

НОВЫЙ ВИД ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕПРОВОДЯЩИХ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

И. В. Иоффе

Гидродинамическая неустойчивость в нематическом жидком кристалле (НЖК), обусловленная внешним электрическим полем E_0 , возникает [1] в среде с конечной и анизотропной проводимостью. Покажем, что в тонкой пленке НЖК толщины $d \ll L$ размера вдоль пленки возможен иной вид неустойчивости при нулевой проводимости, причем значение поля E_x , вызывающего неустойчивость, может быть меньше, чем значение поля, обуславливающего переход Фредерикса E_ϕ или гидродинамическую неустойчивость, изученную в [1] E_r .

Возникновение в слое НЖК флуктуации гидродинамической скорости v приводит к появлению тензора вязких напряжений σ_{ik} и вязких сил, вызывающих отклонение директора n от первоначального положения n_0 , т. е. к появлению флуктуации директора n' . Наличие флуктуации директора приводит к флуктуации электрического поля и появлению на границе раздела НЖК — воздух разности электрических тензоров напряжений $(\sigma_{iz})_{\text{НЖК}}^E - (\sigma_{iz})_{\text{воздух}}^E$ (ось z нормальна к поверхности), связанной с анизотропией диэлектрической проницаемости НЖК. Поэтому возникает сила, действующая вдоль поверхности и приводящая к движению жидкости. При положительной анизотропии проницаемости

$$\epsilon_{ik} = \epsilon \delta_{ik} + \delta \epsilon n_i n_k,$$

т. е. при $\delta \epsilon > 0$, это движение усиливает начальную флуктуацию скорости и при достаточно сильном внешнем поле вызывает неустойчивость. Если K — коэффициент в разложении плотности свободной энергии по производным директора по координатам в приближении Франка—Озина, то условие неустойчивости примет вид

$$\delta \epsilon E^2 d L / 4 \pi K \simeq 1.$$

(Отметим, что вязкость ν выпадает из условия).

Ограничимся линейной теорией. Неустойчивость аперриодическая, производными по времени можно пренебречь. В уравнении Навье—Стокса и в уравнении, определяющем отклонение директора, пренебрежем членами, связанными с полем, поскольку поле E существенно при конечной проводимости (см. [1]) и учет этих членов приводит к поправкам порядка $(E_x/E_\phi)^2$, $(E_x/E_r)^2 \simeq d/L \ll 1$. Поэтому система уравнений для

$$v_z \equiv v, \quad n' \sim f(z) \exp i k x$$

имеет вид

$$K \Delta \operatorname{div} n' = \frac{\gamma_1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{\gamma_2 k^2}{2} v,$$

$$(\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6) \frac{\partial^4 v}{\partial z^4} - 2k^2 (2\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_5 + \alpha_6) \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + (x_2 + \alpha_4 + \alpha_6) k^4 v = 0 \quad (1)$$

(α_i — коэффициенты Лесли, α_4 определяет изотропную вязкость, $\alpha_1, 2, 3, 5, 6$ связаны с анизотропной частью вязкости, $\gamma_1, 2$ порядка ν).

Если слой лежит на жесткой подложке, то с учетом малости анизотропии поверхностного натяжения

$$\text{при } z = 0 \quad v = \partial v / \partial z = n' = 0,$$

$$\text{при } z = d \quad v = 0,$$

$$\left(\frac{\alpha_4 + \alpha_6}{2} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = (\sigma_{ix})_{\text{воздух}}^E - (\sigma_{ix})_{\text{НЖК}}^E. \quad (2)$$

В граничных условиях члены с E учтены. Пренебрежение E в системе уравнений и учет E в граничных условиях аналогичны рассмотрению термокапиллярного эффекта (эффекта Марангони). Если рассмотренная в [1] неустойчивость — аналог явления конвекции, то рассмотренный здесь случай — аналог эффекта Марангони [2].

