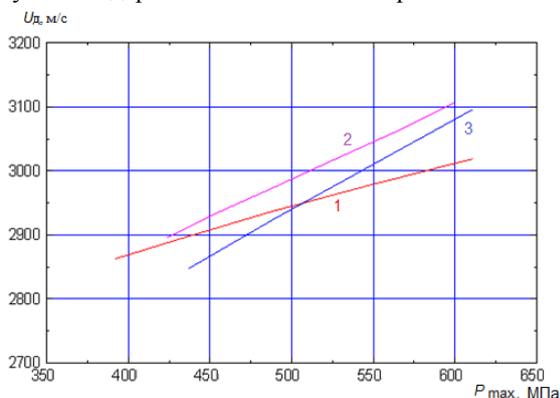
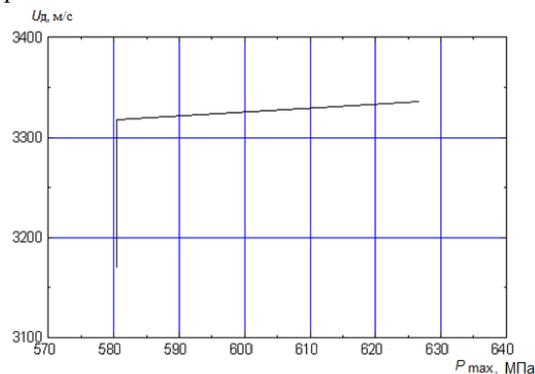


Для выполнения работы были использованы параметры закона горения этого типа топлива для начальных температур заряда + 20 °С и + 40 °С, полученные в качестве параметров согласования математической модели на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных. В ходе исследования импульсы задержки менялись вместе с массой пороха и ПЗ, проверялось изменение дульной скорости и максимального давления в камере сгорания. Таким образом, на *рис. 1* представлены подобранные оптимальные импульсы задержки воспламенения  $I_1$ , при которых достигаются наилучшие значения дульной скорости в допустимом диапазоне давления (600 МПа) при начальной температуре + 20 °С, а на *рис. 2* - оптимальные импульсы задержки воспламенения при начальной температуре + 40 °С.



1 – Изменялась масса пороха,  $I_2=0,26$  МПа·с;  
 2 – Изменялась масса ПЗ,  $I_2=0,26$  МПа·с;  
 3 – Изменялась масса пороха,  $I_2=0,3$  МПа·с;  
*рис. 1.* Зависимость дульной скорости снаряда от максимального давления при различных импульсах задержки воспламенения, массе пороха и массе ПЗ при начальной температуре + 20 °С



*рис. 2.* Зависимость дульной скорости снаряда от максимального давления при различных значениях импульса задержки воспламенения, массы пороха и ПЗ

В ходе данной работы проведено параметрическое исследование для определения возможности увеличения дульной скорости снаряда в диапазоне давлений не больших 600 МПа (предельные возможности установки). Получены оптимальные для данных условий значения импульсов задержки воспламенения. Для начальной температуры + 20 °С дульную скорость снаряда удалось повысить на 14,6 % значения, полученного в эксперименте, при импульсе задержки воспламенения равном 0,26 МПа·с. Для начальной температуры + 40 °С на 22,4 % относительно значения, полученного в эксперименте - при импульсе задержки воспламенения равном 0,41 МПа·с.

*В статье использованы результаты, полученные в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.*

Список публикаций:

- [1] Иценко А. Н., Касимов В. З. //Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах: Учеб. пособие // Издательский Дом Томского государственного университета. – Томск, 2015.  
 [2] Касимов В. З. //Программный комплекс для расчета внутрибаллистических процессов в ствольных системах // Известия РАРАН. -2005. -№1. -С. 70-76.

