

## ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ

УДК 585.211; 532.62

*Ангельский О.В.<sup>1</sup>, Бекшаев А.Я.<sup>2</sup>, Максимьяк П.П.<sup>1</sup>, Максимьяк А.П.<sup>1</sup>,  
Контущ С.М.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Кафедра корреляционной оптики, Черновицкий национальный университет, Коцюбинского  
2, Черновцы 58012, Украина*

<sup>2</sup>*НИИ физики, Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова, Дворянская 2,  
Одесса 65082, Украина  
\*angelsky@itf.cv.ua*

### **Лазерно-индуцированная управляемая генерация микропузырьков в водной суспензии поглощающих коллоидных частиц**

*Парогазовые пузырьки микронных и нанометровых размеров образуются в результате локального нагрева водной суспензии, содержащей поглощающие частицы пигмента диаметром 100 нм. Нагрев осуществляется с помощью непрерывного лазерного излучения регулируемой мощности ближнего ИК диапазона (980 нм), сфокусированного в фокальное пятно диаметром примерно 100 мкм в слое суспензии толщиной 2 мм. В зависимости от мощности лазера, можно осуществить четыре режима: (1) первичное образование пузырьков, (2) устойчивый рост существующих пузырьков, (3) стационарное существование пузырьков и (4) сокращение и коллапс пузырьков. Такое поведение интерпретируется на основании температурных условий в кювете. Показана возможность образования единичных пузырьков и групп пузырьков с управляемыми размерами. Пузырьки сосредоточены в освещенной лазером области и формируют квазиупорядоченные структуры; они могут быть легко перемещены в объеме жидкости вместе с фокальным пятном. Полученные результаты могут быть полезны для приложений, связанных с прецизионной манипуляцией и наноинженерией.*

**Введение.** Нано- и микроразмерные пузырьки газа и пара в водных растворах представляют интерес для многих проблем: термодинамический анализ перегрева жидкости и фазовых переходов в микроскопических масштабах [1–6], микрогидравлика и микроманипуляция [7, 8], микрооптика [9], разнообразные биомедицинские приложения, в том числе исследования клеток, прецизионной доставки лекарств и нанотерапии [11–13].

Поэтому задача управляемого формирования пузырьков является очень важной, и лазерное излучение обеспечивает эффективные подходы к ее реализации. В течение долгого времени главным образом исследовались пузырьки, образованные под действием импульсного лазерного излучения [6, 14–17]. Большое количество энергии, поступающей от коротких лазерных импульсов, приводит к быстрому испарению воды и росту пузыря, который завершается столь же быстрым схлопыванием с возможными «отскоками» и выделением энергии в виде люминесценции и/или ударных волн (оптическая кавитация). Однако образование пузырьков с помощью непрерывного лазерного излучения

предоставляет лучшие возможности для различных технологических целей. В этом случае также возможна богатая деталями динамическая картина с участием перегрева жидкости и взрывного образования пузыря [18-20], но более важно существование почти стационарных режимов эволюции пузырьков, допускающих их детальное исследование и контроль [2, 21].

В этой работе описывается простая схема генерации микропузырьков и их ансамблей в водной суспензии, содержащей коллоидные светопоглощающие наночастицы (например, разбавленная суспензия черных чернил для струйных принтеров), на основе нагрева суспензии умеренно сфокусированным пучком лазерного излучения в ближней ИК-области. Пузырьки образуются вокруг частиц пигмента вследствие испарения перегретой воды. Однако, в отличие от работы [2], большое число близко расположенных центров нагрева (частиц) приводит к макроскопическим коллективным эффектам неоднородного распределения температуры, которые могут целенаправленно регулироваться путем изменения мощности лазера. В результате появляется возможность контролируемого роста пузырьков до субмиллиметровых размеров. При использовании особых режимов нагрева, на основе специальной временной вариации падающей мощности лазерного излучения, возможна генерация пространственно-упорядоченных систем пузырьков с регулируемым распределением по размерам. Полученные пузырьки и их ансамбли демонстрируют высокую стабильность и могут существовать длительное время, если условия освещения сохраняются. Пространственно пузырьки локализируются в пределах освещенного пятна, и возможно их целенаправленное перемещение по объему жидкости вместе с фокальным пятном лазера.

**1. Описание экспериментальной установки.** Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Излучение полупроводникового лазера (Wavespectrum, WSLD-980-004-C, длина волны в вакууме  $\lambda = 980$  нм, максимальная мощность 4 Вт) фокусировалось в кювете с водной суспензией. Кювета образована стеклянной подложкой и кольцом высотой 2 мм с внутренним диаметром  $D = 10$  мм. Лазерное излучение фокусируется в коническом угле  $5^\circ$ , и без специальной пространственно-частотной фильтрации формируется фокальное пятно диаметром

