

УДК 532.516.624

## **ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ КОНВЕКЦИИ В НАНОЖИДКОСТЯХ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ПОГЛОЩЕНИЕМ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН\*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

\*e-mail: rhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 11 мая 2016 г.)

Рассмотрена задача возникновения регулярной конвекции в слое наножидкости с одной свободной поверхностью при поглощении световой волны с пространственно-периодическим распределением интенсивности в плоскости слоя, обусловленной температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения. Определены профили скорости и температуры в объеме среды. Показано, что отклик системы на воздействие световой волны максимален при прочих равных условиях, когда период интерференционной картины порядка удвоенной толщины слоя.

### **1. Введение**

Изучение конвективных процессов в жидкостях со свободными поверхностями началось с появлением фундаментальных работ Бенара [1,2]. Многие авторы впоследствии предлагали различные теоретические модели обнаруженного им явления [3,4]. Первые работы, посвященные исследованию термокапиллярной конвекции, вызванной тепловым действием лазерного излучения, появились лишь в 1970-х годах [5–8], но долгое время это явление оставалось в тени хорошо изученной естественной термогравитационной конвекции. Поэтому ценные в практическом отношении свойства фотоиндуцированной термокапиллярной конвекции были раскрыты далеко не в полной мере. Пучок лазера, частично отражаясь от деформированной термокапиллярным вихрем свободной поверхности жидкости, несет полную информацию о ее форме, которая зависит от протекающих конвективных процессов внутри жидкости, что позволяет определять ряд физических характеристик жидкости (вязкость [9] и температуропроводность [10]), параметры ее слоя (толщину [11] и кривизну свободной поверхности [12,13]) и свойства подложки. Причем, вид получаемой информации – оптическое изображение (термокапиллярный отклик), легко поддается обработке, в том числе автоматизированной.

Области применения лазерно-индуцированных термокапиллярных явлений включают новые методы лазерной диагностики жидкостей [14], биоинженерию [15], сверление [16], абляцию [17], поверхностное легирование [18], сварку [19–21], резку металлов и диэлектриков [22–24] и т. д. Прогресс в современных лазерных технологиях способствует повышению интереса к изучению такого рода явлений.

Наножидкости представляют собой двухфазную среду, состоящую из несущей жидкости и наночастиц, т. е. частиц с характерными размерами от 1 до 100 нм. Типичными несущими жидкостями являются вода, органические жидкости и полимерные растворы. В качестве твердых наночастиц обычно выступают частицы химически устойчивых металлов и их окислы. Самой маленькой наночастицей можно считать фуллерен с диаметром около 1 нм. Промежуточное положение занимают вирусы, размеры которых порядка десятков нанометров.

Исследование физики наножидкостей и свойств переноса в них началось сравнительно недавно. Оно было инициировано различными их приложениями. Наножидкости уже с успехом используются или планируется их использование в химических процессах, включая катализ, для охлаждения различных устройств, в био-, МЭМС- и нанотехнологиях различного назначения, при создании новых систем транспортировки и производства тепловой энергии, новых лекарственных и косметических препаратов, систем распознавания загрязнений различного типа и очистки воздуха и воды, новых смазочных материалов, лаков и красок, для доставки лекарственных препаратов, наносенсоров и наноактюаторов и т. д.

Поскольку применение наножидкостей всегда связано с тем или иным их течением, то определяющую роль в них играют конвективные движения (в том числе индуцированные лазерным излучением) наножидкостей. Несмотря на значительность накопленного экспериментального материала, все еще отсутствуют систематические данные, а результаты экспериментов часто противоречивы. Дело в том, что наножидкости обладают физическими свойствами, такими как вязкость, плотность, теплопроводность и др., отличающимися от свойств базовой жидкости [25–27]. По сравнению с базовыми жидкостями (например, масло или вода) наножидкости обладают сильными теплофизическими свойствами, такими как высокая теплопроводность, большие коэффициенты теплодиффузии, вязкости и конвективной теплопередачи [28,29]. В работе [29] впервые было показано усиление теплопроводности наножидкости и представлены ее экспериментальные измерения. В работах [30–33] была исследована естественная конвекция в замкнутых системах с наножидкостями. Было выяснено, что с увеличением объемной концентрации наночастиц число Нуссельта (отношение конвективной передачи тепла к теплопроводности) для наножидкостей падает.

