

УДК: 538.931, 538.951, 538.953, 538.971, 621.375.826

DOI: 10.18384/2310-7251-2022-1-41-51

## ДИСПЕРГАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОПЛЁНОК ПРИ ЛАЗЕРНОМ СКАНИРОВАНИИ

**Кулешов П. С.<sup>1,2</sup>, Кузнецов М. М.<sup>3</sup>, Кулешова Ю. Д.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Центральный институт авиационного моторостроения имени П. И. Баранова  
111116, г. Москва, ул. Авиамоторная, д. 2, Российская Федерация

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)  
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9,  
Российская Федерация

<sup>3</sup> Московский государственный областной университет  
141014, Московская обл., г. Мытищи, ул. Веры Волошиной, д. 24,  
Российская Федерация

### Аннотация

**Целью** работы является валидация предлагаемого механизма резонансной диспергации для «мелкой» и «глубокой» жидкости на экспериментальных результатах по лазерной абляции металлических наноплёнок, опубликованных в печати.

**Процедура и методы.** В работе применялся аналитический метод исследования. Использовались методы волновой физики и теории резонансной диспергации.

**Результаты.** В результате расчётов получены оценки наиболее вероятных размеров фрагментов диспергации и дисперсий их распределений по размерам, которые удовлетворительно объясняют экспериментальные данные.

**Теоретическая и/или практическая значимость.** Описанный механизм диспергации позволяет продвинуться в изучении некоторых режимов лазерной абляции, что имеет как теоретический, так и практический интерес

**Ключевые слова:** наночастицы, нанопленки, лазер, сканирование, диспергация, дисперсия, распределение, абляция

## DISPERSION OF METAL NANOFILMS DURING LASER SCANNING

**P. Kuleshov<sup>1,2</sup>, M. Kuznetsov<sup>3</sup>, Yu. Kuleshova<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Central Institute of Aviation Motors  
ulitsa Aviamotornaya 2, Moscow 111116, Russian Federation

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology  
Institutskii pereulok 9, Dolgoprudny 141700, Moscow Region, Russian Federation

<sup>3</sup> Moscow Region State University  
ulitsa Very Voloshinoi 24, Mytishchi 141014, Moscow Region, Russian Federation

## Abstract

**Aim.** The purpose of the work is to validate the proposed mechanism of resonance dispersion for a "fine" and "deep" liquid by using the experimental results on laser ablation of metallic nanofilms published in the literature.

**Methodology.** An analytical research method is used in the work, as well as the methods of wave physics and the theory of resonance dispersion.

**Results.** As a result of the calculations, estimates of the most probable sizes of dispersion fragments and variances of their size distributions are obtained, which satisfactorily explain the experimental data.

**Research implications.** The described dispersion mechanism makes it possible to advance in the study of some laser ablation regimes, which is of both theoretical and practical interest.

**Keywords:** nanoparticles, nanofilms, laser, scanning, dispersion, variance, distribution, ablation

## Введение

В первой четверти XXI века происходит интенсивное развитие нанотехнологий и, в том числе, методов создания наноструктур с помощью лазерной абляции. Наноструктуры создаются, как в окружающей среде инертного газа или жидкости в виде распределения наночастиц (например, [1; 2]), так и на поверхности мишеней в виде нанорельефа (например, [3]). Области применения таких наноструктур чрезвычайно разнообразны: от создания фото- и биохимических сенсоров на их основе, до создания различных добавок в жидкое или газообразное топливо [4]. Характерные масштабы наноструктур определяются параметрами периодических лазерных импульсов, в том числе, скоростью сканирования.

В работе анализируются данные экспериментов по абляции металлов при лазерном сканировании [1; 3]. В рамках волновой физики мягкой материи и теории резонансной диспергации даются аналитические оценки масштабов получаемых наноструктур. В работе также показано удовлетворительное совпадение расчётных и экспериментальных значений дисперсий и наиболее вероятных размеров для распределений наночастиц.

