

УДК 535.2

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЕ ВОЛНЫ В ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ ЖИДКОСТЯХ

М.Р. АКОПЯН, Р.Б. АЛАВЕРДЯН, Ю.С. ЧИЛИНГАРЯН, Р.С. АКОПЯН*

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: rhakob@ysu.am

(Поступила в редакцию 20 ноября 2013 г.)

Приведены теоретические и экспериментальные результаты по возбуждению термокапиллярных поверхностных гидродинамических волн в жидкостях светом с бегущей пространственно-периодической структурой интенсивности. Фаза локального смещения капиллярных волн близка к фазе интерференционной картины, когда частота последней далека от нуля и от собственной частоты среды. При нулевой частоте эта разница фаз составляет $\pi/2$.

1. Введение

Конвективные движения в тонком горизонтальном слое изотропной жидкости, в поле силы тяжести, подогреваемой снизу, хорошо известны как конвекция Рэлея-Бенара, или гравитационная [1,2]. А потоки в горизонтальном слое жидкости со свободной поверхностью, вызванные поверхностным натяжением, известны как эффект Марангони, или термокапиллярный [3]. Изучение тепловых конвективных неустойчивостей в нематических жидких кристаллах (НЖК) привлекает внимание благодаря их уникальным свойствам. В частности, величины порогов соответствующих неустойчивостей резко отличаются от таковых в изотропных жидкостях, имеющих близкие средние характеристики [4]. Качественно новым по сравнению с изотропными жидкостями является то, что в механизме неустойчивости в НЖК преобладает поведение директора (единичного вектора в направлении преимущественной ориентации молекул). Важнейшим следствием этого является то, что стационарные конвекции возбуждаются в гомеотропной (молекулы изначально перпендикулярны подложкам) ячейке НЖК при ее нагревании сверху [5-7]. Более того, в отсутствие внешнего поля, возмущения ориентации релаксируют намного медленнее, чем тепловые возмущения.

В ряде работ авторы сообщают об изучении термокапиллярного механизма возбуждения гидродинамических движений лазерным лучом [8-10]. Возможность возбуждения регулярных конвективных движений в НЖК благодаря поглощению лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности впервые была предсказана еще в 1983 г. [11]. Было показа-

но, что гидродинамические потоки приводят к модуляции диэлектрической проницаемости НЖК. Вклад указанного механизма оптической нелинейности в явление самофокусировки света в НЖК впервые наблюдался в [12]. В этой работе НЖК ячейка была закрыта с обеих сторон так, что имел место только гравитационный механизм конвекции, индуцированной благодаря тепловому расширению жидкости. В работе [13] теоретически была рассмотрена задача возбуждения регулярных конвективных движений в изотропной жидкости с одной открытой поверхностью, когда она поглощала свет с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности на плоскости слоя.

Проблема гидродинамической неустойчивости диссипативных систем приобрела фундаментальный интерес после опубликования статьи Рюэля и Такенса [14]. Такие физические параметры гидродинамики жидкостей как число Прандтля Pr в конвективных движениях контролируют вторичные неустойчивости. В частности, при высоких числах Pr механизм неустойчивости ассоциируется со специальным направлением (направление гравитации, когда конвекция возбуждается подъемной силой) и порог неустойчивости обычно связан с размером L экспериментальной установки в том направлении, который фиксирует размер регулярных структур, возникающих выше порога. Грубо говоря, “характеристические отношения” (отношения между другими размерностями установки и размерностью L) дают число образующихся ячеек и, более или менее, число степеней свободы системы, которые легко могут возбудиться в нелинейном режиме выше порога [15]. Например, при ограниченной геометрии (малые характеристические отношения) малое количество степеней свободы может быть возбуждено и будет реализована картина Рюэля-Тakens. В этом случае переход к временному хаосу сопровождается бифуркацией Хопфа [15,16].