В настоящей работе рассмотрена задача возникновения регулярных конвективных движений в слое наножидкости со свободной поверхностью при поглощении лазерного излучения с пространственно-периодическим в плоскости слоя распределением интенсивности, обусловленных температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения.

## 2. Теплопроводность в наножидкостях

Предполагаем, что наножидкость – это базовая жидкость с добавкой твердых частиц размером от 10 до 100 нм. Для выяснения причин резкого изменения свойств наножидкостей необходимо проанализировать несколько основных механизмов: броуновское движение наночастиц, образование высокотеплопроводящего жидкого слоя (с толщиной молекулярного уровня) на границе раздела жидкость–наночастица, термодиффузия, баллистический перенос тепловой энергии внутри индивидуальной наночастицы и между наночастицами, который происходит при их контакте, а также влияние кластеризации наночастиц. Вопрос о вкладе этих механизмов в эффективную теплопроводность различных наножидкостей является предметом многих исследований. Однако общей теории, способной достоверно предсказывать теплопроводность наножидкостей, сегодня нет. Наиболее близкая к экспериментальным результатам модель для описания теплопроводности суспензий с малой концентрацией частиц твердой фазы была предложена в работе [34]. Рассматривая малую концентрацию частиц твердой фазы и неподвижность сферических наночастиц, была получена следующая формула для эффективной теплопроводности:

$$r_e = r_m \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \left[ 2 - \frac{ar_m}{\sqrt{r_p - r_m} \sqrt{(a-1)r_m + r_p}} \right] \right. \\ \left. \times \ln \frac{\sqrt{(a-1)r_m + r_p} + \sqrt{r_p - r_m}}{\sqrt{(a-1)r_m + r_p} - \sqrt{r_p - r_m}} \right\}^{-1}, \quad (1)$$

$$a = \sqrt[3]{\frac{16}{9\pi f_p^2}},$$

где  $r_e$ ,  $r_m$  и  $r_p$  – коэффициенты теплопроводности для наножидкости, матричной жидкости и твердых наночастиц, соответственно, и  $f_p$  – объемная концентрация наночастиц.

### 3. Линеаризованные уравнения и граничные условия

Рассмотрим плоский слой светопоглощающей наножидкости, например, краситель в изотропном растворителе, обогащенном наночастицами. Ось  $z$  декартовой системы координат направим перпендикулярно слою. Пусть поверхность  $z = 0$  жидкости жесткая, а поверхность  $z = L$  свободная. При падении на слой двух плоских световых волн с одинаковыми частотами и линейными поляризациями образуется интерференционная картина интенсивности

$$E(r, t) = \frac{1}{2} [E(r) \exp(-i\omega t) + E^*(r) \exp(i\omega t)],$$

$$|E(x, y)|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* \exp(ik_x x + ik_y y) + E_1^* E_2 \exp(-ik_x x - ik_y y),$$

где  $\mathbf{k}$  – разность волновых векторов и  $E$  – комплексная амплитуда световой волны.

В дальнейшем будем считать, что поворотом осей координат в плоскости  $x, y$  можно добиться того, чтобы  $k_x = k, k_y = 0$ . Пусть на жесткой границе  $z = 0$  поддерживается постоянная температура  $T_0$  и скорость потока наножидкости обращается в ноль:  $\mathbf{v}(z = 0) = 0$ .