## Описание экспериментов

В случае [1] лазерными импульсами с плотностью энергии  $15 \text{ Дж/см}^2$  воздействуют на металлическую пленку серебра (Ag) в воздухе. Тонкую металлическую пленку Ag толщиной  $h = 20\text{--}60 \text{ нм}$  создают предварительным напылением на стеклянной подложке:  $h \ll x$ , где  $x \sim \sqrt{a_m \tau} \sim 4.4 \text{ мкм}$  – радиус диффузии тепла лазерного импульса,  $a_m = 1.7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  – температуропроводность Ag [3],  $\tau = 120 \text{ нс}$  – длительность импульса. На металлическую подложку фокусируют лазерное излучение. При этом образуется фокальное пятно лазерного импульса с диаметром  $D = 26 \text{ мкм}$ . Период следования лазерных импульсов  $T = 1/\nu = 1/40 \text{ мс}$ . Скорость перемещения лазерного луча по поверхности пленки составляет  $5 \text{ мм/с}$ . Под действием лазера плёнка диспергируется в воздух и осаждается на другой стеклянной поверхности в виде наночастиц. Измеренные в [1] радиусы осажённых наночастиц оказались в 2–3 раза меньше толщины плёнки.

В экспериментах [3] частота повторения лазерных импульсов  $\nu=10$  Гц, длительность импульса  $\tau=130$  фс, скорость сканирования  $0.6$  мм/с, радиус лазерного пятна на поверхности мишени  $1.1$  мм, а в качестве материала мишеней применялись никель (Ni:  $c=4000$  м/с,  $\rho=7500$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma=1.6$  Н/м,  $a_m=15.5 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с [5; 6]) и железо (Fe:  $c=3800$  м/с,  $\rho=6700$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma=1.9$  Н/м,  $a_m=6.01 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с [5–7]). Тут  $c$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$  – скорость, плотность и коэффициент поверхностного натяжения расплава металла при температуре плавления. Толщина металлического слоя мишени Ni в [3]  $h=15$  мкм, а для Fe – ещё больше. Мишень помещена в жидкость – изопропиловый спирт. В экспериментах [3] по фотографиям нанорельефа видно, что длина застывших капиллярных волн, образующихся на поверхности мишеней после воздействия лазером, равна  $0.5$ – $1$  мкм (Ni) и  $1$ – $1.5$  мкм (Fe). Кроме того, в [3] сообщалось, что в экспериментах при воздействии лазером глубина абляции была порядка  $10$  нм.

### Объяснение экспериментов в рамках механизма резонансной диспергации

Поскольку в [1]  $x \gg h$ , то глубину расплава металла под действием лазерного импульса можно считать равной толщине пленки. В процессе плавления из-за уменьшения плотности  $\Delta\rho$  поверхность расплава движется нормально со скоростью  $u = (h/\tau) \cdot (\Delta\rho/\rho)$ , что является возможной причиной возникновения горизонтальных волн деформации в зоне расплава шириной  $s$ . Под действием волн деформации на поверхности расплава возбуждаются капиллярные волны длиной  $\lambda_H$ , с которых срываются фрагменты наночастиц с радиусом (как будет показано ниже)  $r < \lambda_H$  и осаждаются на другую стеклянную подложку.

Отталкиваясь от механизма резонансной диспергации жидкой частицы, изложенного в [8; 9], будем считать, что при отражении ударных волн деформации широкого спектра на границах расплава шириной  $s$  образуются и усиливаются стоячие волны на частотах, при которых их отражение происходит в фазе или в противофазе. В случае симметричных граничных условий на пространственном масштабе  $s$  (узел-узел или пучность-пучность) стоячие волны деформации возбуждают капиллярные волны на поверхности расплава на собственной минимальной круговой частоте:

$$\omega = \pi c / s \quad (1).$$

В этом случае, вдоль направления  $s$  укладывается полволны и выполняется  $s=0.5cT$  ( $T$  – период деформационной волны).

Пусть слой расплава с коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$  настолько тонкий, что образующиеся на нём капиллярные волны имеют пространственный период  $\lambda_H$  гораздо больше глубины самого слоя  $\lambda_H \gg x$ . Тогда круговая частота  $\omega$  капиллярных волн на поверхности расплава задаётся формулой из [10] в приближении «мелкой» жидкости:

$$\omega^2 = \frac{\sigma x}{\rho} \left( \frac{2\pi}{\lambda_H} \right)^4 \quad (2).$$

В условиях резонанса капиллярных волн на поверхности расплава и стоячих деформационных волн из равенства частот (1, 2) получим:

$$\lambda_H \sim \left( \frac{\sigma}{\rho} \sqrt{a_m \tau} \right)^{1/4} \cdot \left( \frac{4\pi s}{c} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Длина поверхностных капиллярных волн  $\lambda_H$  задаётся шириной волновода  $s$ , на которой реализуется стоячая волна деформации.

