

Влияние оптических свойств наночастиц золота на их лазерный нагрев в инертной матрице

М.В. Ананьева^а, А.А. Звеков^б, Е.В. Галкина^а, А.В. Каленский^а

^а Кемеровский госуниверситет, 650000, ул. Красная, 6, Кемерово, Россия

^б ФИЦ угля и углехимии СО РАН (Институт угля и углехимии СО РАН), 650000, пр. Советский, 18, Кемерово, Россия

Аннотация

Рассчитаны зависимости коэффициентов усиления освещенности, пропускания и отражения света с длиной волны 532 нм для нанокompозита тэна от радиуса включений золота. На зависимости коэффициента усиления освещенности наблюдается максимум для наночастиц радиуса 94.2 нм, коэффициенты пропускания и отражения света возрастают при увеличении радиуса без экстремумов. На зависимости произведения коэффициентов усиления освещенности и эффективности поглощения наблюдается абсолютный максимум в районе 24.6 нм. Рассчитаны кинетические зависимости нагревания наночастиц золота радиусами от 10 до 120 нм в матрице с теплофизическими параметрами тэна импульсом света 532 нм с учетом процессов плавления матрицы и наночастицы, а также коэффициента усиления освещенности на поверхности образца.

Ключевые слова: наночастицы золота; коэффициент усиления освещенности; оптические свойства; импульсное нагревание

1. Введение

Исследование процессов импульсного нагревания композитов на основе прозрачных матриц и наночастиц различных металлов актуально в настоящее время. Данный тип материалов используется в переключающих элементах нелинейной оптики [1,2], оптических детонаторах [3,4], гипертермической терапии рака [5] и многих других. Воздействие лазерного импульсного излучения на наночастицы приводит к их нагреванию и может инициировать ряд важных нелинейных физико-химических процессов в материале матрицы. В некоторых случаях возникающие при нагревании термоупругие напряжения могут вызвать деградацию физических свойств материала, и нежелательны в процессе эксплуатации исполнительных устройств. С другой стороны, при оптимизации составов капсулей оптических детонаторов на первый план выступает минимизация критической плотности [3,4] для чего необходимо повысить эффективность нагревания.

В исполнительных устройствах в качестве сенсibiliзирующих добавок находят применение наночастицы золота [1,2,6,7]. Их преимуществом являются разработанные методики “мокрого” синтеза, а также высокая химическая стабильность. Целью настоящей работы является исследование оптических характеристик наночастиц золота и композитов на их основе, расчет кинетических закономерностей актуального для практического применения процесса нагревания наночастиц золота в матрице с теплофизическими параметрами пентаэритрит тетранитрата (тэна) импульсами второй гармоники неодимового лазера с учетом процессов плавления матрицы и наночастицы, а также коэффициента усиления освещенности на поверхности образца.

2. Оптические свойства композитов

Для моделирования оптических свойств нанокompозита на основе тэна с включением наночастиц золота (массовая доля металла 0.1 %) использовалось одномерное уравнение переноса излучения с френелевскими граничными условиями. При исследуемой массовой концентрации на зависимости критической плотности энергии прессованных таблеток тэна от массовой концентраций включений алюминия наблюдается выраженный минимум. Исследование оптических и взрывных характеристик образца на длине волны второй гармоники неодимового лазера определяется реализацией в этой спектральной области плазмонного резонансного поглощения [8]. Оптические свойства наночастиц металлов, которые считались сферическими, вычислялись в рамках теории Ми по методике [8]. Для решения уравнения переноса излучения использовали метод сферических гармоник, в рамках которого освещенность ищется в виде суперпозиции сферических гармоник в каждой точке пространства. Методика решения уравнений переноса ранее сформулирована для композитов тэн - наночастицы кобальта [9]. При расчетах направление распространения импульса (как и в эксперименте [1]) принималось перпендикулярным передней поверхности нанокompозита. Баллистическая составляющая освещенности вычиталась из общего решения, так что оставшаяся диффузная составляющая представляла собой гладкую функцию сферических углов. Использование метода сферических гармоник приводило к записи граничных условий в матричной форме, которые использовались для расчета коэффициентов разложения освещенности по собственным векторам системы уравнений сферических гармоник. Данные граничные условия образуют переопределенную систему линейных алгебраических уравнений для коэффициентов разложения для решения которой, использовался метод наименьших квадратов (как в [9]). Для рассчитываемых значений проверялось выполнение уравнения баланса, заключающееся в равенстве единице суммы коэффициентов поглощения, отражения и пропускания (как и в работе [9]). Полученные значения отклонения левой части уравнения баланса от правой не превышали 0.05 %. Тесты метода на сходимость результатов показали, что при максимальном учитываемом номере гармоники $N = 15$ результаты отклоняются от полученных при $N=49$ не более чем на 0.5%, а при $N = 29$ – на 0.1%.