Рассмотрим граничные условия на свободной поверхности  $z = L$ . Связанная с неоднородностью коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma$  тангенциальная сила на единицу площади плоской поверхности составляет  $\mathbf{f} = \nabla \sigma$ . Поэтому граничное условие на свободной поверхности с учетом термокапиллярной силы запишется в виде [35–37]

$$v_z = 0, \quad \sigma_{zi} = \eta \left( \frac{\partial v_z}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_z} \right) = \frac{\partial \sigma}{\partial x_i}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{zi}$  – тензор вязких напряжений на границе и  $\eta$  – коэффициент вязкости. Дифференцируем по  $x$  первое уравнение, полученное из (2) при  $x_i = x$  с учетом  $v_z(z = L) = 0$ , а второе ( $x_i = y$ ) – по  $y$  и складываем. Считая для простоты, что коэффициент поверхностного натяжения линейно зависит от температуры ( $\sigma = \sigma_0 - \sigma' T$ ), получаем второе граничное условие для  $v_z$  при  $z = L$  [35]

$$\eta \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = \sigma' \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right).$$

Еще одно граничное условие вытекает из закона теплоотдачи на свободной поверхности. Предполагается, что плотность теплового потока от свободной поверхности пропорциональна возмущению температуры, т. е.

$$-\chi_p C_p \frac{\partial T}{\partial z} = bT,$$

где  $b$  – коэффициент теплоотдачи,  $\chi = r_e/(\rho C_p)$  – температуропроводность наножидкости,  $\rho$  – плотность и  $C_p$  – теплоемкость.

В отсутствие светового поля в равновесном состоянии  $T_0 = \text{const}$ ,  $\rho = \text{const}$  и  $p_0 = p(z=0) - \rho g z$ , где  $g$  – ускорение силы тяжести и  $p$  – гидродинамическое давление. При включении света система возмущается и стационарные уравнения для возмущенных величин  $\theta = T - T_0$ ,  $\delta p = p - p_0$  и  $\mathbf{v}$  в линейном приближении имеют вид (см., например, [35,37])

$$\nabla^2 \theta = -\frac{N(x)}{\rho C_p \chi}, \quad N(x) = \frac{cn}{8\pi} \alpha |E|^2, \quad (3)$$

$$\nabla^2 \mathbf{v} - \frac{1}{\eta} \text{grad}(\delta p) = 0, \quad (4)$$

$$\text{div} \mathbf{v} = 0. \quad (5)$$

Здесь  $n$  – показатель преломления среды,  $N(x)$  – мощность, выделяемая в единице объема при поглощении света,  $\alpha$  (в единицах обратной длины) – коэффициент поглощения света и  $c$  – скорость света в пустоте.

Рассматривая только термокапиллярный механизм возникновения конвекции, в формулах (3)–(5) пренебрегли объемной конвективной силой. Как известно [35], такое допущение справедливо в случае достаточно тонких слоев ( $L \ll \sqrt{\sigma'/\rho g \beta}$ , где  $\beta$  – коэффициент объемного теплового расширения).

Действуя операторами  $\mathbf{e}_z \text{rot}$  и  $\mathbf{e}_z \text{rot rot}$  на уравнение (4) и применяя (5), получаем

$$\nabla^2 \xi = 0, \quad \xi = \mathbf{e}_z \text{rot} \mathbf{v}, \quad (6)$$

$$\nabla^4 v_z = 0. \quad (7)$$

#### 4. Термокапиллярный эффект в присутствии света

Из граничных условий при  $z = 0, L$  и из уравнений (5) и (6) получаем  $\xi(\mathbf{r}) = 0$ . Решение системы уравнений (3), (5), (7) и  $\xi(\mathbf{r}) = 0$  будем искать в виде

$$\theta(r) = \frac{z}{2} \left( \frac{2+B}{1+B} L - z \right) \frac{N_0}{\rho C_p \chi} + \Theta(z) \exp(ikx) + \Theta^*(z) \exp(-ikx),$$

$$v_{x,z}(r) = V_{x,z} \exp(ikx) + V_{x,z}^* \exp(-ikx), \quad (8)$$

$$B = bL / \chi \rho C_p, \quad N_0 = cn \alpha (|E_1|^2 + |E_2|^2) / 8\pi,$$

где  $B$  – безразмерный коэффициент теплоотдачи (число Био).

