

менте мы применили ртутную лампу ДРК-120, дающую две ярких линии в видимом диапазоне.

При работе этого устройства используется зависимость интенсивности света на выходе модулятора от длины волны (1). Изображение объекта 4 проецируется в полихроматическом свете линзой 5 на слой ЖК. После делительной пластины 6 на дифракционной решетке 9 происходит пространственное разделение светового потока с формированием двух разноцветных изображений, которые строятся линзами 10, 12.

В зависимости от интенсивности засветки со стороны фотополупроводника возможно появление изображения как на одном из экранов 11 или 13, так и на двух одновременно.

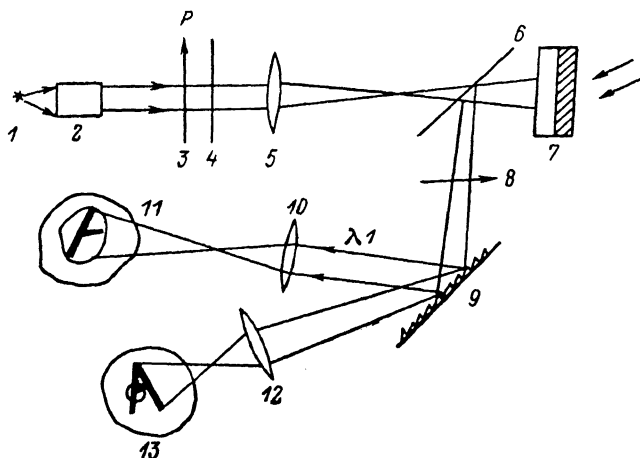


Рис. 3. Оптическая схема коммутатора с полихроматическим источником света.

1 — лампа ДРК-120; 2 — коллиматор; 3, 8 — поляризаторы; 4 — слайд с изображением объекта; 5, 10, 12 — линзы; 6 — светоделительная пластина; 7 — оптически управляемый транспарант; 9 — дифракционная решетка; 11, 13 — экраны.

Используя линзы 10 и 12 с различными фокусными расстояниями и засветку с интенсивностью в виде ступенчатой функции, можно наблюдать на экране 11 увеличенный участок изображения объекта 4.

Используемые изображения не обязательно должны быть представлены в виде слайда, возможен ввод в оптическую схему и изображений реальных объектов с помощью тех же оптически управляемых транспарантов.

Предложенные схемы ввиду их высокой производительности (10^9 — 10^{10} бит/с) и гибкости несомненно представляют интерес для гибридных оптоэлектронных вычислительных систем.

Литература

- [1] Грибов Б. Г., Думаревский Ю. Д., Ковтонюк Н. Ф. и др. Электронная техника. Микроэлектроника, 1981, в. 5, с. 82—84.
- [2] Думаревский Ю. Д., Компанец И. Н., Ковтонюк Н. Ф. и др. Квант. электр., 1984, т. 11, № 4, с. 730—735.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
12 марта 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 9, 1988

О РАЗДЕЛЕНИИ ЖИДКИХ СМЕСЕЙ В ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОЛНЫ

А. С. Алоев, А. Г. Бахтадзе, В. П. Ковтун, А. В. Чантурия

В последние годы внимание исследователей привлекают различные механизмы возникновения макроскопических потоков в среде, индуцированных внешним переменным полем. Так, в ряде работ проведено теоретическое и экспериментальное исследование эффекта светоиндуцированного дрейфа [1, 2], который состоит в возникновении макроскопического