Использованная методика отражает современный уровень расчета коэффициентов эффективности поглощения и рассеяния света наночастицами и решения уравнения переноса излучения.

Многие важнейшие для практики физико-химические свойства золота известны недостаточно, в том числе спектральная зависимость комплексного показателя преломления (m_i), которая определяет интенсивность взаимодействия излучения с наночастицами. В работе [10] интерполированы экспериментальные данные трех различных источников [11-13] и получены спектральные зависимости комплексного показателя преломления золота в диапазоне длин волн от 450 нм до 1100 нм. Показано, что на длине волны второй гармоники неодимового лазера (512 нм) данные различных источников существенно различаются: $0.4261-2.3261i$, $0.4524-2.4091i$ и $0.5131-2.23i$ [9].

Посмотрим, насколько разница в значениях m_i скажется на рассчитанных значениях коэффициентов эффективности поглощения (Q_{abs}) и рассеяния (Q_{sca}) наночастиц золота различными радиусами (r) от 10 нм до 120 нм в матрице тэна. Результаты расчета $Q_{abs}(r)$ наночастиц золота в тэне с представленными выше значениями m_i на длине волны 532 нм приведены на рисунке 1.

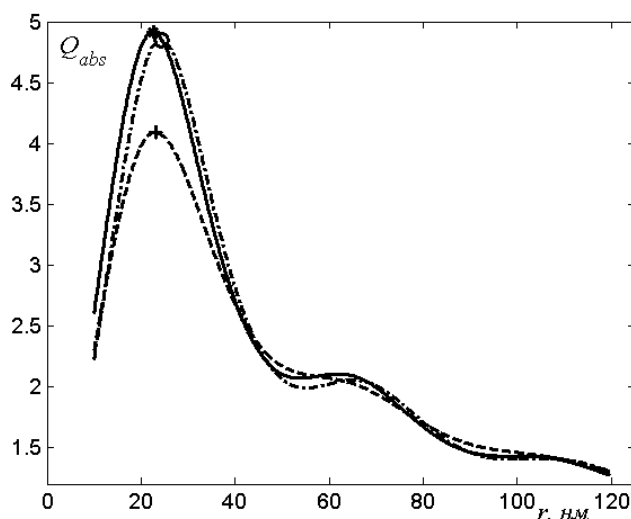


Рис. 1. Зависимости от радиусов коэффициентов эффективности поглощения наночастиц золота в матрице тэна на длине волны второй гармоники неодимового лазера. Точками показаны экстремумы зависимостей.

На рис. 1 мы видим экстремальные зависимости $Q_{abs}(r)$ с максимумом в районе 4-5, что определяет поглощение с сечением значительно большим геометрического. Для первых двух источников m_i исследуемые зависимости, обозначенными сплошной и штрихпунктирной кривой на рис. 1, почти неразличимы. Это является следствием близости мнимых частей m_i 2.3261 и 2.4091. Очевидна близость максимальных значений Q_{abs} (снежинка и кружок на рис. 1) в этих условиях 4.912 и 4.849 с отличием не более 1 %. Так как современные серийные спектрофотометры имеют близкую к этой точности измерения, можно считать данные источники m_i экспериментально пока неразличимыми. В тоже время значения оптимальных для поглощения радиусов наночастиц (соответствующих максимальным Q_{abs}) отличаются почти на 7%: 22.6 нм и 24.3 нм, что можно экспериментально обнаружить. Третий расчет $Q_{abs}(r)$ (штрих на рис. 1) отличается значительно от первых двух, что определяется значительными различиями m_i . Максимальные значения Q_{abs} в этом случае также расходятся с предыдущими расчетами: 4.09 заметно меньше как 4.85, так и 4.91. Однако оптимальные для поглощения радиусы наночастиц (23.2 нм) весьма близки к первому расчету. Значения Q_{abs} непосредственно определяют эффективность нагревания наночастиц в поле лазерного излучения [3], что необходимо для оптимизации оптического детонатора [4].