Для  $\Theta(z)$  и  $V_z$  получаем систему уравнений

$$\left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)^2 V_z = 0, \quad (9)$$

$$\left(\frac{d^2}{dZ^2} - a^2\right)\Theta = -I, \quad (10)$$

$$a = kL, \quad Z = \frac{z}{L}, \quad I = \frac{cn\alpha L^2 E_1 E_2^*}{8\pi\rho C_p \chi}.$$

Граничные условия, указанные выше, принимают вид

$$V_z = \frac{dV_z}{dz} = \Theta = 0, \quad (Z = 0), \quad (11a)$$

$$V_z = 0, \quad \frac{d^2 V_z}{dz^2} = -\frac{\sigma'}{\eta} a^2 \Theta, \quad \frac{d\Theta}{dz} = -B\Theta \quad (Z = 1). \quad (11b)$$

Общее решение уравнения (10) можно представить в виде

$$\Theta(Z) = d_1 e^{aZ} + d_2 e^{-aZ} + I a^{-2}.$$

Из граничных условий (11) для коэффициентов  $d_1$  и  $d_2$  получаем

$$d_{1,2} = -I \frac{a e^{\mp a} \pm B(1 - e^{\mp a})}{2a^2 (B \operatorname{sh} a + a \operatorname{ch} a)}.$$

Решение уравнения (9) с граничными условиями (11) имеет вид

$$V_z = (c_1 + b_1 Z) e^{aZ} + (c_2 + b_2 Z) e^{-aZ}, \quad (12)$$

$$c_1 = -c_2 = F(a) \operatorname{sh} a, \quad b_{1,2} = \pm F(a) [a e^{\mp a} - \operatorname{sh} a],$$

$$F(a) = \frac{\sigma' I}{4\eta} (1 - \operatorname{ch} a) (a - \operatorname{sh} a \operatorname{ch} a)^{-1} (B \operatorname{sh} a + a \operatorname{ch} a)^{-1}.$$

Из условий несжимаемости (5) и из уравнения  $\xi(r) = 0$  получаем

$$V_x(Z) = i a^{-1} \frac{dV_z(Z)}{dz}, \quad V_y = 0. \quad (13)$$

Теперь рассмотрим некоторые особенности поведения полученных выше функций. При значениях параметра  $a \ll 1$ , т. е. при наиболее плавной картине интерференции, когда  $\Lambda \gg L$ , профиль функции  $V_z(Z, a, B)$  по  $Z$  имеет вид

$$V_z(Z, a, B) = \frac{\sigma'}{8\eta} \frac{I}{B+1} a^2 Z^2 (1-Z). \quad (14)$$

Функция достигает своего максимального значения по  $Z$  при  $Z = Z_1 = 2/3$ . Этот

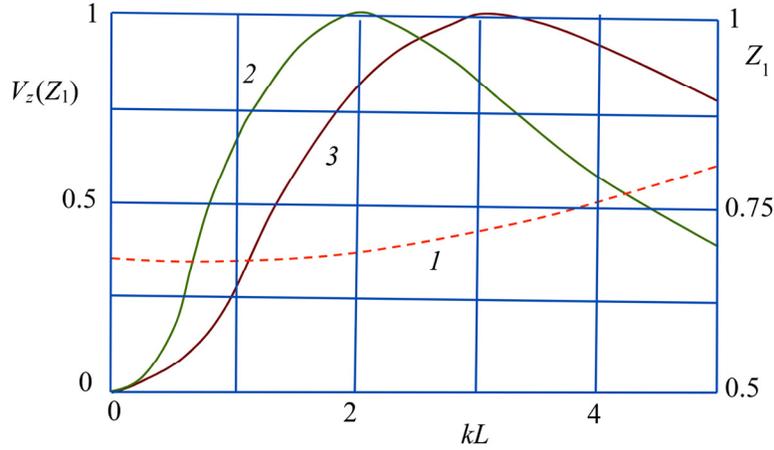


Рис.1. Зависимости аргумента  $Z_1$  (кривая 1) и функции  $V_z(Z_1, a, B)$  при фиксированных значениях  $L$  и  $\alpha L$  (кривая 2) и при фиксированных значениях  $k$  и  $\alpha L$  (кривая 3) от параметра  $a = kL$ .

