

## ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

*Р. Г. Яровая, Н. А. Макаровский, Н. А. Лунашко*

Описан захват газовых пузырьков лазерным излучением, распространяющимся в поглощающей свет жидкости. Явление связано с эффектом тепловой линзы и объясняется действием термокапиллярных сил. Рассмотрены условия равновесия пузырька в световом пучке.

Нагревание жидкости распространяющимся в ней излучением лазера приводит к образованию «тепловой линзы», т. е. области с градиентом показателя преломления  $n(T)$ , что проявляется в самодефокусировке излучения [1]. Очевидно, должны существовать эффекты, связанные с возникающими в тех же условиях градиентами и другими зависящими от температуры характеристик среды. Например, известно, что в неоднородно нагретой жидкости вследствие зависимости от температуры коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma(T)$  возникают так называемые термокапиллярные силы, проявлением которых является движение газовых пузырьков в направлении увеличения температуры [2, 3]. В настоящей работе рассмотрено влияние на движение газового пузырька термокапиллярных сил, возникающих в поглощающей жидкости под действием интенсивного излучения. Обнаружено, что достаточно маленький пузырек может захватываться распространяющимся в жидкости лазерным лучом мощностью всего несколько милливатт.

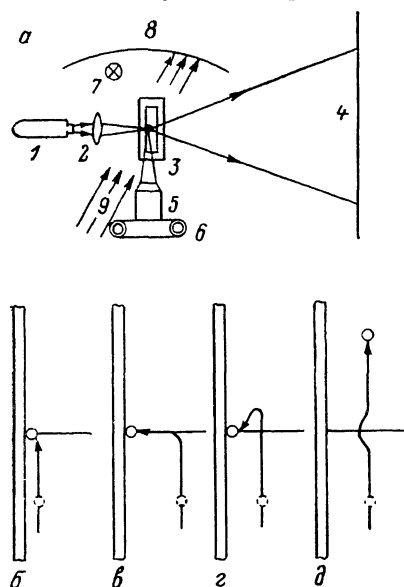
Для наблюдения за движением пузырьков в жидкости в присутствии лазерного света использовалась схема (рис. 1, а). Излучение гелий-неонового лазера мощностью 5 мВт фокусировалось на вход плоскопараллельной стеклянной кюветы прямоугольного сечения толщиной 4 мм, заполненной раствором в этаноле поглощающего на волне излучения красителя, например бриллиантового зеленого. Поглощение раствора лежало в пределах 3—10 см<sup>-1</sup>. Пропешедший через кювету свет лазера испытывал дефокусировку, создавая на экране увеличенное световое пятно с характерным абберационным распределением освещенности (рис. 2, б).

Наблюдения за движением пузырьков велись через боковую стенку кюветы под углом 90° к оси лазерного пучка с помощью горизонтального микроскопа (рис. 1, а). Рассеянный свет позволяет проследить за ходом излучения в растворе, но его недостаточно для наблюдения и тем более фотографирования пузырьков. Поэтому кювету подсвечивали дополнительно с помощью лампы накаливания и белого экрана. Для фотографирования использовалась фотонасадка к микроскопу; при чувствительности 250 единиц ГОСТ время экспозиции составляло 1/60 с.

Для генерации пузырьков мы использовали следующий способ. В кювету со спиртовым раствором красителя добавлялось несколько капель воды (до 10 % по объему), и жидкость слегка перемешивалась. Имеющая большую плотность вода опускалась на дно кюветы; в пограничном слое медленно шло взаимное растворение, сопровождающееся выделением тепла. При этом за счет различия растворимости воздуха в воде, этаноле и их смесях и уменьшения ее при нагревании начиналось выделение воздушных пузырьков. Как правило, пузырьки

радиусом  $R=20\div 25$  мкм зарождалась в небольшом числе центров в придонной области. Каждый такой центр мог в течение длительного ( $t \approx 10^3$  с) времени служить генератором пузырьков, всплывающих с установившейся скоростью около 1.5 мм/с с хорошо выдерживаемой периодичностью. Юстировочное устройство позволяло перемещать лазерный пучок до пересечения его с трасой пузырьков.