Перейдем к построению зависимостей коэффициента эффективности рассеяния от радиуса наночастиц в этих условиях. Методика расчета представлена в работе [8]. Результат мы видим на рис. 2. Зависимости $Q_{sca}(r)$ для первых двух источников m_i , обозначенных на рис. 2 сплошной и штрихпунктирной линиями также подобны. Для всех радиусов наночастиц золота рассеивающие свойства по данным второго источника m_i заметно более выражены. Близки максимальных значений Q_{sca} : 2.87 и 2.95 с отличием около 2.7 %, но для второго источника Q_{sca} больше. Значения радиусов наночастиц, соответствующих максимальным значениям Q_{sca} , для анализируемых источников m_i , отличаются незначительно (80.9 нм и 81.1 нм). Интересно, что эти значения радиусов в 4 раза больше, чем оптимальные для поглощения. В случае широкого распределения наночастиц по размерам в экспериментальной партии, или бимодального распределения с максимумами в районе 25 нм и 90 нм это может привести к эффекту, когда коэффициент увеличения освещенности определяется в основном относительно большими наночастицами, а инициирование реакции взрывного разложения будет осуществляться за счет нагревания наночастиц радиуса около 25 нм. Очевидно, что оптимальные оптические характеристики необходимо искать на порошках золота с узким бимодальным распределением. Такие образцы можно приготовить двумя разными синтезами с объединением их в определенных пропорциях.

Рассмотрим рассчитанную при наименее надежных значениях m_i зависимость $Q_{sca}(r)$, обозначенную штриховой кривой на рис. 2. Максимальное значение Q_{sca} в этом случае значительно уступает предыдущим случаям (2.516).

Характер зависимостей $Q_{sca}(r)$ типичный для ряда металлов (например, алюминия [14], кобальта [15], никеля [16], ванадия [17], вольфрама [18], меди [19] и др.). Общими является практически отсутствие рассеивающих свойств для мелких наночастиц, далее – сверхлинейное увеличение до почти максимальных значений Q_{sca} и медленные осцилляции около него. В этом случае основную роль играет величина максимума Q_{sca} , определяющая рассеивающие свойства наночастиц широкого диапазона радиусов. Положение максимума Q_{sca} не так важно, как для Q_{abs} . В этом случае экспериментально отличить положения максимумов Q_{sca} в 80.9 нм, 81.1 нм и 117.4 нм не представляется возможным.

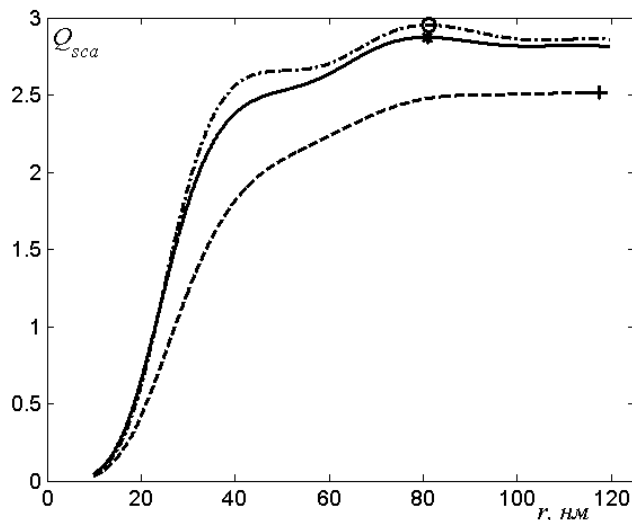


Рис. 2. Зависимости от радиусов коэффициентов эффективности рассеяния наночастиц золота в матрице тэна на длине волны второй гармоники неодимового лазера. Экстремумы зависимостей показаны точками.

Рассчитанные зависимости коэффициентов эффективности поглощения и рассеяния наночастиц золота в тэна на длине волны 532 нм для первых двух источников m_i [5,6] почти неразличимы, поэтому расчет оптических свойств нанокompозитов проведем далее при значении комплексного показателя преломления золота $0.4524-2.4091i$. Наибольший коэффициент эффективности поглощения света (Q_{abs}) имеют наночастицы с радиусом 22.6 нм, амплитуда максимума составляет 4.912. Увеличение коэффициента эффективности рассеяния начинается при радиусе наночастиц порядка 15 нм, так что наночастицы с радиусом 42.9 нм имеют альbedo однократного рассеяния равное 0.5.