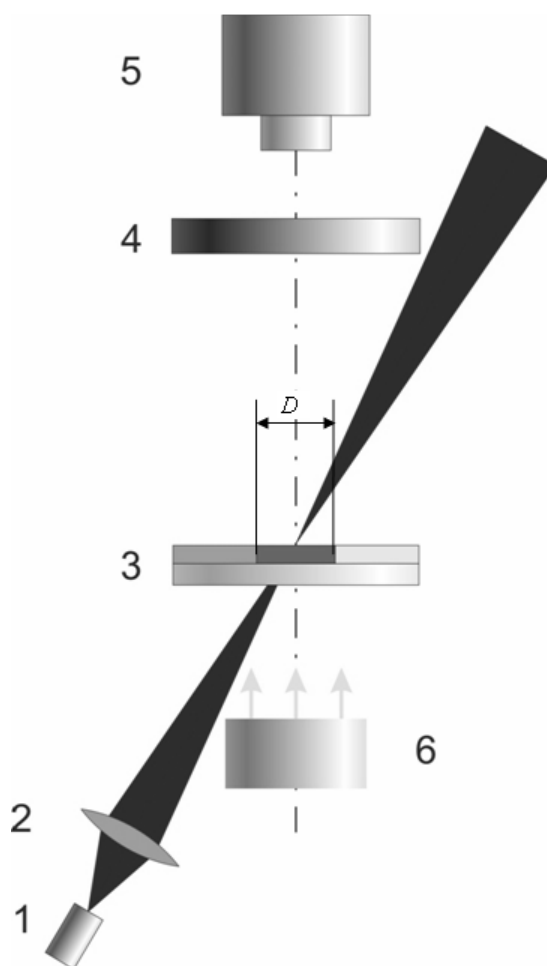
$$2b \approx 100 \text{ мкм.} \quad (1)$$

В этих условиях (волновое число  $k = 2\pi/\lambda = 6.41 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) длина Рэлея сфокусированного пучка составляет

$$kb^2 \sim 16 \text{ мм,} \quad (2)$$

так что размер пучка в пределах кюветы практически постоянен.

Изображение кюветы регистрируется с помощью 1.3 мегапиксельной CCD камеры со снятым защитным стеклом, что позволяло наблюдать пузырьки в видимом свете, а также рассеянное ИК излучение лазера. Поскольку при нормальном падении лазерного пучка на кювету ИК засветка камеры была слишком сильна даже при наличии фильтра 4 (см. рис. 1), мы направляли лазерное



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: (1) ИК лазер, (2) объектив, (3) кювета с водной суспензией, (4) спектральный фильтр для защиты от ИК излучения, (5) CCD камера, (6) источник белого света для подсветки.

излучение под углом примерно  $15^\circ$ . Мощность ИК лазера варьировалась в пределах от 0.1 Вт до 3 Вт.

В кювете находится суспензия черных пигментных чернил (InkTec Corporation [22]). Каждая частица пигмента состоит из сферического полимерного ядра (показатель преломления  $n_c = 1.59$ ) со специальным покрытием и смолы (оболочка) с показателем преломления  $n_s = 1.58 + 0.74i$ . Средний радиус ядра  $a_c = 80$  нм, толщина поглощающей оболочки  $a_s = 20$  нм, т.е. суспензия содержит двухслойные частицы со средним радиусом  $a_p = a_c + a_s = 100$  нм. В водной среде с показателем преломления

$$n_w = 1.33 \quad (3)$$

теория Ми [23] предсказывает следующие значения сечений экстинкции  $\sigma_{\text{ext}}$  и поглощения  $\sigma_{\text{abs}}$ :

$$\sigma_{\text{ext}} = 0.587\sigma, \quad \sigma_{\text{abs}} = 0.543\sigma, \quad (4)$$

где геометрическое сечение частицы  $\sigma$  составляет

$$\sigma = \pi a_p^2 = 3.14 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2. \quad (5)$$

В наших условиях использовалась разбавленная суспензия чернил, для которой измеренный коэффициент поглощения равнялся

$$\alpha = 0.60 \text{ см}^{-1}. \quad (6)$$

Это соответствует концентрации частиц

$$N = \frac{\alpha}{\sigma_{\text{abs}}} \approx 0.35 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}. \quad (7)$$

Отсюда объем, приходящийся на одну частицу, равен  $N^{-1} = 2.8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3$ , и среднее расстояние между частицами составляет  $N^{-1/3} \approx 6.6 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 6.6 \text{ мкм}$ . При плотности частиц  $\sim 1 \text{ г/см}^3$ , это соответствует концентрации чернил  $(4/3)\pi a_p^3 N \approx 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$ .

**2. Распределение температуры.** Каждая частица эффективно поглощает падающее излучение, и поглощенная энергия в конечном счете передается окружающей воде, повышая ее температуру. Благодаря небольшому расстоянию между частицами, в каждом «физически малом» объеме, содержащем много частиц, устанавливается средняя температура  $T$ , а ее распределение может быть определено с помощью закона Фурье для теплопроводности [24]. В стационарных условиях оно описывается уравнением