Попадая в зону тепловой линзы, создаваемой световым пучком, всплывающий пузырек начинает испытывать действие термокапиллярных сил. При этом пока пузырек находится ниже оси пучка, вертикальная составляющая этой силы направлена вверх, что вызывает ускорение пузырька. Выше оси градиент температуры изменяет знак и вертикальная составляющая термокапиллярной силы направлена вниз, действуя против силы Архимеда. Как показывают приводимые ниже оценки, термокапиллярные силы могут превосходить выталкивающую силу Архимеда, в результате чего пузырек локализуется вблизи



оси пучка. Но вследствие непараллельности входящего в кювету пучка света и ослабления его интенсивности при прохождении в поглощающем растворе имеется и горизонтальная составляющая градиента температуры, а значит, и термокапиллярных сил. Она заставляет двигаться попавший в пучок пузырек вдоль него в область максимального нагрева, которая при большом поглощении в растворе соответствует месту входа излучения в кювету.

В микроскоп видно, как всплывающий пузырек, попадая в зону тепловой линзы,

Рис. 1. Схема эксперимента (а) и возможные траектории газового пузырька (б—д).

1 — лазер; 2 — фокусирующая линза; 3 — кювета с поглощающим раствором; 4 — экран; 5, 6 — микроскоп с микропроектором; 7, 8 — лампа накаливания и экран для подсветки пузырьков; 9 — дополнительное лазерное излучение для визуализации тепловой линзы.

стремительно втягивается в световой пучок. В зависимости от коэффициента поглощения раствора и расположения пучка относительно центра зарождения пузырьков наблюдаются различные траектории их движения (рис. 1, б—д). В случаях, отвечающих рис. 1, б—г, пузырек захватывается пучком света на продолжительное время. Изредка наблюдалась локализация пузырька на расстоянии нескольких диаметров от стенки; при этом он совершал быстрые колебания вдоль оси пучка с амплитудой до 200 мкм. Видимо, этот случай отвечает пониженной концентрации красителя, когда за счет теплоотвода по стенке кюветы максимум температуры устанавливается на заметном удалении от стенки. Перераспределение интенсивности вдоль пучка, вызванное самим захваченным пузырьком, и является причиной его колебательных движений. Такая локализация пузырька оказывается неустойчивой. Несмотря на то что жидкости предварительно фильтровались через стеклянный фильтр, в растворе присутствуют взвешенные пылинки микронных размеров; случайно задержавшаяся между пузырьком и стенкой кюветы пылинка, очевидно, вызывает дополнительный нагрев раствора вокруг себя и притяжение пузырька к стенке.

После захвата пузырька распределение излучения за кюветой резко изменяется. Картина, наблюдаемая на перпендикулярном к оптической оси экране, имеет угол раскрытия  $180^\circ$  и состоит из многих десятков почти эквидистантных колец, в которых просматривается тонкая структура. Это распределение хорошо отождествляется с изученной в [4] картиной дифракции Ми на сфере, оптически менее плотной, чем окружающая среда.

Дифракционная картина постепенно меняется, что отражает эволюцию пузырька после захвата. На рис. 2 сопоставляются наблюдаемые в микроскоп

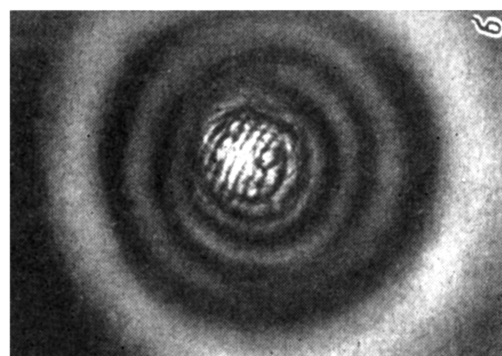
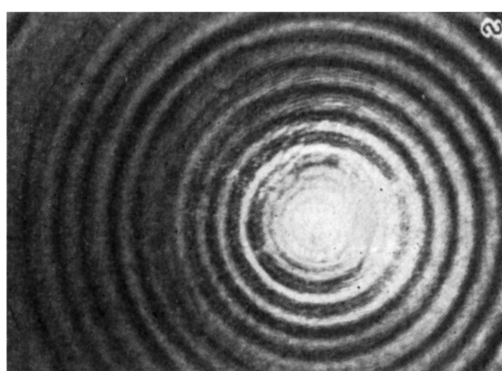
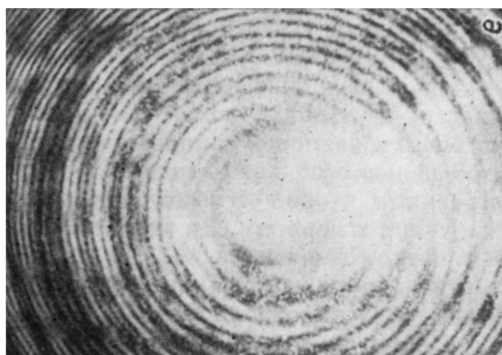
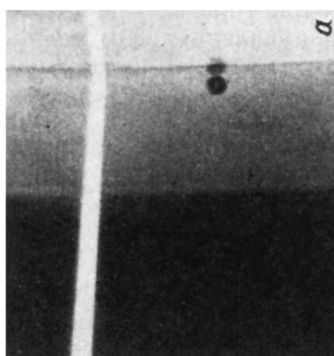
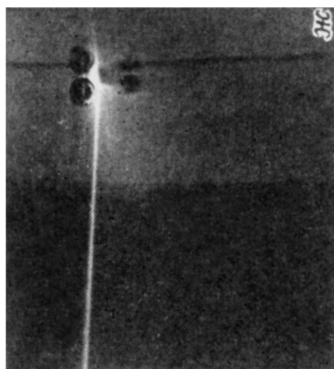