В этой связи жидкие кристаллы более привлекательны как сильно нелинейные среды. Здесь преобладающая нелинейность появляется благодаря факту, что директор НЖК может быть легко деформирован. С другой стороны, можно ожидать, что анизотропия нематиков будет играть решающую роль в управлении структурой и ориентацией конвективных картин полем невозмущенного директора. Таким образом, ориентационные граничные условия имеют важное значение. Вот почему симметрия регулярных структур ячейки с гомеотропными граничными условиями отличается от симметрии для ячейки с планарными условиями. В самом деле, несмотря на то, что гомеотропная ориентация показывает не богатый сценарий, тем не менее она отличается от планарного случая [17]. Общее между гомеотропным НЖК и изотропной жидкостью, нагреваемой снизу, это то, что они оба изотропны в горизонтальной плоскости.

В случае конвекции в жидкости со свободной поверхностью жидкие частицы могут по инерции выйти из плоскости верхней границы, тем самым, деформируя поверхность. В работе [18] было рассмотрено возмущение поверхности жидкости, возникающее при поглощении модулированного по времени оптического излучения, за счет теплового расширения, градиента поверхностного натяжения и пондеромоторных сил. Показано, что при небольших световых ин-

тенсивностях в эффекте доминирует вклад от градиента поверхностного натяжения. Однако проведенное в [18] рассмотрение, в частности, не предполагает возможности выбора оптимальных параметров для создания заданной структуры поверхностных возмущений. В недавней работе [19] было показано, что в случае, когда как на свободной, так и на твердой границах заданы жесткие условия, слой нематика никогда не будет нестабильным. А в работе [20] в рамках длинноволнового приближения была изучена динамика растекания капли НЖК. Пограничный слой, генерируемый неустойчивым градиентом давления вблизи плоской стенки, является прототипом пограничного слоя дна под поверхностными гравитационными волнами. Работа [21] посвящена анализу вихревых структур, которые появляются в таких пограничных слоях в случае солитонных волн. В работе [22] экспериментально исследованы структура и устойчивость термокапиллярного течения от сосредоточенного источника тепла, расположенного вблизи свободной поверхности жидкости, заполняющей глубокий бассейн. Показано, что при некоторой мощности источника тепла наблюдается колебательная неустойчивость, приводящая к образованию поверхностных волн. В работе [22] обсуждаются также возможные механизмы наблюдаемой неустойчивости.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы гравитационный и термокапиллярный механизмы возбуждения гидродинамических конвективных движений в изотропных и анизотропных жидкостях, обусловленные поглощением светового излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности. В случае, когда имеем бегущую картину световой интенсивности, наблюдаются поверхностные гидродинамические волны, скорость которых совпадает со скоростью распространения периодической структуры. Из полученных результатов следует, что значительные конвективные движения и капиллярные волны требуют весьма умеренных (легко достижимых) плотностей мощности интерферирующих световых пучков. Надо отметить, что использование световых полей позволяет плавно контролировать параметры гравитационных и капиллярных волн. Кроме того, лазерные пучки могут быть очень удобным инструментом не только для возбуждения поверхностных волн, но и для их регистрации.

2. Возбуждение поверхностных гидродинамических волн

Рассмотрим горизонтальный слой ($0 \leq z \leq L$) жидкости или жидкого кристалла с открытой поверхностью ($z = 0$). Слой находится в поле тяжести $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ и поглощает падающий на нее свет. Мы полагаем, что верхняя поверхность поглощает две плоские когерентные световые волны со смещенными частотами ω_1 и ω_2 . Интерференция этих волн приведет к образованию бегущей периодической картины. В присутствии слабого оптического поглощения объемное тепловыделение может быть представлено в виде $Q = \chi I_0(1 + 0.5\exp(ikx - i\omega t) + \text{к.с.})$. Здесь χ – коэффициент поглощения света ($\chi L \ll 1$), I_0 – интенсивность интерферирующих волн, $k = 2\pi|\sin\gamma_1 - \sin\gamma_2|/\lambda$ – волновой вектор неоднородной

части тепловыделения, γ_1 и γ_2 – углы падения света, λ – длина волны световых волн в вакууме, $\omega = \omega_1 - \omega_2$ и геометрия выбрана таким образом, чтобы интерференционные полосы были параллельны оси y . Бегущая картина интерференционных полос приведет к образованию распространяющегося объемного периодического тепловыделения. Последнее, в свою очередь, приведет к образованию регулярных конвективных роликовых структур с осями, параллельными интерференционным полосам и распространяющимся со скоростью ω/k перпендикулярно этим полосам. Важным фактором данного рассмотрения является то, что z -компонента скорости жидкости на свободной границе не равна нулю: $v_z(z=0) \neq 0$. Существование ненулевой скорости связано с тем, что поднимающиеся области жидкости по инерции выходят из плоскости $z=0$. Это и приводит к возникновению поверхностных гидродинамических волн с длиной волны $2\pi/k$ и скоростью распространения ω/k .