движения резонансного газа, находящегося в смеси с буферным, в поле электромагнитной волны излучения лазера. В работах [3, 4] исследовался механизм возникновения потока в газах в поле звуковой волны. Теоретически и экспериментально продемонстрировано разделение легкой и тяжелых компонент различных бинарных смесей в поле звуковой волны. В работах [5, 6] теоретически рассмотрены аналогичные механизмы для жидких смесей. Помимо принципиального, такие механизмы имеют также и определенный прикладной интерес.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на еще один нелинейный механизм возникновения потока в жидкой среде, а именно в поле температурной волны. Обсудим этот вопрос более подробно. Звукоиндуцированный механизм возникновения потока в жидких смесях в работе [6] связывается с периодическим изменением давления P в уравнении состояния $\mu = \mu(c, P, T)$, где μ — химический потенциал, c — концентрация, T — температура. Однако можно осуществить режим, в котором периодическое изменение в среде испытывает температура T , т. е. реализуется так называемая температурная волна [7]

$$T = T_0 + \tilde{T}(x) e^{i\omega t}, \quad (1)$$

где T_0 — средняя температура среды, ω — частота, $\tilde{T}(x)$ — зависящая от координаты амплитуда колебаний температуры. Тогда, подставляя выражение для диффузионного потока [7] $j = -\alpha \nabla \mu - \beta \nabla T$ в уравнение неразрывности и следуя методу Капицы [8] после усреднения по температурному периоду колебаний, получаем уравнение для изменения средней концентрации $\langle c \rangle$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle c \rangle = D \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \langle c \rangle + \frac{\alpha}{2\rho D} \frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \langle \tilde{T}^2 \rangle \right), \quad (2)$$

здесь $D = \frac{\alpha}{\rho} \left(\frac{\partial \mu}{\partial c} \right)_{P, T}$ — коэффициент диффузии, ρ — плотность.

Уравнение (2) показывает, что в установившемся режиме в закрытой кювете температурный поток будет уравниваться потоком за счет «обычной» концентрационной диффузии. При этом изменение концентрации по порядку величины составляет

$$\delta c \approx \frac{1}{2} c_0 \left(\frac{\tilde{T}}{T_0} \right)^2, \quad (3)$$

где c_0 — начальная концентрация, и реализуется на длине порядка длины затухания волны [7]

$$\delta \sim \sqrt{2\kappa/\rho c \omega}, \quad (4)$$

κ — теплопроводность.

Обсудим область проявления данного эффекта. Условие применимости метода усреднения по периоду температурной волны предполагает значительную разницу для диффузионного времени и периода колебания, т. е. требуется выполнение условия

$$\omega \tau_D \gg 1. \quad (5)$$

Это условие не выполняется для газов, так как для них $\kappa \sim \rho c v l$, $D \sim v l$, где l — длина свободного пробега, и из соотношения (4) для $\tau_D \sim \delta^2/D$ следует, что $\omega \tau_D \sim 1$. Однако условие (5) может иметь место в жидких средах, в которых времена диффузии и теплопередачи различаются в силу внутренних свойств межмолекулярного взаимодействия при условии сильного затухания температурной волны. Так, например, для этилового спирта в воде ($D = 10^{-6}$ см²/с при 15 °С) при $\delta \sim 0.5$ см для периода тепловой волны из выражения (4) получаем $T \sim 5.5 \cdot 10^2$ с. При этом диффузионное время $\tau_D \sim 2.5 \cdot 10^4$ с.

Для обнаружения предложенного эффекта были проведены эксперименты. Разделяемая жидкость, представляющая собой смесь этиловый спирт—вода, заливалась в стеклянный цилиндр. Размеры цилиндра: высота 10, диаметр 2 см. По оси цилиндра была впаяна нить, играющая роль нагревателя. Нить располагалась вертикально и растягивалась с помощью пружины для исключения эффекта температурного удлинения. Такая геометрия эксперимента уменьшает влияние конвективных потоков. Температура нити регулировалась при помощи автотрансформатора. Нагреватель был заранее отградуирован таким образом, чтобы его температура менялась в пределах ≈ 30 °С. Период температурной волны подбирался $T = 16$ мин. При этом в эксперименте в течение периода температура скачкообразно изменялась с интервалом 49 °С в 1 мин. Температура окружающей среды в течение одного эксперимента (длительность ≈ 3 ч) практически не менялась. Взятие проб производилось у центра цилиндра с помощью вытягивания в вертикальном направлении медицинским шприцем с тонкой