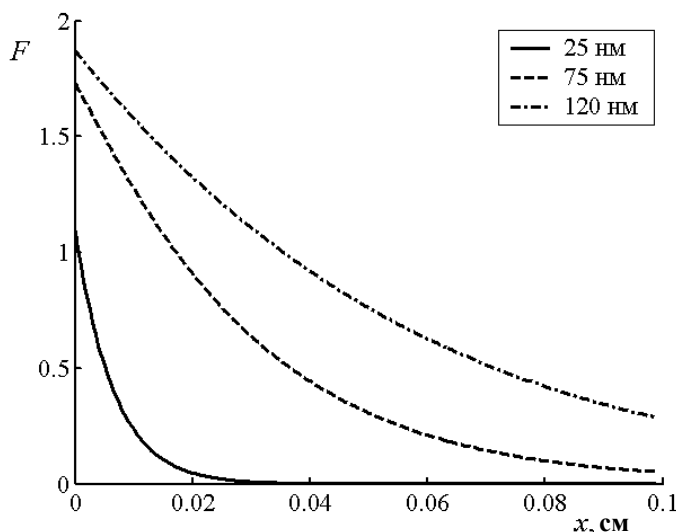


Рис. 3. Рассчитанные распределения коэффициента усиления освещенности в объеме композитов, содержащих наночастицы зависимости коэффициентов эффективности поглощения и рассеяния света от радиуса наночастиц золота при длине волны 532 нм.

При больших значениях радиуса рассеяние преобладает над поглощением. Локальный максимум коэффициента эффективности рассеяния с амплитудой 2.873 наблюдается при радиусе наночастиц золота 80.9 нм. Соответственно, наибольший показатель поглощения композита, равный 180.6 см^{-1} имеет композит с радиусом наночастиц 13.1 нм, а наибольший показатель ослабления 190.7 см^{-1} – композит с радиусом наночастиц 16.6 нм. Наблюдаемый сдвиг связан с тем, что по мере роста радиуса при постоянной массовой доле уменьшается концентрация наночастиц (в см^{-3}). Рассмотрим основные возникающие закономерности переноса излучения, исследованные для композитов тэн - наночастицы золота. Дополним методику решения уравнений переноса излучения [9] расчетом пространственного

распределение коэффициента освещенности F , равного отношению плотности энергии импульса на выбранном расстоянии от поверхности (x) к плотности энергии, падающей на образец. Данная величина показывает во сколько раз поглощаемая энергия в расчете на наночастицу в объеме вещества выше, чем энергия, которую наночастица поглотила бы без учета многократного рассеяния и отражения от поверхностей образца при освещении излучением с той же плотностью энергии.

На рис. 3 показаны рассчитанные распределения коэффициента усиления освещенности в объеме нанокompозита тэн – наночастицы золота с массовой долей наночастиц 0.1 % для радиусов 25 нм, 75 нм и 120 нм на длине волны 532 нм (вторая гармоника неодимового лазера). Из результатов расчета следует, что по мере увеличения радиуса наночастиц происходит увеличение коэффициента усиления освещенности на передней границе композита, который составляет 1.225, 1.860 и 1.943 для наночастиц с радиусами 25, 75 и 120 нм соответственно. При аппроксимации распределения F экспоненциальной функцией получены эффективные показатели поглощения, учитывающие эффект многократного рассеяния, составляющие 162.8, 36.3 и 19.1 см^{-1} соответственно. Показатели ослабления для данных композитов составляют 166.3, 43.0 и 23.4 см^{-1} . Из сравнения данных значений следует, что в коэффициент усиления освещенности возрастает вклад эффекта рассеяния при увеличении радиуса наночастиц за счет роста альбеда однократного рассеяния. В результате увеличивается значение F на передней границе композита и уменьшается отношение эффективного показателя поглощения к показателю ослабления.

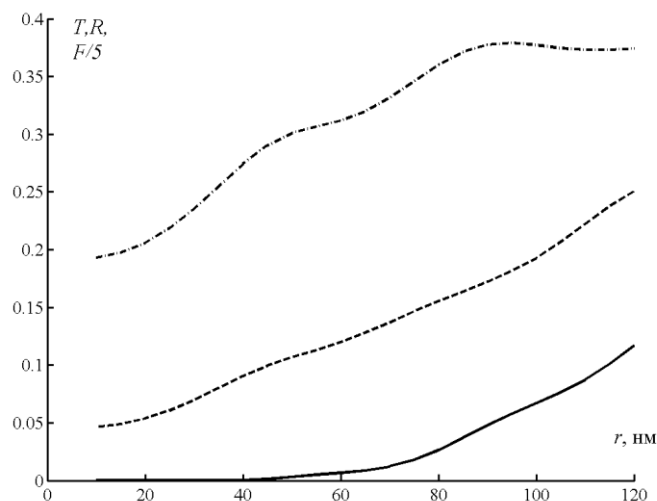


Рис. 4. Зависимости от радиуса наночастиц золота коэффициентов пропускания (сплошная линия), отражения (штрих) и усиления освещенности (умноженный в 5 раз) на поверхности тэн с массовой долей наночастиц 0.1 %.

