

Возбуждение конвективных движений и поверхностных гидродинамических волн солитонного типа в жидких кристаллах лазерным излучением с гауссовым поперечным профилем

Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, А.Г.Аракелян, С.Ц.Нерсисян, Ю.С.Чилингарян

Экспериментально продемонстрирована возможность возбуждения конвективных движений с тороидальной симметрией в неориентированной жидкокристаллической ячейке с открытой поверхностью, локально нагреваемой гауссовым лазерным пучком. Возмущение свободной поверхности жидкого кристалла и гидродинамическое конвективное движение обусловлены тепловыми градиентами. Показано, что в области конвекции возникает радиальное распределение директора нематического жидкого кристалла. При определённых условиях эксперимента на свободной поверхности нематического жидкого кристалла наблюдаются гидродинамические ориентационные волны солитонного типа. Экспериментально установлено, что скорость этих волн определяется исключительно параметрами жидкого кристалла и не зависит от мощности падающего лазерного излучения.

Ключевые слова: лазерное воздействие, конвекция, неустойчивость, жидкие кристаллы.

1. Введение

В последнее время значительное внимание привлекают процессы развития в жидкостях неустойчивостей потоков, возникающих при нагреве лазерным пучком. В частности, в работах [1, 2] поглощающая жидкость помещалась в плоский сосуд, а нагрев осуществлялся направленным снизу сфокусированным излучением аргонового лазера. Появление ячеистых структур объяснено неустойчивостью капиллярных волн в неоднородно прогретой по глубине жидкой пленке.

В классической работе Бенара [3] по изучению конвективной неустойчивости на нижней плоскости образца жидкости поддерживалась постоянная температура, в то время как верхняя поверхность находилась в свободном контакте с окружающим воздухом. Бенар обнаружил, что в области нагрева, вблизи точек поднимающегося потока жидкости, уровень поверхности понижается. Тем не менее позднее другие авторы [4] наблюдали противоположную структуру (т.е. подъем нагретых областей), когда в одних и тех же условиях эксперимента менялся материал образца. В работе [5] вогнутость поверхности объясняется конкуренцией между потоками, обусловленными поверхностным натяжением и выталкивающей силой, и превалирование одного или другого механизма может быть критически связано с глубиной сосуда.

Наиболее характерными проявлениями действия мощного лазерного излучения на вещество являются возмущение поверхности и создание рельефа, повышенное внимание к которым обусловлено технологической перспективностью их применения. Рельефы возбуждаются на различных материалах при воздействии излучения с разными частотами и длительностями. Образование структур

происходит из-за развития неустойчивости капиллярных или гравитационных волн в неоднородном интерференционном поле излучения. Наличие сильной корреляции параметров структур с характеристиками лазерного излучения позволяет говорить о них как о лазерно-индуцированных гравикапиллярных волнах.

В [6–8] представлены экспериментальные данные по генерации ячеистых и филаментных (нитевидных) структур. При этом на периферии ячеистых структур формируются обширные области мелкомасштабных структур. На основании этого было сделано предположение, что существенную роль в образовании структур могли играть различные гидродинамические неустойчивости, развивающиеся в расплавленной пленке кремния после воздействия лазерного импульса. В работе [9] сообщается о новом классе электромагнитно управляемых неустойчивостей поверхности раздела двух жидкостей. Возмущение поверхности обусловлено лучевым давлением непрерывного лазера.

В настоящее время существует огромное число работ, посвященных исследованию конвекции в слое жидкости, нагреваемой снизу (см., напр., монографии [10–12], а также статьи [13–15]). Применение лазерного излучения дает возможность не только создавать объемное тепловыделение практически с любым желаемым пространственным распределением, но и свободно управлять параметрами такого распределения. Так, впервые экспериментально была показана возможность термокапиллярного возбуждения гидродинамических движений лазерным пучком [1, 16, 17]. А задолго до этого [18] была предсказана возможность возбуждения регулярных конвективных движений в нематическом жидком кристалле (НЖК) благодаря поглощению лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности. Было показано также, что гидродинамические движения приводят к переориентации директора и, тем самым, к модуляции диэлектрической проницаемости НЖК.