## Конвекция диэлектрической жидкости в электрическом поле горизонтального конденсатора при подогреве снизу

*Ильин Владимир Алексеевич*

*Пермский государственный национальный исследовательский университет*

*[ilin1@psu.ru](mailto:ilin1@psu.ru)*

Движение слабопроводящих жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1–4]. Поведение гидродинамических систем в электрическом поле имеет ряд особенностей, связанных с характером возникновения заряда в жидкости и взаимодействием его с внешним полем. Электрическое поле может привести к резонансным явлениям, связанным с резким понижением порога конвекции, усилением или ослаблением её интенсивности. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на

конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, в частности, в электрогидродинамических насосах.

Основоположником электрогидродинамики в нашей стране принято считать Г. А. Остроумова [1]. На сегодняшний день вопросами электрогидродинамики занимается множество исследователей [2–6]. Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ в этой области вплоть до настоящего времени объяснение электрогидродинамических эффектов недостаточно изучено, что порождает необходимость их дальнейшего изучения [6]. Непредсказуемость этих эффектов обусловлена нелинейным и сложным характером физико-химических процессов, что вызывает трудности их исследования.

В настоящей работе в рамках электрогидродинамического приближения исследована электроконвекция неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального конденсатора при униполярной инжекции заряда с катода. Инжекционный механизм зарядообразования считается основным. Инжектируемый заряд взаимодействует с внешним электрическим полем, движется через слой жидкости, в результате чего она может прийти в движение. Используется модель униполярной инжекции, предложенная в работе [7]. Эта модель объясняет ряд опытных данных. Согласно этой модели инжектируемая в жидкость плотность заряда прямо пропорциональна напряжённости электрического поля в конденсаторе.

Задача решалась методом конечных разностей. Изучена нелинейная динамика режимов. Рассмотрен случай подогрева снизу. Нагрев сверху рассмотрен в работе [8]. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами  $L_z = 1$ ,  $L_x = 2$ . Использовались условия периодичности. Расчёты проведены при разных значениях числа Рэлея Ra. Обнаружены два режима стационарной конвекции, между которыми наблюдались гистерезисные переходы [9]. На рис. 1 представлены результаты расчётов зависимости максимальной функции тока  $\psi_m$  от электрического параметра  $T_e$  для  $Ra = 500$ .

Было обнаружено, что электроконвекция возникает мягким образом при  $T_e = 4.4 \cdot 10^3$ , что согласуется с данными линейной теории, и наблюдается режим 1 с маленькой интенсивностью вихрей. С ростом поля при  $T_e = 5.7 \cdot 10^3$  происходит переход к режиму конвекции 2 с большей интенсивностью вихрей. При вычислении методом продолжения по параметру обнаружено, что при движении в пространстве параметров справа налево режим 2 существует до  $T_e = 1.5 \cdot 10^3$ . При меньшем  $T_e$  затухают все возмущения и устанавливается равновесие. В интервале  $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 4.3 \cdot 10^3$  в зависимости от начальных условий в системе будет либо равновесие, либо стационарный режим 2, в интервале  $4.4 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.6 \cdot 10^3$  реализуется либо режим 1, либо режим 2. При  $T_e > 5.6 \cdot 10^3$  сколь угодно малые возмущения равновесия приводят систему к стационарному режиму 2.

Нелинейный анализ выявил, что электроконвекция может начаться жёстко, пороговым образом, при меньшем электрическом поле, чем предсказывает линейная теория. Построены карты нелинейных режимов при разных подогревах. При других значениях нагрева (других Ra) пороговые значения переходов меняются. Порог режима 2 (левая точка гистерезиса) при разных нагревах в среднем не меняется, порог режима 1 и правая точка гистерезиса уменьшаются с ростом нагрева. При малых Ra режим 2 возникает жестко раньше мягко возникающего режима 1. При больших Ra режим 1 начинается раньше режима 2.

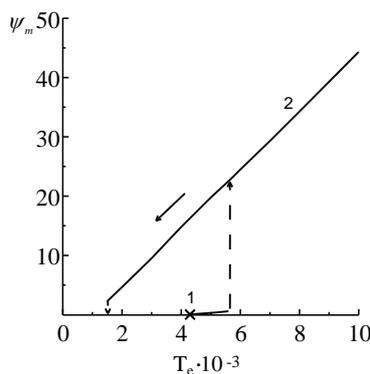


рис. 1. Зависимость максимальной функции тока от параметра  $T_e$  (1, 2 – два режима с разной интенсивностью вихрей)

Также рассмотрен случай слабой модуляции электрического поля. Для ряда параметров проведены численные расчёты нелинейного поведения электрогидродинамической системы. В дальнейшем планируется изучить влияние амплитуды и частоты модуляции на изменение порогов электроконвекции.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (№17-01-00887).