$$k\nabla^2 T + F = 0, \quad (8)$$

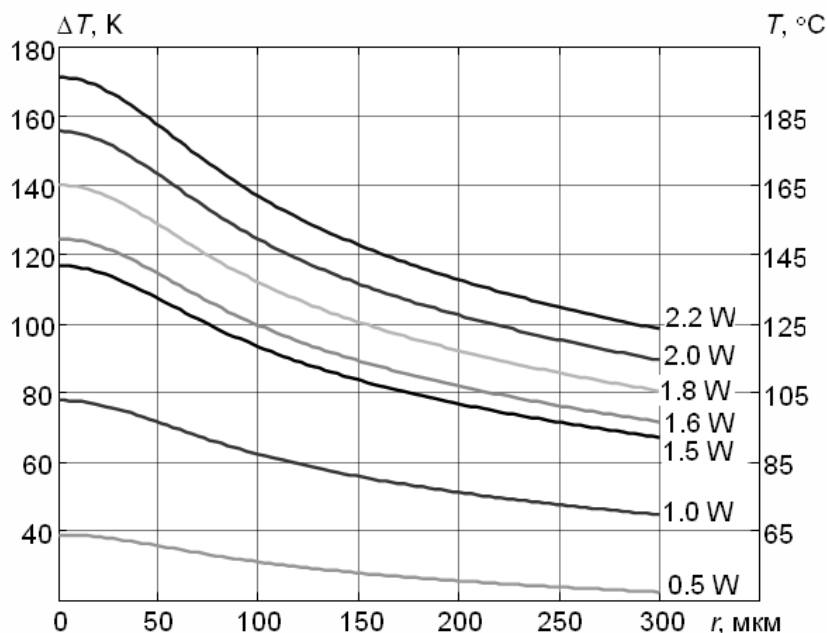
где  $k$  – коэффициент теплопроводности, и  $F$  является функцией координат, описывающей плотность источников тепла. Когда пучок света распространяется через среду, поглощенная в единице объема энергия равна  $I\alpha$ , где  $I$  – интенсивность пучка (плотность потока энергии). Очевидно, что при коэффициенте поглощения (6) энергия пучка лишь немного уменьшается при распространении пучка в кювете. Кроме того, в первом приближении можно пренебречь наклоном пучка и предположить, что кювета освещается точно в центре. Тогда можно  $I = I(r)$  рассматривать как функцию только одной пространственной координаты – радиального расстояния от оси кюветы  $r$ . Будем считать распределение  $I(r)$  гауссовым. Тогда функция источника может быть выражена как

$$F(r) = \alpha I(r) = \frac{\alpha Q_0}{\pi b^2} \exp\left(-\frac{r^2}{b^2}\right), \quad (9)$$

где  $Q_0$  есть мощность падающего пучка, а  $b$  – радиус фокального пятна (см уравнение (1)). Теперь примем дальнейшие приближения, рассматривая задачу (8) как циркулярно-симметричную, так что  $T$  зависит только от  $r$ ; это предположение означает пренебрежение теплоотдачей через дно и верхнюю поверхность жидкости в кювете, так что основным механизмом теплопроводности является диффузия тепла в объеме суспензии, где коэффициент теплопроводности равен  $k \approx 0.6 \text{ Вт/(м·К)}$ . Требуя дополнительно, чтобы на боковых стенках кюветы ( $r = D/2$ ) температура была фиксированной,  $T = T_D$  (обычно это комнатная температура,  $T_D = 300 \text{ К}$ ), находим решение задачи (8), (9) в виде

$$\Delta T(r) \equiv T(r) - T_D = \frac{\alpha Q_0}{4\pi k} \left[ \text{Ei}\left(-\frac{r^2}{b^2}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{D^2}{4b^2}\right) - 2 \ln\left(\frac{2r}{D}\right) \right], \quad (10)$$

где  $\text{Ei}(-z) = -\int_z^\infty \frac{\exp(-t)}{t} dt$  – интегральная показательная функция [25].