Точная теория сильной ориентационно-конвективно-тепловой нелинейности, предсказанной в [18], дана в [19].

Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, А.Г.Аракелян, С.Ц.Нерсисян, Ю.С.Чилингарян. Ереванский государственный университет, физический факультет, Армения, 375049 Ереван, ул. Ал.Манукян, 1

Поступила в редакцию 28 мая 2003 г., после доработки – 26 августа 2003 г.

Влияние вклада указанного механизма оптической нелинейности в самофокусировку света в НЖК впервые наблюдалось в работе [20], где использовалась НЖК-ячейка, закрытая с обеих сторон. В этих условиях конвекция обусловлена только гравитационным механизмом. В работе [21] теоретически 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. Конвекция возникала благодаря зависимости коэффициента поверхностного натяжения жидкости от температуры (термокапиллярный механизм Марангони).

В работе [22] теоретически исследовалась принудительная конвекция и светогидродинамическая переориентация молекул НЖК с одной свободной поверхностью. Обсуждалась конкуренция между гравитационным и термокапиллярным механизмами и были выяснены условия, при которых тот или иной механизм даёт существенный вклад в возникновение конвективных движений. Экспериментальному наблюдению и теоретическому исследованию гравитационного и термокапиллярного механизмов возбуждения в изотропных и анизотропных жидкостях гидродинамических конвекций, обусловленных поглощением светового излучения с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности, посвящена работа [23]. В случае, когда создавалась бегущая периодическая структура распределения интенсивности, наблюдались поверхностные гидродинамические волны со скоростью распространения, совпадающей со скоростью перемещения этой структуры. Исследовалась стабильность конвективных ячеек и поверхностных гидродинамических волн.

В отличие от изотропной жидкости в НЖК механизм неустойчивости определяется в основном поведением директора, задающего направление преимущественной ориентации молекул. Следствием этого является то, что стационарная конвекция происходит в гомеотропно-ориентированном (молекулы ориентированы перпендикулярно подложкам ячейки) НЖК при его нагревании сверху [24].

В настоящей работе мы экспериментально исследовали возбуждение гидродинамических конвекций в неориентированном слое НЖК с открытой (сообщающейся с воздухом) поверхностью, обусловленных поглощением лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности. Тепловые градиенты, возникающие в результате локального нагрева, привели к возмущению поверхности и тороидальному конвективному движению, что в свою очередь привело к тороидальному распределению директора НЖК. При определённых условиях эксперимента на свободной поверхности НЖК наблюдались гидродинамические ориентационные волны солитонного типа.

2. Экспериментальные результаты

В эксперименте использовались горизонтально установленные ячейки с НЖК 5ЦБ (рис.1). Верхняя граница ячеек была открытой и сообщалась с воздухом. Температура ячейки поддерживалась постоянной (293 ± 0.3 К) с помощью термостата. Ячейки были установлены между скрещенными поляризаторами и освещены снизу нормально падающим лазерным пучком с гауссовым рас-

