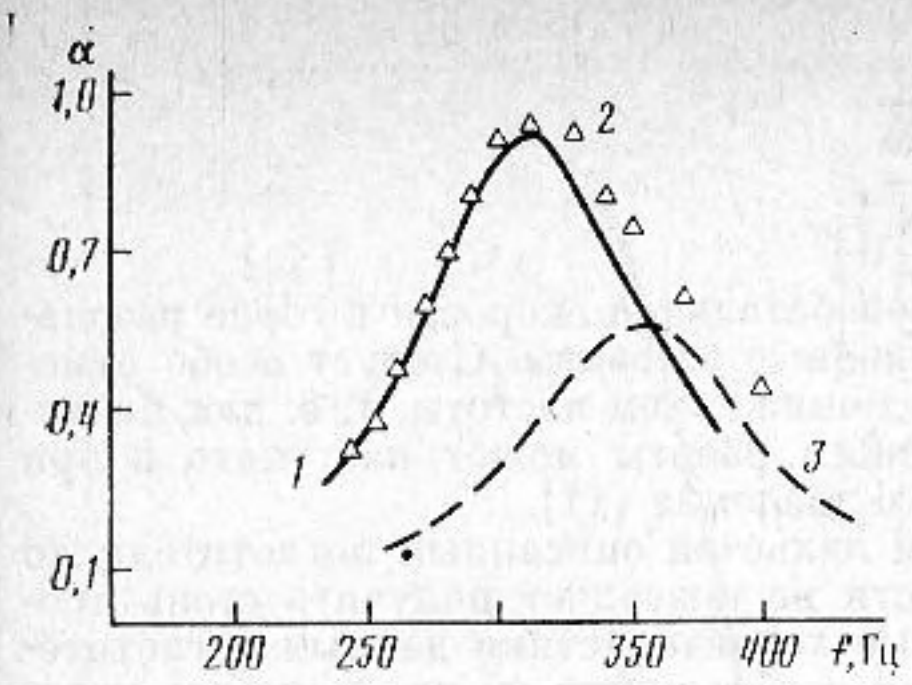
$$Y=\frac{\omega S_я S}{\rho c S_0 S_з}\left[\frac{1}{S_0}(M_0+M_{0ex}+M_{0in})+\frac{1}{S_3}(M_{3ex}+M_{1l}+M_{12}+m_{12})+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{S_1}(M_{2l}+M_{2L}+m_2)\right]+Y_п, \tag{2}$$

где ω – циклическая частота, ρ – плотность воздуха, c – скорость звука, $S=\pi a^2$ – площадь поперечного сечения поглотителя, $S_з$ – площадь зоны, S_0 – площадь малого отверстия в зоне, $S_я=S_з/n$ – площадь зоны, приходящаяся на одно отверстие, n – количество отверстий в зоне, S_1 – площадь дифракционного экрана, t – толщина передней панели. Величины, обозначенные символами M и m с различными индексами, представляют собой различные компоненты общей присоединенной массы, возникающей вследствие дифракции звуковой волны на сложной системе «зона с отверстиями – экран». Выражения для них имеют весьма сложный вид и поэтому здесь не приводятся. Их можно найти, например, в [1, 9].

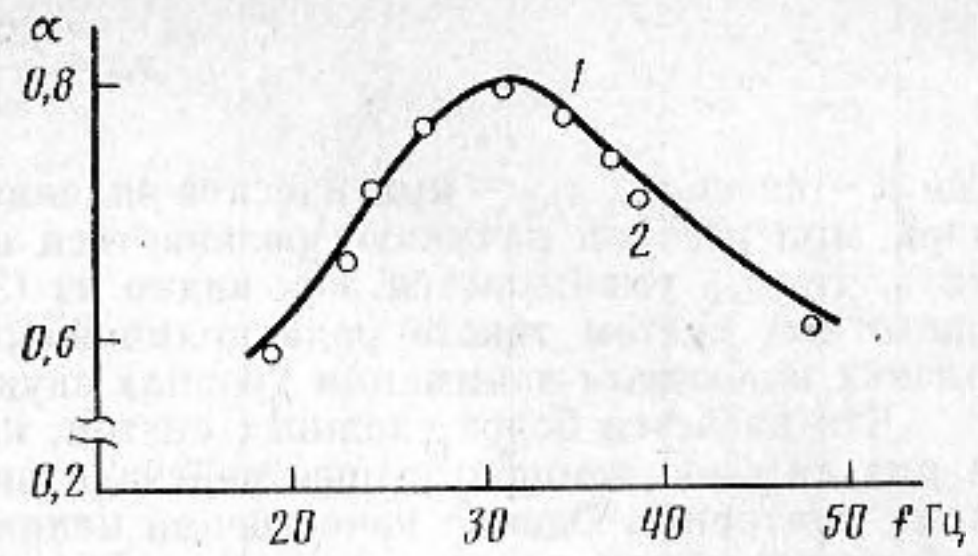
Если первое из двух слагаемых в формуле (2) (выражение в квадратных скобках) ответственно за инерционный реактанс горла резонатора, то второе из них – $Y_п$ – содержит как упругий импеданс полости $c/\omega L$ (L – глубина полости), так и дополнительные члены, обусловленные вязкими и тепловыми эффектами в полости резонатора (см., например, [5]).