максимум в качестве функции от  $L$  и  $k$  ведет себя как  $\propto k^2 L^4 \alpha$ . При  $a \gg 1$  функция  $V_z(Z, a, B)$  достигает своего максимума при  $Z_1 = 1 - a^{-1}$ :  $V_z(Z_1, a, B) = \sigma' I [2\eta e a (B + a)]^{-1}$ .

На рис.1 показан график зависимости аргумента  $Z_1$  (кривая 1), при котором  $z$ -компонента скорости достигает своего максимального значения по  $Z$ , от параметра  $a$ . Из формулы (12) видно, что  $Z_1$  не зависит от числа Био  $B$ . Функция  $V_z(Z_1, a, B)$  достигает своего максимума при фиксированных значениях  $L$  и  $\alpha L$  при  $a = kL \approx 2$  (кривая 2)  $V_z(Z_1, 2, B) \approx 0.037 \sigma' I [\eta (B + 2)]^{-1}$ .

При  $B = 0$ ,  $\eta = 10^{-2}$  Пз,  $\sigma' = 10^{-2}$  эргград $^{-1}$ см $^{-2}$ ,  $\chi = 10^{-3}$  см $^2$ /с,  $\rho C_p = 4$  Дж/см $^2$ град,  $L = 0.1$  см,  $\alpha L = 0.5$ ,  $N = (cn/8\pi)|E|^2 = 1$  Вт/см $^2$  развивается довольно сильная конвекция:  $v_z \approx 0.12$  см/с. Функция  $V_z(Z_1, a, B)$  достигает своего максимального значения ( $V_z \approx 0.01 \sigma' I / \eta$ ) при фиксированных значениях  $k$  и  $\alpha L$  при  $a = kL \approx 3$  (кривая 3).

Амплитуда  $x$ -компоненты скорости есть  $iV_x(Z, a, B)$ . Она отстает по фазе на  $\pi/2$  от  $z$ -компоненты скорости. Из формул (12) и (13) видно, что при  $a \ll 1$  функция  $-iV_x(Z, a, B)$  принимает максимальное значение по  $Z$  при  $Z = Z_2 = 1/3$ :  $-iV_x(Z_2, a, B) = \sigma' I a [24\eta (B + 1)]^{-1}$ .

Функция  $iV_x$  обращается в ноль при  $Z_1 = 2/3$ , когда  $V_z$  достигает максимума. При  $a \gg 1$  функция  $iV_x$  имеет максимум при  $Z_2 = 1 - 2/a$ :  $-iV_x(Z_2, a, B) = \sigma' I [2\eta e^2 a (B + a)]^{-1}$ .

Профилем возмущения температуры  $\Theta(Z)$  для  $a \ll 1$  является парабола с максимумом при  $Z_3 = (0.5B + 1)/(B + 1)$ , равным  $\Theta(Z_3) = 0.5IZ_3^2$ .

## 5. Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что уже при весьма умеренных плотностях мощности интерферирующих световых волн  $\sim 1$  Вт/см<sup>2</sup> при толщине слоя  $L \sim 0.1$  см создается чрезвычайно сильная конвекция ( $v_z \sim 0.1$  см/с). Примечательно, что системе можно навязать желаемую структуру начальных возмущений. Подчеркнем, что как и в случае конвекции на основе бенаровского механизма, с помощью световых полей легко создавать начальные возмущения с самой разнообразной структурой – в виде равномерных роликов, роликов с дислокациями, кольцевых роликов, ячеек с квадратной или гексагональной упаковкой – как с идеальной, так и с различными дислокациями. Важно, что с помощью лазеров можно плавно изменять период конвекции, например, изменением угла между интерферирующими пучками.