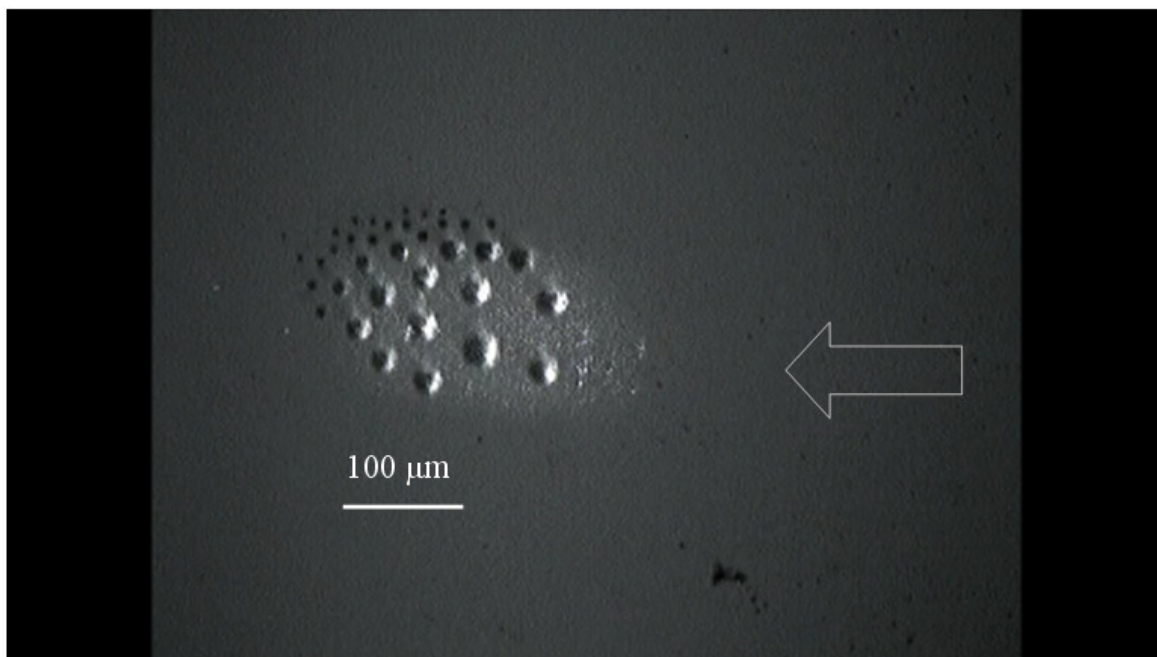


**Рис. 2.** Распределение температуры вблизи оси кюветы 3 (см. рис. 1), рассчитанное согласно (10) при условиях (1) и (6) для  $D = 10$  мм,  $\kappa \approx 0.6$  Вт/(м·К) для различных значений падающей мощности  $Q_0$  (указаны около кривых). Левая шкала: локальное превышение температуры над температурой боковой стенки кюветы ( $r = D/2$ ); правая шкала: истинная локальная температура.

Распределение температуры (10) для разных значений мощности лазера приведено на рис. 2.

**3. Физическая картина рождения и роста пузырьков.** Согласно известным представлениям [2,19–21], первоначальная нуклеация новой фазы (пузырьков) в водной суспензии происходит вокруг одной поглощающей наночастицы в условиях локального перегрева воды выше стандартной температуры кипения  $100$  °С. При этом теоретический предел перегрева – критические условия для воды ( $T_C = 374$  °С при давлении  $P_C = 22.09$  МПа) – обычно не достигаются, и новая фаза, благодаря присутствию границ между твердой и жидкой фазами, адсорбированных молекул газа и других дефектов, возникает при более низкой температуре, около  $T_g = 200$  °С [2,21].

В принципе, каждая частица рассматриваемой суспензии представляет собой отдельный источник нагрева и может служить центром нуклеации пузырьков, в образовании которых водяной пар и атмосферные газы, растворенные в воде, играют важную роль [2, 21]. Однако, из-за статистических флуктуаций, рождение единичного пузырька происходит как случайное событие [19, 20] и, скорее всего, случается, когда локальные условия особенно благоприятны, например, когда из-за броуновского движения две или более частицы оказываются аномально близко друг к другу и вызывают местный "избыток" выделившейся энергии. Вероятность такого события выше в областях с более высокой температурой окружающей среды, которая, в свою очередь, является результатом



**Рис. 3.** Вид группы пузырьков через 30 с после их создания ИК пучком мощностью 2.2 Вт. Видно общее смещение группы относительно фокального пятна, обусловленное слабым конвективным потоком жидкости (схематически показан стрелкой).

«коллективного» действия температурных полей отдельных частиц, которые распределены довольно плотно в суспензии. Результирующее среднее распределение температуры обсуждалось выше.

Рис. 2 показывает, что температура среды, близкая к  $T_g = 200\text{ }^\circ\text{C}$ , достигается в центре кюветы, если мощность лазера  $Q_0 \geq 2.2\text{ W}$ . И действительно, в наших экспериментах значение  $Q_0 = 2.2\text{ W}$  определяло порог, ниже которого новые пузырьки не появлялись. Если мощность превышает 2.2 Вт, пузырьки образуются, и, как правило, в возрастающем количестве. Как только мощность опускалась ниже порога, генерация новых пузырьков прекращалась, но эволюция уже возникших продолжалась. Наблюдая за последовательными событиями возникновения пузырьков, мы могли зафиксировать желаемое число пузырьков, а затем, снизив мощность, подавить дальнейшую генерацию.

**4. Генерация группы пузырьков.** Сразу после рождения пузырьки «чувствуют» среднее температурное поле, соответствующее кривой 2.2 Вт на рис. 2, т. е. находятся при температуре окружающей среды  $T_g = 200\text{ }^\circ\text{C}$ , и продолжают расти. Когда их размеры достигают нескольких микрометров, пузырьки начинают взаимодействовать. Для изучения этой интересной ситуации в эксперименте мы поддерживали мощность лазера выше порога до появления нескольких пузырьков в поле зрения микроскопа, а затем уменьшали ее ниже 2.2 Вт. Дальнейшая эволюция зависит от количества пузырьков и мощности лазера.

Например, рассмотрим ансамбль пузырьков, наблюдаемый через 30 с после начала генерации (рис. 3). Видно, что пузырьки имеют различные размеры, от 10 до 30 мкм, что отражает разное время, прошедшее с момента их рождения, и различия локальных температурных условий, при которых они находят-

ся. Все пузырьки плавают в приповерхностном слое (некоторые из них, первоначально образующиеся в объеме жидкости, быстро поднимаются вверх за счет силы Архимеда). Тем не менее, они не слипаются и не пересекают границы вода-воздух, что может быть объяснено электрическими зарядами пузырьков и водной поверхности. Как известно [26, 27], из-за дипольной природы молекул воды, пузырьки газа в водных растворах адсорбируют отрицательные поверхностные заряды, и формируется двойной электрический слой с диффузным распределением противоположно заряженных (положительных) ионов в окружающем пузырек объеме воды. В результате возникают электростатические силы, которые не дают пузырькам газа сближаться. Подобный двойной электрический слой на границе раздела вода-воздух [28] удерживает пузырьки ниже поверхности жидкости.