В случае [1] в качестве крупномасштабного размера  $s$  можно выбрать сдвиг фокального пятна лазерного импульса на металлической подложке за один период следования лазерных импульсов. Учитывая, что скорость перемещения луча по поверхности составляет  $u=5$  мм/с, получим сдвиг  $s=uT=125$  нм. Поэтому при каждом сдвиге за период лазерный луч захватывает узкую кромку металла 26 мкм x 125 нм. Будем считать, что за один импульс лазера всё вещество плёнки объёмом 26мкм x 125нм x  $h$ , охваченное лазерным излучением, полностью плавится и диспергирует вплоть до стеклянной подложки, формируя уступ плёнки высотой  $h$ . После плавления этот объём кромки в жидком виде представляет собой волновод, поперёк которого формируется стоячая ударная волна. Из-за отличий волновых импедансов на границе расплава с твёрдым металлом в направлении поперёк волновода (в направлении сканирования луча) должен формироваться узел, а с тыльной стороны на границе расплава с воздухом – пучность стоячей волны деформации. Поэтому в [1] при возбуждении первой гармоники ( $n=1$ ) поперёк волновода в горизонтальном направлении укладывается четверть волны деформации  $s/c=0.25T$ . Для второй гармоники ( $n=2$ ) -  $s/c=0.75T$  и т. д. В итоге формула (3) должна быть скорректирована и обобщена на  $n$ -ю гармонику и при  $h = 20$  нм,  $n=1$  длина пространственного периода составит:

$$\lambda_H \sim \left( \frac{\sigma}{\rho} h \right)^{1/4} \cdot \left( \frac{8\pi s}{(2n-1)c} \right)^{1/2} = 40 \text{ нм} \quad (4).$$

В расчётах использовались следующие теплофизические данные для Ag:  $c=2710$  м/с,  $\rho=9350$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma=0.9$  Н/м [5]. Видим, что предположение о мелкости расплава  $h < \lambda_H$  выполняется плохо. Поэтому применим оценку для “глубокой” жидкости, выведенную ранее в [8, 9] для  $n=1$  и симметричных граничных условий, но переформулируем ее с учетом несимметричных граничных условий  $\lambda_H = \pi \cdot (2s/c)^{2/3} \cdot (\sigma/\rho)^{1/3}$ . При  $h = 20$  нм, длина пространственного периода составит  $\lambda_H = 30$  нм. Результаты в обоих приближениях отличаются слабо.

Чтобы связать радиус фрагмента диспергации  $r$  и длину капиллярной волны  $\lambda_H$  приравняем частоты колебаний жидкой капли [10]  $\omega_{\min}^2 = 8\sigma / (\rho \cdot r^3)$  и капиллярных волн в мелкой жидкости  $\omega^2 = \frac{\sigma h}{\rho} \left( \frac{2\pi}{\lambda_H} \right)^4$ . Тогда получим

$$r = \frac{\lambda_H}{\pi} \left( \frac{\lambda_H}{2\pi h} \right)^{1/3} \quad (5).$$

Модифицируем (5) с учётом (4) и в случае [1] при  $n=1$  вычислим:

$$r = 4 \left( \frac{\sigma}{2\rho} \right)^{1/3} \left( \frac{s}{\pi(2n-1)c} \right)^{2/3} = 8.5 \text{ нм} \quad (6).$$