Как видно из формулы (8), однородная по пространству часть тепловыделения при пренебрежении конвекцией приводит к параболическому распределению температуры. Для него градиент температуры при  $z = 0$  принимает максимальное значение

$$\frac{dT}{dz} = \frac{2+B}{1+B} \frac{cn\alpha L}{16\pi\rho C_p \chi} (|E_1|^2 + |E_2|^2).$$

Если ввести число Марангони, используя указанное значение градиента температуры

$$M = \frac{\sigma'}{\eta\chi} \frac{dT}{dz} = \frac{2+B}{1+B} \frac{cn\alpha\sigma' L^3}{16\pi\rho C_p \eta\chi^2} (|E_1|^2 + |E_2|^2),$$

то с его помощью можно сформулировать критерий применимости проведенного рассмотрения. Линеаризация справедлива при выполнении условия  $M \leq 84(B+2)^2/(B+1)$ , и при  $B=0$  получаем  $M \leq 340$ .

Отметим, что наночастицы могут иметь существенное влияние на конвекцию. Например, если к базовой жидкости ( $r_m = 2.35$  Вт/мК) добавить наночастицы  $Al_2O_3$  ( $r_p = 204$  Вт/мК) с объемной концентрацией 1%, то из формулы (1) получим  $r_e = 1.22r_m$ . Это приведет к увеличению коэффициента температуропроводности  $\chi$ , уменьшению параметра  $I$  и снижению амплитуды распределения температуры и гидродинамической скорости.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта № 15-1C099.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Benard.** Revue Generale des Sciences, Pares at Appligees, **11**, 1261; 1309 (1900).
2. **H. Benard.** Ann. Chem. Phys., **23**, 62 (1901).
3. **J.L. Lord Rayleigh.** Phil. Mag., **32**, 529 (1916).
4. **J.R.A. Pearson.** J. Fluid Mech., **4**, 489 (1958).

