

ОБ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Жаров В. П., Симаковский Я. О.

Оптико-акустический эффект — генерация акустических волн в веществе в результате поглощения оптического излучения — нашел широкое применение как в фундаментальных исследованиях, так и для решения разнообразных прикладных задач. В работе [1] показано, что измерения давления в звуковых волнах, возбуждаемых лазерным пучком при нагреве им слабопоглощающей среды, могут использоваться для восстановления пространственного распределения плотности энергии в лазерном пучке с помощью методов вычислительной томографии. Результаты этой работы представляют практический интерес для пучков большой апертуры, когда время пробега звука по сечению пучка $a/c \gg \tau_d$, где a — характерный поперечный размер лазерного пучка, c — скорость звука в среде, τ_d — характерное время отклика акустического датчика на импульсное воздействие (в противном случае пространственное разрешение может оказаться недостаточным). Если поглощенная в однородной среде энергия лазерного излучения мала для генерации акустического импульса достаточной амплитуды, можно использовать добавление поглощающего вещества в некоторую область пучка. Существенно, что при этом необходимо обеспечить постоянство коэффициента поглощения лазерного излучения в достаточно протяженной пространственной области, определяемой поперечным сечением лазерного пучка и отрезком длиной l по направлению распространения пучка, где $l \gg a$.

Используем ту же геометрию задачи, что и в указанной работе [1, рис. 1]: лазерный пучок распространяется вдоль оси z ; точка наблюдения M лежит в плоскости xy ; ρ_{\max} и ρ_{\min} — максимальное и минимальное расстояния от края пучка до точки наблюдения M , $a = \rho_{\max} - \rho_{\min}$. Использование двумерного волнового уравнения в [1] правомочно, если время пробега звука от точек на границе области однородного поглощения превышает время пробега звука от наиболее удаленной точки в сечении лазерного пучка плоскостью xy , т. е. при $l^2 \geq 8Ra$, где $R = (\rho_{\max} + \rho_{\min})/2$. С учетом условия $R \gg a$ [1] отсюда следует, что $l \gg a$.

С точки зрения практической реализации метода акустической томографии лазерных пучков представляется более простым использование поперечного потока поглощающего излучение газа.

Итак, пусть поток поглощающего газа движется вдоль плоскости xy (для определенности, вдоль оси x), пересекая лазерный пучок, и имеет границами плоскости $z = \pm \delta$ (геометрия задачи сохраняется прежней). Рассмотрим случай, когда скорость потока значительно меньше скорости звука, а акустические характеристики потока и окружающей среды одинаковы. Поэтому вместо потока будем рассматривать поглощающий излучение слой толщиной 2δ . Как и в [1], будем считать, что длительность импульса тепловыделения τ мала ($\tau \ll a/c$), что позволяет свести рассматриваемую задачу к задаче о возбуждении звуковых волн областью с распределением давления $p_0(x, y, z)$, созданным в начальный момент времени в среде за счет нагрева лазерным пучком. Решение такой задачи хорошо известно [2]:

$$p(M, t) = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{S_{ct}} \frac{1}{\rho} p_0(x, y, z) dS, \quad (1)$$

где $p(M, t)$ — звуковое давление в точке M с координатами (x_M, y_M) , S_{ct} — поверхность сферы радиуса ct с центром в точке M . Для оптически тонкого поглощающего слоя можно линеаризовать поглощение по его длине и представить p_0 в следующем виде: $p_0(x, y, z) = (\gamma - 1)n(z)\sigma I(x, y)$, где γ — постоянная адиабаты, $n(z)$ — концентрация поглощающих молекул, σ — сечение поглощения, $I(x, y)$ — плотность энергии лазерного излучения в плоскости xy . Если толщина потока достаточно мала ($\delta \ll R$), то интегрирование по поверхности сферы в (1) в области, где I отлично от нуля, можно считать эквивалентным интегрированию по поверхности цилиндра радиуса ct с осью, проходящей через точку M параллельно оси z . При этом можно преобразовать (1):

$$p(M, t) = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} w(\rho, M) |_{\rho=ct}, \quad (2)$$

$$w(\rho, M) = (\gamma - 1)\sigma N \int_0^{2\pi} d\varphi I(\rho \cos \varphi + x_M, \rho \sin \varphi + y_M), \quad (3)$$