Расчёт по формуле (6) очень хорошо совпадает с экспериментальным значением наиболее вероятного радиуса  $r_p = 8.7$  нм осаждённых на стеклянную подложку наночастиц Ag, полученных в эксперименте [1] диспергацией самой тонкой плёнки  $h = 20$  нм. Заметим, что в приближении “глубокой” жидкости радиус осколка не меняется и находится по формуле (6). Однако, (6) не зависит от толщины пленки, что противоречит экспериментальным данным для  $h = 30, 45, 60$  нм (расчёт занижает данные для более толстых плёнок в 2–3 раза). Можно предположить, что причина расхождений кроется в некорректном допущении о совпадении размеров наночастиц, осаждённых на стеклянной подложке, с размерами свободных наночастиц в воздухе сразу после их диспергации. В самом деле, на фотографиях для  $h = 30, 45, 60$  нм, приведённых в [1], видно, что осаждённые частицы вплотную примыкают друг к другу, т. е. необходимо учитывать их частичную коагуляцию. В предположении о сохранении размера свободных диспергированных частиц в воздухе, независимо от увеличения толщины фрагментируемой пленки, поверхностная концентрация осаждённых на подложку частиц увеличивается, т. е. возрастает вероятность их коагуляции. В [1] авторы признают влияние коагуляции только для самого толстого образца пленки  $h = 90$  нм. В этом случае происходит полная коагуляция всех осаждённых частиц, т. к. на представленной в [1] фотографии отдельных круглых частиц не наблюдается, а присутствуют только крупные бесформенные образования.

В статье [3] (частично тех же авторов, что и [1]) приводится формула расчёта длины волны капиллярной неустойчивости

$$\lambda = 2\pi\sqrt{\sigma h / P} \quad (7),$$

величину которой имеет смысл сравнить с расчетом  $\lambda_H$  по формуле (4) на основе данных из [1] при  $h=20$  нм:  $\lambda = 2\pi\sqrt{\sigma h / P} = 434$  нм. Тут  $P$  – критическое давление паров жидкости около расплава металла (в воздухе, как в случае [1], критическое давление равно 3.766 МПа). Видно, что расчёт по формуле (7) для эксперимента [1] даёт величину на порядок больше расчёта по формуле (4), кроме того, зависимость длины волны от толщины плёнки в формуле (7) из [3] более сильная. Заметим, что аналогичный вывод выражения для радиуса наночастицы

по формуле (5)  $r = \frac{\lambda_H}{\pi} \left( \frac{\lambda_H}{2\pi h} \right)^{1/3}$  с помощью подстановки длины волны неустой-

чивости из формулы (7) даёт величину радиуса в 20 раз большую, нежели в эксперименте, и зависящую от толщины пленки  $\sim h^{2/3}$ . Такое большое отличие говорит о невозможности применения формулы (7) из [3] для описания экспериментов [1].

Поскольку в [3] радиус тепловой диффузии оценивается по формуле  $x \sim \sqrt{a_m \tau}$ , как  $x=1.4$  нм (Ni) и  $x=0.88$  нм (Fe), то можно считать толщину мишенной фактически не ограниченной ( $h \gg x$ ). Поэтому для сопоставления расчётов с экспериментами [3] можно применять формулу (4), в которой в качестве глубины расплава принимается не  $h$ , а  $x$ :  $\lambda_H \sim \left(\frac{\sigma}{\rho} x\right)^{1/4} \cdot \left(\frac{8\pi s}{c}\right)^{1/2} = 454$  нм (Ni) и 445 нм (Fe), где  $s=60$  мкм находится так же, как в расчётах по экспериментам [1]. В этом случае расчёт в 2–3 раза занижает экспериментальные значения из [3]. Отличия связаны с неточной оценкой глубины расплава в расчётах. Если в (4) подставить глубину абляции 10 нм из данных [3], то получим  $\lambda_H = 742$  нм (Ni) и 817 нм (Fe), что гораздо ближе к экспериментальным значениям. Поэтому можно утверждать, что предлагаемая в данной работе формула (4) обладает большей общностью, нежели (7), и подходит как для описания экспериментов из [1], так и из [3].

