

Влияние сильной низкочастотной волны на распространение слабых ультразвуковых импульсов в стержневом резонаторе из отожженной поликристаллической меди

© В.Е. Назаров,¹ А.Б. Колпаков²

¹ Федеральное исследовательское учреждение Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022 Нижний Новгород, Россия
e-mail: v.e.nazarov@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 5 октября 2021 г.

В окончательной редакции 12 января 2022 г.

Принято к публикации 19 января 2022 г.

Проведено экспериментальное исследование влияния сильной низкочастотной волны на распространение слабых ультразвуковых импульсов в акустическом резонаторе из отожженной поликристаллической меди. Измерения проводились при гармоническом возбуждении резонатора на его первых четырех продольных модах в диапазоне от 2 до 15 кГц, частота ультразвуковых импульсов изменялась от 65 до 400 кГц. Анализ наблюдаемых нелинейных эффектов проведен в рамках уравнения состояния поликристалла, полученного на основе модификации струнной модели дислокации Гранато–Люкке. Определены значения параметров диссипативной и реактивной нелинейности дислокаций для отожженной меди.

Ключевые слова: дислокационная диссипативная и реактивная нелинейности, поликристаллическая медь, упругие волны.

DOI: 10.21883/JTF.2022.04.52251.266-21

Введение

К актуальным вопросам современной акустики относятся задачи, связанные с изучением нелинейных волновых процессов (НВП) в микронеоднородных твердых телах [1–3], обладающих аномально высокой неаналитической и частотнозависимой нелинейностью. Актуальность этих вопросов обусловлена тем, что „классическая“ пятikonстантная теория упругости [4,5], отвечающая слабонелинейным однородным средам (с аналитической и частотнонезависимой нелинейностью), не объясняет закономерностей нелинейных акустических эффектов (НАЭ) в экспериментах с сильно нелинейными микронеоднородными средами, а „общей“ (универсальной) теории НВП для таких сред не существует.

К сильно нелинейным микронеоднородным твердыми средам относятся многие поликристаллические металлы и горные породы. Их нелинейность связывается с движением и взаимодействием дислокаций (линейных дефектов поликристаллов) с точечными дефектами (вакансиями, примесными и межузельными атомами) [6–15]. В низкочастотном (НЧ) диапазоне поликристаллы проявляют гистерезисную нелинейность, а в высокочастотном (ВЧ) — диссипативную и реактивную [3]. Закономерности НАЭ, обусловленные гистерезисной, диссипативной и реактивной нелинейностями, как правило, различны, что создает возможность раздельного изучения вкладов этих нелинейностей в проявления НЧ и ВЧ нелинейных акустических эффектов.

Наиболее сильные проявления нелинейных свойств среды имеют место при относительно высоких амплитудах упругих волн, что легко реализуется в высокочастотных резонаторах. В резонаторах из поликристаллических твердых тел наблюдаются гистерезисные эффекты амплитудно-зависимого внутреннего трения — нелинейные потери, сдвиг резонансных частот и генерация высших гармоник, а также эффекты затухания и фазовой задержки несущей (ФЗН) слабых ультразвуковых импульсов в поле мощной НЧ волны, обусловленные не НЧ гистерезисной, а ВЧ диссипативной и реактивной нелинейностью [3,16].

В различных средах нелинейные эффекты часто проявляются по-разному, поэтому установление амплитудно-частотных зависимостей НАЭ в микронеоднородных средах является одной из основных задач при проведении их экспериментальных исследований. Фундаментальная цель таких исследований связывается с выявлением механизмов аномально высокой акустической нелинейности различных микронеоднородных сред. Прикладной же направленностью таких работ является создание и развитие нелинейных акустических методов диагностики микронеоднородных сред и материалов [3,17,18].

В настоящей работе, являющейся продолжением работы [19], представлены новые результаты экспериментальных исследований влияния сильной НЧ волны накачки в стержневом резонаторе из отожженной поликристаллической меди на распространение в нем слабых ультразвуковых импульсов (УИ). Установлены

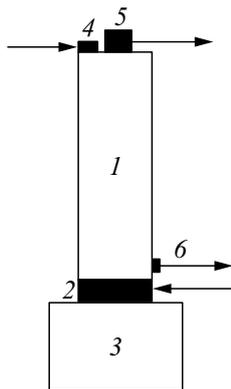


Рис. 1. Схема эксперимента.