---

[2] Поскольку резонатор работает не только на резонансной частоте f_0, а в некотором диапазоне частот, представлялось необходимым кратко рассмотреть влияние теплопроводности.



Фиг. 2

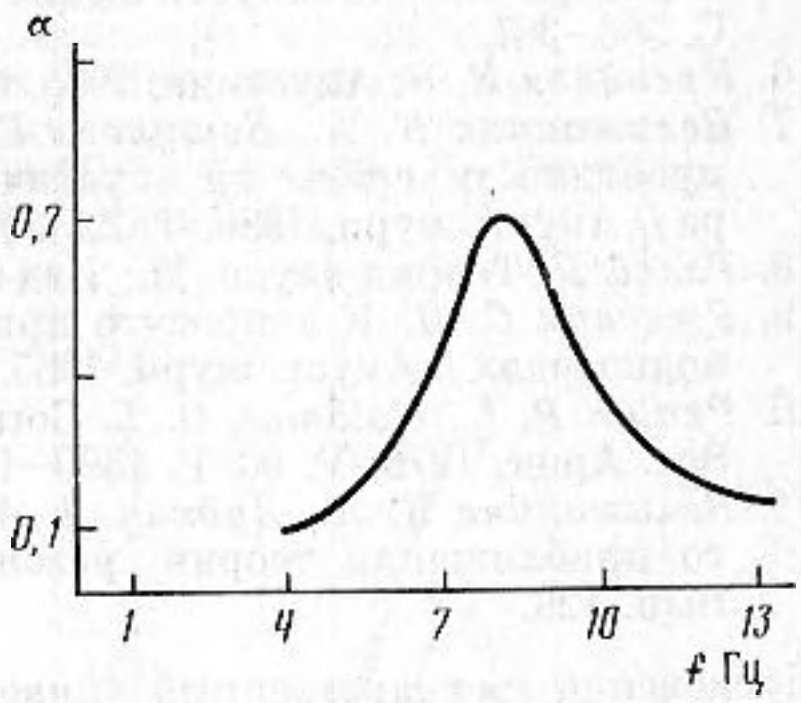


Фиг. 3

Фиг. 2. Частотная зависимость коэффициента звукопоглощения резонансного звукопоглотителя с дифракционным экраном: *1* – теория, *2* – эксперимент, *3* – теоретическая зависимость коэффициента звукопоглощения от частоты для резонансного звукопоглотителя с одиночным отверстием, радиус которого равен радиусу зоны и зоны с экраном. Параметры поглотителей: $t=0{,}16$ см, $r_3=1{,}69$, $r_1=3{,}38$, $a=4{,}5$, $L=4$, $l=0{,}22$, $n=25$, $r_0=0{,}1$ см

Фиг. 3. Зависимость нормального коэффициента звукопоглощения от частоты для зонального звукопоглотителя с дифракционным экраном: *1* – теория, *2* – эксперимент. Параметры поглотителя: $t=0{,}16$ см, $r_3=5{,}5$, $r_1=9{,}6$, $a=11{,}3$, $L=58$, $l=0{,}12$, $r_0=0{,}125$ см, $n=25$

Фиг. 4. Теоретическая зависимость нормального коэффициента звукопоглощения, которая обеспечивается при указанных параметрах каждым из двух образцов инфразвуковых поглотителей. Параметры образца с одиночным отверстием радиуса r_0: $a=0{,}5$ м, $r_0/a=0{,}3$, $t=0{,}01$ м, $L=0{,}6$, $l=0{,}003$ м. С группой отверстий: $a=0{,}3$ м, $r_3/a=0{,}5$, $r_1/a=0{,}8$, $t=0{,}01$, $L=0{,}4$, $l=0{,}003$, $n=25$, $r_0=0{,}01$ м



Экспериментальные исследования нового резонансного звукопоглотителя проводились в средне- и низкочастотном диапазонах. Значения нормального коэффициента звукопоглощения (теоретические и экспериментальные) образца, предназначенного для глушения шумов средних частот, представлены на фиг. 2. Там же для сравнения нанесена теоретическая кривая коэффициента звукопоглощения для поглотителя с одиночным отверстием и экраном, имеющего те же геометрические параметры. Наблюдается понижение резонансной частоты на 60 Гц и возрастание коэффициента звукопоглощения в максимуме до 0,93 для зонального поглотителя. На фиг. 3 приведены теоретические и экспериментальные данные для поглотителя, рассчитанного на низкочастотный диапазон. Согласие результатов теоретического расчета и эксперимента свидетельствуют о корректности расчетов в низкочастотной области.