Из независимых предположений (см. [9]) известно, что

$$r_p = 9\sigma V / 2WK^3 \quad (8),$$

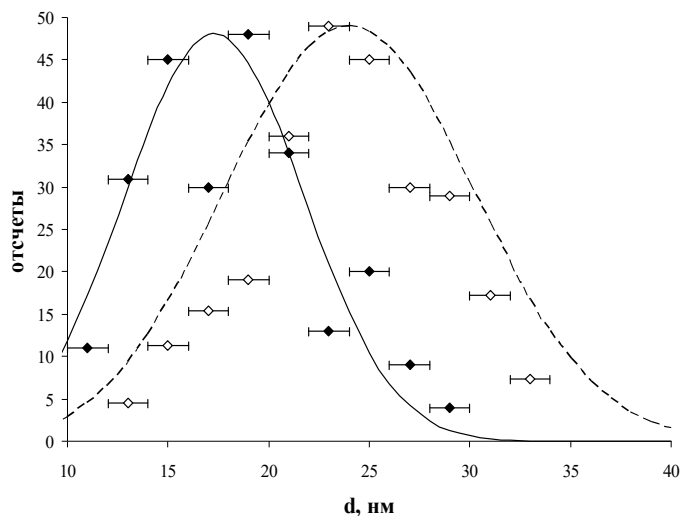
где (в случае [1])  $V = hsD \sim h$  – диспергируемый объём,  $W$  – энергия, затраченная на диспергацию объёма  $V$ ,  $K = \sqrt{3/2}$ . В (8) отражён хорошо известный факт: чем больше тратится энергии  $W$  на диспергацию заданного объёма  $V$ , тем мельче наиболее вероятный радиус фрагмента диспергации  $r_p$ . Данное положение универсально, оно использовалось, например, в работе Кулешова П. С. и др.<sup>1</sup> для объяснения уменьшения размеров наночастиц железа за ударной волной с ростом температуры. По крайней мере, качественно, (8) согласуется с экспериментами [2], где представлены распределения фрагментов абляции Ag-нанопленок разной толщины в силиконовой жидкости в зависимости от величины флюенса лазерного импульса. Применительно к [1] за один импульс через площадь поверхности  $sD$  подведена энергия лазера  $W_1 = I\tau sD$  (где  $I\tau = 15$  Дж/см<sup>2</sup> – плотность энергии в [1]). Эта энергия распространяется в подложке и частично уходит в стекло на глубину радиуса диффузии тепла  $x \gg s$ . Объём полупространства, в котором распространяется энергия  $W_1$ , можно оценить как  $V_1 \sim \pi D x^2 / 2$ . Тогда энергия диспергации пересчитывается через пропорцию объёмов  $W \sim W_1 V / V_1 \sim 2I\tau D s^2 h / \pi x^2$ , а наиболее вероятный радиус фрагмента диспергации оценивается из формулы (8):

$$r_p = 9\pi\sigma x^2 / 4(I\tau s)K^3 \sim 3.6 \text{ нм} \quad (9),$$

что по порядку величины согласуется с предыдущим расчётом по формуле (6) и также не зависит от  $h$ . Кроме того, в (9), как и в (6), нет зависимости от длительности лазерного импульса, т. к.  $x \sim \sqrt{a_m \tau}$ . К сожалению, формула (9) не является полностью универсальной – она не может применяться, например, для

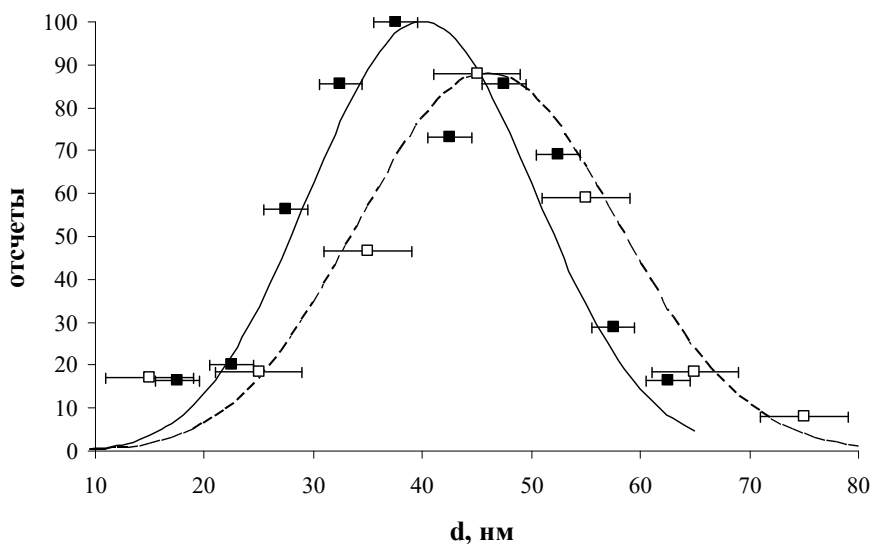
<sup>1</sup> Гуленцов Е. В., Кулешов П. С., Михеева Е. Ю. К вопросу об аномальном поведении оптической плотности железных наночастиц при их нагреве ударной волной // Теплофизика высоких температур. 2022. № 2–3 (в печати).