амплитудно-частотные зависимости нелинейных затухания и ФЗН ультразвуковых импульсов под действием сильной низкочастотной волны. Анализ наблюдаемых нелинейных эффектов (затухания и ФЗН ультразвуковых импульсов) проведен в рамках уравнения состояния поликристалла, содержащего дислокационные диссипативную и реактивную нелинейности [20]. Из сравнения экспериментальных и аналитических результатов определены значения параметров диссипативной и реактивной нелинейности дислокаций для отожженной меди.

1. Схема эксперимента

Эксперименты по изучению влияния сильной НЧ стоячей волны на распространение слабых бегущих УИ проводились со стержневым резонатором, изготовленным из отожженной меди. Длина стержня $L = 0.43$ м. Температура отжига — 600°C , время отжига — около 2 ч. (В предыдущей работе [19] в том же резонаторе исследовались НЧ эффекты амплитудно-зависимого внутреннего трения, возникающие из-за гистерезисной нелинейности отожженной меди при НЧ гармоническом возбуждении резонатора.)

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. К нижнему торцу стержня 1, для возбуждения в нем продольной НЧ волны накачки, приклеивался пьезоэлектрический излучатель 2, другая его сторона была приклеена к массивной нагрузке 3. К верхнему свободному торцу стержня 1 приклеивались ВЧ пьезоэлектрический излучатель 4 (для излучения продольных УИ, распространяющихся вдоль оси стержня) и пьезоприемник 5 (для приема НЧ колебаний, создаваемых излучателем 2). Вблизи излучателя 2 на боковой поверхности стержня 1 приклеивался пьезоприемник 6, который реагировал на продольные ВЧ колебания стержня (вдоль его оси). При помощи пьезоприемника 6 осуществлялся прием и измерение амплитуды и ФЗН, прошедших через стержень УИ, создаваемых излучателем 4. Частота f импульсов изменялась в диапазоне от 65 до 400 кГц.

В этом эксперименте для НЧ волны стержень 1 являлся резонатором, а для бегущих УИ — фактически безграничной средой. Собственные частоты F_p

НЧ продольных мод такого резонатора определяются выражением: $F_p \cong (2p - 1)C_0/4L$, C_0 — фазовая скорость НЧ продольной волны в стержне, p — номер моды, $p = 1, 2, 3, 4, \dots$. Для первых четырех продольных мод резонатора его резонансные частоты F_p и добротности Q_p составляли соответственно: $F_1 = 2204$ Hz, $F_2 = 6447$ Hz, $F_3 = 10697$ Hz, $F_4 = 14928$ Hz и $Q_1 = 450$, $Q_2 = 883$, $Q_3 = 578$, $Q_4 = 711$.

2. Результаты измерений

В эксперименте в стержне 1 создавались сильная НЧ стоячая волна накачки и слабые УИ. Прошедшие через стержень импульсы принимались пьезоприемником 6 и поступали на осциллограф, где производились измерения их амплитуды $U(\varepsilon_m)$ и ФЗН $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ в зависимости от амплитуды деформации ε_m НЧ волны (в резонансе).