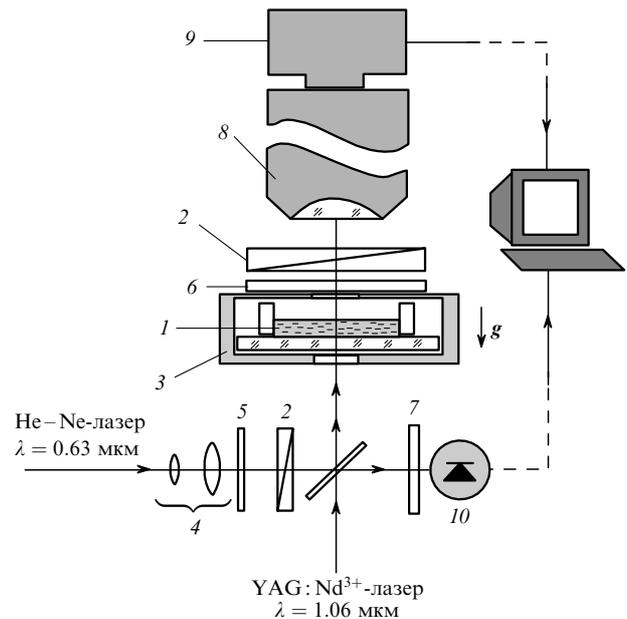


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – ячейка с жидким кристаллом; 2 – поляризаторы; 3 – термостат; 4 – телескопический расширитель лазерного пучка; 5 – четвертьволновая пластинка; 6, 7 – светофильтры; 8 – микроскоп типа МБС-2; 9 – CCD-камера; 10 – фотоприёмник.

пределением интенсивности. Использовался непрерывный YAG:Nd³⁺-лазер с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и шириной пучка на входе в ячейку 1.7 ± 0.1 мм на полувысоте распределения интенсивности. Ячейки также освещались снизу линейно поляризованным расширенным пучком He-Ne-лазера ($\lambda = 0.63$ мкм) с малой мощностью (~ 3 мВт).

Гидродинамические движения НЖК наблюдались через усовершенствованный микроскоп типа МБС-2, снабженный CCD-камерой, на дисплее персонального компьютера. Визуализация этих движений проводилась путем добавки в НЖК алюминиевого порошка (размеры частиц составляли $\sim 2 - 3$ мкм) с весовой концентрацией $\sim 10^{-3}$ %. Оптическое поглощение данного комплекса $\alpha \approx 10$ см⁻¹ на $\lambda = 1.06$ мкм. Скорость гидродинамических движений НЖК определялась как скорость движения частиц порошка.

В эксперименте при облучении образца лазерным излучением с гауссовым распределением интенсивности возникали гидродинамические движения, отчетливо наблюдаемые с помощью микроскопа на дисплее персонального компьютера. Эти движения при определенных условиях эксперимента (в зависимости от интенсивности падающего излучения и толщины слоя НЖК) формировали тороидальную структуру конвективных движений. Тороидальные конвективные движения приводили к тороидальному распределению директора НЖК, что хорошо было видно в поляризационном микроскопе. Среднее по толщине слоя направление директора НЖК и его распределение в плоскости ячейки качественно определялись поляризационным методом с помощью зондирующего излучения He-Ne-лазера.

На рис.2 представлена временная эволюция тороидальной конвекции при толщине ячейки $L \approx 1.15$ мм и мощности падающего излучения $P \approx 2.31$ Вт. Снимки сделаны через каждые 2 с после включения возбуждающего лазерного излучения. При этом наблюдалась

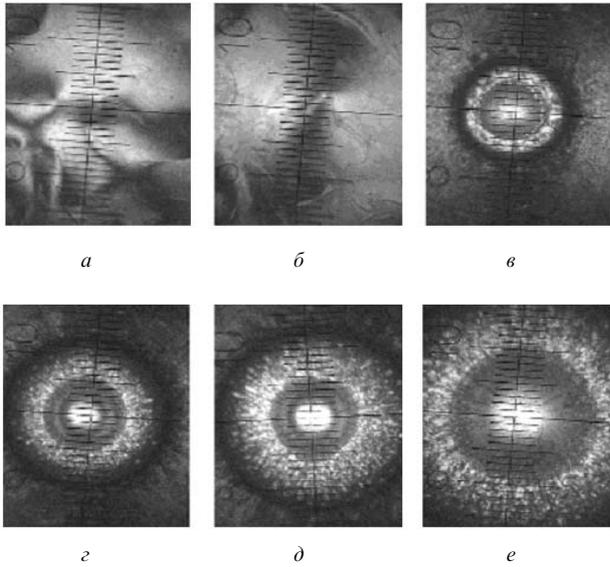


Рис.2. Временная эволюция тороидальной конвекции при толщине слоя НЖК $L \approx 1.15$ мм и мощности падающего излучения $P \approx 2.31$ Вт. Снимки сделаны через каждые 2 с после включения возбуждающего лазерного излучения.

