

14. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М., 1959.
15. Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Ширяева С.О., Григорьев О.А. Неустойчивость заряженной сферической поверхности в обтекающем потоке идеальной жидкости // Электронная обработка материалов. 1998. № 1–2. С.48–50.
16. Любимов Д.В., Хеннер М.В., Шоц М.М. Об устойчивости поверхности раздела жидкостей при касательных вибрациях // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 3. С. 25–31.
17. Справочник по спецфункциям / Под ред. М. Абрамович, И. Стиган / М., 1979.

Поступила 21.09.2000

Summary

The problem of stability of the charged interface between two ideal fluids is considered with presence of the velocity jump across the interface. It was take into account that fluids having various density is not mixing up and each of which fills in half-infinite space. The upper liquid move along interface with variable in time velocity. The time dependence of velocity results to instability of interface and to decrease of critical surface density of a charge necessary for an initiation of the instability Tonks-Frenkel and the st. Elmo fires.

В.А. Саранин

ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ЭФФЕКТАМИ

*Глазовский государственный педагогический институт им. В.Г. Короленко,
ул. Первомайская, 25, г. Глазов, 427620, Россия*

Современные технологические процессы могут протекать в экстремальных условиях: при больших градиентах температур, в условиях невесомости (технологические эксперименты в космосе) и т.д. В этих условиях возможно проявление вторичных эффектов, таких, например, как термоэлектрический эффект, то есть возникновение в проводящей жидкости электрического поля при наличии в ней градиента температур [1]. На возможность проявления этих эффектов в жидкостях указывалось, в частности в [2–4]. Ниже рассмотрены два типа течений жидкости, обусловленные действием сил термоэлектрического поля.

1. Движение жидкости, обусловленное взаимодействием термоэлектрического поля и двойного слоя

Взаимодействие электрического поля двойного слоя и термоэлектрического поля может привести к возникновению сдвиговых напряжений и специфического движения в жидкости.

Действительно, пусть в проводящей жидкости вдоль плоской твердой границы имеется градиент температуры. Тогда вдоль границы имеется эквивалентное поле термо-ЭДС напряженностью $E_\tau = \alpha_T |\nabla T|$, α_T – дифференциальная термо-ЭДС жидкости. Кроме того, перпендикулярно твердой стенке в жидкости имеется поле двойного слоя E_n . Таким образом, вблизи стенки существует сдвиговая компонента максвелловского тензора напряжений $T_{n\tau} = \varepsilon_0 \varepsilon E_n E_\tau$, под действием которого может сформироваться сдвиговое течение. Произведем расчет параметров такого течения.

Как известно, в проводящей жидкости вблизи твердой стенки имеется объемно заряженная область – диффузионная часть двойного электрического слоя. Если вдоль стенки поддерживается

градиент концентрации электролита, то возникнет движение жидкости относительно стенки, так называемое явление капиллярного осмоса и диффузиофореза [5]. Аналогичное явление должно иметь место и при наличии градиента температуры в однородной по составу жидкости. Рассмотрим это явление подробнее.

Предположим, что жидкость содержит два сорта ионов, имеющих разные коэффициенты диффузии, термодиффузии и подвижности, соответственно $D_{1,2}$, $K_{1,2}$, $b_{1,2} > 0$. В жидкости, параллельно плоской твердой границе, поддерживается постоянный градиент температуры. Будем считать, что величина и направление градиента таковы, что тепловая конвекция отсутствует (например, подогрев сверху).

В установившемся режиме ток каждого сорта ионов постоянен и равен термодиффузионному потоку ионов

$$\vec{j}_1 = -q_1 \frac{K_1}{T} \nabla T, \quad \vec{j}_2 = -q_2 \frac{K_2}{T} \nabla T, \quad (1)$$

q_1, q_2 – плотности положительных и отрицательных зарядов в жидкости. Здесь, вообще говоря, имеется в виду квазистационарный режим в том смысле, что распределение температуры уже стационарно, как и диффузное распределение зарядов поперек слоя, но разделение зарядов вдоль стенки еще не произошло. Заметим, что время установления диффузионного равновесия (то есть время разделения зарядов и возникновения электрического поля термо-ЭДС) порядка $\tau_D \sim h^2 / D$, тогда как теплового – $\tau_T \sim h^2 / \chi$ и при $D \ll \chi$ имеем $\tau_T \ll \tau_D$.