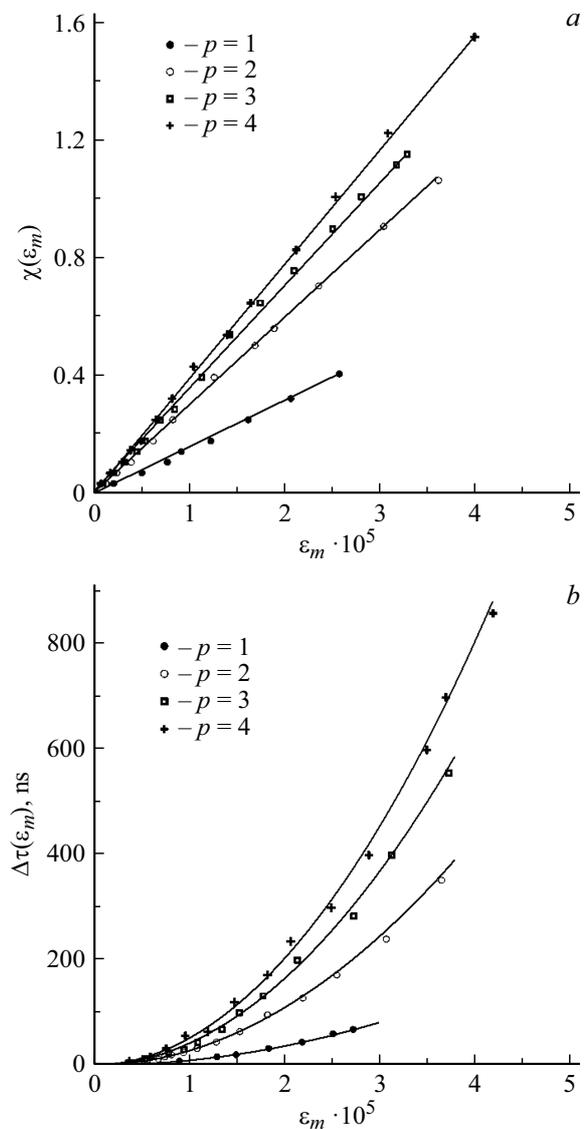


Рис. 2. Результаты измерений зависимостей $\chi(\varepsilon_m)$ (a) и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ (b) от ε_m при $f = 365$ кГц. Линии соответствуют зависимостям: $\chi(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, $\Delta\tau(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m^2$.

При увеличении ε_m амплитуда $U(\varepsilon_m)$ принимаемых УИ уменьшалась, а их ФЗН $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ увеличивалась, т.е. затухание импульсов увеличивалось, а фазовая скорость уменьшалась.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента нелинейного затухания $\chi(\varepsilon_m) = \ln[U_0/U(\varepsilon_m)]$ (U_0 — амплитуда импульсов при $\varepsilon_m = 0$) и фазовой задержки несущей $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ УИ с частотой $f = 365$ kHz от амплитуды ε_m НЧ волны при $p = 1, 2, 3, 4$. Из рис. 2 видно, что имеют место следующие зависимости: $\chi(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, $\Delta\tau(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m^2$, при этом $\chi(\varepsilon_m)$ и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ при $\varepsilon_m = \text{const}$ растут с ростом частоты F_p НЧ волны.

На рис. 3 приведены зависимости коэффициента $\chi(\varepsilon_m)$ и фазовой задержки $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ УИ с частотами $f = 365$ kHz от частоты F_p при $\varepsilon_m = 2 \cdot 10^{-5}$. Из этих рисунков видно,

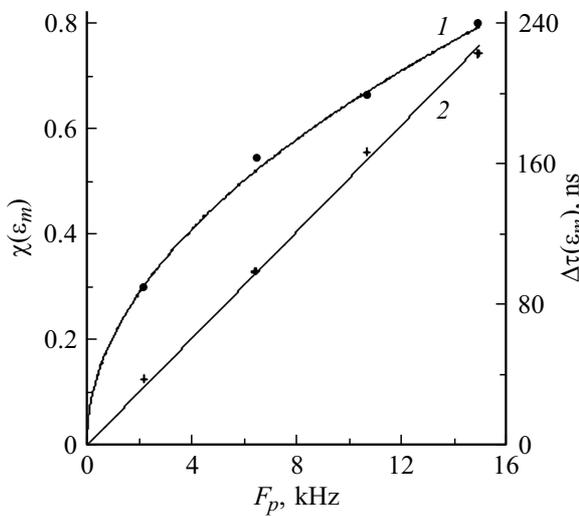


Рис. 3. Результаты измерений зависимостей $\chi(\varepsilon_m)$ (1) и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ (2) от F_p при $\varepsilon_m = 2 \cdot 10^{-5}$ и $f = 365$ kHz. Линии соответствуют зависимостям: 1 — $\chi(\varepsilon_m) \propto F_p^{1/2}$, 2 — $\Delta\tau(\varepsilon_m) \propto F_p$.

