



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Л. Глазов, Н. Ф. Морозов, К. Л. Муратиков, Нелинейный фотоакустический отклик на механические напряжения вблизи отверстия в пластине из алюминиевого сплава Д16, *Письма в ЖТФ*, 2020, том 46, выпуск 4, 22–25

DOI: 10.21883/PJTF.2020.04.49045.18100

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.239.153.44

3 ноября 2024 г., 08:50:10



05.1;06.5;10

## Нелинейный фотоакустический отклик на механические напряжения вблизи отверстия в пластине из алюминиевого сплава Д16

© А.Л. Глазов<sup>1</sup>, Н.Ф. Морозов<sup>2,3</sup>, К.Л. Муратиков<sup>1</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 6 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 6 ноября 2019 г.

Принято к публикации 12 ноября 2019 г.

Исследованы особенности поведения фотоакустического сигнала в зависимости от механических напряжений вблизи отверстия в пластине из алюминиевого сплава Д16. Обнаружен новый нелинейный фотоакустический эффект, заключающийся в появлении нелинейной составляющей фотоакустического сигнала в зависимости от механических напряжений вблизи отверстия. Данная зависимость регистрируется в сигнале на основной частоте модуляции лазерного излучения. Предложено теоретическое описание обнаруженного эффекта генерации звука по термоупругому механизму в напряженных металлах на основе учета теплового воздействия лазерного излучения на их электронную подсистему.

**Ключевые слова:** фотоакустическая микроскопия, механические напряжения, термоупругость, металлы, задача Кирша.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.04.49045.18100

Термоупругая генерация звука является основой лазерных ультразвуковых и фотоакустических (ФА) методов диагностики разнообразных структур и материалов. Интерес к методикам подобного рода обусловлен их универсальностью и возможностью применения в различных частотных диапазонах и на различных пространственных масштабах. С расширением области применения таких методов представляется актуальным изучение особенностей ФА-эффектов при разных условиях, в частности при наличии в материалах внутренних механических напряжений.

К настоящему времени продемонстрирована чувствительность лазерных ФА-сигналов к дефектам и механическим напряжениям в керамиках [1–3] и металлах [4–7] различных типов. Было установлено соответствие особенностей поведения лазерных ФА-сигналов от керамических образцов с внутренними напряжениями и теоретических результатов, полученных в рамках стандартной линейной термоупругой модели формирования ФА-сигналов. Объяснение аналогичных результатов для металлов потребовало модификации классической термоупругой модели [8,9] с учетом теплового воздействия лазерного излучения на электронную подсистему [10,11]. В рамках модифицированной линейной термоупругой модели удалось объяснить основные особенности поведения ФА-сигнала в модельных экспериментах вблизи отверстий при наличии в металлических образцах механических напряжений. Вместе с тем наряду с линейной связью ФА-сигналов с напряжениями вблизи отверстия наблюдался

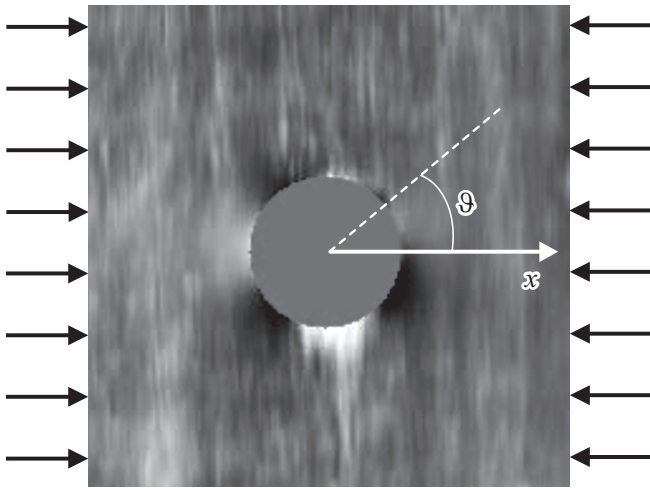
нелинейный эффект. Задачей настоящей работы является объяснение наблюдаемых нелинейных эффектов в рамках предложенной нами ранее физической модели.