иглой. Глубина взятия менялась в пределах 0.5—0.75 от высоты и не влияла на результат. Величина пробы была мала ($\sim 0.05 \text{ см}^3$), чтобы не вызывать смещения концентрации в цилиндре. Анализ концентрационного изменения пробы производился с помощью измерения на рефрактометре *RL2*. Точность такого измерения составляла $\sim 0.5 \%$. Были проведены две серии экспериментов с концентрациями 10 : 90 и 20 : 80 смеси спирт—вода.

В обоих случаях наблюдалось обогащение спиртом в осевой части цилиндра. При этом в первом случае среднее значение концентрации было $10.7 \pm 1.1 \%$, а во втором $22.5 \pm 2.2 \%$. Данный эффект, на наш взгляд, представляет собой термодиффузию в эффективном «температурном» поле, созданном периодическими изменениями T . Были также проведены сравнительные эксперименты с фиксированной средней температурой. При этом эффект разделения не был обнаружен.

Литература

- [1] Гелмуханов Ф. Х., Шалагин А. И. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 12, с. 773—776.
- [2] Дыхне А. М., Старостин А. Н. ЖЭТФ, 1980, т. 79, № 4, с. 1211—1228.
- [3] Дыхне А. М., Паль А. Ф., Письменный В. Д. и др. ДАН СССР, 1982, т. 262, № 2, с. 331—335.
- [4] Дыхне А. М., Паль А. Ф., Письменный В. Д. и др. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 6, с. 1976—1983.
- [5] Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф., Шмаонов Т. А. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, № 6, с. 251—253.
- [6] Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шуман О. Б. Письма ЖТФ, 1982, т. 8, № 17, с. 1048—1051.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 795 с.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М.: Наука, 1973. 207 с.

Поступило в Редакцию
11 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 9, 1988

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НА ТЕРМОЭЛЕМЕНТЕ БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ

В. П. Бабин, Е. К. Иорданишвили, М. Б. Набиев, Х. О. Олимов

Известно [1], что метод нестационарного термоэлектрического охлаждения (НТО) применяется для охлаждения малоинерционных объектов пленочного типа, как например, приемники инфракрасного излучения, ПЗС матрицы и др. Суть метода заключается в запаздывании поступления на холодный спай избытка джоулева тепла из массы термоэлемента (ТЭ) при токах, существенно больших оптимального [2].

Эффективность НТО определяется двумя основными параметрами: глубиной охлаждения ΔT и временем поддержания низкой температуры $\Delta \tau$. В последние годы появились работы, дающие возможность повышения обеих характеристик НТО (ΔT и $\Delta \tau$). Это введение металлических вставок в объем ветвей ТЭ [3], конструирование ТЭ в виде конуса [4, 5], введение в объем ветвей плавких вставок [6].

Существенным тормозом повышения ΔT во всех режимах НТО является контактное сопротивление холодного спая r_k [7, 8].

В [9] исследовался режим экстремального тока, являющийся наиболее эффективным с точки зрения получения максимальных ΔT . Основным тормозом для получения рекордных ΔT являлось вышеупомянутое r_k .

При этом аналитически было показано [9], что тормозящее влияние r_k уменьшается при увеличении продолжительности процесса НТО в рамках модели полупространства [9, 10]. Вместе с тем известно, что инерционность ТЭ (т. е. время выхода его в режим) пропорциональна квадрату длины его ветвей. Поэтому переход к большой продолжительности процесса НТО и, следовательно, эксперименты на «длинных» ТЭ с ветвями существенно большими, чем в предыдущих исследованиях, должны дать значительный выигрыш в ΔT . Дело в том, что при больших длинах ТЭ процессы протекают медленнее и относительная роль джоулевых тепловыделений в приконтактном слое меньше.