

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧАТЕЛЕМ

*Ю.В. Петров, А.В. Шушарин, В.Ф. Божко*

Представлены результаты экспериментальных исследований по изучению импульсов продольных волн, возбуждаемых в металле коротким лазерным импульсом. Исследовано влияние интенсивности излучения лазера, размера пятна облучения, угла излучения на амплитуду, форму и длительность импульса. Результаты обсуждены, исходя из модели термоакустического излучателя в виде нагретого лазерным импульсом тонкого диска металла, в котором вследствие действия термоупругого и гидродинамического механизмов генерации, возникает импульс радиальных и осевых механических напряжений.

Использование ОКГ для возбуждения ультразвука в металлах в сочетании с оптимальной регистрацией коротких ультразвуковых импульсов дает возможность создать контролируемую аппаратуру с повышенной разрешающей способностью и уменьшенной «мертвой» зоной. С этой целью в настоящей работе проведены экспериментальные исследования продольных ультразвуковых волн, возбуждаемых термооптическим излучателем.

### **Диаграмма направленности термооптического излучателя**

Эффективная работа аппаратуры для лазерной генерации и бесконтактной регистрации ультразвука с целью контроля материалов и изделий достигаются в результате оптимизации их конструкции, основанной, как правило, на исследовании характеристик направленности термооптических излучателей. Исследования проводились на стенде, описанном в [1]. В качестве образца использовался полуцилиндр из сплава Д-16 радиусом 40 мм. Излучение лазера фокусировалось в центр грани в пятно нужного диаметра. Прием осуществлялся либо широкополосным электромагнитоакустическим преобразователем (ЭМАП) с высокочастотным индуктором в виде прямого проводника длиной 15 мм, расположенного параллельно образующей полуцилиндра, либо поверхностно возбуждаемым толстым пьезопреобразователем (ПВП) [2]. Результаты эксперимента приведены на рис. 1а.

При малой интенсивности лазерного излучения, когда гидродинамический механизм генерации ультразвука еще не достиг своего максимума, амплитуда акустического импульса с ростом угла наблюдения меняется слабо, незначительно возрастает и уходит в ноль при угле наблюдения  $90^\circ$ . При больших значениях интенсивности лазерного излучения в диапазоне действия гидродинамического и испарительного механизмов генерации, амплитуда с увеличением угла наблюдения сначала несколько уменьшается. Но затем она увеличивается, достигает максимума в районе  $30^\circ$  и потом монотонно спадает. В диапазоне  $60-70^\circ$  спад амплитуды замедляется, она остается почти без изменений, после этого уменьшается до нуля при  $90^\circ$ .

Полученные диаграммы направленности можно качественно объяснить, если принять за модель термооптического излучателя нагретый лазерным импульсом диск на поверхности металла. Толщина диска меняется в зависимости от глубины распространения тепла в металл и составляет несколько микрометров. Основание диска равно сечению лазерного луча и его диаметр измеряется несколькими миллиметрами. Дно диска можно принять за поршневой излучатель импульсов сжатия и растяжения. Боковая поверхность диска нагрева является источником радиальных напряжений сжатия. Акустический импульс, излучаемый боковой поверхностью, можно представить как сумму импульсов от ее ближней и дальней частей, причем импульс от дальней части запаздывает на акустическую разность хода и имеет противоположную полярность. В результате в точку приема от боковой поверхности диска приходит также импульс сжатия и растяжения. Таким образом, импульсы от дна и от боковой поверхности диска нагрева имеют одинаковую полярность и длительность, но форма у них будет несколько разная.