Силы, действующие на положительные и отрицательные заряды, соответственно равны $\vec{f}_i = q_i \vec{E}$ или

$$\vec{f}_1 = \vec{j}_1 / b_1, \quad \vec{f}_2 = \vec{j}_2 / b_2. \quad (2)$$

Результирующая сила, действующая на жидкость, равна

$$\vec{f} = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 = -\frac{\nabla T}{T_0} \left(\frac{q_1 K_1}{b_1} - \frac{q_2 K_2}{b_2} \right). \quad (3)$$

В приближении Дебая-Хюккеля распределения зарядов в направлении, перпендикулярном стенке в двойном слое, имеют вид [6, 7]

$$q_{1,2} = \pm q_0 - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \zeta}{2r^2} e^{-\frac{z}{r}}, \quad r = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon k T_0}{2e_+ q_0}}. \quad (4)$$

Здесь ζ – дзета-потенциал, q_0 – плотность положительных и отрицательных зарядов в нейтральной жидкости, e_+ – заряд положительного иона, ось z направлена перпендикулярно твердой границе, а ее начало совпадает с плоскостью скольжения жидкости относительно стенки. Подставляя (4) в (3), получим

$$\vec{f} = -\frac{q_0}{T_0} \left(\frac{K_1 b_1 + K_2 b_2}{b_1 b_2} \right) \nabla T + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \zeta \alpha_T \nabla T}{r^2} e^{-\frac{z}{r}}. \quad (5)$$

$\alpha_T = \frac{q_0 r^2}{\varepsilon_0 \varepsilon T_0} \left(\frac{K_1}{D_1} - \frac{K_2}{D_2} \right)$ – эффективное значение дифференциальной термо-ЭДС жидкости. Первое

слагаемое в выражении для силы постоянно и представляет собой градиент термоосмотического давления. В замкнутом объеме эта часть силы не может вызвать движения жидкости, а лишь переопределяет гидростатическое давление. Второе слагаемое может привести к возникновению течения и в замкнутом объеме.

Найдем распределение скоростей вблизи стенки, обусловленное неоднородной частью силы. Дважды интегрируя уравнение Навье-Стокса, при условии, что вдали от стенки движения нет, а пристеночное движение плоскопараллельное, получим

$$v_x(z) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \zeta \alpha_T |\nabla T|}{\eta} e^{-\frac{z}{r}} \quad (6)$$

(ось x направлена вдоль стенки, ось z – перпендикулярно стенке). Наибольшее значение скорости достигается на плоскости скольжения и равно

$$v_m = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \zeta \alpha_T |\nabla T|}{\eta}. \quad (7)$$

Заметим, что полученная формула (7) аналогична формуле для электроосмотического течения электролита во внешнем электрическом поле [7].

Оценки для случая

$$\varepsilon = 10, \quad \alpha_T = 10^{-3} \text{ В/К}, \quad |\nabla T| = 10 \text{ К/см}, \quad \zeta = 20 \text{ мВ}, \quad \eta = 10^{-2} \text{ Па}\cdot\text{с}$$

приводят к значению $v_m \approx 10^{-6} \text{ см/с}$.

Наличие неоднородной части силы (5) приводит к тому, что вблизи стенки формируются сдвиговые напряжения. Найдем компоненту τ_{xz} тензора сдвиговых напряжений (в нашем случае отлична от нуля только эта компонента)

$$\tau_{xz} = \int_0^{\infty} f_x(z) dz = \frac{\alpha \zeta |\nabla T|}{r}. \quad (8)$$

Оценки для значений параметров, указанных выше, и $r \approx 10^{-4} \text{ см}$ дают

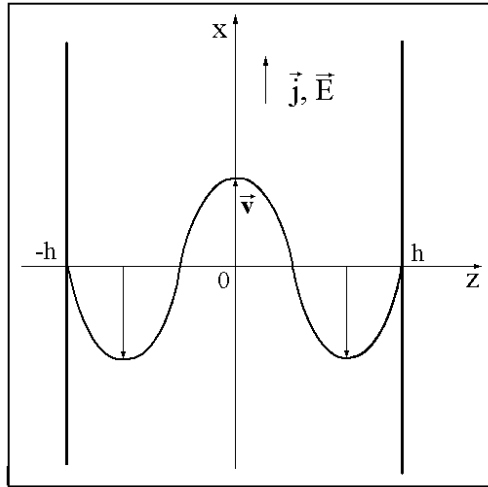
$$\tau_{xz} \approx 10^{-3} \text{ Дин/см}^2.$$

Величина напряжения оказывается в принципе достаточной, чтобы существенно повлиять на характер возникновения конвекции в некоторых экспериментах [8].