объяснения результатов, казалось бы, схожих экспериментов по лазерной абляции металлических пленок [2], т. к. в них используются значительно более толстые Ag-нанопленки  $h=85-330$  нм и приближение «мелкой» жидкости расплава не работает. Допущение о потерях при преобразовании энергии лазерного импульса в энергию диспергации, а именно, потери на отражение и т. д., увеличит радиус осколка в формуле (9) и уменьшит расхождение результатов с (6). Однако, зависимости радиуса фрагмента от величины сдвига  $s$  луча лазера в (6) и (9) совершенно противоположные. Последний факт может быть объяснён следующим образом: с уменьшением скорости сканирования  $u$  и уменьшением ширины диспергируемого слоя  $s$  доля излучения, подведённая сбоку через площадь  $Dh$ , возрастает по сравнению с долей излучения, получаемого сверху через площадь  $sD$ . Поэтому объёмная плотность подведённой энергии в слое возрастает и в нём происходит возбуждение второй гармоники деформационной волны вместо первой. Тогда в (6) за счёт перехода на более высокие гармоники при уменьшении скорости сканирования будет качественно проявляться та же тенденция, что и в (9). В [1] также представлены распределения по размерам наночастиц, осаждённых на подложку, по которым можно определить не только наиболее вероятный размер наночастиц, но и дисперсии или относительные уширения распределений на полувысоте: при  $h = 20$  нм – 34%, при  $h=30$  нм – 21% (см. рис. 1); при  $h=45$  нм – 35%, при  $h=60$  нм – 26% (см. рис. 2).



**Рис. 1 / Fig. 1.** Распределения по размерам осаждённых на подложку наночастиц при толщине Ag-пленки  $h=20$  нм (сплошные ромбы) и 30 нм (пустые ромбы) из [1]. Соответственно, сплошной и штриховой линиями показаны теоретические распределения по формуле (10) в предположении совпадения точек их максимумов с экспериментальными / Size distributions of nanoparticles deposited on the substrate at an Ag film thickness  $h=20$  nm (solid diamonds) and 30 nm (empty diamonds) from [1]. Accordingly, the solid and dashed lines show the theoretical distributions according to formula (10) assuming the coincidence of the points of their maxima with the experimental ones.

Источник: составлено авторами.



**Рис. 2 / Fig. 2.** Распределения по размерам осаждённых на подложку наночастиц при толщине Ag-пленки  $h=45$  нм (сплошные квадраты) и 60 нм (пустые квадраты) из [1]. Соответственно, сплошной и штриховой линиями показаны теоретические распределения по формуле (10) в предположении совпадения точек их максимумов с экспериментальными / Size distributions of nanoparticles deposited on the substrate at an Ag film thickness  $h=45$  nm (solid squares) and 60 nm (open squares) from [1]. Accordingly, the solid and dashed lines show the theoretical distributions according to formula (10) assuming that the points of their maxima coincide with the experimental ones.

Источник: составлено авторами.

Эти величины согласуются с теоретическим значением дисперсии распределения осколков (30%) вокруг наиболее вероятного радиуса  $r_{pp}$ , которое дано в работе [9] для случая объёмной резонансной диспергации:

$$\frac{dn}{dr} \sim \left(\frac{r}{r_{pp}}\right)^5 \cdot \exp\left(-\frac{5r^3}{3r_{pp}^3}\right) \quad (10)$$

без учёта коагуляции (см. рис.1, 2 – сплошная и штриховая линии). Вывод формулы (10) производился в тех же предположениях, что и вывод формулы (8), расчёты по которой также хорошо совпадают с [1]. Расхождения в экспериментальных и расчётных распределениях можно объяснить грубой дискретизацией распределений по фракциям наночастиц в эксперименте [1] и частичной их коагуляцией. Отметим, что и для более толстых наноплёнок из [2] дисперсия фрагментов при абляции составляет 25–30%, что также удовлетворительно согласуется с дисперсией распределения (10).