Влияние радиуса наночастиц на коэффициенты эффективности поглощения и рассеяния наночастиц в основном определяют соответствующие зависимости коэффициентов отражения и пропускания нанокompозитов на основе прозрачной матрицы и исследуемых наночастиц. Для композитов толщиной 0.1 см, содержащих наночастицы с радиусами менее 47.0 нм массовой долей 0.1%, коэффициент полного пропускания менее 0.1%, а для наночастиц с радиусом 71.8 нм менее 1% (рис. 4 сплошная кривая). Величина инструментальной погрешности измерения коэффициента пропускания на современных спектрофотометрах составляет около 0.1%, что свидетельствует о необходимости уменьшать толщину образца, при исследовании композитов с радиусом наночастиц 70 нм и менее. По мере роста радиуса наночастиц из-за роста альбеда однократного рассеяния наблюдается возрастание коэффициента отражения от значения равного коэффициенту Френелевского отражения (рис. 2 кривая штрих). На зависимости коэффициента усиления освещенности (рис. 2 кривая штрих-пунктир) наблюдается слабо выраженный максимум для наночастиц радиуса 94.2 нм с амплитудой 1.895.

При увеличении толщины образца или массовой доли, коэффициент пропускания уменьшается, а поглощения – возрастает. Коэффициент отражения увеличивается при увеличении толщины образца до некоторого стационарного значения (достигаемого при значении радиуса за пределами исследованного диапазона), что связано как с рассеянием света на наночастицах металла, так и отражением от задней стенки. При больших значениях толщины, отраженный от задней стенки образца свет значительно ослаблен, проходя еще раз в обратном направлении, практически поглощается наночастицами и перестает приводить к увеличению коэффициента отражения.

Введем действующий коэффициент эффективности поглощения, учитывающий многократное рассеяние света как произведение $Q_{abs}F$, где фактор усиления освещенности рассчитывается для поверхности образца, на которой он максимален. Данный коэффициент учитывает как индивидуальные оптические свойства наночастиц, так и коллективные свойства композита. Рассчитанная зависимость $Q_{abs}F$ на поверхности композита тэн – золото (толщиной 1 мм и массовой долей металла 0.1 %) от радиуса наночастиц представлена на рис. 5.

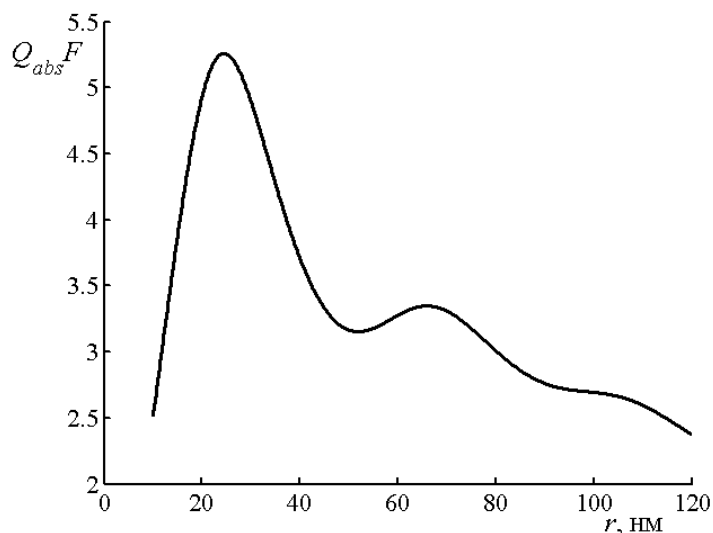


Рис. 5. Рассчитанная зависимость действующего коэффициента эффективности поглощения от радиуса наночастиц золота в композите на основе тэна с толщиной 0.1 см при массовой доле золота 0.1%.

Максимум зависимости $Q_{abs}F$ от R с амплитудой 5.259 наблюдается при радиусе наночастиц золота 22.6 нм. Начальный рост связан в основном с увеличением коэффициента эффективности поглощения, который максимален для наночастиц с радиусом 22.6 нм. Далее происходит уменьшение Q_{abs} , частично компенсируемое ростом F (рис. 4).