Список публикаций:

- [1] Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Физматгиз. 1972. 292 с.  
[2] Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожухарь И. А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.  
[3] Стишков Ю. К., Остапенко А. А. Электродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. 172 с.  
[4] Саранин В. А. Устойчивость равновесия, зарядка, конвекция и взаимодействие жидких масс в электрических полях. М.–Ижевск: НИЦ РХД, 2009. 332 с.  
[5] Pontiga F., Castellanos A. // *Phys. Fluids*. 1994. Vol. 6, No. 5. P. 1684–1701.  
[6] Жакин А. И. Электродинамика // УФН. 2012. Том 182, №5. С. 495–520.  
[7] Жакин А. И. // *Магнитная гидродинамика*. 1982. №2. С. 70–78.  
[8] Мордвинов А. Н. Смородин Б. Л. Электроконвекция при инъекции с катода и нагреве сверху // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2012. Том 14, вып.5. С. 97–105.  
[9] Ильин В. А. // *Журнал технической физики*. 2017. Том 87, вып. 1. С. 5–9.

## Численное моделирование раскрытия трещины ГРП в неоднородном пласте

*Кабанова Полина Константиновна*

*Башкирский государственный университет*

*Аксаков Алексей Владимирович, к.ф.-м.н.*

*[polyka-95@mail.ru](mailto:polyka-95@mail.ru)*

Гидро разрыв пласта (ГРП) является одним из самых распространенных и эффективных методов увеличения нефтеотдачи. Этот метод основан на закачке в пласт флюида под высоким давлением, что способствует раскрытию естественных или образованию искусственных трещин.

Существует несколько моделей, используемых для моделирования трещин ГРП: двумерные (2D), трехмерные (3D), псевдотрехмерные (P3D) и планарные (PL3D) [1]. Большинство трещин ГРП моделируются с помощью моделей P3D и PL3D. Планарная модель точно описывает распространение трещины, но является вычислительно сложной. Псевдотрехмерные модели для упрощения расчетов используют приближенные решения, вследствие чего высота трещины, например, может быть рассчитана некорректно. Таким образом, возникает необходимость исследования этих методов и создания более точной численной модели трещины.

В данной работе исследуется профиль раскрытия вертикальной трещины ГРП с закрепленными концами ( $-c < y < c$ ) методом численного моделирования. Рассматривается пласт, для которого характерна слоистая неоднородность. Каждый слой имеет свои, постоянные по сечению слоя, модуль упругости и коэффициент Пуассона. Считаем, что раскрытие трещины обеспечивается постоянным давлением жидкости внутри трещины, а также гидростатическим давлением жидкости.

Математическая модель [2] для данной задачи включает дифференциальное уравнение равновесия в частных производных (1), обобщенный закон Гука (2), соотношение Коши для случая малых деформаций (3). Граничные условия учитывают, что на бесконечности все смещения и напряжения равны нулю, концы трещины закреплены, а раскрытие происходит за счет постоянного давления и гидростатического давления жидкости внутри трещины. Границы расчетной области ( $-l_x < x < l_x$ ,  $-l_y < y < l_y$ ) выбираются достаточно далеко от трещины.

$$-\sigma_{ij,j} = f_i, \quad (1)$$

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} u_{k,k} + 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

где  $\sigma_{ij}$  – тензор напряжений в точках поверхности тела,  $\sigma_{ij,j} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$ ,  $f_i$  – объемная сила (сила тяжести),

$\varepsilon_{ij}$  – тензор деформаций,  $u_i$  – проекции вектора перемещений,  $u_{k,k} = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$ ,  $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ ,  $\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$

– коэффициенты Ламе,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$  – символ Кронекера.