

УДК 538.958

К ВОПРОСУ ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОВЕДЕНИИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ЖЕЛЕЗНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ИХ НАГРЕВЕ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

© 2022 г. Е. В. Гуренцов^{1, *}, П. С. Кулешов^{2, **}, Е. Ю. Михеева¹

¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Россия

²Московский физико-технический институт (национальное исследовательское учреждение), Москва, Россия

*E-mail: gurentsov@ihed.ras.ru

**E-mail: kuleshovps@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.05.2021 г.

После доработки 30.08.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

В работе представлена концепция диспергации жидких железных наночастиц, синтезированных при пиролизе пентакарбонила железа за падающими ударными волнами, которая позволяет объяснить зарегистрированной методом лазерной экстинкции аномальное падение оптической плотности конденсированной фазы при переходе через фронт отраженной ударной волны.

DOI: 10.31857/S0040364422020119

ВВЕДЕНИЕ

Железные наночастицы вызывают широкий интерес в связи с их использованием в различных областях науки и техники: для приготовления магнитных жидкостей [1], в каталитических химических процессах [2], для диагностики раковых заболеваний [3] и даже рассматриваются как компоненты терапевтических антираковых средств [4]. Синтез и применение таких наночастиц связаны со знаниями об их теплофизических свойствах, которые отсутствуют в современных базах данных [5]. В недавней работе [6] экспериментально обнаружено аномальное поведение оптической плотности железных наночастиц при их нагреве отраженной ударной волной (ОУВ). Частицы синтезировались при пиролизе пентакарбонила железа (ПКЖ) за падающей ударной волной (ПУВ) в ударной трубе при температурах 530–800 К. При переходе через ОУВ происходило просветление оптической среды, зарегистрированное методом лазерной экстинкции на различных длинах волн видимого и ближнего ИК-диапазонов спектра. Из-за увеличения плотности среды при переходе через ОУВ отношение оптических плотностей конденсированной фазы уменьшалось по мере роста температуры за ОУВ в 10 раз в температурном диапазоне $800 < T_5 < 1400$ К, а потом восстанавливалось практически до исходной величины в диапазоне температур за ОУВ $1400 < T_5 < 2200$ К. При этом оптические измерения за ОУВ, проведенные методом лазерно-индуцированной инкандесценции (ЛИИ) в тех же условиях [7] показывают, что размер железных наночастиц уменьшается с увеличением температуры. В диапазоне $T_5 = 800–1400$ К размер частиц изменяется несуще-

ственно (с 12 до 7 нм) с учетом погрешности ЛИИ-измерений (около 25%). Однако существенное уменьшение размеров происходит в диапазоне температур 1500–2200 К (с 7 до 1 нм). Авторами работы [6] сделан качественный вывод о том, что причиной падения оптической плотности является изменение оптических свойств железных наночастиц с ростом температуры за ОУВ из-за происходящих в частицах различных фазовых переходов I и II рода аналогично изменению оптических свойств в массивном железе [8].

В данной работе для дополнительного объяснения аномальной температурной зависимости оптической плотности наночастиц, обнаруженной в [6], рассмотрено явление диспергации железных наночастиц во фронте ударной волны. Для предсказания изменения размеров частиц и их осколков после диспергации используется капиллярно-волновой механизм распада жидкой фазы, описанный ранее в работах [9, 10].

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

В результате внешнего воздействия на жидкую частицу П-образным возмущением с характерной длительностью τ в ней возникают волны деформации [9]:

$$\tau \sim R/c, \quad (1)$$

где R – радиус исходной частицы, c – скорость звука в жидкой частице. Поскольку процесс дробления носит резонансный характер, то частота волн деформаций $1/\tau$ в жидкой частице в процессе ее дробления совпадает с частотой остаточных колебаний в сферических осколках дробления. Тогда,

согласно [9], радиус r осколка при резонансной диспергации определяется выражением

$$r = \left[\sigma (R/c)^2 / \rho \right]^{1/3}, \quad (2)$$

где ρ , σ – плотность расплава и коэффициент поверхностного натяжения осколка радиуса r . Формула (2) хорошо описывает эксперименты по диспергации оксидированных наночастиц алюминия [9, 10], а также описывает диспергацию в жидком резонаторе со свободной поверхностью, не ограниченной оксидной пленкой [11, 12], что важно для изучения дробления неоксидированных жидких наночастиц железа.