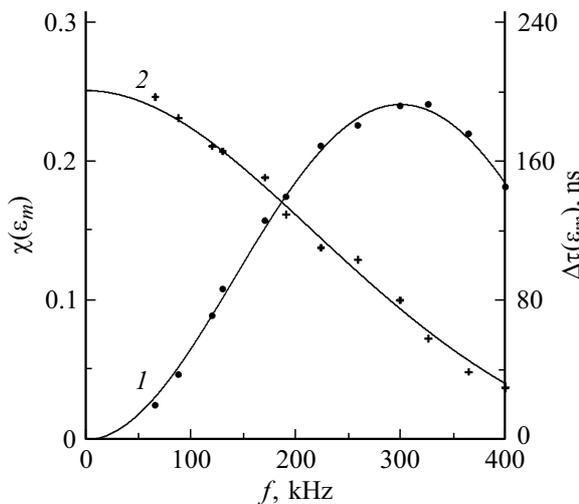


Рис. 4. Зависимости $\chi(\varepsilon_m)$ (1) и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ (2) от частоты f при возбуждении резонатора на частоте второй моды ($p = 2$) при $\varepsilon_m = 6.8 \cdot 10^{-6}$. Линии 1 и 2 — результат расчета по формулам (1), (2); • и + — результаты измерений.

что $\chi(\varepsilon_m) \propto F_p^{1/2}$, $\Delta\tau(\varepsilon_m) \propto F_p$. Следует отметить, что зависимости $\chi = \chi(\varepsilon_m)$ и $\Delta\tau = \Delta\tau(\varepsilon_m)$ от ε_m и F_p не соответствуют ни амплитудным, ни частотным зависимостям НЧ эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения, установленных в работе [19] для того же резонатора и обусловленных гистерезисной нелинейностью отожженной меди.

На рис. 4 приведены зависимости коэффициента затухания $\chi = \chi(\varepsilon_m)$ и ФЗН $\Delta\tau = \Delta\tau(\varepsilon_m)$ от частоты импульса f при $\varepsilon_m = 6.8 \cdot 10^{-6}$ и $p = 2$. Из рис. 4 следует, что с ростом частоты f коэффициент $\chi = \chi(\varepsilon_m)$ вначале (при $65 \text{ kHz} < f < 300 \text{ kHz}$) растет, а затем (при $300 \text{ kHz} < f < 400 \text{ kHz}$) падает, а задержка $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ при $65 \text{ kHz} < f < 400 \text{ kHz}$ падает.

3. Анализ и сравнение экспериментальных и теоретических результатов

Теоретическое описание наблюдаемых в эксперименте эффектов приведено в работе [20], где в рамках уравнения состояния поликристаллического твердого тела с дислокационной диссипативной и реактивной нелинейностью получены выражения для $\chi = \chi(\varepsilon_m)$ и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$:

$$\chi(\varepsilon_m) = \frac{\mu P}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma[(m+1)/2]}{\Gamma[(m+2)/2]} \varepsilon_m^n L \Omega_p^q d_0 \omega^2 \times \int_0^\infty \frac{[(\Omega^2 - \omega^2)^2 - d_0^2 \omega^2] \ln(l) dl}{[(\Omega^2 - \Omega_p^2)^2 + d_0^2 \Omega_p^2]^{m/2} [(\Omega^2 - \omega^2)^2 + d_0^2 \omega^2]^2}, \quad (1)$$

$$\tau(\varepsilon_m) = \frac{\eta Q}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma[(n+1)/2]}{\Gamma[(n+2)/2]} \varepsilon_m^n L \Omega_p^r \times \int_0^\infty \frac{[(\Omega^2 - \omega^2)^2 - d_0^2 \omega^2] \Omega^2 \ln(l) dl}{[(\Omega^2 - \Omega_p^2)^2 + d_0^2 \Omega_p^2]^{n/2} [(\Omega^2 - \omega^2)^2 + d_0^2 \omega^2]^2}, \quad (2)$$