следующая картина развития конвективных движений НЖК: сначала возникала термокапиллярная поверхностная волна (рис.2,*a*), которая бежала по поверхности НЖК (об этом мы будем говорить в разд.3), затем появлялся «зародыш» тороидального конвективного движения (рис.2,*б*), размеры которого увеличивались со временем до определенных значений, зависящих от толщины слоя НЖК и мощности падающего излучения (рис.2,*в–е*). При этом на границе, отделяющей область гидродинамических движений от остального слоя НЖК, образовывалась гидродинамическая волна переключения (чёрное кольцо на рис.2,*в–д*). Её скорость совпадала со скоростью роста радиуса области тороидальной конвекции.

На рис.3 приведена зависимость максимальной радиальной скорости тороидальной волны переключения V_r^{\max} от мощности падающего лазерного излучения при разных толщинах слоя НЖК L . Видно, что V_r^{\max} монотонно возрастает с ростом мощности падающего излучения при сравнительно больших L (~ 1.3 мм). Эта монотонность нарушается при малых L (не более 1.1 мм), что, по-видимому, обусловлено резким уменьшением тол-

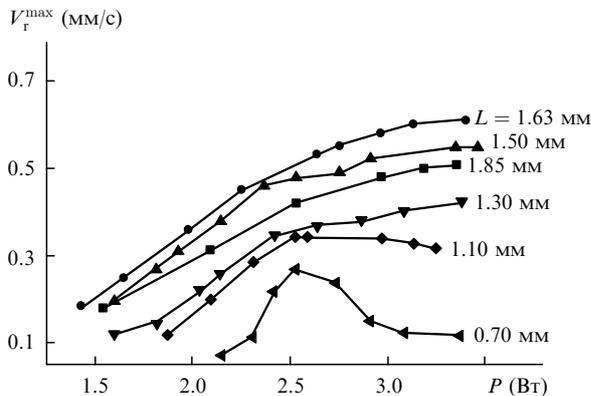


Рис.3. Зависимости радиальной скорости тороидальной волны переключения от мощности падающего лазерного излучения при различных толщинах слоя НЖК.

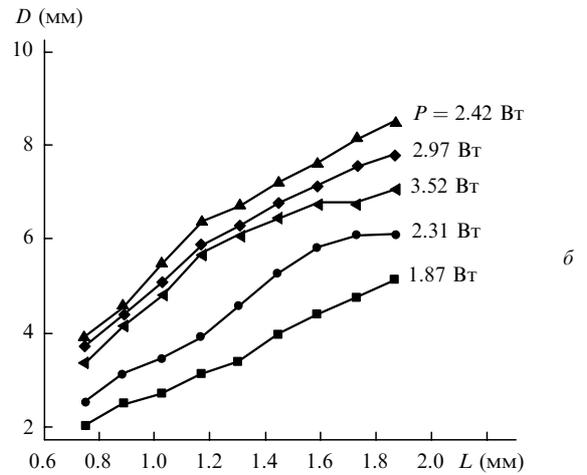
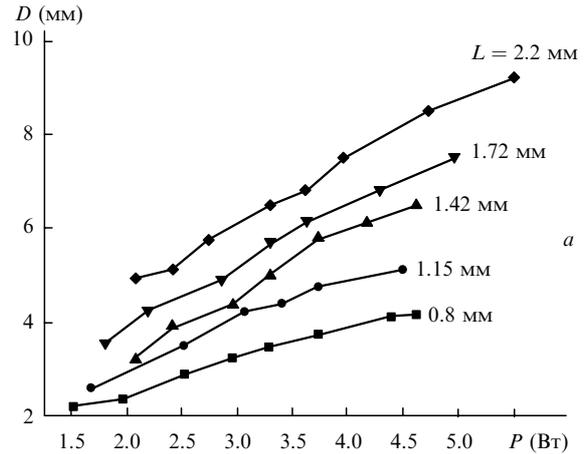


Рис.4. Зависимости диаметра установившегося конвективного тороида от мощности падающего излучения при различных толщинах слоя НЖК (*a*) и от толщины слоя НЖК при различных мощностях падающего излучения (*б*).