Измерения в области инфразвуковых частот наталкиваются на существенные технические затруднения, поэтому проводилось лишь сопоставление расчетов акустических характеристик образцов с одиночным отверстием с экраном и зонального с экраном. На фиг. 4 изображена частотная зависимость коэффициента звукопоглощения и указаны параметры одного и другого образцов, при которых обеспечивается показанный на графике ход кривой звукопоглощения. Видно, что для достижения одних и тех же акустических характеристик зональный поглотитель должен иметь гораздо меньшие размеры.

В заключение необходимо отметить, что все сказанное выше справедливо в случае, когда амплитуда колебательной скорости в горле резонатора прямо пропорциональна уровню звукового давления в падающей волне, т. е. импеданс не зависит от величины данной скорости.

Как известно, начиная с некоторого уровня, связь между давлением и скоростью становится нелинейной или, что то же самое, наблюдается амплитудная зависимость импеданса резонансного поглотителя. Поэтому важно знать, начиная с какого уровня давления в падающей на резонатор волне нарушается справедливость сделанного предположения о линейности задачи.

Эмпирически этот уровень, названный критическим, был определен для однослойных резонансных систем (резонатор с широким горлом и тонкой лицевой па-

нелью) [10]:

$$v_{кр}=3\sqrt{\frac{\mu\omega}{\rho}},$$

где μ — вязкость, $v_{кр}$ — критическое значение колебательной скорости в горле резонатора, при которой начинают развиваться нелинейные эффекты. Следует особо отметить, что $v_{кр}$ уменьшается, как видно из (3), с понижением частоты, т. е. для низкочастотных систем такого рода нелинейный режим работы может наступать и при низких в обычном понимании уровнях звукового давления [11].

Что касается более сложных систем, каким является описанный поглотитель, то в них сильное демпфирующее действие вязкости не позволяет получить столь простых критериев. Однако качественно нелинейные характеристики данных поглотителей при высоких уровнях звука из физических соображений можно полагать сходными с характеристиками однослойных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Велижанина К. А., Оборотов В. А.* Новый низкочастотный и инфразвуковой поглотитель // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 5–10.
2. *Велижанина К. А., Оборотов В. А.* Влияние глубины полости резонатора на его акустические свойства // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 5. С. 661–665.
3. *Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Ефимов А. Д., Оборотов В. А.* Резонансный поглотитель. // Б. И. 1986. № 36. С. 86.
4. *Нестеров В. С.* Проводимость группы отверстий // Акуст. журн. 1959. Т. 15. № 4. С. 440–444.
5. *Велижанина К. А., Вошукова Е. А., Свирина Л. Д.* Влияние потерь в полости резонатора на его акустические характеристики // Акуст. журн. 1985. Т. 3. № 3. С. 386–387.
6. *Крендалл И. Б.* Акустика, 1935. ВЭТА, КУБУЧ.
7. *Велижанина К. А., Вошукова Е. А., Нефедов Н. Н.* О влиянии вязкости и теплопроводности среды на акустические характеристики цилиндрического резонатора // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 1.
8. *Рэлей Д.* Теория звука. М.: Изд-во иностр лит., 1948. Т. 2.
9. *Ржевкин С. Н.* К вопросу о присоединенной массе в неоднородных акустических волноводах // Акуст. журн. 1965. Т. 11. № 3. С. 371–379.
10. *Penton P. L., Goldman O. L.* Correlation of Non Linear Orifice Impedance // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. P. 1390–1396.
11. *Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Ефимов А. Д.* Границы применимости линейного приближения теории резонансных звукопоглотителей // Тр. НИКФИ. 1986. Вып. 126.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступило в редакцию
22.X.1986

УДК 534

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТИТАНАТЕ СТРОНЦИЯ

Гуляев Ю. В., Ермоленко А. В., Зайцев Б. Д., Калинин В. Ю., Синицын Н. И.

Изучение влияния поперечных электрических полей на скорость поверхностных акустических волн (ПАВ), распространяющихся в электрострикционных непьезоэлектрических материалах, представляет большой практический интерес, обусловленный возможностью безгистерезисного управления параметрами различных электроакустических устройств [1, 2]. Однако к настоящему времени электрострикционные эффекты достаточно подробно исследованы только для объемных акустических волн [3, 4], что же касается ПАВ, то имеются лишь данные о возбуждении их в электрострикционном материале, а также теоретический расчет влияния электрического поля на скорость ПАВ в $SrTiO_3$ при учете эффекта электрострикции I порядка [5, 6].

Целью данной работы являлось детальное изучение механизма влияния внешних электрических полей на скорость ПАВ, распространяющейся в $SrTiO_3$ в направлении [100], и оценке вкладов эффектов электрострикции I и II порядков, зависящих от величины диэлектрической проницаемости материала. Для этого экспериментально исследовались зависимости изменения фазы ПАВ от напряженности электрического поля при различных температурах (в диапазоне 78–293 К) и одновременно