В работе [10] также была получена формула наиболее вероятного радиуса осколка r_p при нерезонансной диспергации жидкой наночастицы:

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

где $K = \sqrt{3/2}$; V – объем исходной частицы диаметра $D = 2R$; W – энергия диспергации, необходимая для увеличения поверхностной энергии при отделении осколков частицы.

Сечения поглощения σ_a и рассеивания σ_s металлической наночастицы объемом $V = \pi D^3/6$ на длине волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ ($D \ll \lambda$) в рамках теории Друде [13] равны

$$\sigma_a = \frac{V\omega_p^2\gamma}{c} \frac{\omega^2}{\left[\omega^2 - \omega_i^2 \right]^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (4)$$

$$\sigma_s = \frac{8\pi V^2\omega_p^4}{3c^4} \frac{\omega^4}{\left[\omega^2 - \omega_i^2 \right]^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (5)$$

где $\gamma = e^2\rho_e n/m$ – скорость релаксации; $\omega_p^2 = e^2 n / (\epsilon_0 m_e)$ – плазменная частота свободных электронов (с массой и зарядом m , e) при их концентрации n в проводнике с удельным сопротивлением ρ_e ; ω_i – собственная частота плазмона ($i = 1, 2, 3$). Причем $\omega_1 = \omega_p/\sqrt{2}$ – для плоской границы частица–вакуум, $\omega_2 = \omega_p/\sqrt{3}$ – внутри шарообразной частицы; $\omega_3 \approx \omega_2 \left[1 \mp \frac{1}{8}(D/L) \right]$ – расщепление частоты, индуцированное другой частицей на удалении L от первой ($D/L \ll 1$). Для железа при 0°C удельное сопротивление $\rho_{e0} = 8.6 \times 10^{-8}$ Ом м, его температурный коэффициент $\alpha = 6.51 \times 10^{-3}$ К $^{-1}$, $\rho_e = \rho_{e0}(1 + \alpha\Delta T)$ [14]. При плавлении ρ_e возрастает до 1.39×10^{-6} Ом м, после чего α уменьшается до 3.76×10^{-4} К $^{-1}$ [14].

По определению оптической плотности OD в [7] из закона Ламберта–Бэра $OD = \ln(I/I_0)$, где I_0 , $I = I_0 \exp(-(\sigma_a + \sigma_s)Nl)$ [15] – интенсивности почти плоскопараллельного лазерного излучения

на входе (в вакууме) и на выходе из газовой оптической среды толщиной l , засеянной частицами с сечениями поглощения σ_a и рассеивания σ_s . Предполагается, что отдельные рассеиватели с концентрацией N не интерферируют, так как обычно расстояние между рассеивателями больше длины волны излучения $L \approx N_p^{-1/3} > \lambda$, а размеры рассеивателей $D \ll \lambda$ (приближение Релея). Данное выражение может быть обобщено на случай интерференции рассеивателей, когда $L \approx N_p^{-1/3} \ll \lambda$. Причем слагаемое с поглощением в формуле для I меняться не будет, так как при поглощении не может быть интерференции в отличие от рассеивания. Интерференция же приводит к увеличению интенсивности рассеивания dI : для количества частиц $K \gg 1$ с одинаковой по модулю напряженностью электрического поля рассеивания E_a и одинаковыми сдвигами фаз $\Delta\phi = 2\pi\Delta L/\lambda$ (в среднем между рассеивателями) получаем $dI \sim (\bar{E}_{a1} + \dots + \bar{E}_{aK})^2 \rightarrow_{K \gg 1} KE_a^2 [1 + K \cos\Delta\phi]$, или $dI = I\sigma NdI [1 + K \cos\Delta\phi]$, $K = NV_f$, V_f – облучаемый объем. Вообще наличие косинуса во втором интерференционном слагаемом можно трактовать, как попадание точки наблюдения в главный максимум нулевого порядка излучения от объемной дифракционной решетки из частиц с пространственным периодом L [15]. Индексы 2 и 5 соответствуют устоявшимся обозначениям в теории ударных волн: 2 – для параметров за ПУВ, но перед ОУВ; 5 – для параметров за ОУВ. В качестве таких параметров могут выступать плотность, концентрация, скорость газа, осредненные характеристики частиц газа (их сечения поглощения и рассеивания). Итак, согласно (4), (5) отношение оптических плотностей частиц [7] за ОУВ и за ПУВ (индексы 5 и 2) можно заменить с учетом возможной интерференции рассеянного излучения на близкорасположенных частицах ($L \approx N_p^{-1/3} \ll \lambda$, $D \ll \lambda$) следующим образом:

$$\frac{OD_5}{OD_2} = \frac{N_{p5} \sigma_{a5} + \sigma_{s5} (1 + V_f N_{p5} \cos(2\pi\Delta L_5/\lambda))}{N_{p2} \sigma_{a2} + \sigma_{s2} (1 + V_f N_{p2} \cos(2\pi\Delta L_2/\lambda))}, \quad (6)$$

где N_p – концентрация наночастиц. Осредненный модуль разности хода ΔL между наночастицами в объеме фокального пятна V_f на большом удалении x ($x \gg L$) равен

$$\Delta L \sim N_p^{-2/3} x^{-1}.$$

Тут ΔL найдена в точке наблюдения, удаленной на расстояние x , перпендикулярно к слою рассеивателей. Хотя для одной частицы с $D \ll \lambda$ в оптическом диапазоне излучения выполняется $\sigma_a \gg \sigma_s$, но для ансамбля N близкорасположенных частиц ($N \gg 1$, $L \ll \lambda$) рассеивание и поглощение могут стать сопоставимыми, так как, согласно (6), рассеивание когерентно и возрастает в $\sim N^2$, а поглощение в $\sim N$ раз. Другими словами,

облако из N осколков в (6) аналогично частице из N когерентных атомов-излучателей с релеевским сечением $\sigma_s \sim V^2 \sim R^6$ при $R \ll \lambda$.

Время нагрева τ излучением с интенсивностью I частицы с теплоемкостью c_s от температуры ее плавления $T_m = 1400$ К [16] до T_5 оценивается как для абсолютно черного тела [15]:

$$\begin{aligned} \tau &\sim \int \frac{dQ}{SI} = \int_{T_5}^{T_m} \frac{c_s \rho V dT}{\pi D^2 \sigma_T T^4} = \\ &= \frac{c_s \rho R}{3\sigma_T} \int_{T_5}^{T_m} \frac{dT}{T^4} = \frac{c_s \rho R}{\sigma_T} \left(\frac{1}{T_m^3} - \frac{1}{T_5^3} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где σ_T – постоянная Стефана–Больцмана, Q – подводимое тепло, S – площадь сферы диаметра D .

В выражении (3) предполагается, что к дроблению жидких наночастиц за ОУВ приводит не скачок давления (так как реализуется свободномолекулярное обтекание наночастицы), а скачок температуры после ОУВ. Поэтому энергия диспергации приравнивается к энергии нагрева частицы (как если бы она не распалась) от точки плавления T_m до температуры T_5 , тогда из (3) получаем