Рис. 2. Различные фазы эволюции пузырька в области тепловой линзы (а, в, д, ж) и соответствующие им распределения освещенности на экране (б, г, е, з).

Луч лазера входит в кювету справа, ж — присутствуют сразу два пузырька: большой, захваченный световым пучком, и подплывающий к нему снизу маленький. Кроме пузырьков, видны и их отражения в стенке кюветы.

фазы существования газового пузырька в области распространения лазерного излучения и соответствующие им картины дифракции. Последние сняты фотоаппаратом без объектива с выдержкой  $\sim 0.5$  с. Сразу после захвата пузырька его центр практически совпадает с осью лазерного пучка (рис. 2, в). На этом рисунке виден рассеянный на пузырьке световой пучок. Из-за большого угла рассеяния пучка его интенсивность быстро убывает с расстоянием. Наблюдаемая на экране дифракционная картина приведена на рис. 2, г. В первые мгновения дифракционные кольца расходятся от центра, что связано с расширением газового пузырька за счет нагревания. Степень нагревания  $\Delta T_M = T_0 - T_\infty$  можно оценить следующим образом. Даже при увеличении мощности лазера до 30 мВт не наблюдается вскипания раствора той же концентрации не только на основе этанола, но и на основе хлороформа ( $T_{\text{кип}} = 61^\circ \text{C}$ ). Считая, что  $\Delta T_M$  пропорционально мощности излучения, получаем, что при мощности 5 мВт  $\Delta T_M \leq 7$  К.

Оценку для  $\Delta T_M$  можно получить и по числу  $N$  абберационных колец в картине дефокусировки [5]. Максимальная разность фаз световых волн, прошедших тепловую линзу,

$$2\pi L \Delta n_M / \lambda_0 \geq 2\pi N, \quad (1)$$

где  $\Delta n_M$  — наибольшее вызванное нагреванием изменение показателя преломления жидкости,  $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме,  $L$  — «толщина» тепловой линзы. Для оценки размеров тепловой линзы можно прибегнуть к ее визуализации. С этой целью в область входа излучения в раствор (рис. 1, а) дополнительно направляли второй относительно широкий и слабый лазерный пучок под большим углом к первому. На экране за кюветой на слабо освещенном фоне наблюдается четко очерченное черное пятнышко, исчезающее в отсутствие основного интенсивного излучения, — своеобразный «портрет» тепловой линзы. С помощью линзы, установленной между кюветой и экраном, можно получить увеличенное изображение этой области, а наблюдая за ее изменениями в процессе захвата пузырьков, оценить ее диаметр  $D \simeq 0.2$  мм и «толщину»  $L \simeq 3D$ . Используя эту оценку, приняв  $N=3$  (при добавлении в раствор воды число  $N$  уменьшается) и заменяя в (1)  $\Delta n_M = (\partial n / \partial T)_p \Delta T_M$ , окончательно получаем

$$\Delta T_M \geq \frac{\lambda_0 N}{L (\partial n / \partial T)_p} \approx 7.5 \text{ К.} \quad (2)$$