3. Закономерности лазерного нагрева наночастиц

Моделирование теплофизических процессов, инициируемых при нагревании наночастиц, проведено с использованием современных численных методов решения задачи Стефана в рамках разработанного программного комплекса. Данная методика кинетического анализа разработана в работе [20] для прессованных таблеток тэн - наночастицы алюминия. Модель [20] учитывает процессы поглощения наночастицей энергии импульса лазера, кондуктивного переноса тепла в матрице и наночастице, а также плавление материалов матрицы и наночастицы. Временная зависимость мощности импульса задавалась функцией Гаусса с максимумом интенсивности в момент времени 0. Движение фазовой границы рассматривалось как квазихимическая реакция перемещения молекул из одной фазы в другую. Численное решение полученной системы дифференциальных уравнений выполнялось на сетке с переменным шагом по координате [20]. Методика численного интегрирования сформулирована ранее и апробирована на композите прозрачная матрица - наночастицы алюминия [20]. Теплофизические свойства инертной матрицы соответствовали тэну, металла – золоту, значения параметров и начальные условия приведены в [21]. Рассчитанные кинетические зависимости температуры на поверхности наночастиц разного радиуса при нагревании импульсами с плотностью энергии 0.05 мДж/см² приведены на рис. 6. Рассчитанные кинетические зависимости температуры на поверхности наночастицы содержали участок увеличения температуры в связи с нагреванием поверхности наночастицы лазерным излучением и уменьшение температуры после окончания импульса за счет теплоотвода в матрицу.

При нагревании наночастицы вначале плавится матрица (при $T = 413$ К), но низкие значения коэффициента температуропроводности тэна не позволяют проявиться плавлению на кинетической зависимости температуры поверхности наночастицы. При остывании соответствующий, почти горизонтальный кинетический участок наблюдается для наночастицы радиуса 10 нм. Для наночастиц большего радиуса за время действия импульса накапливается большой запас тепла за счет повышенного коэффициента поглощения и повышения освещенности. Поэтому максимум температуры и участок затвердевания матрицы наблюдается позже.

Плавление наночастицы золота наблюдается при температуре более высокой, чем максимальная достигнутая при нагревании наночастицы 10 нм. Для наночастицы радиуса 30 нм максимальная температура 3113 К, что больше температуры плавления. Однако на кинетической зависимости температуры поверхности наночастицы участок плавления наночастицы проявляется не горизонтальным отрезком, а зависимостью с меньшей скоростью нагрева. Это связано с конечной скоростью прогресса и плавления объема наночастицы. Поэтому плавление объема наночастицы проявляется в эффективном увеличении теплоемкости системы. Запасенная энергия на стадии остывания приводит к появлению участка затвердевания наночастицы. Однако в этом случае температура внутри наночастицы больше, чем на поверхности, и участок остывания сдвинут вниз, по сравнению с плавлением. Этот эффект наблюдается для наночастиц радиуса 30 нм, так 50 нм и 90 нм. Однако он наиболее выражен для наночастицы 120 нм, когда не до конца расплавленная наночастица начинает затвердевать еще во время действия импульса (после достижения максимума интенсивность импульса начинает уменьшаться). Повышение максимальной температуры разогрева наночастиц радиусами 10 нм и 30 нм связано с более чем двукратным увеличением действующего коэффициента эффективности поглощения (произведение $Q_{abs}F$) рис. 5. Дальнейшее понижение максимальной температуры разогрева связано с соответствующим уменьшением этого параметра. При увеличении радиуса наночастиц время появления максимальной

температуры также увеличивается, что связано с повышением запасенного за время действия импульса тепла. Так для наночастицы радиуса 10 нм максимальная температура достигается в момент времени всего 1.2 нс, когда интенсивность импульса уменьшилась всего на 3 %. Для наночастиц радиуса 90 нм максимум температуры соответствует более 6.5 нс, когда интенсивность импульса уменьшается до 44 % от максимальной.

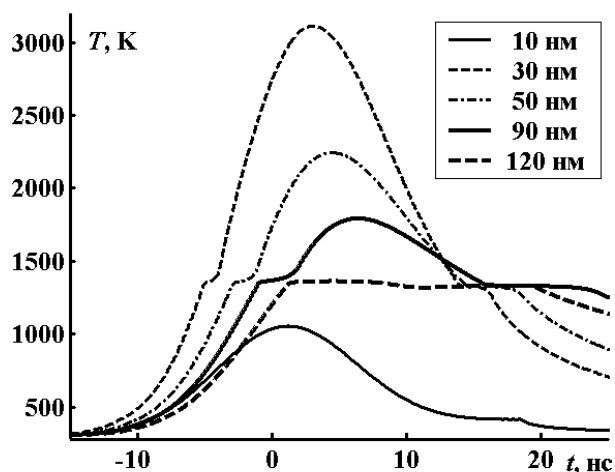


Рис. 6. Рассчитанные кинетические зависимости температуры на поверхности наночастиц радиусами от 10 нм до 120 нм при нагревании импульсом с плотностью энергии 0.05 мДж/см^2 .