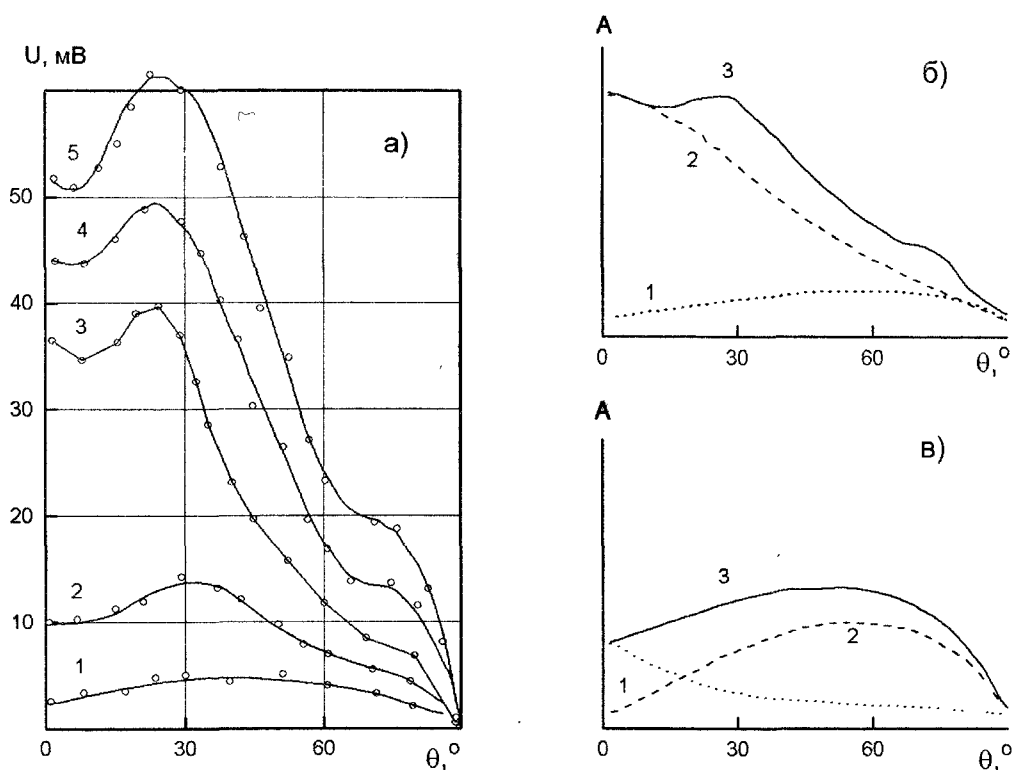


Рис. 1. а) экспериментальные диаграммы направленности термооптического излучателя диаметром 2 мм при разных интенсивностях лазерного излучения: 1 – 63, 2 – 120, 3 – 230, 4 – 300, 5 – 500 МВт/см<sup>2</sup>; б), в) качественное сложение диаграмм направленности от дна (2) и боковой поверхности (1) диска нагрева при интенсивности лазерного излучения соответственно больше и меньше 120 МВт/см<sup>2</sup>

Итак, диаграмму направленности термооптического излучателя можно представить как суперпозицию диаграмм направленности дна и боковой поверхности. При термоупругом механизме генерации ультразвука главную роль играет излучение от боковой поверхности диска нагрева. На оси термооптического излучателя амплитуда излучения небольшая, так как обусловлена излучением только от дна. С увеличением угла наблюдения амплитуда излучения от дна падает, но зато увеличивается амплитуда излучения от боковой поверхности диска. Результат сложения этих двух излучений и будет определять результирующую диаграмму направленности (рис. 1в). Она неплохо согласуется с экспериментальной диаграммой направленности при малой интенсивности лазерного излучения. Чем меньше интенсивность лазерного излучения, тем меньше влияние излучения от дна и тем ближе максимум диаграммы направленности будет располагаться к максимуму излучения от боковой поверхности (угол 65°).

При реализации гидродинамического и испарительного механизмов генерации ультразвука, определяющим является излучение от дна диска, поэтому результат сложения акустических импульсов от дна со сравнительно большой амплитудой и от боковой поверхности с малой амплитудой будет определять результирующую диаграмму направленности (рис. 1б). Она хорошо согласуется с экспериментальной диаграммой направленности для больших интенсивностей лазерного излучения. Медленный спад амплитуды в области 60–70° обусловлен максимумом излучения от боковой поверхности диска.

Были проведены исследования по влиянию размеров лазерного пятна на диаграмму направленности при постоянной интенсивности лазерного излучения. С этой целью лазерный луч перекрывался диафрагмой с отверстиями разного диаметра. На рис. 2а приведены результаты эксперимента. Видно, что чем больше диаметр пятна, тем больше амплитуда акустических импульсов. Качественно это можно объяснить также с помощью модели термооптического излучателя. В направлении оси диска нагрева излучает только дно, и амплитуда этого излучения пропорциональна площади дна диска (или квадрату диаметра пятна (рис. 2в)). В направлении угла наблюдения 70° излучением от дна можно пренебречь по сравнению с излучением от боковой поверхности. Тогда амплитуда результирующего излучения должна быть пропорциональна площади бо-

ковой поверхности или диаметру пятна (рис. 2б). Таким образом, проведенный эксперимент подтверждает наличие двух излучающих ультразвук источников.