В работах [10,11] было показано, что амплитуда акустических колебаний, генерируемых лазерным излучением по термоупругому механизму, аномальным образом зависит от механических напряжений в металлических образцах. В [11] была предложена модель в линейном приближении, описывающая такую аномалию. Модель основана на тепловом возбуждении связанных электронов различных дефектов и неоднородностей, присутствующих в реальных металлах. В рамках предложенной модели в линейном приближении удалось объяснить особенности поведения ФА-сигнала вблизи отверстия в образцах из сплава алюминия Д16 при наличии в них одноосных напряжений, характеризующихся угловой зависимостью  $\cos(2\vartheta)$ . Вместе с тем в этих же экспериментах наряду с указанной зависимостью надежно наблюдалась и существенно меньшая по амплитуде зависимость типа  $\cos(4\vartheta)$ , соответствующая нелинейной связи ФА-сигнала и механического напряжения.

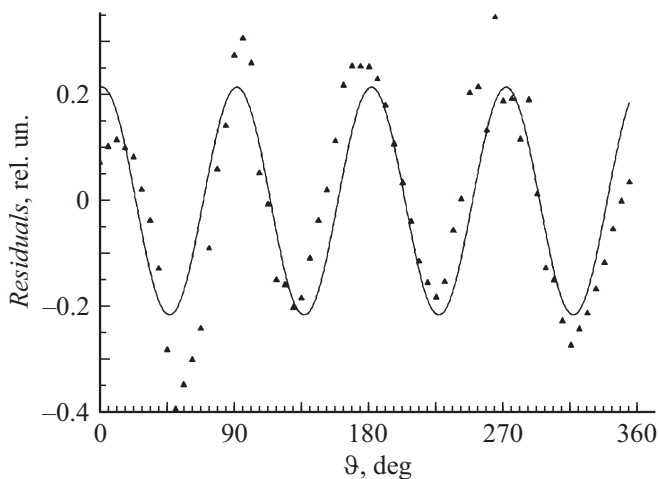
В соответствии с задачей Кирша распределение напряжений вокруг отверстия при одноосном напряжении определяется выражением [12,13]:

$$\sigma(r, \vartheta) = \sigma_x (1 - 2a^2 \cos(2\vartheta)/r^2), \quad (1)$$

где  $\sigma_x$  — одноосное напряжение вдали от отверстия,  $a$  — радиус отверстия. Для учета вклада нелинейных



**Рис. 1.** Двумерное распределение нелинейной составляющей ФА-сигнала для части образца из сплава Д16 вокруг отверстия, находящегося под одноосной нагрузкой 57 МПа. Размер изображения  $0.95 \times 0.95$  mm.



**Рис. 2.** Нелинейная составляющая ФА-сигнала вдоль окружности с радиусом 0.15 mm. Точки — разность амплитуды ФА-сигнала и его аппроксимации функцией  $A_0 + A_1 \cos(2\vartheta)$ , кривая — результат подгонки этой разности функцией  $A_2 \cos(4\vartheta)$ .

квадратичных процессов в ФА-сигнал  $S$  представим его в виде  $S = S_0(1 + b\sigma + c\sigma^2)$ . Тогда в соответствии с равенством (1) ФА-сигнал в полярных координатах будет определяться равенством

$$S = S_0 \left( 1 + A_1 \cos(2\vartheta)/r^2 + A_2(1 + \cos(4\vartheta))/r^4 \right), \quad (2)$$

где  $A_1 = 2b\sigma_x a^2 + 4c\sigma_x^2 a^2$ ,  $A_2 = 2c\sigma_x^2 a^4$ .

Для визуализации нелинейной составляющей амплитуды ФА-сигнала на основе экспериментальных данных из них вычиталась линейная составляющая, аппроксимированная в соответствии с формулой  $S = S_0(1 + A_1 \cos(2\vartheta)/r^2)$ . Распределение полученной

таким образом нелинейной составляющей ФА-сигнала вблизи отверстия представлено на рис. 1. На нем виден вклад в ФА-сигнал с угловой зависимостью типа  $\cos(4\vartheta)$ . На рис. 2 для большей ясности приведена зависимость амплитуды нелинейной компоненты ФА-сигнала от угла для расстояния  $150 \mu\text{m}$  от центра отверстия. Отметим, что для этого расстояния амплитуда нелинейной составляющей ФА-сигнала достигала 25% от линейной компоненты.