Мы предполагаем, что имеется симметрия тепловыделения по y -координате так, что везде $\partial/\partial y = 0$ и $v_y = 0$. Здесь $\mathbf{v}$ – скорость гидродинамического движения. Такие гидродинамические движения могут быть описаны уравнениями состояния, Навье-Стокса и теплопроводности для плотности ρ , гидродинамического давления p и температуры T . Представим эти величины следующим образом: $T = T_0 + T'$, $p = p_0 + p'$, $\rho = \rho_0(1 - \beta T')$, где T_0 , p_0 и ρ_0 – невозмущенные температура, давление ($p_0 = -\rho_0 g z + \text{const}$) и плотность, соответственно, а T' , p' – их возмущения, β – коэффициент объемного расширения жидкости. Запишем уравнения для возмущенных величин T' , p' , $\mathbf{v}$ в безразмерном виде. Поэтому выберем следующие единицы измерения: для расстояния – характерный линейный размер ячейки L , для времени – L^2/ν_1 , для скорости – r/L , для давления – $\rho_0 \nu_1 r/L^2$, для температуры – $\alpha L^2 I_0 / \rho_0 c_p r$, где r – коэффициент теплопроводности, $\nu_1 = \eta/\rho_0$ – кинематическая вязкость, η – коэффициент вязкости, c_p – удельная теплоемкость. Преобразуя эти величины через приведенные единицы измерения в безразмерные величины, получим уравнения тепловой конвекции для безразмерных возмущений в приближении Бусинеска:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{Pr} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= -\text{grad} p + \Delta \mathbf{v} + R T \mathbf{e}_z, \\ Pr \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T &= \Delta T + Q / (\alpha I_0), \\ \text{div} \mathbf{v} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Для простоты в дальнейшем опускаем штрихи у всех величин. Выше $Pr = \nu_1/r$ есть число Прандтля, $R = g\beta I_0(\alpha L)L^4/(\nu_1 \rho_0 c_p r^2)$ – число Рэлея для тепловых источников из-за поглощения света.

Сформулируем граничные условия для этих уравнений. Предположим, что на жесткой границе поддерживается температура T_0 и условие прилипания молекул таково, что при $z = -L$ имеем

$$v_z(x, z = -L) = 0, \quad \partial v_z(x, z) / \partial z \Big|_{z=-L} = 0, \quad T(x, z = -L) = 0. \quad (2)$$

Граничному условию при $z = 0$ для температуры T соответствует линейный теплоотвод по закону Био (просто полагаем, что теплоотвод отсутствует):

$$\partial T / \partial z \Big|_{z=0} = 0. \quad (3)$$

Для дальнейшего количественного теоретического рассмотрения задачи мы должны видоизменить граничное условие для z -компоненты скорости на верхней поверхности. Это можно сделать исходя из следующих соображений. Во-первых, возмущение поверхности приводит к возникновению Лапласовой силы $\sigma(\partial^2 \xi / \partial x^2)$, где $\xi(x, t)$ есть смещение поверхности от её невозмущённого положения $z = 0$, а σ есть коэффициент поверхностного натяжения. Эта сила уравнивается нормальной компонентой вязкой силы σ_{zz} . С другой стороны, тангенциальные вязкие силы уравниваются термокапиллярными силами. Последнее есть тангенциальная сила на единичной площади поверхности и равна $\mathbf{f} = \nabla \sigma$. Наконец, граничные условия на поверхности $z = 0$ имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= -p + 2\eta(\partial v_z / \partial z) = \sigma(\partial^2 \xi / \partial x^2), \\ \sigma_{xz} &= \sigma_{zx} = \eta(\partial v_x / \partial z + \partial v_z / \partial x) = \partial \sigma / \partial x, \quad \partial T / \partial z = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Учитывая, что $v_z(z = 0) = \partial \xi / \partial t$, решение уравнения (1) в линеаризованном приближении имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} v_{x,z} &= V_{x,z}(z) \exp(ikx - i\omega t) + \text{c.c.}, \\ p &= P(z) \exp(ikx - i\omega t) - \rho_0 g z + \text{c.c.}, \\ T &= \Theta(z) \exp(ikx - i\omega t) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (5)$$