$$r_p = \sqrt{6\sigma/\rho c_s (T_5 - T_m)}. \quad (8)$$

С использованием данного математического аппарата изучается возможность диспергации металлической частицы при воздействии на нее ударной волны в условиях экспериментов [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При анализе эксперименты [6] разбиваются на два диапазона, в которых поведение оптических свойств частиц кардинально различалось: низкотемпературный $800 < T_5 < 1400$ К и высокотемпературный $1400 < T_5 < 2200$ К. Предполагается, что в низкотемпературном диапазоне верхний слой наночастицы после ОУВ становится жидким, следуя модели постепенного плавления [17]. Жидкий слой растет, становится неустойчивым, достигая критической по отношению к капиллярным возмущениям толщины (она равна диаметру осколка диспергации). Потом слой практически мгновенно срывается в соответствии с формулой (1) за время 10^{-11} с. Для вновь образовавшейся твердой поверхности частицы ситуация повторяется, так как пока плавился предыдущий слой твердое ядро не нагревалось и для него вновь возникнет температурный перепад. Количество отсоединившихся слоев в низкотемпературном диапазоне не является постоянным, а должно расти с температурой T_5 , поскольку при этом растет величина перепада T_5/T_2 и сокращается время образования каждого отдельного слоя. Тонкий жидкий слой вокруг ядра является источником очень мелких жидких фрагментов. Сами по себе такие мелкие фрагменты могут не регистрироваться измерительными средствами в [6, 7] на фоне значитель-

но более крупных ядер. Однако они могут являться дополнительной причиной уменьшения размеров частиц с ростом температуры за ОУВ, помимо другой причины – ускорения темпов конденсации частиц за ПУВ. При поверхностной диспергации мелких осколков с крупных ядер концентрация последних в (6) не меняется и равна концентрации исходных частиц $N_{p2} = N_{p5}$, так как изменение плотности среды при переходе через ОУВ, согласно [7], не учитывается в OD . Радиус осколка при резонансной поверхностной диспергации за ОУВ по формуле (2) $r = 0.4-0.6$ нм, где $c = 6000$ м/с – продольная скорость звука в твердом железном ядре, $\rho = 7000$ кг/м³ – плотность расплава железа. Величина коэффициента поверхностного натяжения $\sigma = 1.8$ Дж/см² для жидкой железной наночастицы взята как для массивного образца. При переходе через ОУВ с учетом одного отсоединения жидкого слоя толщиной $D = 2r$ (см. (2)) отношение объемов частицы равно

$$V_5/V_2 = \left(1 + AD_5^{-1/3}\right)^{-3}, \quad (9)$$

где $A = 2 \left[2\sigma/\rho c^2\right]^{1/3} \approx 4.8 \times 10^{-4}$ м^{1/3}. По известным размерам частиц $D_5(T_5)$ (тонкая черная сплошная кривая на рис. 1) за ОУВ с помощью (9) можно восстановить их размеры $D_2(T_5)$ за ПУВ в низкотемпературной области (черная штриховая кривая на рис. 1) и вычислить оптическую плотность OD , которая пропорциональна функции комплексного коэффициента преломления $E(m)$ [6, 7]. Соответствующие расчетные значения OD_5/OD_2 по формуле (6) для железных наночастиц за ПУВ и ОУВ представлены на рис. 2 (полые окружности) в сравнении с экспериментальными данными E_5/E_2 [6] (заполненные треугольники). Видно, что при $T_5 < 1400$ К данный расчет объясняет наблюдаемое уменьшение E_5/E_2 лишь качественно.

Оценим возможность многократного срыва жидких слоев с частицы. Тепловое излучение от нагретого пространства при T_5 , которое подводится в течение всего времени пребывания частицы за ОУВ до момента измерения ее размера ($t_r \sim 1$ мкс), расходуется на фазовые превращения при образовании жидких слоев, не нагревая ядро частицы (оно остается при T_2). При интенсивности теплового потока в низкотемпературном диапазоне $I = \sigma_T T_5^4 - \sigma_T T_2^4 \approx \sigma_T T_5^4 = 10^5-10^6$ Вт/м² время плавления слоя толщиной $d \sim 1$ нм равно $t = c_p d/I = 6 \times 10^{-9}-6 \times 10^{-8}$ с. Поскольку не учитывались другие виды теплопередачи, то t – оценка сверху. Поэтому максимальное количество слоев (как отношение времен) $t_r/t = 17$. Оно завышено, так как уже после пяти срывов таких слоев вся частица распалась бы. Точное число сорванных слоев можно определить подбором, косвенно, путем сравнения с экспериментальными