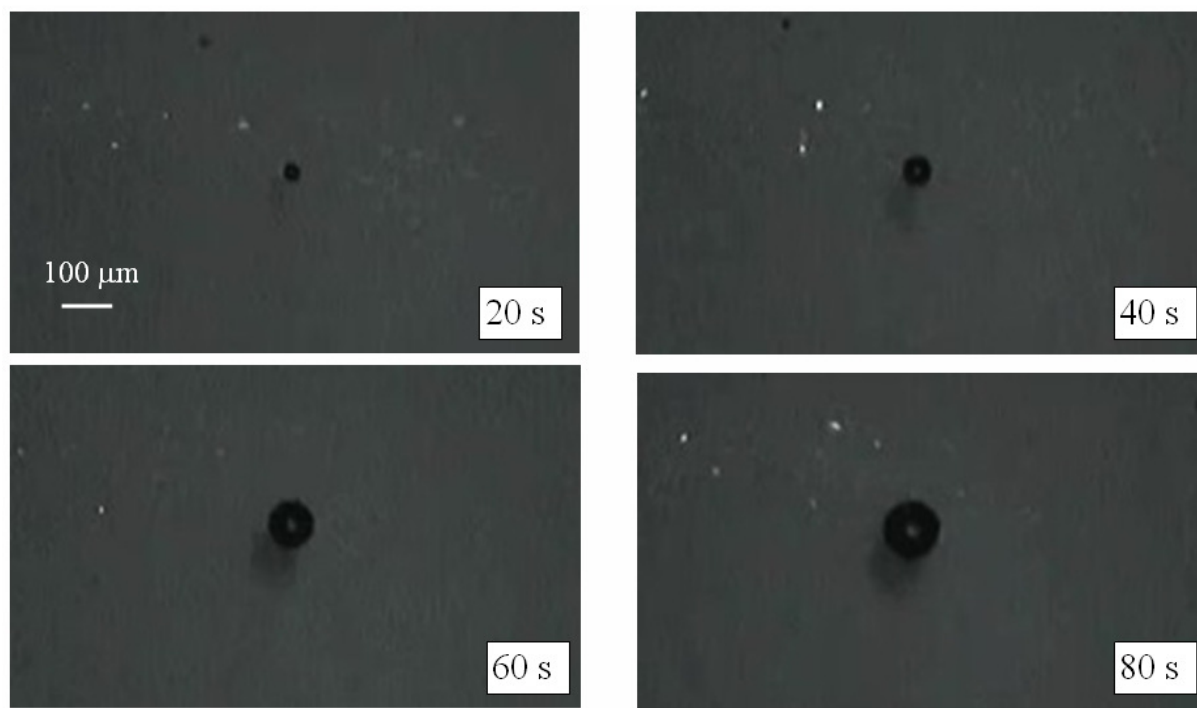
Пузырьки всегда держатся вместе в пределах или очень близко к фокальному пятну ИК излучения. Понятно, что это связано с высокой температурой этой области, вне которой они просто не могут существовать – довольно странно, что пузырьки никогда «не пытаются» диффундировать в основную часть объема кюветы. Рис. 3 показывает, что даже поток жидкости со скоростью  $v = 150$  мкм/с (который возникает из-за незначительной асимметрии нагрева) не может захватить пузыри. Такой «захват» пузырьков лазерным пучком можно объяснить температурной зависимостью поверхностного натяжения воды, из-за которой на пузырьки действует сила [29]

$$\mathbf{F}_{\text{СТ}} = -\pi R^2 \frac{d\gamma}{dT} \nabla T, \quad (11)$$

где  $R$  – радиус пузырька и  $\gamma$  – поверхностное натяжение на его границе. Согласно таблицам [30], для воды при температуре кипения  $d\gamma/dT = -0.19 \cdot 10^{-3}$  Н/(м·К). Это отрицательное значение вместе со знаком в уравнении (11) означает, что пузырьки имеют тенденцию двигаться в направлении более нагретой области, т.е. к центру фокального пятна.

Для количественных оценок заметим, что в соответствии с рис. 2 градиент температуры в кювете может достигать  $|\nabla T| = |dT/dr| \approx 2 \cdot 10^5 \cdot [Q_0]$  К/м, где  $[Q_0]$  – падающая мощность в ваттах. Тогда для пузырька с  $R = 5$  мкм сила (11) составляет  $3.0 \cdot 10^{-9} [Q_0]$  Н. Конечно, это максимальное значение, которое достигается только для пузырьков, находящихся в точках наиболее крутого падения температурной кривой (расстояние от оси кюветы  $r \approx 150$  мкм, см. рис. 2), но и для других позиций этой силы достаточно, чтобы удерживать пузырьки вблизи наиболее нагретой области. Можно показать, что в этих же условиях возникает и оптическая (градиентная) сила, стремящаяся «вытолкнуть» пузырьки на периферию пятна, но она оказывается на два порядка меньше тепловой силы (11).