После некоторых математических вычислений и преобразований окончательно получим следующие выражения для амплитуд распределения температуры и капиллярных гидродинамических волн:

$$\Theta(z = 0) = \chi I_0 / \rho c_p (rk^2 - i\omega), \quad (6)$$

$$\xi = -i \frac{\sigma'}{4\eta} \omega \frac{\Theta(z = 0)}{gk + \sigma_0 k^3 / \rho - 2iv_1 k^2 \omega} \exp(ikx - i\omega t) + \text{c.c.} \quad (7)$$

Для численных оценок выберем следующие параметры для жидкости и ЖК: $\rho_0 = 1.042 \text{ г/см}^3$, $\eta = 1.25 \text{ Пуаз}$, $r = 10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$, $\beta = 5.3 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, $\chi = 50 \text{ см}^{-1}$, $L = 1 \text{ мм}$, $\rho c_p = 1 \text{ Дж/см}^3\text{К}$, $\sigma_1 = 10^{-2} \text{ дин/смК}$. Тогда для числа Рэлея получаем $R = 5086$. Кроме того, мы полагаем, что $\sigma_0 = 10 \text{ дин/см}$ в области оптических частот ($k \sim 10^2 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$). Тогда получаем следующее соотношение: $\sigma_0 k^3 / \rho \sim 10^8 \div 10^{17}$. С другой стороны, чтобы иметь состоявшиеся поверхностные волны, необходимо чтобы картины полос распространялись медленнее, чем установление температуры и гидродинамической скорости, т.е. $\omega \ll rk^2 \ll (\eta / \rho_0) k^2$. Учитывая это условие, выражение (7) перепишем в следующем виде:

$$\xi(x, t) = \frac{\sigma' \omega \chi I_0}{2 \eta \sigma_0 c_p r k^5} \sin(kx - \omega t). \quad (8)$$

Из этого выражения непосредственно следует, что для получения поверхностных волн с амплитудой $\xi = 1$ мкм необходима довольно умеренная интенсивность излучения $I_0 = 11.7$ Вт/см². В этом случае максимальный нагрев системы будет $6.5 \cdot 10^3$ °С, что обусловлено нулевым теплоотводом. Если учесть теплоотвод свободной поверхности, то в уравнении (6) появится множитель $1/(1 + b/(rkpc_p))$ и нагрев среды будет на два порядка меньше (в зависимости от числа Био). Ситуация ещё более благоприятная в инфракрасной области лазерного излучения (с длиной волны $\lambda \sim 1$ мкм), где можно достигнуть $k \sim 10$ см⁻¹. Тогда интенсивности, необходимые для получения капиллярных волн той же амплитуды, будут порядка 10 Вт/см². В этом случае $\Theta(z = 0) \sim 50$ °С даже без теплоотвода.

Таким образом, рассмотрение полубесконечной поглощающей жидкости позволяет получить простое аналитическое решение в виде поверхностных гидродинамических волн, благодаря термокапиллярному возмущению свободной поверхности жидкости.

3. Наблюдение поверхностных гидродинамических волн

Поскольку слой жидкости открыт на воздух со стороны верхней поверхности, то последняя деформируется во время конвективных движений (поскольку z-компонента скорости не обнуляется на свободной поверхности). Если интерферирующие световые пучки имеют смещённые частоты или маска периодического поглощения движется со скоростью $w = \omega/k$, то мы имеем бегущую картину распределения интенсивности. Тогда, в результате конвективных движений и деформаций поверхности, наблюдаются гравитационные и термокапиллярные волны, возбуждаемые светом. Для изучения поверхностных деформаций в слое жидкости мы использовали экспериментальную установку показанную на рис.1.