5. **Б.А. Безуглый, Е.А. Галашин, Г.Я. Дудкин.** Письма в ЖЭТФ, **22**, 76 (1975).
6. **Б.А. Безуглый, В.В. Низовцев.** Химия и жизнь, №7, 33 (1977).
7. **G. Da Costa, J. Calatrony.** Thermocapillary Liquids as Transient Photographic Receivers. Proc. Int. Commission for Optics Conference, Madrid, 779, 1978.
8. **G. Da Costa, J. Calatrony.** Appl. Opt., **17**, 2381 (1978).
9. **Б.А. Безуглый, А.А. Федорец.** Патент РФ № 2201587. Безконтактный способ измерения вязкости. Бюл. 9. Изобретения, 2003.
10. **Б.А. Безуглый, О.А. Тарасов, С.И. Чемоданов.** Новый подход диагностики органических примесей воды. Труды межотраслевого научного и методического семинара «Теплофизика, гидрогазодинамика, теплотехника», Тюмень, ТюмГУ, 47–52, 2002.
11. **Б.А. Безуглый, А.А. Федорец.** Письма в ЖТФ, **9**, 20 (2001).
12. **Р.С. Акопян, Р.Б. Алавердян А.Г. Аракелян, С.Ц. Нерсисян, К.М. Сарксян, Ю.С. Чилингарян.** Изв. НАН РА, Физика, **39**, 44 (2004).
13. **М.Р. Акопян, Р.Б. Алавердян, Ю.С. Чилингарян, Р.С. Акопян.** Изв. НАН РА, Физика, **49**, 230 (2014).
14. **S. Chen, С.Р. Grigoropoulos.** Appl. Phys. Lett., **71**, 3191 (1997).
15. **M. Ozkan, T. Pisanic, J. Scheel, C. Barlow, S. Esener, S.N. Bhatia.** Langmuir, **19**, 1532 (2003).
16. **C. Lehane, H.S. Kwok.** Appl. Phys., **73**, 45 (2001).
17. **V.Yu. Balandin, R. Niedrig, O. Bostanjoglo.** J. Appl. Phys., **77**, 135 (1995).
18. **В.С. Майоров, М.П. Матросов.** Квантовая электроника, **16**, 806 (1989).
19. **F.K. Chung, P.S. Wei.** J. Heat Transfer, **121**, 451 (1999).
20. **P.S. Wei, F.K. Chung.** Metall. Mater. Trans., **31B**, 1387 (2000).
21. **Y.P. Lei, H. Murakawa, Y.W. Shi, X.Y. Li.** Comp. Materials Science, **21**, 276 (2001).
22. **Н.Н. Рыкалин, Ю.Л. Красулин.** ДАН СССР, **163**, 87 (1965).
23. **А.Н. Софонов.** Технологическое оборудование и материалы, **5**, 56 (1998).
24. **Г.Ф. Антонова, Г.Г. Гладуш А.Г. Красюков, Ф.К. Косырев, Н.Б. Родионов.** Теплофизика высоких температур, **38**, 501 (2000).
25. **М.Р. Акопян, Р.С. Акопян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 180 (2011).
26. **M.R. Nakobyan, R.B. Alaverdyan, R.S. Nakobyan, Yu.S. Chilingaryan.** Armenian J. Physics, **7**, 11 (2014).
27. **М.Р. Акопян, А.А. Кандевосян, Р.С. Акопян, Ю.С. Чилингарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 309 (2014).
28. **H. Masuda, A. Ebata, K. Teramae, N. Hishinuma.** Netsu Bussei, **7**, 227 (1993).
29. **S.U.S. Choi, J.A. Eastman.** Development and Application of Non-Newtonian Flows, D.A. Siginer, H.P. Wang, Eds., New York, 1995, pp. 99–108.
30. **K. Khanafer, K. Vafai, M. Lightstone.** Int. J. Heat Mass Transfer, **46**, 3639 (2003).
31. **N. Putra, W. Roetzel, S.K. Das.** Heat and Mass Transfer, **39**, 775 (2003).
32. **D. Wen, Y. Ding.** IEEE Transactions on Nanotechnology, **5**, 220 (2006).
33. **D. Wen, Y. Ding.** Int. J. Heat and Fluid Flow, **26**, 855 (2005).
34. **W. Yu, S.U.S. Choi.** J. Nanosci. Nanotechnol., **5**, 580 (2005).
35. **Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий.** Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. Москва, Наука, 1972.
36. **Р.С. Акопян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **23**, 95 (1988).
37. **Р.С. Акопян, М.Р. Акопян, Р.Б. Алавердян, Ю.С. Чилингарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 177 (2014).

ՏԱՐԱԾԱՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ  
ԿԼԱՆՄԱՄԲ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՅԻ  
ՋԵՐՄԱՄԱԶԱԿԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ ՆԱՆՈՂԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Դիտարկված է շերտի հարթությունում տարածապարբերական լուսային ալիքի կլանմամբ, մակերևութային լարվածության գործակցի ջերմաստիճանային կախվածությամբ պայմանավորված, մեկ ազատ մակերևութով նանոհեղուկի շերտում կանոնավոր կոնվեկցիայի ծագման խնդիրը: Որոշված են արագության և ջերմաստիճանի պրոֆիլները միջավայրի ծավալում: Ցույց է տրված, որ լուսային ալիքի նկատմամբ համակարգի արձագանքը առավելագույն է, միատեսակ այլ պայմանների առկայությամբ, երբ ինտենսիվության ինտերֆերման պատկերի պարբերությունը շերտի հաստության կրկնապատիկի կարգի է:

THERMOCAPILLARY MECHANISM OF CONVECTION IN NANOFUIDS  
DUE TO THE ABSORPTION OF SPATIALLY PERIODIC LASER RADIATION

M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

The problem of regular convection appearance in the layer of nanofluid with one free surface at the absorption of the spatially periodic light wave in the layer plane due to the temperature dependence of surface tension coefficient is considered. Profiles of velocity and temperature in the medium volume are calculated. It is shown that the response of system on the light wave impact has maximum, for the same other conditions, when period of interference pattern close to the twice layer thickness.