где

$$P = \frac{8R^2 C_0}{\pi^{9/2}} \frac{(1+q)\Gamma[(m+3)/2]}{\Gamma[(m+4)/2]} B \left[\frac{m-q+1}{2}, \frac{q+1}{2} \right] \times \left(\frac{4RC_0^2}{\pi^2 b^2} \right)^m \left(\frac{b}{C_\perp} \right)^q,$$

$$Q = \frac{8R^2 C_0}{\pi^{9/2}} \frac{(1+n-r)\Gamma[(n+3)/2]}{\Gamma[(n+4)/2]} B \left[\frac{n-r+1}{2}, \frac{r+1}{2} \right] \times \left(\frac{4RC_0^2}{\pi^2 b^2} \right)^n \left(\frac{b}{C_\perp} \right)^r,$$

G и $E = 2G/(1+\nu)$ — модуль сдвига и модуль Юнга; $C_\perp = (G/\rho)^{1/2}$ — скорость сдвиговой волны; $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$; ν и ρ — коэффициент Пуассона и плотность, b — модуль вектора Бюргерса; $A = \pi\rho b^2$ — масса единицы длины дислокации, B и $C = 2Gb^2/\pi(1-\nu)$ —

коэффициент линейного трения и коэффициент линейного натяжения дислокации; l , $\Omega(l) = [2/(1-\nu)]^{1/2}(C_{\perp}/l)$ и $d_0 = B/A$ — длина, резонансная частота и параметр демпфирования дислокации; μ , η и m , q , n , r — безразмерные параметры и показатели степени диссипативной и реактивной нелинейности дислокации, $m \geq q \geq 0$, $n \geq r \geq 0$, $N(l)$ — функция распределения дислокаций по длинам l , $\int_0^{\infty} lN(l)dl = \Lambda$, Λ — плотность дислокаций, R — ориентационный фактор, $\Omega_p = 2\pi F_p$, $\omega = 2\pi f$.

Проведем анализ экспериментальных и теоретических результатов и определим параметры дислокационной структуры отожженной меди.

Из сравнения выражений (1), (2) с результатами измерений (рис. 2, 3) сразу следует, что $m = 1$, $q = 1/2$, $n = 2$, $r = 1$.

Подберем теперь функцию распределения $N(l)$ и параметры дислокаций, так чтобы получилось соответствие зависимостей (1), (2) от частоты $f = \omega/2\pi$ с результатами измерений (рис. 4). Хорошее соответствие имеет место для модифицированной функции распределения Келера

$$N(l) = \frac{\Lambda \exp[-(l-l_0)/L_0]}{L_0(l_0+L_0)}, \quad 0 \leq l_0 \leq l < \infty, \quad (3)$$

при следующих параметрах: $C_{\perp} = 2.3 \cdot 10^3$ м/с, $C_0 = 3.8 \cdot 10^3$ м/с, $\nu = 0.28$, $\Lambda = 10^{12}$ м⁻², $L_0 = 10^{-4}$ м, $l_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ м, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $d_0 = 10^9$ с⁻¹, $R^3 = 7.7 \cdot 10^{-3}$, $R^4 = 3.03 \cdot 10^{-3}$, $\mu = 4.1 \cdot 10^{-1}$, $\eta = 1.5 \cdot 10^2$.

Для функции распределения Келера [6], полученной для случая беспорядочного расположения примесных атомов вдоль дислокационной линии, длина $l_0 = 0$, при этом $L_0 = \int_0^{\infty} lN(l)dl / \int_0^{\infty} N(l)dl$ — это средняя длина дислокации. Для модифицированного распределения Келера (3) — $l_0 > 0$ ($l_0 \gg b$), а средняя длина дислокации $\langle l \rangle$ определяется выражением $\langle l \rangle = L_0 + l_0$.

Заключение

Приведены результаты исследований эффектов влияния сильной НЧ волны на затухание и фазовую задержку несущей слабых УИ в стержневом резонаторе из отожженной поликристаллической меди и показано, что ее акустическая нелинейность содержит диссипативную и реактивную составляющие. Из сравнения экспериментально установленных амплитудно-частотных зависимостей с теоретическими [20], полученными на основе модификации струнной модели дислокации Гранато–Люкке, определены основные характеристики дислокаций отожженной меди (функция распределения дислокаций по длинам, параметр демпфирования, показатели степеней и параметры диссипативной и реактивной нелинейности). Из анализа результатов, полученных здесь и в работе [19], следует, что проявления гистерезисной, диссипативной и реактивной нелинейностей