Как известно, большинство оптических поверхностей контролируется через пробные стёкла. Однако, в этом методе предполагается использование непосредственного контакта с картиной и исследуемой поверхностью, что в нашем случае неприемлемо. Чтобы экспериментально изучать деформации поверхности, мы сконструировали лазерный интерферометр типа Физо [23]. На рис.1 показан такой интерферометр для наблюдения равных толщин в воздушном пространстве между поверхностями жидкости 1 и подложки 2. Диафрагма 3 с переменной шириной, расположенная в фокальной плоскости объектива 4, облучалась монохроматичным излучением He-Ne лазера ($\lambda \approx 0.63$ мкм). Лучи, проходящие через диафрагму и делитель света 5, падали на объектив 6, который формировал параллельный пучок лучей, падающий на клинообразную пластину 2 и на поверхность жидкости или НЖК 1.

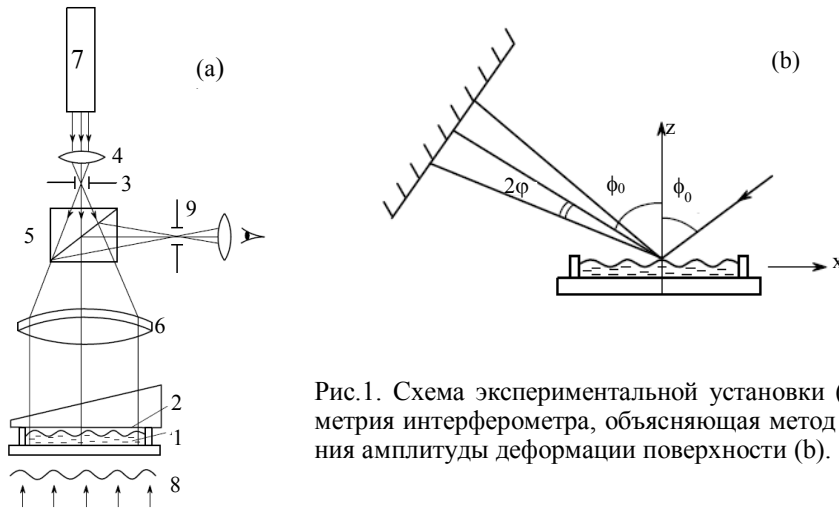


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а). Геометрия интерферометра, объясняющая метод измерения амплитуды деформации поверхности (б).

Отражённые от поверхностей жидкости и пластинки пучки образуют интерференционную картину полос, которая отображает рельеф исследуемой поверхности в данный момент. Клинообразность используемой пластинки необходима для отделения пучков, отражённых от верхней неработающей поверхности, которые, проходя через внешний объектив 7, могут снизить контраст интерференционных картин. Соотношение между деформацией поверхности ξ и разности оптического пути Δ даётся выражением $\Delta = 2\xi \cos \alpha_0 + \lambda/2$, где α_0 есть угол падения. При $\alpha_0 \approx 0$ получаем $\xi = m\lambda/2 + \lambda/4$, где m есть максимальный порядок интерференции в области одного периода распределения интенсивности возбуждающего света. Термокапиллярные волны на поверхности жидкости исследовались также с помощью узкого (~ 0.1 мм) пучка от He-Ne лазера, отражённого от поверхности жидкости. Геометрия эксперимента, которая объясняет методику измерения амплитуды деформаций поверхности, показан на рис.1(б).

Предполагаем, что на свободной поверхности жидкости распространяется синусоидальная волна. Тогда деформация поверхности может быть представлена в виде

$$z = \xi \sin((2\pi/\Lambda)x - \omega t), \quad (9)$$

где Λ есть длина этих волн, а ω – циклическая частота. В этом случае максимальное отклонение отражённых пучков от невозмущённого направления (угол 2φ) связано с амплитудой ξ волн с помощью формулы

$$\xi = \varphi \Lambda / 2\pi. \quad (10)$$

В эксперименте при облучении образца излучением с пространственно-периодическим распределением интенсивности, в поле зрения интерферометра возникала интерференционная картина в виде полос равной толщины в направлении, перпендикулярном волновому вектору решетки. Эти полосы свидетельствуют о том, что поверхность жидкости деформировалась. На поверхности жидкости возникали углубления, соответствующие максимуму интенсивности