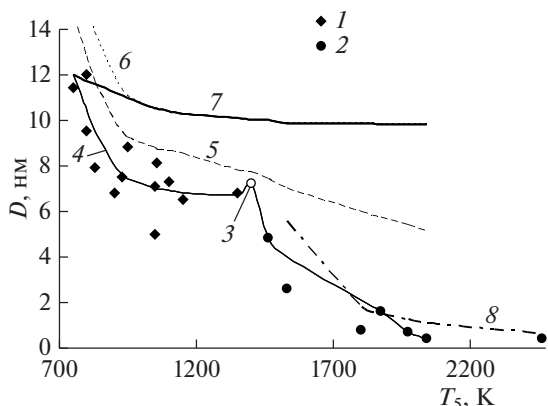


Рис. 1. Зависимость среднего диаметра наночастиц железа D_2 (за ПУВ) и D_5 (за ОУВ) от температуры T_5 , полученные экспериментально в [7]: 1 – твердые частицы после поверхностной диспергации жидких слоев; 2 – жидкие частицы после объемной диспергации ядер; 3 – частица в момент плавления ядра; 4 – сглаженная экспериментальная зависимость $D_5(T_5)$; и восстановленные зависимости $D_2(T_5)$: 5 – с учетом отделения одного слоя; 6 – с учетом отделения двух слоев; 7 – с учетом вероятностного отделения 1–2 слоев; 8 – результаты расчета по (8) при $T_5 > 1400$ К размеров осколков D_5 по кривой 7.

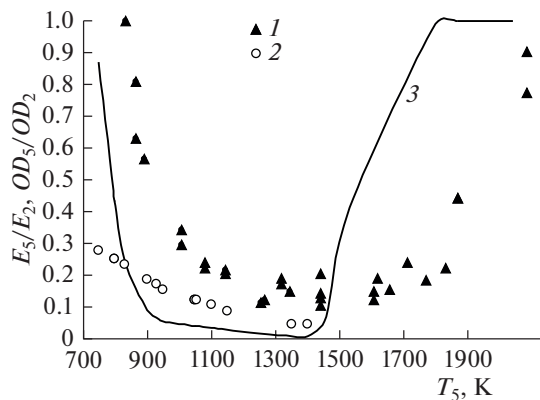


Рис. 2. Зависимость относительной оптической плотности $OD_5/OD_2(T_5)$ в случае объемного плазмонного резонанса ω_2 при $\lambda = 633$ нм: 1 – экспериментальные данные E_5/E_2 [6]; 2 – для резонансной диспергации наночастиц при отсоединении одного жидкого слоя ($T_5 < 1400$ К) согласно (6), (9); 3 – для объемной диспергации частиц ($T_5 > 1400$ К) при вероятностном срыве 1–2 жидких слоев ($T_5 < 1400$ К) согласно (6), (8), (9) с учетом изменения среднего диаметра наночастиц железа D_2 (за ПУВ) и D_5 (за ОУВ) от T_5 .

данными. В низкотемпературной области (рис. 1, 2) среди экспериментальных зависимостей оптических характеристик E_5/E_2 и размеров частиц D_5 от температуры T_5 не наблюдается дискретной ступенчатой структуры, связанной со срывами нескольких слоев, так как срывы слоев с частиц имеют вероятностный характер – чем больше перепад T_5/T_2 , тем выше вероятность. На рис. 1 черным пунктиром показан расчет $D_2(T_5)$ на основе экспериментальной зависимости $D_5(T_5)$ при срыве двух слоев. Утолщенная черная сплошная линия показывает исходные размеры $D_2(T_5)$ частиц за ПУВ до срывов слоев в предположении, что после их перехода через ОУВ: при $T_5 = 800$ К срывов еще не было; при $T_5 = 1100$ К был один срыв, а при $T_5 = 1300$ К – два. Данная убывающая с ростом T_5 (а, значит, и с ростом T_2) зависимость $D_2(T_5)$ аппроксимируется на область $T_5 > 1400$ К. Такая зависимость вызвана изменением темпа конденсации частиц за ПУВ. Поведение OD_5/OD_2 показано на рис. 1 тонкой черной сплошной. Предположение о срывах трех и более слоев дает худшее согласие с экспериментальными данными E_5/E_2 (рис. 2). В расчетах OD_5/OD_2 не было учтено, что из-за образования жидкого слоя на поверхности частице за ОУВ меняются свойства и может происходить смещение частоты плазмонного резонанса с ω_2 на ω_1 , что приведет к изменению $\sigma_{a,s}$, согласно (4), (5), и к дополнительному изменению OD_5/OD_2 в [6].