### Заключение

На основе резонансного механизма формирования жидких наноструктур и из анализа приближения капиллярных волн в «мелкой» и «глубокой» жидкости (1, 2) проанализированы эксперименты [1; 3] по лазерной абляции.

В рамках изучения капиллярно-волновых процессов получены оценки наиболее вероятных размеров нанорельефа (3, 4) и осколков диспергации (5, 6, 9). При этом (3, 4) хорошо согласуются с экспериментами [1, 3]. Последние не зависят от толщины металлической плёнки и длительности лазерного импульса. Дисперсия распределения фрагментов абляции в экспериментах [1] составила ~ 30%, что согласуется с модельным распределением (8).

Показано, что формула (7) из [3], в отличие от (4), плохо применима для описания результатов [1] о диспергации тонких металлических плёнок.

*Статья поступила в редакцию 17.02.2022 г.*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Получение наночастиц из тонких пленок серебра при воздействии лазерных импульсов в воздухе / Настулявичус А. А., Смирнов Н. А., Кудряшов С. И., Ионин А. А., Сараева И. Н., Буслеев Н. И., Руденко А. А., Хмельницкий Р. А., Заярный Д. А. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 3. С. 251–254.
2. Nanosecond-laser plasma-mediated generation of colloidal solutions from silver films of variable thickness: colloidal optical density versus pre-determined ablated mass / Nastulavichus A. A., Kudryashov S. I., Smirnov N. A., Rudenko A. A., Kharin A. Yu., Zayarny D. A., Ionin A. A. // Optics and laser technology. 2019. Vol. 111. P. 75–80. DOI: 10.1016/j.optlastec.2018.09.038.
3. Гидродинамическая неустойчивость и самоорганизация субмикронного рельефа поверхности металлов при фемтосекундном лазерном облучении в жидкости / Ионин А. А., Кудряшов С. И., Левченко А. О., Макаров С. В., Сараева И. Н., Руденко А. А., Буцень А. В., Бураков В. С. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. Т. 106. № 3–4. С. 247–251. DOI: 10.7868/S0370274X17160123.
4. Diffusion combustion of n-decane with unpassivated aluminum nanoparticles additives: Analysis of mechanism and numerical simulation / Savel'ev A. M., Smirnov V. V., Titova N. S., Yagodnikov D. A. // Combustion and Flame. 2022. Vol. 236. P. 111761. DOI: 10.1016/j.combustflame.2021.111761.
5. Физические Величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
6. Brillo J., Egly I. Surface tension of nickel, copper, iron and their binary alloys // Journal of Materials Science. 2005. Vol. 40. Iss. 9–10. P. 2213–2216. DOI: 10.1007/s10853-005-1935-6.
7. Nikolopoulos P., Schulz B. Density. Thermal expansion of stainless steel and interfacial properties of UO<sub>2</sub>-stainless steel above 1690 K // Journal of Nuclear Materials. 1979. Vol. 82. Iss. 1. P. 172–178. DOI: 10.1016/0022-3115(79)90050-3.
8. Кулешов П. С. О диспергировании наночастиц алюминия // Горение и Взрыв. 2019. Т. 12. № 3. С. 117–126. DOI: 10.30826/CE19120313.
9. Кулешов П. С., Кобцев В. Д. Распределение кластеров алюминия и их воспламенение в воздухе при диспергации наночастиц алюминия в ударной волне // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56. № 5. С. 80–90. DOI: 10.15372/FGV20200508.

10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: учебное пособие в 10 томах. Т. 6. Гидродинамика; 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986. 738 с.