Таким образом, неоднородность температуры удерживает пузырьки вблизи друг друга в области высокой интенсивности ИК излучения, а двойные электрические слои создают отталкивающие силы ближнего радиуса действия между пузырьками. Это создает условия, близкие к условиям формирования ближнего порядка в конденсированных средах: плотно упакованные пузырьки образуют квазиупорядоченные структуры, которые "заполняют" ИК-освещенную



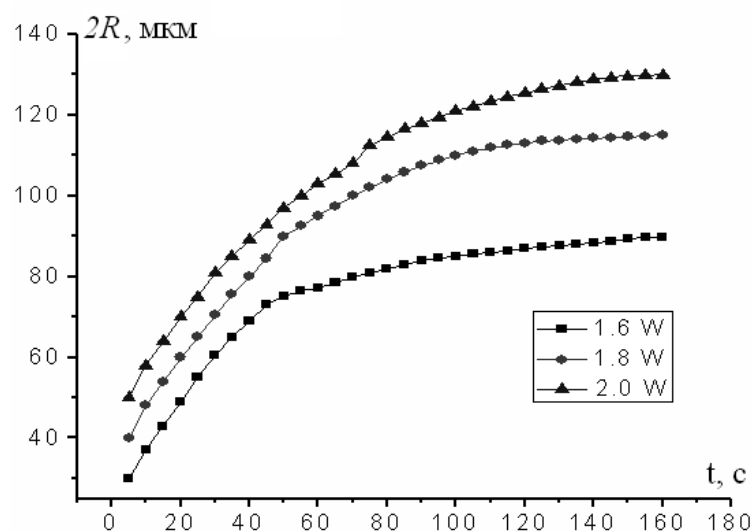
**Рис. 4.** Последовательные стадии роста пузырька при мощности ИК излучения  $Q_0 = 2.0$  Вт; указаны временные интервалы с момента рождения пузырька.

область и устойчивы к механическим возмущениям. Этот факт является перспективным для различных методов манипуляции, так как позволяет легко осуществлять прецизионный перенос групп пузырьков в любую желаемую область кюветы.

**5. Режим генерации единичных пузырьков.** В случае множественного образования пузырьков, рассмотренном выше, рост пузырьков ограничивается их размерами. Если на первом этапе, при  $Q_0 > 2.2$  Вт, несколько пузырьков возникло в ИК-освещенной области, и затем мощность опущена несколько ниже порога  $Q_0 = 2.2$  Вт, они по-прежнему растут, пока не достигается «плотноупакованная» конфигурация типа, представленного на рис. 3. Более подробно закономерности роста пузырька могут быть изучены в более простых ситуациях, которые реализуются, когда наблюдается только один «выживший» пузырек. При этом, после того, как  $Q_0$  снижается ниже порога 2.2 Вт, пузырек продолжает расти со скоростью, которая зависит от фактического значения  $Q_0$ , пока он не расширится практически до размеров всей ИК-освещенной области (см. рис. 4 и 5). Однако по достижении  $Q_0 = 1.5$  Вт рост пузырька прекращается и ниже 1.5 Вт сменяется уменьшением его размеров; это второй порог мощности, при котором нагрев воды становится недостаточным для поддержания стабильных пузырьков. При  $Q_0 < 1.5$  Вт, чем меньше  $Q_0$ , тем быстрее происходит коллапс пузырька, и при  $Q_0 = 0.5$  Вт пузырьки исчезают практически мгновенно (из-за низкого временного разрешения нашего эксперимента можно сказать лишь, что пузырек схлопывается менее чем за секунду).

Эти закономерности могут быть интерпретированы на основании данных рис. 2. Ход кривой для  $Q_0 = 1.5$  Вт позволяет предположить, что температура





**Рис. 5.** Временные зависимости размера пузырьков для различных мощностей ИК излучения лазера (сравнить с рис. 2).

$T_B = 145\text{ }^{\circ}\text{C}$  необходима для поддержания пузырька. Естественно считать, что пузырек растет, пока его граница не достигает области, где локальная температура  $T(r) = T_B$ . Как видно на рис. 2, это означает, что при  $Q_0 = 1.6\text{ Вт}$  стационарный (конечный) диаметр пузырька составляет около 80 мкм, что согласуется с рис. 5. Для  $Q_0 = 1.8\text{ Вт}$  и  $Q_0 = 2.0\text{ Вт}$ , аналогичное рассуждение дает окончательный размер пузыря  $\sim 150\text{ мкм}$  и  $\sim 220\text{ мкм}$ , соответственно. Расхождение с реально наблюдаемыми значениями, представленными на рис. 5, можно объяснить идеализациями, сделанными при расчете распределения температуры на рис. 2. Кроме того, наличие большого пузырька существенно изменяет условия для поглощения света и передачи тепла; на самом деле, анализ температуры в разделе 2 адаптирован к «начальной» стадии нагрева, которая определяет рождение пузырька, и его применение на поздних стадиях роста пузырька вряд ли может принести что-нибудь большее, чем качественные результаты.

Заметим, что выполненный анализ роста одиночного пузырька проливает дополнительный свет на закономерности «групповой» генерации, рассмотренной в разделе 3. Можно заметить хоть и грубое, но достаточно явное соответствие между «конечными» размерами пузырьков 80 мкм, 150 мкм и 220 мкм (рис. 5) и размерами областей, занятых плотно упакованными пузырьками при падающей мощности 1.6 Вт, 1.8 Вт и 2.0 Вт. Это соответствие вполне ожидаемо, поскольку температурные условия для существования малых ( $\sim 10\text{ мкм}$ ) и больших ( $\sim 40\text{ мкм}$ ) пузырьков в целом аналогичны.