При увеличении температуры T_5 выше ~ 1400 К происходит полное плавление железной наноча-

стицы [16]. Можно считать, что при возрастании температуры $T_5 > 1400$ К за ОУВ начинается нерезонансная объемная диспергация жидкой наночастицы на осколки. Время прогрева жидкой наночастицы железа за ОУВ после скачка температуры $T_5 - T_2 \sim 500$ К оценивается по (7) очень малым: $\tau \sim 10$ мкс, где $c_s = 880$ Дж/(кг К) – теплоемкость жидкого железа, что согласуется со скоростью нагрева $\Delta T/\Delta t \sim 2 \times 10^7$ К/с из [18], где наблюдалась диспергация быстрым нагревом оксидированных наночастиц алюминия. Время самой диспергации в [9] оценивается по (1) как $\sim 10^{-11}$ с, т.е. является пренебрежимо малым. При нерезонансной диспергации самый энергетически малозатратный ее вид – деление капли на два наиболее крупных осколка, когда радиус уменьшается в 1.26 раз. Он и реализуется самым первым после расплавления частицы. Поскольку вблизи T_m деление происходит дискретно на 2, 3, 4 и т.д. крупных осколков, то энергия диспергации также растет дискретно. Лишь при большом числе мелких осколков энергию диспергации можно заменять непрерывной функцией, как в (8). Если для нахождения размера частицы за ОУВ в (8) использовать аппроксимацию $D_2(T_5)$ (утолщенная черная сплошная на рис. 1), то размеры осколков $D_5(T_5)$ (штрихпунктир на рис. 1) удовлетворительно совпадают с экспериментальными, полученными методом ЛИИ [7].

Наблюдаемое в экспериментах [6] увеличение оптической плотности конденсированной фазы во фронте ПУВ при $T_5 > 1400$ К, зарегистрирован-