Увеличение плотности энергии импульса приводит к увеличению температуры нагревания поверхности наночастицы. На рис. 7 представлены рассчитанные кинетические зависимости температуры на поверхности наночастицы радиуса 50 нм при нагревании импульсами с плотностями энергии 0.02 мДж/см^2 (1), 0.04 мДж/см^2 (2) и 0.06 мДж/см^2 (3). Максимальные значения температур поверхности наночастицы при соответствующих плотностях энергии 1090 К (1), 1803 К (2) и 2674 К (3). Нагревание наночастицы начинается с комнатной температуры (300 К). Поэтому максимальные увеличения температур составят 790 К (1), 1503 К (2) и 2374 К (3) при увеличении плотности энергии в 2 и 3 раза соответственно.

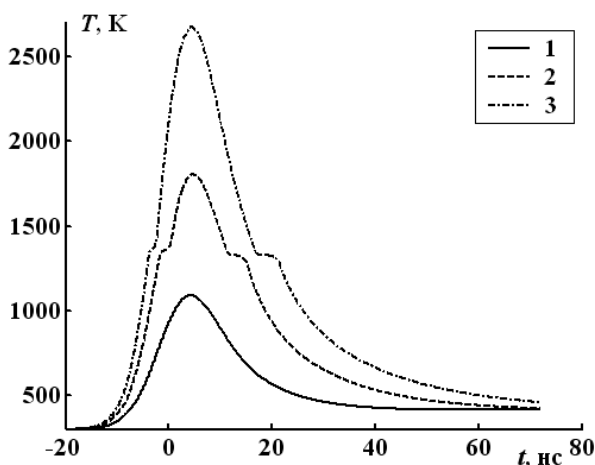


Рис. 7 Рассчитанные кинетические зависимости температуры на поверхности наночастицы радиуса 50 нм при нагревании импульсами с плотностями энергии 0.02 мДж/см^2 (1), 0.04 мДж/см^2 (2) и 0.06 мДж/см^2 (3).

При увеличении плотности энергии импульса с 0.02 мДж/см^2 до 0.04 мДж/см^2 увеличение максимальной температуры составило 713 К, с 0.04 мДж/см^2 до 0.06 мДж/см^2 — 871 К. Нелинейное изменение максимальной температуры связано с плавлением наночастицы.

4. Заключение

В работе рассмотрена методика моделирования нагрева наночастиц золота в прозрачной матрице лазерным излучением, учитывающая индивидуальные оптические свойства наночастиц и коллективные свойства композита, возникающие в результате многократного рассеяния в приближении разделения оптической и теплофизической задач. Показано, что плазмонный характер поглощения света наночастицами приводит к выраженной корректировке поглощаемой наночастицей энергии и достигаемой температуры. Эффекты многократного рассеяния принципиально

учитывать для наночастиц большого радиуса. Результаты значимы при моделировании взаимодействия с импульсным излучением оптических элементов, содержащих наночастицы металлов, и оптических детонаторов.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект 16-32-00286_мол_а).