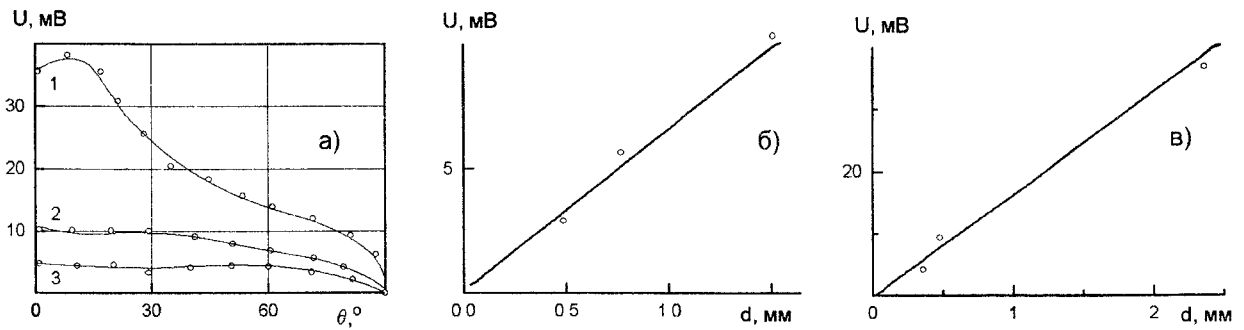


Рис. 2. а) диаграммы направленности термооптического излучателя диаметром 1 – 1.5 мм, 2 – 0.8 мм, 3 – 0.5 мм при интенсивности лазерного излучения 300 МВт/см<sup>2</sup>; б), в) зависимости амплитуды акустического импульса от диаметра и его квадрата светового пятна для  $\theta = 70^\circ$  и  $\theta = 0^\circ$

**Длительность акустических импульсов, излучаемых термооптическим источником**

Результаты эксперимента по выяснению зависимости длительности импульсов, излучаемых термооптическим источником ультразвука, от угла наблюдения приведены на рис. 3. Видно, что акустический импульс состоит из отрицательного полупериода длительностью примерно 50 нс и положительного полупериода, втрое большей длительности и в два раза меньше по амплитуде. Это хорошо согласуется с моделью термооптического излучателя, если считать, что акустические импульсы, излучаемые дном и боковой поверхностью диска нагрева являются импульсами сжатия–растяжения, незначительно отличающимися по форме. Накладываясь, они и дают результирующий импульс сжатия–растяжения. Длительность такого импульса равна сумме длительностей импульса напряжений  $\tau_0$  в диске нагрева и времени задержки импульса от дальней части диска нагрева относительно импульса от его ближней части, т.е.

$$\tau = \tau_0 + \frac{d \sin \theta}{V_l},$$

где  $d$  – диаметр светового пятна;  $\theta$  – угол наблюдения;  $V_l$  – скорость продольных волн в образце.

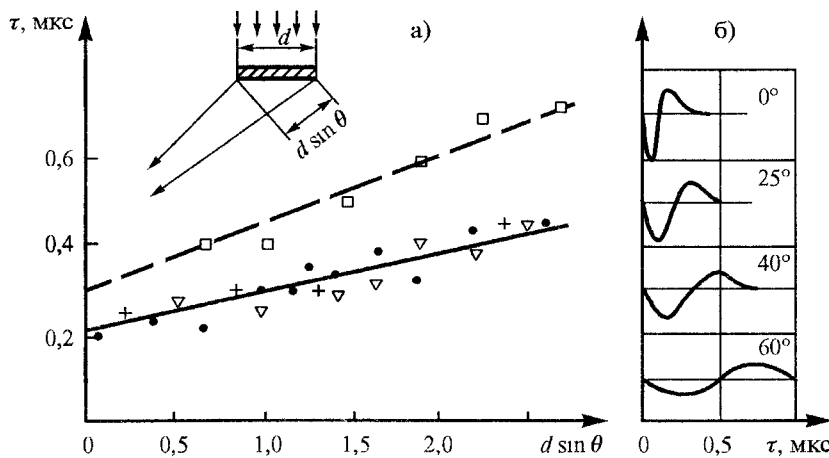


Рис. 3. Зависимость длительности акустического импульса: а) от акустической разности хода (интенсивность лазерного излучения 500 МВт/см<sup>2</sup>, диаметр светового пятна 2 мм); б) от угла наблюдения (интенсивность лазерного излучения 250 МВт/см<sup>2</sup>, диаметр светового пятна 2 мм);