### REFERENCES

1. Nastulyavichus A. A., Smirnov N. A., Kudryashov S. I., Ionin A. A., Sarayeva I. N., Busleyev N. I., Rudenko A. A., Khmel'nitskiy R. A., Zayarnyy D. A. [Formation of nanoparticles from thin silver films irradiated by laser pulses in air]. In: *Kvantovaya elektronika* [Quantum Electronics], 2018, vol. 48, no. 3, pp. 251–254.
2. Nastulavichus A. A., Kudryashov S. I., Smirnov N. A., Rudenko A. A., Kharin A. Yu., Zayarnyy D. A., Ionin A. A. Nanosecond-laser plasma-mediated generation of colloidal solutions from silver films of variable thickness: colloidal optical density versus pre-determined ablated mass. In: *Optics and laser technology*, 2019, vol. 111, pp. 75–80. DOI: 10.1016/j.optlastec.2018.09.038.
3. Ionin A. A., Kudryashov S. I., Levchenko A. O., Makarov S. V., Sarayeva I. N., Rudenko A. A., Butsen' A. V., Burakov V. S. [Hydrodynamic instability and self-organization of a submicron relief on metal surfaces upon femtosecond laser exposure in liquids]. In: *Pis'ma v Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki* [Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters], 2017, vol. 106, no. 3–4, pp. 247–251. DOI: 10.7868/S0370274X17160123.
4. Savel'ev A. M., Smirnov V. V., Titova N. S., Yagodnikov D. A. Diffusion combustion of n-decane with unpassivated aluminum nanoparticles additives: Analysis of mechanism and numerical simulation. In: *Combustion and Flame*, 2022, vol. 236, pp. 111761. DOI: 10.1016/j.combustflame.2021.111761.
5. Grigor'yev I. S., Meylikhov Ye. Z., eds. *Fizicheskiye Velichiny* [Physical Quantities]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991. 1232 p.
6. Brillo J., Egly I. Surface tension of nickel, copper, iron and their binary alloys. In: *Journal of Materials Science*, 2005, vol. 40, iss. 9–10, pp. 2213–2216. DOI: 10.1007/s10853-005-1935-6.
7. Nikolopoulos P., Schulz B. Density. Thermal expansion of stainless steel and interfacial properties of UO<sub>2</sub>-stainless steel above 1690 K. In: *Journal of Nuclear Materials*, 1979, vol. 82, iss. 1, P. 172–178. DOI: 10.1016/0022-3115(79)90050-3.
8. Kuleshov P. S. [On the dispersion of aluminum nanoparticles]. In: *Goreniye i Vzryv* [Combustion and explosion], 2019, vol. 12, no. 3, pp. 117–126. DOI: 10.30826/CE19120313.
9. Kuleshov P. S., Kobtsev V. D. [Distribution of aluminum clusters and their ignition in air during dispersion of aluminum nanoparticles in a shock wave]. In: *Fizika goreniya i vzryva* [Combustion, Explosion, and Shock Waves], 2020, vol. 56, no. 5, pp. 80–90. DOI: 10.15372/FGV20200508.
10. Landau L. D., Lifshits Ye. M. *Teoreticheskaya fizika. Vol. 6. Gidrodinamika* [Theoretical Physics. Vol. 6. Hydrodynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1986. 738 p.

---

### ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Кулешов Павел Сергеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Центрального института авиационного моторостроения имени П. И. Баранова; преподаватель кафедры общей физики Московского физико-технического института (национальный исследовательский университет); e-mail: KuleshovPS@yandex.ru;

*Кузнецов Михаил Михайлович* – доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры теоретической физики Московского государственного областного университета;  
e-mail: Kuznets-omn@yandex.ru;

*Кулешова Юлия Дмитриевна* – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры высшей алгебры, элементарной математики и методики преподавания математики Московского государственного областного университета;  
e-mail: juliaybogdanova@mail.ru.

#### INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

*Pavel S. Kuleshov* – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Researcher, Central Institute of Aviation Motors; Moscow Institute of Physics and Technology;  
e-mail: KuleshovPS@yandex.ru;

*Mikhail M. Kuznetsov* – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Prof., Prof., Department of Theoretical Physics, Moscow Region State University;  
e-mail: Kuznets-omn@yandex.ru;

*Yuliya D. Kuleshova* – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Prof., Department of Higher Algebra, Elementary Mathematics and Methods of Teaching Mathematics, Moscow Region State University;  
e-mail: juliaybogdanova@mail.ru.

---

#### ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Кулешов П. С., Кузнецов М. М., Кулешова Ю. Д. Диспергация металлических наноплёнок при лазерном сканировании // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2022. № 1. С. 41–51.  
DOI: 10.18384/2310-7251-2022-1-41-51.

#### FOR CITATION

Kuleshov P. S., Kuznetsov M. M., Kuleshova Yu. D. Dispersion of metal nanofilms during laser scanning. In: *Bulletin of the Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*, 2022, no. 1, pp. 41–51.  
DOI: 10.18384/2310-7251-2022-1-41-51.