отожженной меди качественно отличаются, поскольку амплитудные и частотные зависимости НЧ и ВЧ нелинейных эффектов различны. Это свидетельствует о том, что механизмы гистерезисной и диссипативной и реактивной нелинейностей отожженной меди также различны. Гистерезисная нелинейность поликристаллических твердых тел связана с периодическим отрывом дислокаций от примесных атомов (и закреплением на них же), а диссипативная и реактивная нелинейности — с нелинейными трением и натяжением дислокаций, совершающих колебательное движение под действием интенсивной упругой волны в окружении точечных дефектов поликристалла. Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что дислокационные гистерезисная, диссипативная и реактивная нелинейности являются чувствительными характеристиками поликристаллических твердых тел, что можно использовать для их нелинейной акустической диагностики.

Финансирование работы

Работа поддержана РФФИ (грант N20-02-00215A).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] М.А. Исакович. *Общая акустика* (Наука, М., 1973) [M.A. Isakovich. *General Acoustics* (Cambridge, 1973)]
- [2] R.A. Guyer, P.A. Johnson. *Nonlinear Mesoscopic Elasticity: the Complex Behaviour of Granular Media Including Rocks and Soil* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, Weinheim, 2009)
- [3] V.E. Nazarov, A.V. Radostin. *Nonlinear Acoustic Waves in Micro-Inhomogeneous Solids* (John Wiley & Sons, Chichester, 2015)
- [4] Л.К. Зарембо, В.А. Красильников. УФН, **102**(4), 549 (1970).
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория упругости* (Наука, М., 1987)
- [6] A. Granato, K. Lucke. *J. Appl. Phys.*, **27**(5), 583 (1956).
- [7] *Ультразвуковые методы исследования дислокаций: Сб. статей*. Пер. с англ. и нем. под ред. Л.Г. Меркулова (ИИЛ, М., 1963)
- [8] *Application to Quantum and Solid State Physics, in Physical Acoustics: Principles and Methods*. Ed. by Warren P. Mason (Academic Press, NY. and London, 1966), v. 4, part A.
- [9] *The Effect of Imperfection, in Physical Acoustics: Principles and Methods*. Ed. by Warren P. Mason (Academic Press, NY. and London, 1966), v. 3, part A.
- [10] Д. Ниблетт, Дж. Уилкс. УФН, **80**(1), 125 (1963).
- [11] R. Truell, C. Elbaum, В.В. Chick. *Ultrasonic Methods in Solid State Physics* (Academic Press, NY. and London, 1969)
- [12] В.П. Левин, В.Б. Проскурин. *Дислокационная неупругость в металлах* (Наука, М., 1993)
- [13] T. Suzuki. *Dislocation Dynamics* (McGraw Hill, NY., 1967/1968)

- [14] H.F. Pollard. *Sound Waves in Solids* (Pion Limited, 1977)
- [15] И.И. Новиков, К.М. Розин. *Кристаллография и дефекты кристаллической решетки* (Металлургия, М., 1990)
- [16] V.E. Nazarov, A.B. Kolpakov. *Wave Motion*, **72**, 187 (2017).
<https://doi.org/10.1016/j.wavemoti.2017.03.003>
- [17] *Nonlinear Ultrasonic and Vibro-Acoustical Techniques for Nondestructive Evaluation*, ed. by T. Kundu (Cham: Springer Nature Switzerland AG, 2019), ISBN 978-3-319-94474-6
- [18] C.J. Lissenden. *J. Appl. Phys.*, **129**, 021101 (2021).
DOI: 10.1063/5.0038340
- [19] В.Е. Назаров, А.Б. Колпаков. *ЖТФ*, **91** (9), 1305 (2021).
DOI: 10.21883/ЖТФ.2021.09.51208.21-21
- [20] В.Е. Назаров. *ЖТФ*, **90** (12), 2085 (2020).
DOI: 10.21883/ЖТФ.2021.09.51208.21-21
[V.E. Nazarov. *Tech. Phys.*, **65** (12), 1905 (2020).
DOI: 10.1134/S1063784220120154]