на выходе чувствительного элемента на 90°, наблюдался при значении магнитного поля около 800 Э, а соответствующий отношению сигнал—шум, равному единице, — при 10^{-2} Э. Температурные испытания показали постоянство основных характеристик в диапазоне от 0 до 150 °С. При низких температурах изменяются упругие свойства полимерного покрытия (у нас эпоксиакрилат). Очевидно, что эта проблема не является принципиальной, поскольку разработан целый класс низкотемпературных покрытий для ВС, которых мы, к сожалению, на момент работы не имели.

Таким образом, предложена практическая конструкция чувствительного элемента волоконно-оптического датчика магнитного поля.

Автор признателен А. Н. Булюку и В. М. Котову за помощь в проведении экспериментов и группе сотрудников (под руководством Г. А. Иванова), в которой был изготовлен ВС.

Список литературы

[1] *Day G. W., Payne D. N., Barlow A. J., Ramskov-Hansen J. J.* // Opt. Lett. 1982. Vol. 7. N 5. P. 238—240.
[2] *Антонов С. Н., Булюк А. Н., Гуляев Ю. В.* // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 11. С. 2310—2316.
[3] *Антонов С. Н., Булюк А. Н., Ветошко П. М.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 76—80.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязинская часть
Московская область

Поступило в Редакцию
19 марта 1990 г.

---

03 *Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991*

ПОВЕДЕНИЕ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

С. Т. Завтрак, Е. В. Коробко

Влияние внешнего электрического поля на упругие свойства жидкостей вызывает давний интерес (см., например, [1-5]). В настоящей работе теоретически исследовано изменение упругих свойств жидких диэлектриков, содержащих газовые пузырьки, при воздействии как постоянного, так и переменных электрических полей. В качестве жидких диэлектриков могут рассматриваться различные виды масел, а также обыкновенная дистиллированная вода.

Рассмотрим вначале одиночный сферический газовый пузырек в поле с постоянной напряженностью $\mathbf{E}_0$. Решение задачи о распределении электрического потенциала хорошо известно [6, 7]

$$\varphi_1 = -\frac{3(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r})}{\left(2 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)}, \tag{1}$$

$$\varphi_2 = \frac{\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1\right) R^3 (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r})}{\left(2 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right) r^3} - (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}). \tag{2}$$

Здесь φ_1 и φ_2 — соответственно потенциалы поля внутри и вне пузырька; ε_1 и ε_2 — соответственно диэлектрические проницаемости газа, содержащегося в пузырьке, и окружающей его жидкости; R — радиус пузырька; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, начало которого совпадает с центром пузырька. Полная энергия электрического поля

$$U = \frac{1}{2} \int (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D})\, dV, \tag{3}$$

где $\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \mathbf{E}$ — вектор электрической индукции; интеграл (3) вычисляется по всему объему, занимаемому пузырьком и жидкостью.

Физический интерес, однако, представляет полная энергия поля, из которой исключена та часть, которая существовала бы во всем пространстве в отсутствие пузырька [6]. Вычисляя эту величину, находим

$$U = \frac{2\pi}{3}\varepsilon_0 R^3 E_0^2 \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\left(2 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)}. \tag{4}$$

Предположим, что радиус пузырька может изменяться. Осуществляя стандартным образом [8, 9] построение функции Лагранжа пузырька с учетом потенциальной энергии (4) и самого уравнения движения, имеем

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{p - p_0}{\rho} - \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2\rho} \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\left(2 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)}, \tag{5}$$

где p — давление газа в пузырьке, p_0 — статическое давление, ρ — плотность жидкости.

Из полученного уравнения видно, что включение постоянного электрического поля эквивалентно изменению статического давления на величину

$$\Delta p_0 = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\left(2 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)}. \tag{6}$$

При этом равновесный радиус пузырька становится равным $R = R_0(1 + \Delta p_0/P_0)^{-1/3}$, где R_0 — равновесный радиус в отсутствие поля. Соответственно изменяется резонансная частота колебаний пузырька [8, 9] $\omega = \omega_0(1 + \Delta p/p_0)^{2/3}$, где $\omega_0 = \sqrt{(3\gamma p_0)/(\rho R_0^2)}$, γ — постоянная адиабаты газа в пузырьке.

Скорость низкочастотной звуковой волны давления, распространяющейся в жидкости с пузырьками газа, определяется известным соотношением [8]

$$c_1 = c\left(1 + \tau\frac{\rho c^2}{\gamma p_0}\right)^{-1/2},$$

где c — скорость звука в чистой жидкости, τ — объемное газосодержание.

Для воды в обычных условиях при $\tau > 10^{-4}$ величина $c_1 \approx \sqrt{\gamma p_0/\rho\tau}$. Включение постоянного электрического поля приводит к изменению p_0 и τ. В результате

$$c_1 \approx \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho\tau}}\left(1 + \frac{\Delta p}{p_0}\right).$$

Для воздушных пузырьков в воде при напряженности $E_0 = 10^5$ В/см величина $\Delta p_0 \approx$ ≈ -0.18 атм.

