

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ С ПЛАЗМОЙ БЕЗСТЕНОЧНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

Н.А. Герасимов, А.В. Каныгин, В.С. Сухомлинов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург  
[prima-ivs@mail.ru](mailto:prima-ivs@mail.ru)

## *Введение.*

В последнее время наблюдается интерес к исследованиям различных гидродинамических явлений в плазме газового разряда. Это, в частности, связано с применением плазмы в аэродинамических и аэрокосмических приложениях [1, 2]. Эксперименты показывают, что прохождение звуковой волной плазменных образований может приводить к значительному изменению ее амплитуды [3, 4].

При взаимодействии акустической волны со свободно горящим плазменным образованием необходимо учитывать, как изменение длины волны из-за неоднородности газа на границе плазмы, так и влияние собственно плазмы на процесс распространения звука. Одним из основных выводов о механизмах взаимодействия акустических колебаний с плазмой самостоятельного разряда, сделанными авторами цитируемых работ, является то, что главную роль, по-видимому, играет, так называемый, Рэлеевский механизм [4, 5]. Суть его состоит в том, что если в среде с тепловыделением мощность объемного источника тепла зависит от плотности среды, то в такой среде будет наблюдаться усиление или ослабление звуковой волны в зависимости от сдвига фаз между пространственными зависимостями плотности среды и тепловыделением в волне. При этом если электрическое поле в плазме и волновой вектор ортогональны, то волна будет ослабляться, если коллинеарны – то усиливаться [4, 6]. Одной из немногих экспериментальных работ, в которой количественно исследовано взаимодействие звука со свободно горящей в воздухе плазмой самостоятельного разряда без диэлектрических стенок, является [7]. Однако авторы не смогли дать ответ на вопрос о том, какой из двух вышеупомянутых механизмов влияния плазмы на звуковую волну является основным в условиях их экспериментов.

## *Основные соотношения.*

В данной работе развивается математическая модель, позволяющая численно решить двумерную задачу о взаимодействии плоской акустической волны со свободно горящим плазменным образованием без диэлектрических стенок и дать интерпретацию экспериментальным результатам [7]. В развитой физической модели учитываются как процессы отражения звука от неоднородностей на границе нейтральный газ – плазма [8], так и влияние собственно плазмы на параметры акустической волны [5, 6]. Модель основана на решении уравнения распространения плоской монохроматической звуковой волны в плазме самостоятельного газового разряда [6]:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2 \nabla^2 \right) \varphi = 2b\omega_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (1)$$

, где  $a$  - скорость звука,  $\varphi$  - потенциал скорости,  $\omega_0$  - круговая частота волны,  $b$  - параметр энерговклада [6]. Однородность считается двумерной, граничное условие ставится на круге радиуса много большего длины волны. При распространении акустической волны в плазме полагается, что электрическое поле ортогонально волновому вектору падающей волны (это соответствует условиям экспериментов в [7]). Представляя  $\varphi = \varphi_0 + \varphi'$ , где  $\varphi_0$  - потенциал скорости в задаче о распространении звуковой волны в однородной среде и переходя к переменной  $\psi' : \varphi' = \psi' e^{-i\omega_0 t}$ , получим уравнение Гельмгольца:

$$\left[ \nabla^2 + \left( (1 - 2bi) \frac{T_0}{T} k_0^2 \right) \right] \psi' = -i \left[ 1 - \frac{T_0}{T} (1 - 2bi) \right] A_0 k_0 e^{ik_0 x} \quad (2)$$

С граничными условиями:

$$\frac{\partial \psi'}{\partial n} + \left( \frac{1}{r} - ik_0 \right) \psi' = 0 \quad (3)$$

, где  $\varphi_0 = \psi_0 e^{-i\omega_0 t}$ ,  $\bar{n}$  - внешняя нормаль к границе круга,  $T, T_0$  - температура на бесконечности плазмы и воздуха, соответственно. Параметры неоднородности для самостоятельного разряда в воздухе, которые определяются пространственным распределением температуры газа в области плазмы, рассчитывались с использованием результатов работы [9]. Коэффициент ослабления звука  $\alpha$ , который измерялся в работе [7], определяется следующим образом:

$$\alpha = 20 \log \left( \frac{\frac{A_0}{k_0}}{\left| \psi' - i \frac{A_0}{k_0} e^{ik_0 x} \right|} \right) \quad (4)$$

При решении задачи (2), (3) использовался пакет программ Comsol Multiphysics 3.5.

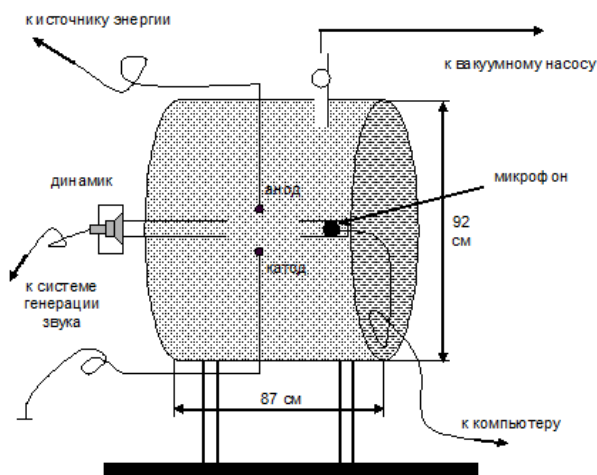


Рис. 1.