**Заключение.** Описан метод управляемой генерации парогазовых микропузырьков и их ансамблей в водной суспензии с поглощающими наночастицами. Пузырьки образуются под действием умеренно сфокусированного непрерывного лазерного излучения, которое вызывает неоднородный нагрев тонкого слоя суспензии. После того, как суспензия достаточно перегрета, в освещенной области реализуются пороговые условия для образования пузырьков, и они возникают последовательно в случайные моменты времени; когда нагрев умень-

шается ниже порога, образование новых пузырьков подавляется, но уже существующие остаются стабильными и могут расти дальше, уменьшаться или коллапсировать в зависимости от мощности лазерного пучка. Такие зависимости создают эффективные каналы для регулирования количества пузырьков (от одного до нескольких десятков) и их размеров.

Пузырьки концентрируются в приповерхностном слое жидкости в пределах ограниченной области, приблизительно соответствующей фокальному пятну лазерного пучка. Это связано с распределением температуры перегрева, необходимого для существования пузырьков, и с температурной зависимостью поверхностного натяжения, которая заставляет пузырьки двигаться в сторону более высоких температур. Однако двойные электрические слои, образующиеся на границах пузырьков и на поверхности жидкости, приводят к возникновению отталкивающих сил, которые не дают пузырькам сливаться и прилипать к поверхности воды. В результате образуются квазиупорядоченные пространственные распределения пузырьков, которые устойчивы к механическим возмущениям, вызванным, например, направленными потоками жидкости. Эта особенность открывает интересные и ценные возможности в технике манипулирования микропузырьками, позволяющие легко и надежно транспортировать их к желаемой точке внутри водного раствора. Результаты могут быть полезны в разнообразных применениях для прецизионного переноса и распределения микро- и наночастиц вещества в нанотехнологии и в биомедицинских исследованиях.

#### Литература:

1. *Baffou G. and Rigneault H.* Femtosecond-Pulsed Optical Heating of Gold Nanoparticles // *Journals Physical Review B.* – 2011. – Vol.84. – P. 035415.
2. *Fang Z., Zhen Y. R., Neumann O., Polman A., García de Abajo F. J., Nordlander P. and Halas N. J.* Evolution of light-induced vapor generation at a liquid-immersed metallic nanoparticle // *Nano Letters.* – 2013. – Vol. 13(4). –P. 1736–1742.
3. *Boyd D. A., Adleman J. R., Goodwin D. G. and Psaltis D.* Chemical separations by bubble-assisted interphase mass-transfer // *Analytical Chemistry.* – 2008. – Vol. 80(7). – P. 2452–2456.
4. *Boyd D. A., Greengard L., Brongersma M., El-Naggar M. Y. and Goodwin D. G.* Plasmon-assisted chemical vapor deposition // *Nano Letters.* 2006. – Vol. 6(11). P. 2592–2597.
5. *C. Li, Z. Wang, P. I. Wang, Y. Peles, N. Koratkar and G. P. Peterson* Nanostructured copper interfaces for enhanced boiling // *Small.* – 2008. – Vol. 4(8). P. 1084–1088.
6. *E. Lukianova-Hleb, Y. Hu, L. Latterini, L. Tarpani, S. Lee, R. A. Drezek, and D.O. Lapotko* Plasmonic nanobubbles as transient vapor nanobubbles generated around plasmonic nanoparticles // *ACS Nano.* 2010. – Vol. 4(4). – P. 2109–2123.

7. *J. Kao, X. Wang, J. Warren, J. Xu, and D. Attinger* A bubble-powered micro-rotor: conception, manufacturing, assembly and characterization // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. – 2007. Vol. 17(12). – P. 2454–2460.
8. *A. Hashmi, G. Yu, M. Reilly-Collette, G. Heiman, and J. Xu* Oscillating bubbles: a versatile tool for lab on a chip applications // *Lab on a Chip*. – 2012. – Vol. 12(21). – P. 4216–4227.
9. *C. Zhao, Y. Liu, Y. Zhao, N. Fang, and T. J. Huang*, A reconfigurable plasmofluidic lens // *Nature Communications*. – 2013. – Vol. 4. – P. 2305.
10. *P. Marmottant and S. Hilgenfeldt* A bubble-driven microfluidic transport element for bioengineering // *PNAS*. – 2004. – Vol. 101(26). – P. 9523–9527.
11. *S. Lal, S. E. Clare, and N. J. Halas* Nanoshell-Enabled Photothermal Cancer Therapy: Impending Clinical Impact // *Acc. Chem. Res.* – 2008. – Vol. 41(12). – P. 1842–1851.
12. *M. Delcea, N. Sternberg, A. M. Yashchenok, R. Georgieva, H. Baumler, H. Mohwald, and A. G. Skirtach* Nanoplasmonics for Dual-Molecule Release through Nanopores in the Membrane of Red Blood Cells // *ACS Nano*. – 2012. – Vol. 6(5). – P. 4169–4180.
13. *P. Ghosh, G. Han, M. De, C. K. Kim, and V. M. Rotello* Gold Nanoparticles in Delivery Applications // *Advanced Drug Delivery Reviews*. – 2008. – Vol. 60(11). – P. 1307–1315.
14. *S. V. Oshemkov, L. P. Dvorkin, and V. Y. Dmitriev* Trapping and manipulating gas bubbles in water with ultrashort laser pulses at a high repetition rate // *Technical Physics Letters*. – 2009. – Vol. 35(3). – P. 282–285.
15. *V. Kotaidis, C. Dahmen, G. von Plessen, F. Springer, and A. Plech* Excitation of nanoscale vapor bubbles at the surface of gold nanoparticles in water // *The Journal of Chemical Physics*. – 2006. – Vol. 124(18). – P. 184702.
16. *M. T. Carlson, A. J. Green, and H. H. Richardson* Superheating water by CW excitation of gold nanodots // *Nano Letters*. – 2012. – Vol. 12(3). – P. 1534–1537.
17. *I. Akhatov, N. Vakhitova, A. Topolnikov, K. Zakirov, B. Wolfrum, T. Kurz, O. Lindau, R. Mettin, and W. Lauterborn* Dynamics of laser-induced cavitation bubbles // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2002. – Vol. 26. – P. 731–737.
18. *S. F. Rastopov, and A. T. Sukhodol'sky* Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation // *Physics Letters A*. – 1990. – Vol. 149(4). – P. 229–232 (1990).
19. *J.C. Ramirez-San-Juan, E. Rodriguez-Aboytes, A. E. Martinez-Canton, O. Baldovino-Pantaleon, A. Robledo-Martinez, N. Korneev, and R. Ramos-Garcia* Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18(9). – P. 8735–8742.
20. *J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan and R. Ramos-Garcia* Optic cavitation with CW lasers: A review // *Physics of Fluids*. – 2014. – Vol. 26 (12). – P.122007.
21. *G. Baffou, J. Polleux, H. Rigneault, and S. Monneret* Super-heating and micro-bubble generation around plasmonic nanoparticles under cw illumination // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2014. – Vol. 118(9). – P. 4890–4898.