ное методом лазерной экстинкции, где $\lambda = 405\text{--}850$ нм, может быть связано с интерференционным рассеянием света на частицах. Признак интерференционного рассеяния на совокупности частиц – расстояние между соседними частицами $L \ll \lambda$. В работе [7] приводится концентрация частиц N_{p5} : при $T_5 = 1500$ К $L = N_p^{-1/3} \sim 1$ мкм ($L \sim \lambda$, нет интерференции), а при $T_5 = 2000$ К ~ 30 нм ($L \ll \lambda$, возможна интерференция). Из представленных в работе [7] данных следует, что в высокотемпературной области N_{p5} растет в 10^4 раз, а средний объем частицы V при тех же условиях снижается в 10^3 раз, что приводит к росту OD_5/OD_2 в соответствии с (6) (см. рис. 2, сплошная линия). Расчетная кривая с некоторым сдвигом по температуре по сравнению с экспериментальными данными [6] (сплошные треугольники на рис. 2) качественно описывает аномальный провал E_5/E_2 в районе $T_5 = 1400$ К. Однако в минимуме расчетное значение OD_5/OD_2 уменьшается в 100 раз, а в эксперименте – только в 10 раз. Это отличие может быть обусловлено не учетом в расчетах расщепления частоты плазмонного резонанса ω_2 из-за влияния частиц друг на друга (индуцированный дипольный момент). При учете этого эффекта, согласно (6), из-за роста уширения резонансных кривых $\sigma_{(s,a)5}$ (4), (5) меняется и OD_5 за ОУВ. Эффект усиливается с уменьшением L , т.е. при росте T_5 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи гипотезы о диспергации жидких частиц в ударной волне качественно описано аномальное поведение отношения оптической плотности в температурном интервале выше точки плавления 1400 К, которое связано с уменьшением размеров частиц при дроблении до размеров 1 нм и соответствующим увеличению их концентрации. В этих условиях существенную роль начинает играть интерференционное рассеяние лазерного излучения. В низкотемпературном интервале также предложено качественное объяснение аномалии оптических свойств, для чего необходимо принять гипотезу об образовании и срывах жидких слоев на твердых наночастицах при температурах ниже их температуры плавления. Эту гипотезу косвенно подтверждает удовлетворительное совпадение экспериментов и расчетов размеров частиц при $T_5 > 1400$ К. Для устранения различий между расчетами и экспериментами в низко- и высокотемпературной областях целесообразно исследовать более тонкие эффекты перестройки частот плазмонных резонансов при образовании жидкого слоя и взаимном влиянии наночастиц.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-08-00299.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Такетоми С., Такадзуми С.* Магнитные жидкости. М.: Мир, 1993. 261 с.
2. *Huber D.L.* Synthesis, Properties, and Applications of Iron Nanoparticles // *Small*. 2005. V. 1. № 5. P. 482.
3. *Li C.* A Targeted Approach to Cancer Imaging and Therapy // *Nat. Mater*. 2014. V. 13. P. 110. <https://doi.org/10.1038/nmat3877>
4. *Zanganeh S., Hutter G., Spitzer R., Lenkov O., Mahmoudi M., Shaw A., Pajarinen J.S., Nejadnik H., Goodman S., Moseley M., Coussens L.M., Daldrup-Link H.E.* Iron Oxide Nanoparticles Inhibit Tumour Growth by Inducing pro-Inflammatory Macrophage Polarization in Tumour Tissues // *Nat. Nanotechnol*. 2016. V. 11. P. 986. <https://doi.org/10.1038/nnano.2016.168>
5. *Белов Г.В., Еркимбаев А.О., Зицерман В.Ю., Кобзев Г.А., Морозов И.В.* Опыт создания теплофизических баз данных с использованием современных информационных технологий (обзор) // *ТВТ*. 2020. Т. 58. № 4. С. 615.
6. *Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Михеева Е.Ю., Мусихин С.А.* Аномальное поведение оптической плотности железных наночастиц при их нагреве за ударными волнами // *ТВТ*. 2016. Т. 54. № 6. С. 960.
7. *Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Ротт П., Штарке Р.* Формирование железоуглеродных наночастиц за ударными волнами // *Кинетика и катализ*. 2005. Т. 46. № 3. С. 333.
8. *Шварев К.М., Баум Б.А., Кудрявцев В.А., Байтургаев С.Х.* Влияние температуры магнитного и фазовых превращений на оптические свойства железа // *ТВТ*. 1985. Т. 23. № 3. С. 492.
9. *Кулешов П.С.* О диспергировании наночастиц алюминия // *Горение и взрыв*. 2019. Т. 12. № 3. С. 117.
10. *Кулешов П.С., Кобицев В.Д.* Распределение кластеров алюминия и их воспламенение в воздухе при диспергировании наночастиц алюминия в ударной волне // *ФГВ*. 2020. Т. 56. № 5. С. 80.
11. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Влияние электрического поля на формирование и дробление пленки конденсата на стенках капилляра в потоке водяного пара // *ТВТ*. 2009. Т. 47. № 1. С. 108.
12. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Генератор микронного и субмикронного водяного аэрозоля с электрическим управлением // *ТВТ*. 2009. Т. 47. № 6. С. 937.
13. *Вартанян Т.А.* Основы физики металлических наноструктур. Учеб. пособие, курс лекций. СПб.: НИУ ИТМО, 2013. 133 с.
14. *Физические величины Спр. / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
15. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Справочник по физике. 2-е изд., перераб. М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1985. 512 с.
16. *Ding F., Bolton K., Rosén A.* Iron-carbide Cluster Thermal Dynamics for Catalyzed Carbon Nanotube Growth // *J. Vac. Sci. Technol., A*. 2004. V. 22. № 4. P. 1471.
17. *Nanda K.K.* Size-dependent Melting of Nanoparticles: Hundred Years of Thermodynamic Model // *Pramana*. 2009. V. 72. № 4. P. 617.
18. *Ohkura Y., Rao P.M., Zheng X.* Flash Ignition of Al Nanoparticles: Mechanism and Applications // *Combust. Flame*. 2011. V. 158. № 12. P. 2544.