На основании полученных экспериментальных данных для поведения ФА-сигнала вблизи отверстия можно оценить значения параметров  $A_1$  и  $A_2$ . Аппроксимация экспериментальных данных для области  $150 < r < 500 \mu\text{m}$  дает следующие значения параметров:  $A_1 = -16\,960 \pm 30 \mu\text{m}^2$ ,  $A_2 = (1.54 \pm 0.19) \cdot 10^9 \mu\text{m}^4$ . Для отношения коэффициентов  $b/c$  получим значение  $b/c = -55 \pm 22$  МПа. Отсюда, полагая радиус  $a = 135 \pm 10 \mu\text{m}$  и  $\sigma_x = 57 \pm 3$  МПа, получаем

$$S(r, \vartheta) = S_0 \left[ 1 - (1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-2} \sigma(r, \vartheta) + (2.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-4} \sigma^2(r, \vartheta) \right], \quad (3)$$

где зависимость  $\sigma$  от угла и координат определяется равенством (1), а значение  $\sigma$  выражается в МПа.

Выражение (3) определяет зависимость ФА-сигнала от напряжения вблизи отверстия для сплава алюминия Д16 и позволяет оценить вклад в него нелинейных процессов. В связи с полученным результатом необходимо обратить внимание на одну важную деталь. Максимальная величина напряжений вблизи отверстия при использованных в наших экспериментах внешних напряжениях не превосходила 180 МПа. Оценка дополнительных термоупругих напряжений, создаваемых возбуждающим лазерным излучением, показывает [14], что они находились на уровне 10 МПа. Таким образом, общие напряжения, действующие в образце в процессе экспериментов, не выходили за рамки линейной теории упругости данного материала [15].

Для объяснения появления нелинейного вклада в ФА-сигнал от напряжений воспользуемся подходом, предложенным в работах [10,11]. В соответствии с ним в уравнении движения для решетки неидеального металла необходимо учитывать дополнительное давление, создаваемое частью электронов при их переходе из связанного состояния в квазисвободное. Для определения количества таких электронов можно воспользоваться уравнением баланса с соответствующим генерационным источником. При чисто тепловом механизме возбуждения электронов такой источник может быть записан в виде [11]:

$$J_e = A \left[ \exp\left(-\frac{U}{k(T_0 + \delta T)}\right) - \exp\left(-\frac{U}{kT_0}\right) \right], \quad (4)$$

где  $U = U_0 + V\sigma$  — энергия активации электрона,  $V$  — активационный объем,  $k$  — постоянная Больцмана,

$T_0$  — средняя температура нагретой области,  $\delta T$  — переменная составляющая температуры,  $A$  — некоторый коэффициент. Считая, что  $\delta T \ll T_0$  и  $V\sigma/kT_0 \ll 1$ , из (4) получим

$$J_e \cong A \exp\left(-\frac{U_0}{kT_0}\right) \left( \frac{U_0}{kT_0} - \frac{U_0 - kT_0}{kT_0} \frac{V\sigma}{kT_0} + \frac{U_0 - 2kT_0}{2kT_0} \left(\frac{V\sigma}{kT_0}\right)^2 \right) \frac{\delta T}{T_0}. \quad (5)$$

При лазерной генерации ультразвука с гармоническим законом модуляции во времени  $\delta T \propto \exp(i\omega t)$  и в соответствии с результатами работы [11] для отношения ФА-сигналов  $S$  и  $S_0$  получим следующий результат:

$$\frac{S}{S_0} \cong 1 + \frac{2}{3} \frac{1 - 2\nu}{E} \frac{\tau E_F A \exp\left(-\frac{U_0}{kT_0}\right)}{\alpha T_0 (1 - i\omega\tau)} \times \left[ \frac{U_0}{kT_0} - \frac{U_0 - kT_0}{kT_0} \frac{V\sigma}{kT_0} + \frac{U_0 - 2kT_0}{2kT_0} \left(\frac{V\sigma}{kT_0}\right)^2 \right], \quad (6)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $E$  — модуль упругости,  $E_F$  — энергия Ферми,  $\tau$  — время релаксации электрон-решеточной системы,  $\omega$  — циклическая частота модуляции лазерного излучения и соответственно частота акустических колебаний.