Это значит, что длительность результирующего импульса с увеличением угла наблюдения должна линейно расти. Приведенные экспериментальные данные по зависимости длительности импульса от угла наблюдения (рис. 3б) и от акустической разности хода крайних лучей (рис. 3а)

подтверждают это. Несмотря на относительно большой разброс экспериментальных точек, угловой коэффициент по величине близок к обратной скорости продольных волн дюралюминия – 6,26 мм/мкс. График, построенный по данным, полученным с помощью ЭМАП с высокочастотным индуктором в виде проводника длиной  $l = 15$  мм, располагается примерно на 150 нс выше графика для ПВТП. Это обусловлено тем, что акустические импульсы достигают края индуктора при акустическом пути  $R = 40$  мм на время

$$\frac{l^2}{4RV_l} = 130 \text{ нс}$$

позже, чем до центра индуктора. Если учесть, что при диаметре ПВТП равном 8 мм также существует разность времени прихода акустических импульсов в центр и на край, равной 30 нс, то время существования импульса напряжений в диске нагрева будет

$$\tau_0 = 210 - 30 = 180 \text{ нс.}$$

Это примерно в три раза превышает длительность лазерного импульса.

### **Влияние размера светового пятна на амплитуду акустических импульсов от термооптического излучателя**

Ультразвук возбуждался в дюралюминиевом бруске толщиной 26 мм. Размер светового пятна изменялся перемещением образца, относительно собирающей линзы с фокусным расстоянием 180 мм. Так как термооптический излучатель обладает осевой симметрией, то прием возбуждаемых им продольных волн удобно осуществлять с помощью ЭМАП с высокочастотным индуктором в виде проводящего витка. Размер витка обусловлен параметрами магнитной системы ЭМАП и равен 8 мм. В этом случае все элементы индуктора работают синфазно и обеспечивают оптимальный прием продольных волн, излученных под углом  $12^\circ$ . При таком малом угле излучение ультразвука от диаметрально противоположных элементов боковой поверхности диска нагрева практически компенсируются. Таким образом, регистрируемые акустические импульсы • обусловлены импульсами напряжений сжатие–растяжение у дна и повторяют их форму.

Результаты эксперимента, приведенные на рис. 4а можно объяснить, исходя из принятой модели термооптического излучателя. Основной вклад в результирующее излучение вносит дно диска нагрева. По мере удаления образца от линзы амплитуда акустического импульса должна уменьшаться, так как уменьшается диаметр светового пятна, а значит и площадь излучающей поверхности дна. Однако, при постоянной энергии лазерного излучения, его интенсивность (энергия на единицу площади) увеличивается. Таким образом, влияние интенсивности лазерного излучения оказывается более сильным и в результате амплитуда акустического импульса с уменьшением диаметра пятна увеличивается. Особенно сильный рост наблюдается при энергии лазерного излучения 0,26 Дж и диаметре пятна менее 2 мм. Поверхностная плотность тепловой мощности при этом достигает  $100 \text{ МВт/см}^2$ . Учитывая результаты исследования, изложенные в предыдущем разделе, можно считать, что основной вклад в излучение акустических волн термооптическим источником, вносит гидродинамический механизм генерации напряжений.

Достигнув максимума при диаметре пятна 1,8 мм и плотности потока излучения  $300 \text{ МВт/см}^2$ , амплитуда импульса несколько уменьшается вплоть до пятна минимального диаметра. Происходит это потому, что при росте плотности потока лазерного излучения более  $300 \text{ МВт/см}^2$ , амплитуда акустического импульса возрастает, но более медленней, так как начинает проявляться влияние на излучение уменьшение площади поверхности пятна. При меньших энергиях лазерного импульса максимум амплитуды сдвигается в область меньших диаметров, вплоть до минимального.

Дальнейшее увеличение расстояния между линзой и образцом приводит к расфокусировке светового пятна и увеличения его диаметра. При этом амплитуда акустического импульса в зависимости от энергии лазерного излучения, либо сразу уменьшается, либо сначала увеличивается, достигая максимума, а затем уменьшается. Чем меньше энергия лазерного импульса, тем ближе максимум амплитуды к пятну наименьшего диаметра.