Решение (1) при условиях (2) возможно при положительной анизотропии проницаемости, $E_0 = E_x$, $n_0 = \{0, 0, 1\}$. Удобно ввести параметр $M = \delta \epsilon E^2 d L / 4 \pi K$. Величина M , соответствующая ненулевому решению, — функция коэффициентов Лесли и kd , но, как показывает анализ, M минимально при наименьшем из возможных $k = \pi/L \ll d^{-1}$. В этом случае

$M \approx 1$ (при $kd \gg 1$ и $M \approx kd \gg 1$). При малых $k E_k^2 \sim (dL)^{-1}$, в то время как $E_{\Phi, r}^2 \sim d^{-2}$, т. е. в рассмотренном случае порог ниже в $\sqrt{d/L}$ раз (отметим, что E_k много меньше того значения, при котором возникает неустойчивость Тонкса—Френкеля). В отличие от гидродинамической неустойчивости [1] рассмотренная неустойчивость может иметь место при $E=0$ во внешнем магнитном поле.

Литература

- [1] Ликин С. А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981.
 [2] Гершуни Г. З., Жуловицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.

Всесоюзный научно-исследовательский технологический институт антибиотиков и ферментов медицинского назначения
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 17 марта 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

ДВУХКАСКАДНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. И. Стогний, В. А. Никитинский, Б. И. Журавлев

Известно [1, 2], что в самостоятельном разряде низкого давления, контрагированного кольцевой щелью в полом катоде, введением радиального магнитного поля в щели создаются условия для двухкаскадного последовательного объемного размножения электронов, благодаря чему энергетические затраты на генерацию одного иона в разряде снижаются в несколько раз.

В данной работе приведены результаты исследований по организации двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления без внешнего магнитного поля, по выявлению его структуры и механизма образования заряженных частиц.

Экспериментальная электродная система представлена на рис. 1. Разряд горит между внутренней поверхностью полого катода (электроды 1—3) и анодом 4 через контрагирующее отверстие диаметром 4 и высотой 1 мм в плоском электроде 1 (зазор между электродами 1 и 4 составляет 2 мм). В цилиндрической стенке 2 полого катода диаметром 120 и высотой 80 мм имеется смотровое окно 40×50 мм, экранированное молибденовой сеткой. Для гер-

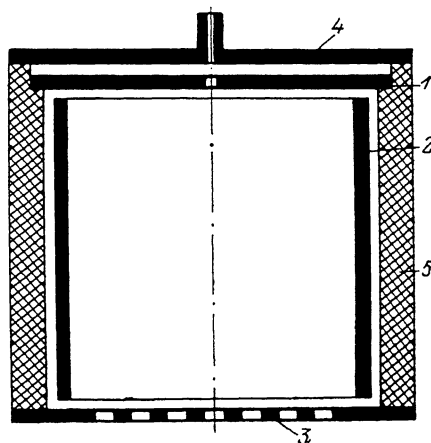


Рис. 1. Экспериментальная электродная система.

метизации электродной системы служит стеклянный изолятор 5. Напуск рабочего газа (аргона) в разрядный промежуток производится со стороны анода и регулируется с помощью натекателя. Минимальный расход газа для поддержания разряда составляет $1.1 \cdot 10^{-2}$ Па \times \times м³/с. При этом давление в полом катоде не превышает 10^{-1} Па, а в области между катодом и анодом — 2 Па. Откачка разрядной камеры осуществляется через 520 отверстий диаметром 3 мм каждое в стенке 3 катода вакуумным агрегатом ВА-2-3Пр. Предельное давление (без напуска газа) составляет $5 \cdot 10^{-3}$ Па.

После зажигания разряда, как и в работах [2, 3], наблюдается равномерное свечение в полости, отделенное от стенок катода темным пространством шириной в несколько миллиметров, и яркий плазменный сгусток с катодной стороны сужения разряда. Измерения с помощью эмиссионного зонда показали, что плазма в полом катоде эквипотенциальна и имеет