возбуждающего излучения, и возвышения, соответствующие минимуму в распределении интенсивности возбуждающего излучения. Интенсивность в максимуме распределения возбуждающего излучения $I_m \approx 8 \text{ Вт/см}^2$. Наблюдения показали, что максимумам в распределении интенсивности возбуждающего излучения соответствовали минимумы, т.е. в освещаемых участках поверхности возникали углубления. Как показывает эксперимент, амплитуда возмущения поверхности ξ в пределах точности эксперимента приблизительно линейно зависит от интенсивности в области $2 \leq I_m \leq 8 \text{ Вт/см}^2$ (рис.2), в соответствии с теоретическим расчётом.

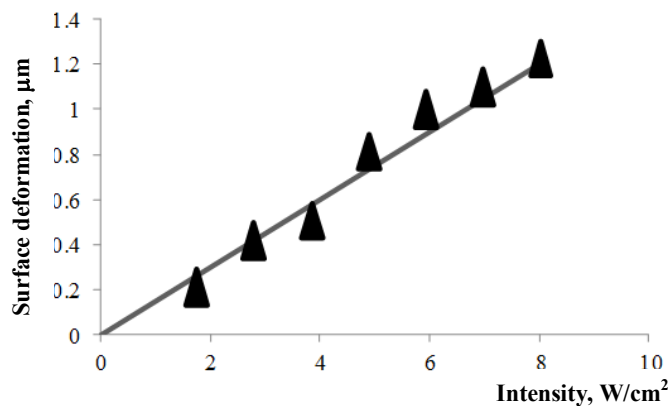


Рис.2. Зависимость амплитуды поверхностной деформации от интенсивности излучения.

В эксперименте, когда периодическая структура распределения интенсивности приводилась в движение в направлении волнового вектора решетки (в направлении оси x), на поверхности жидкости возникала поверхностная волна, которая распространялась в направлении движения решетки. Скорость этих волн соответствовала скорости движения решетки при не очень больших значениях последней $w \leq 10 \text{ мм/с}$. При постоянной интенсивности падающего излучения амплитуда этой волны зависела от толщины слоя и скорости движения решетки. На рис.3а приведена зависимость амплитуды поверхностной волны от толщины слоя жидкости. Характерной особенностью этой зависимости является наличие оптимальной толщины (толщина слоя жидкости L , при которой зависимость $\xi(L)$ имеет максимум). При увеличении толщины слоя амплитуда термокапиллярных волн уменьшается, что свидетельствует о том, что в конвекции доминирующим становится вклад от гравитационного механизма (конвекция Рэлея-Бенара). Уменьшение амплитуды капиллярных волн при уменьшении толщины слоя ($L \leq 0,1 \text{ мм}$), по-видимому, связано с взаимодействием «поверхностных» молекул жидкости с твердой подложкой. Физика поведения $\xi(L)$ при малых L полностью еще не понятна и требует дополнительных экспериментов. В частности, значительное продвижение в этом отношении могут дать эксперименты с разными твердыми подложками.

На рис. 3б представлена зависимость амплитуды термокапиллярных волн от скорости движения решетки (от скорости термокапиллярной волны) при постоянной интенсивности возбуждающего излучения I_m . Видно, что при не очень больших скоростях движения решетки $w \leq 4$ мм/с амплитуда капиллярных волн слабо зависит от скорости. При больших скоростях движения решетки ($w \geq 5$ мм/с) увеличение скорости приводит к уменьшению амплитуды капиллярных волн. Скорость, при которой амплитуда капиллярных волн уменьшается в два раза, зависит от интенсивности возбуждающего излучения (см. рис.4).