В заключение отметим, что рассмотренная выше температурная поляризация двойного слоя может также служить причиной движения твердых частиц в жидкости (термоэлектрофорез).

2. Термоэлектродинамическое движение жидкости в плоском канале

Конвективные движения, обусловленные силой тяжести при неvertикальном ∇T_0 , хорошо известны и изучены [9]. Рассмотрим подобное конвективное течение, возникающее в результате действия одних только кулоновских сил.



Термоэлектродинамическое течение жидкости в плоском канале

Пусть в жидкости, находящейся в длинном плоскопараллельном канале в условиях невесомости течет ток \vec{j} (см. рисунок). Предположим, что внешнего разогрева нет и стенки канала поддерживаются при постоянной температуре T_0 . Запишем систему уравнений для стационарного движения, учитывая джоулев разогрев жидкости, в виде

$$\gamma_0 (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + \rho \vec{E}, \quad \text{div} \vec{v} = 0, \quad \vec{v} \nabla T = \chi \Delta T + \frac{1}{\gamma_0 c_p} \vec{j} \vec{E}, \quad (9)$$

$$\vec{v} \nabla \rho = -\text{div} \vec{j}, \quad \vec{j} = \sigma (\vec{E} - \alpha_T \nabla T), \quad \text{div} \vec{E} = \rho / \varepsilon_0 \varepsilon, \quad \text{rot} \vec{E} = 0, \\ \sigma = \sigma(T), \quad \alpha_T = \text{const}.$$

σ – удельная электропроводность жидкости. Предположим, что в стационарном режиме распределение всех величин удовлетворяет условиям

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \{v(z), 0, 0\}, & T &= T(z), & p &= p(x), & j_z &= 0, \\ \rho &= \rho(z), & \vec{E} &= \{E_0, 0, E_z(z)\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поле E_0 считаем заданным, оно определяется внешней разностью потенциалов и сопротивлением слоя в целом. Электропроводность жидкости будем считать линейной функцией температуры. С учетом (10) и сделанных замечаний система уравнений (9) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= \eta \frac{d^2 v}{dz^2} + \rho E_0 = c_1, & \frac{d^2 T}{dz^2} &= \frac{\sigma E_0^2}{\kappa}, \\ \sigma &= \sigma_0 \left(1 + S \frac{T - T_{00}}{T_{00}} \right), & \rho &= \alpha_T \varepsilon_0 \varepsilon \frac{d^2 T}{dz^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

c_1 – постоянная разделения переменных. Будем считать, что температура на стенках поддерживается постоянной T_{00} , а скорость обращается в нуль. Кроме того, поток будем считать замкнутым. Тогда к (11) имеем следующие условия:

$$T(z = \pm h) = T_{00}, \quad v(z = \pm h) = 0, \quad \int_{-h}^h v dz = 0.$$

Считая параметр S малым, запишем решение уравнений (10) в виде рядов по S

$$\begin{pmatrix} \vec{v} \\ T \\ p \end{pmatrix} = X = X_0 + S X_1 + S^2 X_2 + \dots$$

Ограничиваясь первым порядком малости по S , для интересующих нас величин найдем

$$\begin{aligned} T_1'' &= -\frac{\sigma_0 E_0^2}{\kappa T_{00}} T_0, & T_0 &= T_{00} + \frac{\sigma_0 E_0^2 h^2}{2\kappa} \left(1 - \frac{z^2}{h^2} \right), & \rho_0 &= -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon \sigma_0 E_0^2 \alpha}{2\kappa}, \\ \rho_1 &= \frac{\alpha_T \varepsilon_0 \varepsilon S \sigma_0 E_0^2}{\kappa T_{00}} T_0, & v_0 &= 0, & v_1 &= \frac{\alpha_T \varepsilon_0 \varepsilon S \sigma_0^2 E_0^5 h^4}{120 \kappa^2 \eta T_{00}} \left[1 - \frac{6z^2}{h^2} + \frac{5z^4}{h^4} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Полученный профиль скорости изображен на рисунке.

Интересным является тот факт, что характер конвективного течения жидкости в данном случае полностью повторяет характер течения, обусловленного внутренними источниками тепла в поле тяжести [9].