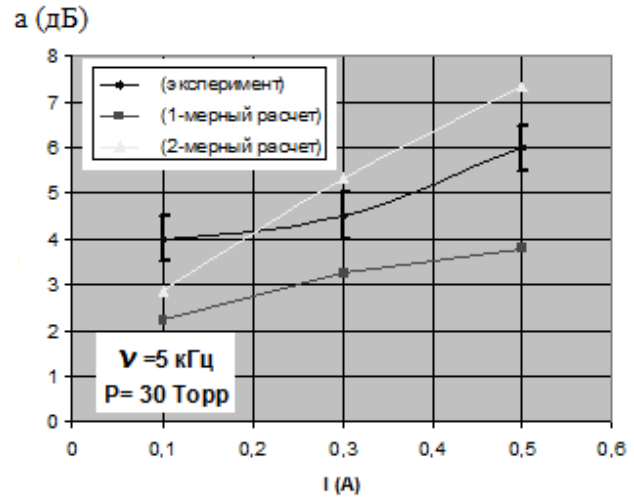


Рис. 2.

COMSOL. Алгоритм решения задачи был проверен следующим образом. Во-первых, при расчете энергетических коэффициентов пропускания и отражения результат не должен зависеть от начальной фазы падающей волны. Во-вторых, если поперечный размер однородности много больше длины волны, то результаты расчетов по предложенной модели должны совпадать с расчетами по одномерной модели, в том числе, и аналитическими [8]. Проверка показала, что предложенная модель и алгоритм численного расчета адекватно описывают процесс взаимодействия звуковой волны с пространственно ограниченным плазменным образованием.

#### Обсуждение результатов.

Этот алгоритм расчета был использован для интерпретации результатов эксперимента работы [7], в которой были измерены коэффициенты ослабления звуковой волны свободно горящей плазмой воздуха при различных условиях. Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 1. На Рис. 2 проведено сравнение рассчитанных и измеренных значений коэффициента ослабления звука при частоте  $\nu = 5 \text{ кГц}$  для разных токов при давлении воздуха 30 Торр. При этом для сравнения приведены расчеты и по одномерной модели. Видно, что предложенная модель адекватно описывает процесс взаимодействия акустической волны с плазмой, в то время, как одномерная модель дает для коэффициента ослабления заниженные результаты. Это, по-видимому, вызвано тем,

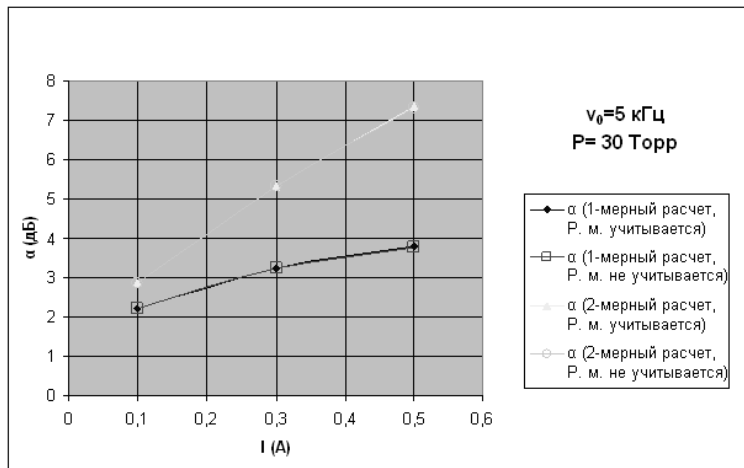


Рис. 3

что при размерах плазменного образования, реализованного в [7] и частоте звуковой волны  $\nu = 5 \text{ kHz}$  задачу нельзя считать одномерной.

Кроме того, как видно из данных, приведенных на Рис. 3, в условиях эксперимента работы [7] основной

механизм ослабления звука – отражение волны от области неоднородности на границе нейтральный газ – плазма. Это связано с тем, что при плотностях тока в десятки  $\text{mA/cm}^2$  и давлениях в десятки Торр неоднородность на границе плазма – нейтральный газ весьма значительна, что приводит к большому коэффициенту отражения звука. В то же время, из-за сравнительно тонкого слоя плазмы (порядка нескольких см) влияние рэлеевского механизма на акустическую волну в условиях цитированных работ оказывается малым.

#### Литература.

1. B.N. Ganguly, P. Bletzinger and A. Garscadden, Phys. Lett. **A230** 218 (1998).
2. J.R. Roth, D.M. Sherman and S.P. Wilkinson, AIAA J. **38**. 1166 (2000).
3. V. Stepaniuk *et al.*, AIAA J. **42**, 454 (2004).
4. Александров Н.Л., Напартович Н.П., Паль А.Ф., Серов А.О., Старостин А.Н., «Усиление звуковых волн в плазме газового разряда», Физика плазмы, т.16, в.7, 1990, стр. 862-870.
5. Л.Д. Цендин, «Влияние разогрева электронов на акустическую неустойчивость плазмы в электрическом поле», ЖТФ, 1965, т. 35, в.11, стр. 1973- 1977.
6. Sukhomlinov V.S., N. Gerasimov, and V. A. Sheverev, «Acoustic wave propagation in uniform glow discharge plasma at an arbitrary angle between the electric field and wave vectors», J. Applied Physics, 104, 043301, 2008.
7. Vadim Stepaniuk, Calin Tarau, Valety Sheverev, Volcan Otugen, Ganesy Raman, Vladimir Soukhomlinov, «Sound attenuation by glow discharge plasma», 41<sup>st</sup> Aerospace Science Meeting and Exhibit, 6 – 9 January, 2003, Reno, Nevada.
8. Sukhomlinov V.S., V. A. Sheverev and C. Tarau, «Reflection of sound by glow discharge plasma», J. Phys. D: Appl. Phys., 39, (2006), p. 1-6.

9. Sukhomlinov V., Sheverev V., Ötügen V., «Distribution of Gas Temperature in an Unconfined Glow Discharge Plasma», J. Appl. Phys., 94, n. 2 (2003), p.p. 844-851.