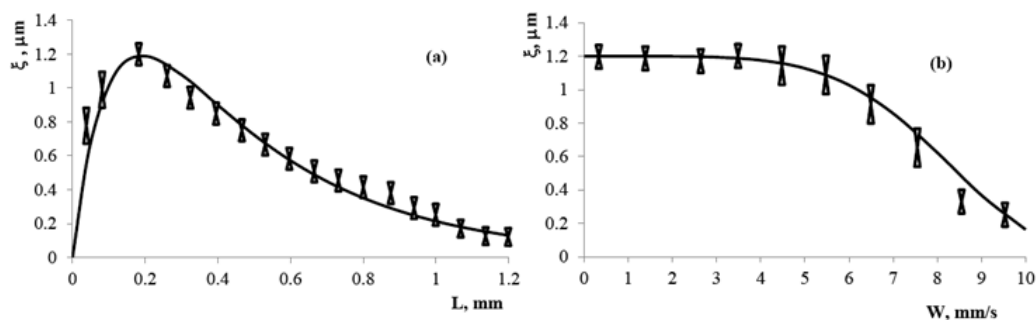


Рис.3. (а) Зависимость амплитуды термокапиллярных волн от толщины слоя при $w \approx 0.1$ мм/с и $I_0 \approx 8$ Вт/см². (б) Зависимость амплитуды термокапиллярных волн от скорости маски при $I_0 \approx 8$ Вт/см² и $L = 0.2$ мм.

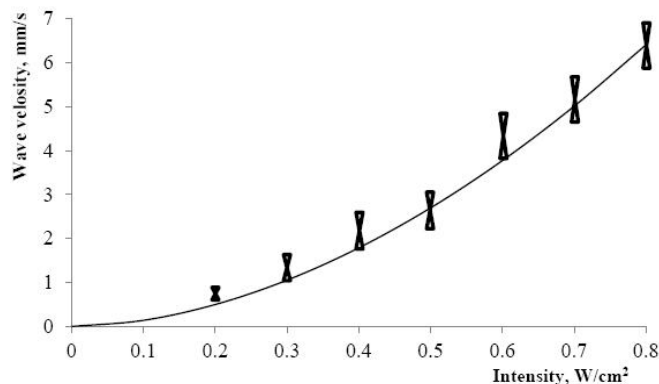


Рис.4. Зависимость скорости решётки от интенсивности возбуждающего излучения, когда амплитуда поверхностных волн уменьшается в два раза.

4. Заключение

Таким образом, нами теоретически и экспериментально показана возможность возбуждения поверхностных гидродинамических волн в изотропных жидкостях и ЖК световым излучением с бегущей пространственно-периодической структурой интенсивности. Описанный метод позволяет нам легко кон-