Пусть теперь внешнее электрическое поле зависит от времени, например $\mathbf{E} = \sqrt{2}\mathbf{E}_0 \cos \Omega t$. Тогда второй член правой части уравнения (5) может быть представлен в виде суммы — $(\Delta p_0 + \Delta p_0 \cos 2\Omega t)/\rho$, где Δp_0 определяется формулой (6). Таким образом, во-первых, включение внешнего переменного электрического поля также приводит к сдвигу статического уровня давления. Во-вторых, воздействие этого поля на пузырек эквивалентно воздействию на него акустической волны с амплитудой Δp_0 и удвоенной частотой. Последний результат позволяет использовать электрические поля в качестве эффективных возбудителей колебаний пузырьков с целью исследования различного рода нелинейных эффектов, связанных с прохождением звуковых волн сквозь такие среды [10–12].

Список литературы

[1] *Nolle A. W.* // J. Appl. Phys. 1949. Vol. 20. N 6. P. 589—592.
[2] *Bolt R. M.*, *Giacomini A.* // J. Acoust. Soc. Am. 1948. Vol. 20. N 2. P. 341—343.
[3] *Bonetti A.* // Ric. Sci. 1948. Vol. 18. N 7. P. 777—780.
[4] Электрореологический эффект / Под ред. А. В. Лыкова. Минск: Наука и техника, 1972. 176 с.
[5] *Коробко Е. В.*, *Чернобай И. А.* // ИФЖ. 1985. Т. 8. № 2. С. 219—224.
[6] *Ландау Л. Д.*, *Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
[7] *Пановский В.*, *Филипс М.* Классическая электродинамика. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963. 432 с.
[8] *Красильников В. А.*, *Крылов В. В.* Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
[9] *Левковский Ю. Л.* Структура кавитационных течений. Л.: Судостроение, 1978. 224 с.

[10] *Кобелев Ю. А., Островский Л. А., Сутин А. М.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 7. С. 423—425.
[11] *Максимов А. О.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 185—189.
[12] *Заболотская Е. А.* // Тр. ИОФАН. 1989. Т. 18. С. 121—155.

Белорусский государственный
университет им. В. И. Ленина
Институт тепло- и массообмена
им. А. В. Лыкова АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
17 марта 1990 г.

---

03 *Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991*

ВРЕМЕНА ВКЛЮЧЕНИЯ ЭФФЕКТА ФРЕДЕРИКСА В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

Ю. В. Бочаров, А. Д. Вужва

В [1] был описан нелинейный режим течения нематического жидкого кристалла (НЖК) в окрестности порога перехода Фредерикса. В настоящей работе исследуются переходные процессы, свойственные этому режиму. Экспериментальная методика аналогична использованной в [1]. Электрическое напряжение с генератора звуковой частоты (50 Гц) подавалось

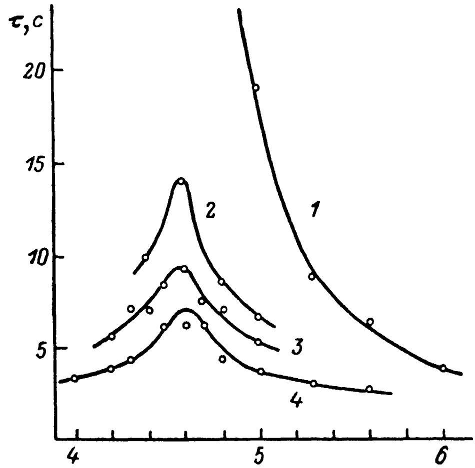

Рис. 1. Зависимость времени включения эффекта Фредерикса от напряжения.

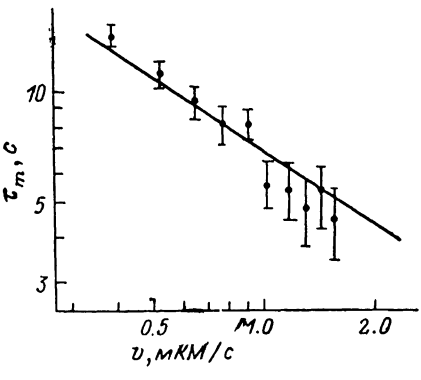

Рис. 2. Зависимость максимальных значений времен включения от скорости потока.

на слой НЖК марки Н-8 гомеотропной ориентации толщиной 50 мкм. Измерение оптической прозрачности слоя проводилось в монохроматическом свете (He—Ne лазер, $\lambda=0.63$ мкм). Порог перехода Фредерикса $u_0=4.60$ В. Сигнал с приемного фотодиода регистрировался запоминающим осциллографом. Зависимость времени включения эффекта Фредерикса τ от величины подаваемого напряжения u представлена на рис. 1. Разным кривым соответствуют следующие величины скоростей одной из подложек, между которыми располагался слой НЖК: *1* — $v=0$, *2* — 0.4, *3* — 0.65, *4* — 1.22 мкм·с$^{-1}$.

Увеличение скорости потока приводит к снижению величины времени включения. Зависимость максимальных значений времен включения, которые соответствуют порогу перехода Фредерикса, τ_m от скорости v представлена на рис. 2 ($\tau_m \sim v^{-0.7}$).

Уравнение для малых углов отклонения директора $\theta \ll 1$ имеет вид

$$\frac{\gamma}{K}\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}+k_E^2\left(\theta-\frac{2}{3}\theta^3\right)-k_0^2(\Phi-\Phi\theta^2), \qquad (1)$$