Таким образом, абсолютная температура жидкости в области максимальной нагрева повышается не более чем на 2.5 %, а средняя температура захваченного пузырька еще ниже и его расширение за счет нагревания невозможно заметить визуально. Видимый на рис. 2 рост пузырька связан с последовательным захватом и слиянием новых поступающих в область светового пучка пузырьков. По мере роста пузырек смещается от оси пучка вверх, что и вызывает нарушение симметрии дифракционной картины (рис. 2, б—з). На рис. 2, ж центр пузырька находится настолько выше оси пучка, что часть света проходит мимо пузырька без рассеяния, создавая на экране (рис. 2, з) центральное световое пятно, а слабое рассеянное излучение направлено преимущественно вниз. Увеличившись в несколько раз, пузырек всплывает, а на экране восстанавливается нормальная картина дефокусировки до захвата следующего пузырька.

Можно найти условие равновесия газового пузырька в световом пучке, пренебрегая изменением интенсивности света и температуры вдоль оси пучка на расстоянии  $2R$ . Считаем пузырек жестким (что справедливо для размеров пузырька 40—50 мкм; см. [2]) и учитываем только те силы, которые можно считать приложенными к центру тяжести пузырька.

В непоглощающей жидкости сила Архимеда  $F_A = 10^{-10}$  Н, что на несколько порядков превосходит силу тяжести и силу светового давления. При наличии поглощения и неоднородного нагревания жидкости возникают новые силы: обусловленная конвективным увлечением сила  $F_{\text{к}}$ ; сила, связанная с массопереносом при испарении и конденсации жидкости на различно нагретых участках поверхности пузырька  $F_{\text{м}}$ ; термокапиллярная сила  $F_{\text{т}}$ .



Малые нарушения круговой симметрии в картине дефокусировки света (рис. 2, б) и данные прямых наблюдений за конвективными движениями в кювете при подкрашивании вводимой в нее воды люминесцирующими добавками позволяют пренебречь силой  $F_k$ .

Трудно получить надежную оценку для величины  $F_m$ . Во всяком случае всей энергии излучения, поглощаемой в слое жидкости толщины  $2R$  за время, в течение которого пузырек пересекает лазерный пучок, недостаточно для испарения спирта в объеме пузырька. Поэтому, не исключая вклада силы  $F_m$  в уравновешивание архимедовой силы, нельзя считать его единственным или хотя бы определяющим.

Рассмотрим подробнее термокапиллярную силу  $F_T$ , являющуюся равнодействующей сил капиллярного давления, возникающих на неравномерно нагретой поверхности пузырька. Введем декартову систему координат, ось  $X$  которой совпадает с осью светового пучка, а ось  $Z$  направлена вертикально вверх (рис. 3). Если центр пузырька лежит на оси  $X$ , то в силу симметрии задачи  $F_T=0$ . Поэтому в равновесии считаем координаты центра  $(0, 0, Z_0)$ . Считаем, что температура максимальна на оси пучка и в зависимости от расстояния до оси  $l=\sqrt{r^2-X^2}$  ( $r$  — радиус-вектор точки наблюдения) вплоть до некоторого  $l_m > R$  изменяется по закону

$$T(l) = T_0 - \alpha l^2. \quad (3)$$

Полная поверхностная энергия пузырька может быть определена следующим образом:

$$W_s = \int_{(s)} \sigma(T) dS, \quad (4)$$

где  $\sigma(T)$  — коэффициент поверхностного натяжения спирта, а интегрирование ведется по поверхности пузырька. Согласно табличным данным,

$$\sigma(T) = \sigma_\infty - \gamma \Delta T, \quad (5)$$

$\sigma_\infty$  — коэффициент поверхностного натяжения вне области, нагреваемой светом;  $\gamma=9 \cdot 10^{-5}$  Н/м·К.

Подставив в (5)  $\Delta T = T_0 - T(l)$  из (3) и проинтегрировав (4) в сферических координатах, получаем выражение для  $F_T$  в виде квазиупругой силы

$$F_T = -\partial W_s / \partial Z_0 = -8\pi R^2 \alpha \gamma Z_0. \quad (6)$$

Для нахождения величины  $\alpha$  воспользуемся сделанной ранее оценкой размеров тепловой линзы в предположении, что основное изменение температуры на 7 К происходит в области  $l \leq D/2$ . Это дает  $\alpha=7 \cdot 10^8$  К/м<sup>2</sup>.