где

$$N = \int_{-\delta}^{\delta} n(z) dz.$$

Хотя в реальном потоке его ширина и концентрация n меняются при перемещении вдоль него ($\delta = \delta(x)$, $n = n(x, z)$) интегральная характеристика N в стационарном потоке сохраняется на значительном его протяжении. В случае турбулентного потока концентрация примеси в потоке и соответственно величина N флуктуируют. Однако выбором параметров потока можно добиться того, чтобы область взаимодействия с лазерным излучением располагалась в пределах так называемого начального участка турбулентного потока, где относительные флуктуации величины N не превышают 10% [3].

Интегрируя (2), можем выразить w через наблюдаемое в точке M звуковое давление $p(M, t)$:

$$w(\rho, M) = 4\pi c \int_0^{\rho/c} p(M, t) dt. \quad (4)$$

Выражения (3), (4) настоящей работы аналогичны выражениям (4), (5) работы [1] и позволяют при условии измерения звукового давления в достаточно удаленных точках восстановить распределение $I(x, y)$ по измерениям $p(M, t)$, пользуясь методами вычислительной томографии, подобно тому как это сделано в [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев В. В., Грачева М. Е., Гурвич А. С. Акустическая томография импульсных лазерных пучков // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 457–461.
2. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высш. шк., 1970. 710 с.
3. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Турбулентное смешение газовых струй/Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Наука, 1974. 272 с.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Поступило в редакцию
22.VI.1988

УДК 573.84:534.23

О МЕТОДИКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ТОНКОЙ УПРУГОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ, ЗАПОЛНЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Полунин В. М.

Магнитные жидкости (МЖ) нашли применение в различных областях науки и техники. В частности, в акустических устройствах и аппаратуре МЖ применяются как наполнители зазоров магнитных головок громкоговорителей, управляемые акустические контакты, пневмоакустические модуляторы магнитного потока, магнито-жидкостные преобразователи упругих колебаний.

Вместе с тем возможности применения МЖ в акустике далеко не исчерпаны. Использование этого уникального по своим физико-механическим свойствам материала позволяет качественно усовершенствовать методику некоторых акустических измерений и провести детальную сверку выводов теории с результатами эксперимента. Одна из таких возможностей заключается в использовании акустомагнитного эффекта (АМЭ) [1] с целью изучения мод упругих колебаний в системе упругая цилиндрическая оболочка – жидкость [2–4].

Качественное усовершенствование методики достигается тем, что приемник звуковых колебаний – гидрофон заменяется на магнитную головку. Конструктивно магнитная головка размещена за пределами трубы и акустически не связана с жидкостью. Благодаря этому отпадает необходимость учета дифракционных поправок, а вместе с тем становится возможным перемещение приемника по длине жидкого столба на большие расстояния.

Магнитная головка состоит из измерительной катушки индуктивности и источника постоянного магнитного поля, причем источником постоянного магнитного поля может быть как постоянный магнит, так и электромагнит (или короткий соленоид). На этом принципе основана конструкция магнито-жидкостного звукового интерферометра, схематически представленного на рис. 1.

Стеклопая труба 1 заполняется до некоторого уровня МЖ 2. Снизу труба закрыта тонкой перегородкой 5, к которой с помощью акустической контактной жидкости прижимается пластинка из пьезокерамики 6, являющаяся источником звуковых колебаний. Источником постоянного магнитного поля служит кольцевой магнит 3, намагниченный вдоль оси. Магнит установлен коаксиально трубе на специальной