щины слоя НЖК в центре падающего лазерного пучка из-за температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения. Специально поставленные тестовые эксперименты подтверждают сделанное предположение.

Через некоторое время ($\tau \sim 20 - 30$ с) после включения падающего лазерного излучения устанавливается стационарный режим тороидальной конвекции НЖК с резкими и определенными, при данных толщине слоя НЖК и мощности падающего излучения, границами. На рис.4,*a,б* приведены зависимости диаметра установившегося конвективного тороида D от мощности падающего излучения и толщины слоя НЖК.

В эксперименте измерялось также среднее по времени максимальное значение проекции на горизонтальную плоскость скорости конвективных движений W_r^{\max} . На рис.5 представлены зависимости W_r^{\max} от мощности падающего излучения P при разных толщинах слоя НЖК. При малых L (не более 0.7 мм) монотонность этих зависимостей нарушается, что по указанной выше причине, по-видимому, обусловлено уменьшением толщины слоя НЖК при $P \geq 2.8$ Вт. Определённую роль здесь может играть и взаимодействие «поверхностных» молекул НЖК с твёрдой подложкой. Причина такого поведения зависимости $W_r^{\max}(L)$ при малых L в настоящее время полностью ещё не понятна и требует дополнительных экспериментов. В частности, значительное продвижение в этом

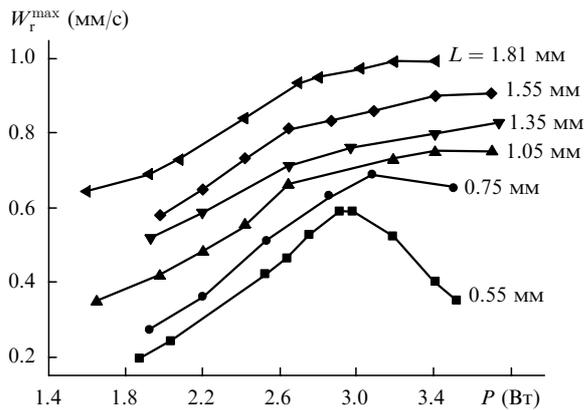


Рис.5. Зависимости среднего по времени максимального значения проекции скорости конвективных движений от мощности падающего излучения при разных толщинах слоя НЖК.

направлении могут дать эксперименты с разными твёрдыми подложками.

3. Наблюдение поверхностных солитоноподобных гидродинамических волн

В нашем эксперименте верхняя граница НЖК является открытой. Поэтому при облучении образца излучением YAG: Nd³⁺-лазера поверхность НЖК деформируется, во-первых, из-за температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения, а во-вторых, из-за того, что при конвективных движениях вертикальная компонента скорости не равна нулю на свободной поверхности (см. также [19]). Для экспериментального исследования возмущения поверхности НЖК бесконтактным методом был собран лазерный интерферометр типа интерферометра Физо. Методика исследования подробно описана в нашей работе [23].

При воздействии на образец излучения YAG: Nd³⁺-лазера с гауссовым поперечным распределением интенсивности в поле зрения интерферометра возникла интерференционная картина в виде концентрических колец равной толщины с центром, совпадающим с максимумом интенсивности падающего лазерного излучения. В эксперименте происходила сложная деформация свободной поверхности НЖК. В начальный момент после включения возбуждающего лазерного излучения за время ~1–2 с образовывалось углубление, соответствующее максимуму распределения интенсивности. Однако в центре этого углубления появлялось возвышение и практически одновременно наблюдалось формирование «зародыша» тороидальной конвекции. Максимальное углубление при мощности падающего излучения ~3 Вт до появления «зародыша» составило ~10 мкм.