С учетом малости  $F_m$  и  $F_k$  условие равновесия пузырька имеет вид

$$F_T + F_a = 0. \quad (7)$$

Сила Архимеда, действующая на сферический пузырек в неоднородно нагретой жидкости, может быть записана как сумма сил давления жидкости на все элементы поверхности сферы

$$F_a = \int_{(s)} P(X, Y, Z) \cos \theta dS. \quad (8)$$

Давление на элемент поверхности с центром в точке с координатами  $(X, Y, Z)$  зависит как от положения этой точки относительно уровня жидкости, так и от распределения плотности жидкости  $\rho(l)$

$$P(X, Y, Z) = \rho(0) g \int_{D/2-Z}^{D/2} [1 + \beta \Delta T(X, Y, Z)] dZ, \quad (9)$$

где  $\beta$  — коэффициент теплового расширения этанола.

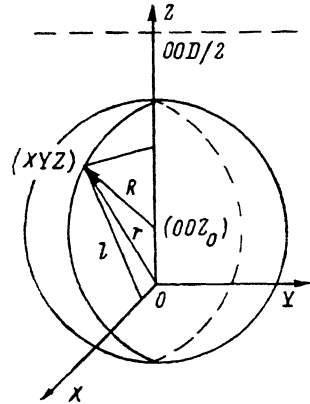


Рис. 3. К выводу условия равновесия газового пузырька в пучке лазерного излучения.

Из соотношений (8), (9) легко получить

$$F_a = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho(0) g \left[ 1 + \alpha \beta \left( \frac{D}{2} - Z_0 \right)^2 - 0.2 \alpha \beta R^2 \right]. \quad (10)$$

При естественном предположении, что  $Z_0 < D/2$  и значениях  $R=2 \cdot 10^{-5}$  м,  $\alpha=7 \cdot 10^8$  К,  $\beta=10^{-3}$  К $^{-1}$  заключенный в квадратные скобки множитель в (10) близок к единице, т. е. изменение силы Архимеда за счет неоднородности нагрева раствора пренебрежимо мало. Используя (6), (7), (10), получаем, что  $Z_0 \simeq 0.4$  мкм; эта оценка согласуется с экспериментальными наблюдениями, согласно которым  $Z_0 \ll R$ .

Из опытов по визуализации тепловой линзы следует, что в процессе захвата и роста пузырька ее поперечный размер  $D$  изменяется слабо, тогда как толщина  $L$  уменьшается в несколько раз. Во всяком случае захват пузырька приводит к существенному изменению температурного поля в окрестности лазерного пучка, так что приведенное выше рассмотрение имеет смысл лишь пока диаметр пузырька заметно меньше размеров тепловой линзы. По мере роста пузырька это условие нарушается и он всплывает.

Можно манипулировать пузырьками, перемещая световой пучок в произвольном направлении со скоростью до нескольких миллиметров в секунду. Очевидно, термокапиллярные силы можно использовать и для направленного перемещения в жидкости жидких и твердых включений. Все это может представлять интерес с точки зрения технологии (см., например, [6]). Существенно, что при этом для манипулирования частичками требуются намного меньшие мощности излучения, чем в случаях, рассмотренных в [7, 8].

#### Литература

- [1] *Rieckhoff K. E.* Appl. Phys. Lett., 1966, v. 9, p. 87—90.
- [2] *Young N. O., Goldstein J. S., Block M. J.* J. Fluid Mech., 1959, v. 6, N 1, p. 350—356.
- [3] *Федосов А. И.* ЖФХ, 1956, т. 30, № 2, с. 366—373.
- [4] *Marson P. L., Langley Dean S., Kingsbury D. L.* In: Mechanics and physics of bubbles in liquids. Marthin Nijhoff Publ., The Hague (Boston) London, 1982, p. 373—383.
- [5] *Агеев Л. А., Кулева М. Г., Яровая Р. Г.* УФН, 1987, т. 151, № 3, с. 537—540.
- [6] *Subramanian R. S.* AIChE J., 1981, v. 27, N 4, p. 646—653.
- [7] *Эшкин А.* УФН, 1973, т. 110, № 1, с. 101—114.
- [8] *Аскарьян Г. А.* УФН, 1973, т. 110, № 1, с. 115—116.

Харьковский государственный университет  
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию  
3 марта 1987 г.

В окончательной редакции  
18 сентября 1987 г.