Полученный результат показывает, что для обеспечения линейности теории термоупругости напряженных металлов помимо обычных механических условий требуется выполнение дополнительного условия  $V\sigma/kT_0 \ll 1$ . Выражение (6) позволяет оценить величину активационного объема для сплава Д16. Из него следует соотношение

$$\frac{b}{c} = -\frac{U_0 - kT_0}{(U_0 - 2kT_0)V}. \quad (7)$$

По поводу полученного результата необходимо сделать следующие замечания. Во-первых, следует считать  $U_0 > kT_0$ , поскольку в противном случае все центры уже в исходном состоянии будут активированы. Во-вторых, исходя из представленных экспериментальных данных отношение  $b/c$  для сплава Д16 отрицательно, поэтому в соответствии с равенством (7) в нашем случае должно выполняться неравенство  $U_0 > 2kT_0$ . Более того, в соответствии с рассматриваемыми физическими процессами  $U_0$  не может значительно отличаться от  $kT_0$ , и при оценке активационного объема можно считать  $U_0 - kT_0$ ,  $U_0 - 2kT_0$  порядка  $kT_0$ . Тогда, используя полученное из эксперимента значение отношения  $b/c = -55 \pm 22$  МПа и соотношение (7), для активационного объема получим следующую оценку:  $V \approx 10^{-21}$  см<sup>3</sup>. Это значение дает оценку для концентрации центров, вносящих вклад в термоупругую генерацию акустических волн в сплаве Д16 при использовавшихся в работе напряжениях.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют наличие нового нелинейного фотоакустического эффекта в напряженных металлах при термоупругой генерации звука. Он связан с термоактивационным возбуждением электронной подсистемы и характеризуется новым для термоупругости металлов параметром  $V\sigma/kT_0$ . Особенность данной нелинейности состоит в том, что она может проявляться уже на основной гармонике модуляции лазерного излучения. Полученные результаты хорошо согласуются с выводами работы [16] о необходимости учета вклада электронной подсистемы при рассмотрении деформационных процессов в металлах.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 15-19-00182.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Cheng B., Lei J., Xiao H. // Optics Laser Technol. 2019. V. 115. P. 459–464. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.02.055>
- [2] Muratikov K.L., Glazov A.L., Rose D.N., Dumar J.E. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. N 5. P. 2948–2955. <https://doi.org/10.1063/1.1287526>
- [3] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Роуз Д.Н., Думар Д.Е. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 48–57.
- [4] Everton S., Dickens P., Tuck C., Dutton B. // JOM. 2018. V. 70. N 3. P. 378–383. <https://doi.org/10.1007/s11837-017-2661-7>
- [5] Selim H., Prieto M.D., Trull J., Romeral L., Cojocar C. // Sensors. 2019. V. 19. N 3. P. 573 (1–12). <https://doi.org/10.3390/s19030573>
- [6] Муратиков К.Л., Глазов А.Л., Николаев В.И. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 7. С. 19–25.
- [7] Глазов А.Л., Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л. // ФТТ. 2016. Т. 58. В. 9. С. 1679–1687.
- [8] Nowacki W. Thermoelasticity. Oxford: Pergamon Press, 1986. 578 p.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
- [10] Морозов Н.Ф., Муратиков К.Л., Семенов Б.Н., Индейцев Д.А., Вавилов Д.С. // ДАН. 2019. Т. 485. № 4. С. 438–441.
- [11] Глазов А.Л., Муратиков К.Л. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 17. С. 51–54.
- [12] Биргер И.А. Остаточные напряжения. М.: МАШГИЗ, 1963. 232 с.
- [13] Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1979. 560 с.

- [14] Муратиков К.Л. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 2. С. 58–63.
- [15] Грищенко Н.А., Сидельников С.Б., Губанов И.Ю., Лопатина Е.С., Галлиев Р.И. Механические свойства алюминиевых сплавов. Красноярск: СФУ, 2012. 196 с.
- [16] Зуев Л.Б., Данилов В.М., Плосков Н.А. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 13. С. 75–79.  
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.13.46330.17088>