Оценим максимальную скорость жидкости, выбирая следующие значения параметров: $\alpha_T = 10^{-3}$ В/К; $\varepsilon = 10$; $S = 0,1$; $\sigma_0 = 10^{-4}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$; $E_0 = 10^4$ В/м; $h = 0,1$ м, $T_0 = 10^2$ К; $\kappa = 10^{-1}$ Вт/м·К; $\eta = 10^{-3}$ Па·с. Подставляя их в (12), получим $v_{1max} \approx 10^{-3}$ см/с. Как видно, скорость получается небольшой, однако при увеличении напряженности поля всего на порядок ($E_0 \sim 1$ кВ/см, удельная мощность, диссипируемая в системе $W \sim 1$ Вт/см 3) будем иметь уже $v_{max} \sim 1$ м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
2. Саранин В.А. О гидродинамике термоэлектрических эффектов в расплавах в условиях невесомости // Тез. докл. III Всесоюзного семинара по гидромеханике и теплообмену в невесомости. Черногловка, 1984. С. 71–73.
3. Саранин В.А. О влиянии двойного электрического слоя на возникновение конвекции в тонких ячейках // Тез. докл. Уральской зональной конференции молодых ученых и специалистов. Пермь, 1980. С. 12–14.
4. Саранин В.А. Термомагнитогидродинамическое движение расплава в зазоре между коаксиальными цилиндрами // Магнитная гидродинамика. 1989. № 1. С. 121–123.
5. Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. М., 1976.

6. Антропов Л.И. Теоретическая электрохимия. М., 1975.
7. Шелудко А. Коллоидная химия. М., 1960.
8. Глухов А.Ф., Путин Г.Ф. О возникновении конвекции в ячейке Хеле-Шоу // Конвективные течения: Сб. науч. тр. Пермского пед. ин-та. Вып. 1. Пермь, 1979. С. 19–24.
9. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., 1972.

Поступила 21.09.2000

Summary

Two sorts of flows of a fluids caused by action of forces of a thermoelectric field surveyed. The first sort of flow is shaped near to boundary a hard wall – fluid as a result of interaction longitudinal (along a wall) thermoelectric field and transversal electric field of a double layer. Other current is shaped in the plane channel as a result of interaction of an external electric field and volumetric charge originating in a fluid as a result of Joule heating and thermoelectric effect. The profiles of speeds are calculated and the estimates of their values are made.

Ал.М. Болога

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ

*Институт энергетики Академии наук Молдовы,
ул. Академией 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Электрогидродинамический (ЭГД) распад заряженных капель является реальным механизмом интенсификации процессов переноса в газокапельных потоках. Эффективная реализация данного метода выдвигает обоснованную необходимость проведения исследований влияния физических параметров взаимодействующих фаз на условия ЭГД распада и поведение заряженных капель при внешних воздействиях.

Анализ условий ЭГД неустойчивости заряженных капель [1-3] показывает, что критерий Рэлея обратно пропорционален коэффициенту поверхностного натяжения. Вязкость является одним из определяющих факторов механизма ЭГД распада заряженной капли [1], хотя критерий Рэлея напрямую от нее не зависит. Роль вязкости в развитии неустойчивости характеризуется параметром $\mu^{**} \equiv \nu_l (\rho_l / r \sigma_l)^{1/2}$, r – радиус капли, ρ_l и ν_l – плотность и кинематическая вязкость жидкости. Влияние вязкости мало при $\mu^{**} \ll 1$ [2].

Критическое условие реализации неустойчивости для идеально электропроводной и объемно заряженной капли диэлектрической жидкости одно и то же. Однако в последнем случае ($\mu^{**} \gg 1$) при достаточно большом удлинении материнская капля может разделиться пополам [2, 4], образуя дочерние капли, каждая из которых устойчива по отношению к собственному заряду. Выполнение условия $\mu^{**} \gg 1$ возможно и в случае маловязких жидкостей для очень мелких капель (для воды $r \leq 0,02$ мкм) [2].

Механизм реализации ЭГД неустойчивости сателлитов также зависит от физических свойств жидкости. В зависимости от электропроводности, вязкости и коэффициента поверхностного натяжения эммитируемые капли через некоторое время после отрыва от материнской капли распадаются, выбрасывая облачка на два порядка более мелких капелек [5], делятся пополам [6] или остаются устойчивыми [7]. Если $\mu^{**} \ll 1$, сателлит распадается по тому же закону, что и материнская капля.