Одновременно с деформацией поверхности НЖК возникла поверхностная ориентационная волна (кольцо с увеличивающимся радиусом и радиальным распределением директора НЖК), которая достаточно быстро (за время ~0.3–0.5 с, зависящее от мощности падающего лазерного излучения) отделялась от области неравномерно нагретой лазерным излучением жидкости. На рис.6,а приведена зависимость радиуса поверхностной волны от времени при толщине слоя НЖК $L \approx 1.5$ мм и различных мощностях возбуждающего лазерного излучения. Видно, что радиус поверхностной волны меняется линейно со временем при больших радиусах, т.е. вне

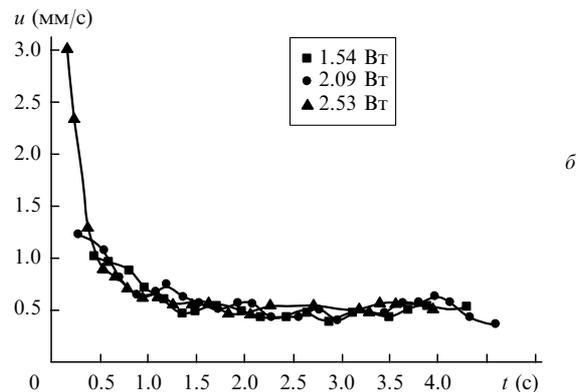
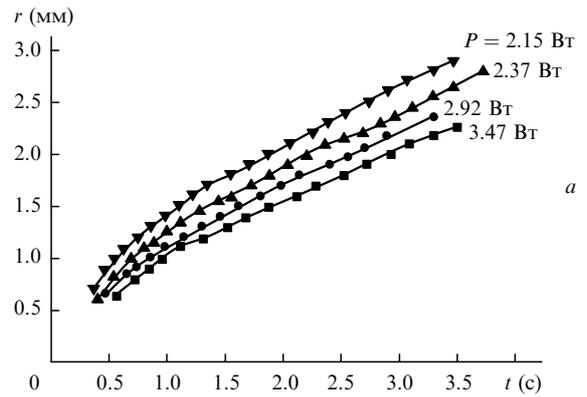


Рис.6. Временные зависимости радиуса (а) и скорости (б) поверхностной волны при толщине слоя НЖК $L \approx 1.5$ мм.

области неравномерно нагретой поверхности НЖК. Эта линейность нарушается при малых радиусах (т.е. в начальный момент после включения лазерного излучения), что, по нашему мнению, обусловлено процессами образования поверхностной волны. Как показывают наши исследования, через ~0.5–1 с скорость поверхностной волны (от радиуса) и мощности падающего лазерного излучения и определяется исключительно параметрами НЖК. Всё это позволяет говорить о солитоноподобном характере наблюдаемой нами поверхностной ориентационной волны директора НЖК.

4. Обсуждение и выводы

Таким образом, в настоящей работе экспериментально продемонстрирована возможность возбуждения тороидальных конвективных движений и поверхностных ориентационных солитоноподобных волн директора НЖК. Эти эффекты индуцированы лазерным излучением с гауссовым поперечным распределением интенсивности. Физика наблюдаемых явлений связана с возникновением конвективной неустойчивости неподвижной жидкости в условиях создания в ней температурного градиента. Однако, в отличие от классической задачи Рэлея – Бенара об устойчивости слоя жидкости толщиной L между двумя горизонтальными плоскостями (из которых верхняя поддерживается при более низкой температуре, чем нижняя), в нашем случае имеется ряд особенностей.

Во-первых, кроме вертикального изменения температуры ($\partial T/\partial z$) из-за проходящего через среду лазерного излучения $[I(z) = I(z=0) \exp(-az)]$ имеется и горизон-

тальное изменение ($\partial T/\partial r$), определяемое гауссовой формой пучка [$I(r) = I(r=0) \exp(-r^2/a^2)$].

Во-вторых, установление температурного режима в системе и, следовательно, параметры переходных процессов определяются мультиплексной внутренней обратной связью. Кроме стандартного механизма, связанного с функционирующими гидродинамическими потоками (которые осуществляют энергообмен между различными слоями среды), существуют также дополнительные нелинейные механизмы, обусловленные взаимосвязью индуцированных лазерным излучением ориентационно-гидродинамических и тепловых эффектов. Например, увеличение (уменьшение) тепловыделения после достижения порога неустойчивости из-за положительного (отрицательного) дихроизма поглощения. Они, по-видимому, и определяют сложный характер деформации поверхности НЖК.