Литература

- [1] Husinsky, W. Z-scan study of nonlinear absorption of gold nano-particles prepared by ion implantation in various types of silicate glasses / W. Husinsky, A. Ajami, P. Nekvindova, B. Svecova, J. Pesicka, M. Janecek // *Optics Communications*. - 2012. - V. 285. - pp. 2729–2733. DOI: 10.1016/j.optcom.2012.01.044
- [2] Ряснянский, А.И. Нелинейные оптические свойства наночастиц золота диспергированных в различных оптически прозрачных матрицах / А.И. Ряснянский, В. Palpant, S. Debrus, U. Pal, А.Л. Степанов // *Физика твердого тела*. - 2009. - Т. 51, № 1. - С. 52-56.
- [3] Никитин, А.П. Расчет параметров инициирования взрывного разложения тэна с наночастицами хрома / А.П. Никитин // *Современные фундаментальные и прикладные исследования*. 2013. № 2 (9). С. 29-34.
- [4] Каленский, А.В. Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии инициирования энергетических материалов / А.В. Каленский, А.А. Звеков, М.В. Ананьева, И.Ю. Зыков, В.Г. Кригер, Б.П. Адуев // *Физика горения и взрыва*. - 2014. - Т. 50, № 3. - С. 98-104.
- [5] Герасимов, В.С. Оптимизация фототермических методов лазерной гипертермии злокачественных клеток с применением биоконъюгатов золотых наночастиц / В.С. Герасимов, А.Е. Ершов, С.В. Карпов, С.П. Полотов, П.Н. Семина // *Коллоидный журнал*. - 2016. - Т. 78, № 4. - С. 417-425. DOI: 10.7868/S0023291216040054
- [6] Коношук, Н.В. Люминесцентные свойства нанокompозитных пленок на основе сопряженного кополимера superyellow и наночастиц золота / Н.В. Коношук, О.Ю. Посудиевский, В.Г. Кошечко, В.Д. Походенко // *Теоретическая и экспериментальная химия*. - 2016. - Т. 52, № 2. - С. 67-74.
- [7] Лукатова, С.Г. Спектральные закономерности коэффициентов эффективности поглощения композитов золото-тэн / С.Г. Лукатова // *Современные фундаментальные и прикладные исследования*. - 2014. - №2(13). - С. 54-58.
- [8] Каленский, А.В. Особенности плазмонного резонанса в наночастицах различных металлов / А.В. Каленский, А.А. Звеков, А.П. Никитин, М.В. Ананьева, Б.П. Адуев // *Оптика и спектроскопия*. – 2015. – Т. 118, № 6. – С. 1012-1021. DOI: 10.7868/S0030403415060112
- [9] Звеков, А.А. Расчет оптических свойств композитов пентаэритрит тетранитрат - наночастицы кобальта / А.А. Звеков, А.В. Каленский, Б.П. Адуев, М.В. Ананьева // *Журнал прикладной спектроскопии*. – 2015. – Т. 82, № 2. – С. 219-226.
- [10] Ананьева, М.В. Спектральные зависимости комплексного показателя преломления золота / М.В. Ананьева, А.В. Каленский // *Научный вестник Магистр*. - 2016. - № 2. - С. 13-19.
- [11] Золотарев, В.М. Оптические постоянные природных и технических сред / В.М. Золотарев, В.Н. Морозов, Е.В. Смирнова. - Л.: Химия, 1984. - С. 216.
- [12] Handbook of Optical Constants of Solids II / Ed. by E.D. Palik. – San Diego: Academic Press, 1998. – 1096 p.
- [13] Johnson, P.B. Optical Constants of the Noble Metals / P.B. Johnson, R.W. Christy // *Physical review B*. - 1972. - V. 6(12). - pp. 4370-4379.
- [14] Зыков, И.Ю. Критическая плотность энергии инициирования тэна с добавками наночастиц алюминия / И.Ю. Зыков // *Современные фундаментальные и прикладные исследования*. – 2013. – Т. 1, № 1. – С. 79-84.
- [15] Иващенко, Г.Э.К. Спектральные зависимости коэффициента эффективности поглощения наночастиц кобальта / Г.Э.К. Иващенко // *NovaInfo.Ru*. - 2016. - Т. 2, № 54. - С. 1-10.
- [16] Иващенко, Г.Э. Закономерности рассеяния света первой гармоники неодимового лазера наночастицами никеля в PETN / Г.Э. Иващенко // *Actualscience*. – 2015. – Т. 1, № 3. – С. 63-67.
- [17] Радченко, К.А. Комплексные показатели преломления ванадия на длинах волн современных лазеров / К.А. Радченко // *Nauka-Rastudent.ru*. – 2015. – № 10. – С. 32.
- [18] Иващенко, Г.Э. Спектральные зависимости оптических свойств наночастиц вольфрама в видимой части спектра / Г.Э. Иващенко, К.А. Радченко // *Nauka-rastudent.ru*. – 2015. – № 11. - С. 35.
- [19] Газенаур, Н.В. Коэффициенты эффективности поглощения наночастиц меди / Н.В. Газенаур // *Nauka-Rastudent.ru*. – 2015. – № 8. – С. 27.
- [20] Кригер, В.Г. Процессы теплопереноса при лазерном разогреве включений в инертной матрице / В.Г. Кригер, А.В. Каленский, А.А. Звеков, И.Ю. Зыков, А.П. Никитин // *Теплофизика и аэромеханика*. - 2013. - Т.20, № 3. - С. 375-382.
- [21] Каленский, А.В. Теплофизические процессы при нагревании наночастиц золота в инертной матрице лазерным излучением различной длительности / А.В. Каленский, А.А. Звеков, А.П. Никитин, Б.П. Адуев // *Теплофизика и аэромеханика*. - 2016. - Т. 23, № 2. - С. 271-279.