Из приведенных графиков видно, что при больших энергиях лазерного импульса при одном и том же диаметре светового пятна, амплитуда акустического импульса после фокуса линзы больше, чем до фокуса. Связано это, очевидно, с тем, что луч лазера несколько расходится, и его центральная (внутренняя) часть имеет большую, по сравнению с внешней, интенсивность. После

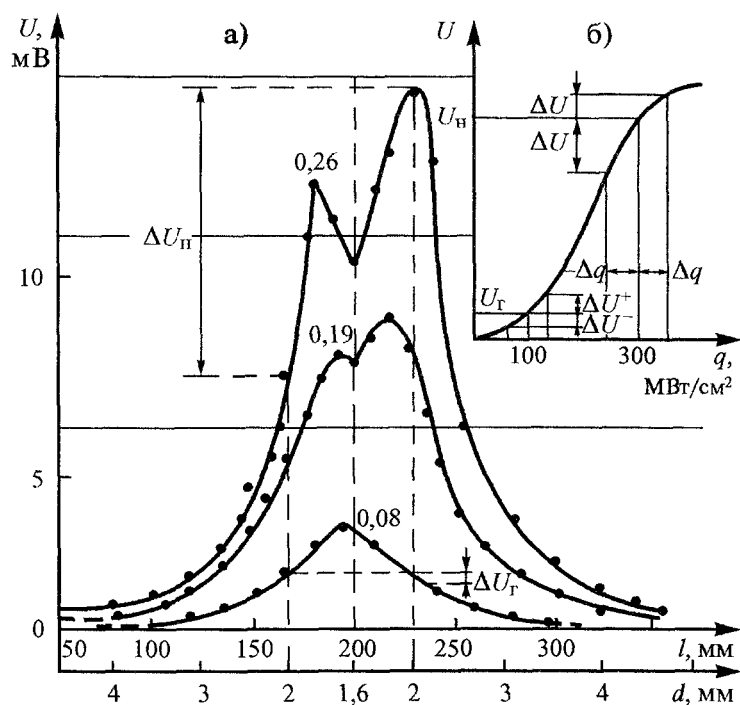


Рис. 4. Зависимость амплитуды акустических импульсов от диаметра пятна облучения или от расстояния между линзой и образцом

прохождения линзы внешняя часть луча, преломившись сильнее, сфокусируется несколько дальше за фокусом линзы, чем внутренняя, и окажется в центре луча. В результате интенсивность излучения по сечению луча выравнивается. Это хорошо подтверждается визуальными наблюдениями. Выравнивание интенсивности приводит к тому, что радиальные напряжения у боковой поверхности диска нагрева увеличиваются и, как следствие этого, увеличивается и амплитуда акустического импульса. Сказанное выше можно проиллюстрировать рис. 4б, где качественно показано изменение амплитуды акустического импульса при неравномерном и равномерном распределении интенсивности излучения.

Пусть средняя плотность потока лазерного излучения близка к плотности потока насыщения  $\langle q \rangle_{\text{нас}} = 300 \text{ МВт/см}^2$  и амплитуда акустического импульса от светового пятна диаметром 2 мм после фокуса равна  $U_{\text{нас}}$ . От пятна такого же диаметра, но до фокуса средняя плотность потока такая же, но в его центре она больше на величину  $\Delta q^+$ , а по его поверхностным краям меньше на величину  $\Delta q^-$ . В результате, это приводит к небольшому росту амплитуды акустического импульса от центра диска нагрева на величину  $\Delta U^+$  и более сильному спаду амплитуды от его периферийной части  $\Delta U^-$ , т.е.  $|\Delta U^+| < |\Delta U^-|$ . Таким образом, амплитуда акустического импульса от всего излучателя до фокуса меньше, чем после фокуса.

При небольших энергиях лазерного излучения (до 0,08 Дж) амплитуда акустических импульсов с уменьшением размера светового пятна, растет более медленно и достигает максимума при его минимальном диаметре. Но для пятен после фокуса линзы амплитуда несколько меньше, чем для пятен такого же диаметра после фокуса. Связано это с тем, что при поверхностной плотности потока излучения около  $100 \text{ МВт/см}^2$  происходит резкое увеличение амплитуды акустических импульсов  $U_r$  (рис. 4б). Поэтому увеличение излучения от центральной поверхности диска нагрева до фокуса линзы превышает спад излучения от его периферийной части  $|\Delta U^+| > |\Delta U^-|$ .