22. *O. V. Angelsky, A. Ya. Bekshaev, P. P. Maksimyak, A. P. Maksimyak, S. G. Hanson, and C. Yu. Zenkova* Self-action of continuous laser radiation and Pearcey diffraction in a water suspension with light-absorbing particles // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22(3). – P. 2267-2277.
23. *C. Mätzler* MATLAB Functions for Mie Scattering and Absorption. Version 2. – IAP Research Report. – 2002. – №11 (Institut für angewandte Physik, Universität Bern, 2002).
24. *N. V. Tsederberg*, Thermal conductivity of gases and liquids. – MIT press, 1965.
25. *M. Abramovitz, I. Stegun* Handbook of mathematical functions. – National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series, 1964. – 55p.
26. *С.С. Духин, В.В. Дерягин*. Электрофорез. – М.: Наука, 1975. – 332 с.
27. *W. Jia, S. Ren, and B. Hu* Effect of Water Chemistry on Zeta Potential of Air Bubbles // *Electrochem. Sci.* – 2013. – Vol. 8, 5828–5837.
28. *M. Chaplin* Theory vs Experiment: What is the Surface Charge of Water? // *Water*. – 2009. – Vol. 1(1). – P.1–28.
29. *Y.Y. Geguzin* Bubbles. – Moscow, Nauka, 1985. (In Russian).
30. *N. B. Vargaftik, B. N. Volkov, and L. D. Voljak* International tables of the surface tension of water // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. – 1983. – Vol. 12(3). – P. 817–820.

***Angelsky O. V., Bekshaev A. Ya., Maksimyak P. P.,  
Maksimyak A. P., Kontush S. M.***

### **Laser-induced controllable generation of micro-bubbles on water suspension of absorptive colloid particles**

#### SUMMARY

*Micrometer-sized bubbles are formed in the water suspension with absorptive pigment particles due to local heating. The heating is performed by moderately focused CW near-infrared laser radiation with controllable power. Depending on the laser power, regimes of the bubble generation, stable growth of the existing bubbles, stationary bubbles and their shrinkage and collapse are realized. The physical pattern is interpreted based on the temperature conditions in the suspension. We show the possibilities for generation of single bubbles as well as groups of bubbles with controllable sizes and numbers. The bubbles form quasi-ordered structures within the laser-illuminated region. They can be transported together with the focal spot. The results are useful for applications associated with the precise manipulation in nano- and micro-engineering problems.*

**Ангельський О. В., Бекшаєв А. Я., Максимяк П. П.,  
Максимяк А. П., Контуш С. М.**

**Лазерно-індукована керована генерація мікропухирців  
в водній суспензії поглинаючих колоїдних частинок**

**АНОТАЦІЯ**

*Парогазові бульбашки мікронних і нанометрових розмірів утворюються в результаті локального нагріву водної суспензії, що містить поглинаючі частки пігмента діаметром 100 нм. Нагрівання здійснюється за допомогою безперервного лазерного випромінювання регульованої потужності ближнього ІК діапазону (980 нм), сфокусованого в фокальній плямі діаметром приблизно 100 мкм в шарі суспензії товщиною 2 мм. Залежно від потужності лазера, можна здійснити чотири режими: (1) первинне утворення бульбашок, (2) стійке зростання існуючих бульбашок, (3) стаціонарне існування бульбашок і (4) скорочення і колапс бульбашок. Така поведінка інтерпретується на підставі температурних умов в кюветі. Показана можливість утворення одиничних бульбашок і груп бульбашок з керованими розмірами. Бульбашки зосереджені в освітленій лазером області і формують квазіупорядковані структури; вони можуть бути легко переміщені в об'ємі рідини разом з фокальною плямою. Отримані результати можуть бути корисні для додатків, пов'язаних з прецизійною маніпуляцією і наноінженерією.*