тролировать длину, частоту и амплитуду этих волн такими внешними параметрами как сдвиг частоты, интенсивность и углы падения световых пучков. Наличие нескольких параметров контроля даёт возможность реализации различных режимов возбуждения гидродинамических волн, сопровождающихся бифуркационными и гистерезисными явлениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Benard.** Rev. Gen. Sci. Pure Appl., **11**, 1261 (1900); Ann. Chem. Phys. **23**, 62 (1901).
2. **E.L. Koschmieder.** Adv. Chem. Phys. **26**, 177 (1974); **C. Normand, Y. Pomeau, M.G. Velarde.** Rev. of Mod. Phys. **49**, 581 (1977); **G. Nicolis, G. Dewel, J.W. Turner.** Order and Fluctuations in Equilibrium and nonequilibrium Statistical Mechanics, XVII th International Solvay Conference. Wiley, New York, 1981, p. 168; **H.L. Swinney, J.P. Gollub.** Hydrodynamic Instabilities and the Transition to turbulence. Springer, Berlin, 1981, p. 97; **W.R. Peltier.** Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics, vol. 4: Mantle Convection, Plate Tectonics, and Global Dynamics. Gordon and Breach, New York, 1989.
3. **J.J. Bikerman.** Surface Chemistry, 2nd ed.. Academic Press, New York, 1958; **J.R.A. Pearson.** J. Fluid Mech. **4**, 489 (1958); **6**, 514 (1959); **L.E. Scriven, C.V. Sterling.** J. Fluid Mech. **19**, 321 (1964).
4. **E. Dubois-Violette, G. Durand, E. Guyon, P. Manneville, P. Pieranski,** in Solid State Physics, ed. by **L. Liebert**, Academic, New York, 1978, Suppl. 14; **P.J. Barratt.** Liq. Cryst. **4**, 223 (1989); **L. Kramer, W. Pesch.** Annu. Rev. Fluid Mech. **27**, 515 (1995); **G. Ahlers.** Pattern Formation in Liquid Crystals, ed. **L. Kramer, A. Buka.** Springer, Berlin, 1996.
5. **E. Dubois-Violette, M. Gabay.** J. Physique, **43**, 1305 (1982).
6. **J. Salan, E. Guyon.** J. Fluid Mech. **126**, 13 (1983).
7. **L. Thomas, W. Pesch, G. Ahlers.** Phys. Rev. E, **58**, 5885 (1998).
8. **A.A. Bugaev, V.A. Lukoshin, V.A. Urpin, D.G. Yakovlev.** Sov. Phys. Tech. Phys., **33**, 550 (1988).
9. **S.A. Viznyuk, A.T. Sukhodol'skii.** Sov. Phys. Tech. Phys., **33**, 609 (1988).
10. **V.Yu. Bazhenov, M.V. Vasnetsov, M.S. Soskin, V.B. Taranenko.** JETP Lett., **49**, 376 (1989).
11. **R.S. Akopyan, B.Ya. Zel'dovich.** Sov. Tech. Phys. Lett. **9**, 516 (1983).
12. **V.E. Drnoyan, T.V. Galstyan, R.B. Alaverdyan, S.M. Arakelyan, Yu. S. Chilingaryan.** JETP, **103**, 1270 (1993).
13. **R.S. Akopyan, B.Ya. Zel'dovich.** Mekh. zhidk. gaza, **5**, 47 (1985).
14. **D. Ruelle, F. Takens.** Commun. Math. Phys., **20**, 167 (1971); **23**, 343 (1971).
15. **H. Lekkerkerker.** J. Phys. (France) Lett. **38**, 277 (1977); J. Phys. (Paris), Colloq. **40**, 13 (1979).
16. **L. Thomas, W. Pesch, G. Ahlers.** Phys. Rev. E, **58**, 5885 (1998).
17. **D.E. Lucchetta, N. Scaramuzza, G. Strangi, C. Versace.** Phys. Rev. E, **60**, 610 (1999).
18. **A.A. Kolomenskii.** Sov. J. Quantum Electron. **19**, 365 (1989).
19. **T.-S. Lin, L.J. Cummings, et al.** (2013) <http://arxiv.org/abs/1301.4110>.
20. **T.-S. Lin, L. Kondic, U. Thiele, L.J. Cummings.** Journal of Fluid Mechanics, **729**, 214 (2013).
21. **P. Scandura.** Journal of Fluid Mechanics, **728**, 340 (2013).
22. **A.I. Misyov.** Prikl. mekhanika i tekhn. fizika, **45** (4) 36 (2004).
23. **M. Born, E. Wolf.** Principles of Optics. New York, Pergamon Press, 1959.

ԼԱԶԵՐՈՎ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ԶԵՐՄԱՄԱԶԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐ
ԻԶՈՏՐՈՊ ԵՎ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

Մ.Ռ.ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Բ.ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, ՅՈՒ.Ս.ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ, Ռ.Ս.ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Ներկայացված են տեսական և փորձարարական արդյունքներ հեղուկներում վազող տարածապարբերական կառուցվածքով ինտենսիվությամբ լույսով մակածված մակերեվույթային ջերմամագական հիդրոդինամիկ ալիքների վերաբերյալ: Մագական ալիքների տեղային շեղման փուլը մոտ է ինտերֆերենցիոն պատկերի փուլին, երբ վերջինիս հաճախությունը հեռու է զրոյից ու միջավայրի սեփական հաճախությունից: Զրոյական հաճախության դեպքում այդ փուլերի տարբերությունը կազմում է $\pi/2$:

LASER-INDUCED THERMOCAPILLARY WAVES
IN ISOTROPIC AND ANISOTROPIC LIQUIDS

M.R. HAKOBYAN, R.B. ALAVERDYAN, Yu.S. CHILINGARYAN, R.S. HAKOBYAN

Theoretical and experimental results on thermocapillary hydrodynamic surface waves induced in liquids by traveling spatially periodical distribution of light intensity are presented. The phase of local elevation in capillary waves is close to the phase of interference pattern when the frequency is far from zero and from the eigen frequency of free capillary waves. This phase difference is exactly $\pi/2$ for zero frequency.