#### Влияние интенсивности лазерного излучения на амплитуду акустических волн

Интенсивность лазерного излучения регулировалась с помощью оптического аттенюатора. Результаты эксперимента приведены на рис. 5. Полученные зависимости можно качественно объяснить на основе принятой модели термооптического излучателя в виде диска нагрева. В точку приема приходят акустические импульсы под углом не более  $12^\circ$ . Так как в этом случае основной вклад в акустическое излучение вносит дно диска, то форма регистрируемого импульса колебательной скорости упругого смещения повторяет форму осевых напряжений у дна диска. В диапазоне действия термоупругого механизма генерации ультразвука амплитуда акустических импульсов растет прямо пропорционально интенсивности. Угловой коэффициент прямо пропорционален площади дна или квадрату диаметра светового пятна. При интенсивности лазерного излучения более  $50 \text{ МВт/см}^2$  в световом пятне начинают наблюдаться яркие вспышки и амплитуда растет более быстро. Это значит, что в отдельных точках поверхности металла начинается процесс его плавления и вступает в действие более эффективный гидродинамический механизм генерации осевых напряжений. При интенсивности лазерного излучения до  $300 \text{ МВт/см}^2$  ампли-

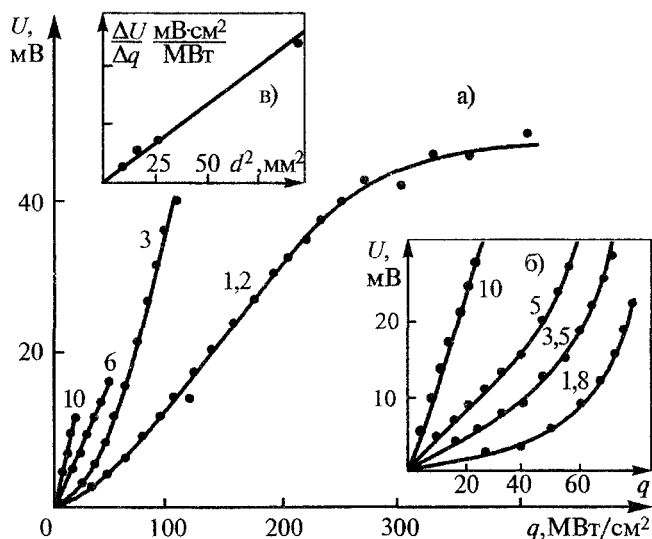


Рис. 5. Зависимости амплитуды акустических волн от интенсивности лазерного излучения, построенные в разных масштабах (а, б); зависимость амплитуды от квадрата диаметра пятна облучения (в)

туда акустического импульса быстро растет по линейному закону. При значениях интенсивности излучения лазера более 300 MW/cm² рост амплитуды замедляется. Это может быть связано с потерями энергии на испарение металла и экранированием светового пятна облаком образующейся плазмы.

### Выводы

Проведено экспериментальное исследование диаграмм направленности термооптического излучателя продольных акустических волн при разных механизмах лазерной генерации упругих напряжений в металле. Найдены зависимости возбуждаемых акустических волн от угла наблюдения. Выяснено влияние размеров светового пятна на их амплитуду. Результаты экспериментов качественно объяснены с помощью принятой модели термооптического излучателя акустических волн в виде диска нагрева на поверхности металла.

Полученные результаты исследований могут успешно использоваться как в дальнейших теоретических исследованиях термоакустического преобразования в металлах с помощью лазеров, так и в прикладной лазерной ультразвуковой дефекто- и спектроскопии при конструировании и изготовлении средств неразрушающего контроля с улучшенными техническими характеристиками.

### Литература

1. Волегов Ю.В., Петров Ю.В., Шушарин А.В. О механизмах возбуждения механических волн импульсами оптического квантового генератора // *Физические методы испытания материалов и веществ. Тематический сборник научных трудов.* – Челябинск. ЧГТУ, 1992. – С. 62–82.
2. Королев М.В., Карпельсон А.Е. Широкополосные ультразвуковые преобразователи. – М.: Машиностроение, 1982. – 157 с.