В настоящей работе показано также, что при облучении слоя НЖК излучением с гауссовым поперечным распределением интенсивности на его свободной поверхности возникает солитоноподобная ориентационная волна директора, скорость которой определяется исключительно параметрами НЖК. При больших толщинах слоя НЖК ($L \geq 0.5 - 0.6$ мм) скорость поверхностной волны не зависит от L . При малых толщинах слоя ($L \leq 0.5 - 0.4$ мм) скорость резко уменьшается при уменьшении L . Уменьшение скорости при малых L , по нашему мнению, связано с взаимодействием «поверхностных» молекул НЖК с твердой подложкой.

Исследования, результаты которых представлены в настоящей работе, были возможны, в частности, благодаря гранту CRDF № AP2-2302-UE-02 и тематическому финансированию Республикой Армения научно-исследовательских работ (гранты № 1073 и 1074).

1. Визнюк С.А., Суходольский А.Т. *ЖТФ*, **58**, 1000 (1988).
2. Баженов В.Ю., Васнецов М.В., Соскин М.С., Тараненко В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **49**, 330 (1989).
3. Benard H. *Rev. Gen. Sci. Pure Appl.*, **11**, 1261 (1900); *Ann. Chem. Phys.*, **23**, 62 (1901).
4. Berg J.C., Acrivos A., Boudiard M. *Adv. Chem. Eng.*, **6**, 61 (1966).
5. Normand C., Pomeau Y., Velarde M.G. *Rev. Mod. Phys.*, **49**, 581 (1977).
6. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Иванов М.Г., Меркулов И.А. *Письма в ЖТФ*, **12** (4), 220 (1986).
7. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Иванов М.Г., Меркулов И.А. *ФТТ*, **28**, 1484 (1986).
8. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Лукошкин В.А. *Письма в ЖТФ*, **12** (12), 710 (1986).
9. Casner A., Delville J.-P. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (14), 144503 (2003).
10. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. *Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости* (М.: Наука, 1972).
11. Джалурия Й. *Естественная конвекция* (М.: Мир, 1983).
12. Гетлинг А.В. *Конвекция Рэлея–Бенара* (М.: Эдиториал УРСС, 1999).
13. Verevchkin Yu.G., Startsev S.A. *J. Fluid Mech.*, **421**, 293 (2000).
14. Og A.C., Kelly R.E. *J. Fluid Mech.*, **440**, 27 (2001).
15. Шилов В.П. *ЖЭТФ*, **96** (6), 719 (2003).
16. Бугаев А.А., Лукошкин В.А., Урпин В.А., Яковлев Д.Г. *ЖТФ*, **58** (5), 908 (1988).
17. Баженов В.Ю., Васнецов М.В., Соскин М.С., Тараненко В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **49** (6), 330 (1989).
18. Акопян Р.С., Зельдович Б.Я. *Письма в ЖТФ*, **9** (19), 1200 (1983).
19. Акопян Р.С., Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. *Оптика и спектроскопия*, **65** (5), 1082 (1988).
20. Дрноюн В.Э., Галстян Т.В., Алавердян Р.Б., Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. *ЖЭТФ*, **103** (4), 1270 (1993).
21. Акопян Р.С., Зельдович Б.Я. *Механика жидкости и газа*, **5**, 47 (1985).
22. Акопян Р.С., Хосровян Г.Р. *ЖТФ*, **61** (11), 16 (1991).
23. Акопян Р.С., Алавердян Р.Б., Мурадян Л.Х., Сеферян Г.Е., Чилингарян Ю.С. *Квантовая электроника*, **33**, 81 (2003).
24. Thomas L., Pesch W., Ahlers G. *Phys. Rev. E*, **58**, 5885 (1998).