

УДК 537.528 : 518

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ГЕНЕРАТОРА УПРУГИХ ИМПУЛЬСОВ В ВОДОНАПОЛНЕННОЙ СКВАЖИНЕ

**В.И. Федун, Ю.Е. Коляда**

*Приазовский государственный технический университет, Украина, 87500, Мариуполь, ул. Университетская, 7  
e-mail: kolyada@pstu.edu*

Поступила в редакцию 6 октября 2005 г.

Численно решена самосогласованная задача развития электроискрового разряда в водонаполненной скважине. Предложена и обоснована система уравнений, описывающая основные физические явления в такой системе. Их решение позволило определить динамику парогазовой полости и параметры возбуждаемого акустического импульса в жидкости. Установлено, что динамика парогазовой полости в системе с цилиндрической геометрией и параметры излучаемого импульса существенно отличаются от аналогичных параметров, реализуемых при работе электроискровых генераторов в неограниченной среде с идентичными энергетическими характеристиками. Указаны пути управления амплитудой давления излучаемого импульса. **КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** акустический импульс, электроискровой разряд, водонаполненная скважина, численное моделирование, парогазовая полость, давление.

Повышенный в последние десятилетия интерес к разработке и созданию электроискровых источников упругих импульсов обусловлен их широким применением в геологии, для интенсификации технологических процессов, при решении задач гидролокации и связи. Работа указанных генераторов основана на использовании явления электрического разряда в жидкости. Достоинствами электроискровых источников являются возможность достижения высокой объемной плотности выделенной энергии  $\sim$  до  $1000 \text{ Дж/см}^3$ , что приближается к аналогичным характеристикам твердых взрывчатых веществ, генерация колебаний в низкочастотной области  $\sim$   $1000 \text{ Гц}$  и ниже, что необходимо для решения вышеуказанных задач, высокая технологичность устройств и воспроизводимость результатов. Физические процессы, протекающие при работе электроискровых источников и генерации гидроакустических импульсов, достаточно хорошо изучены и описаны в литературе, например, в [1–3]. Генерация колебаний происходит в результате пульсации парогазовой полости, образовавшейся за счет выделения энергии при электрическом разряде в жидкости. Процесс свободной пульсации полости в безграничной среде описывается уравнением Рэлея [4]:

$$2\pi\rho R^3 \cdot \dot{R}^2 + \frac{4}{3}\pi P_0 R^3 = E. \quad (1)$$

Здесь  $R$  – радиус полости,  $\dot{R}$  – ее производная по времени,  $\rho$  – плотность жидкости,  $P_0$  – гидростатическое давление,  $E$  – введенная энергия. Из анализа уравнения (1) следуют важные характеристики этого процесса. Период пульсации полости  $T$  описывается формулой Виллиса:

$$T = 1,14\rho^{\frac{1}{2}} \frac{E^{\frac{1}{3}}}{P_0^{\frac{5}{6}}}. \quad (2)$$

Максимальный радиус полости  $R_{\max}$  связан с вводимой энергией следующим соотношением:

$$\frac{4}{3}\pi P_0 R_{\max}^3 = E. \quad (3)$$

Акустический КПД оказывается равным:

$$\eta \approx 3(\gamma - 1) \frac{\vartheta}{c}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты,  $\vartheta$  – скорость частиц жидкости,  $c$  – скорость звука.

Однако для решения ряда задач, таких как сейсмоакустические исследования, интенсификация добычи нефти и газа, электроискровые генераторы необходимо размещать в устье водонаполненных скважин. В этом случае будет иметь место одномерное расширение парогазового цилиндра в глубь скважины, воздействующего на жидкость в виде поршня. Поэтому уравнение (1) и вытекающие из него соотношения (2) и (3) оказываются несправедливыми. При этом существенно изменятся форма импульса давления и моды возбуждаемых колебаний, на что справедливо указано в [5].

В этой связи большой интерес представляет изучение физических закономерностей генерации акустических импульсов электроискровыми источниками в водонаполненных скважинах. В частности, установление зависимости амплитудно-временных параметров акустических импульсов от величины и длительности вводимой энергии, геометрических размеров скважины. Поставленные задачи решались численными методами. Следует отметить, что аналогичные вопросы рассматривались в работе [6], в которой приведено аналитическое

решение для некоторых частных случаев ввода энергии. Результаты численного исследования распространения таких акустических импульсов в водонаполненной скважине приведены в работе [7].

### ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Исходным уравнением для решения данной задачи является уравнение, описывающее закон сохранения энергии. Энергия  $E$ , выделяемая в полости, за счет развития электрического разряда в жидкости, затрачивается на сообщение внутренней энергии  $W$  и совершение работы  $A$  над жидкостью при расширении полости:

$$W + A = E. \quad (5)$$

Это уравнение верно в случае пренебрежения потерь энергии за счет лучистого и электронного механизмов теплопроводности. Как отмечено в [1 с. 77-81, 8 с. 127-142], эти механизмы существенны лишь в канале разряда, в то время как на его периферии ими можно пренебречь. Действительно, парогазовую полость можно рассматривать как однородную плазму, имеющую резкую границу с холодной жидкостью и металлическими стенками. Если взять начальный характерный размер полости  $x_0 \sim 1$  см и температуру газа  $\sim 2000^\circ\text{K}$ , то коэффициент температуропроводности оказывается равным  $\chi \approx 0,1$  см<sup>2</sup>/с [9 с. 123]. Тогда характерное время процессов теплопроводности  $\tau_T$  будет равно  $\tau_T \sim x_0^2 / \chi \approx 10$  с, что превышает время разряда  $\tau_p$  на несколько порядков.

Поэтому члены, входящие в уравнение (5) могут быть записаны следующим образом:

$$W = \frac{PV}{\gamma - 1}. \quad (6)$$

Это следует из [1 с. 104], где показано, что внутренняя энергия плазмы приближенно может быть записана обычным выражением для энергии идеального газа. Здесь  $P$  и  $V$  – давление и объем цилиндрической парогазовой полости,  $\gamma$  – эффективное значение показателя адиабаты ( $\gamma \approx 1,26$ ).

Работа расширения полости равна:

$$A = \int_{V_0}^V (P - P_0) dV = \int_{x_0}^x (P - P_0) S_0 dx, \quad (7)$$

где  $S_0$  – площадь поперечного сечения трубы,  $x_0$  и  $x$  – начальная и текущая продольные координаты.

Закон развития разряда в электроискровых источниках близок к синусоидальному, что подтверждается, экспериментальными данными многих авторов. Тогда закон ввода энергии может быть представлен в виде

$$E(t) = \frac{\pi E_0}{2\tau_p} \int_0^t (1 - \Theta(t - \tau_p)) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) dt = \frac{\pi E_0}{2\tau_p} \int_0^{\tau_p} (1 - \Theta(t - \tau_p)) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) dt + \\ + \frac{\pi E_0}{2\tau_p} \int_{\tau_p}^t (1 - \Theta(t - \tau_p)) \sin\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) dt, \quad (8)$$

где  $\Theta(t)$  – функция Хевисайда,  $E_0$  – полная энергия, выделяемая в парогазовой полости.

Следует отметить, что давление в полости равно давлению на границе раздела двух сред (газ – жидкость), движущейся со скоростью  $\vartheta = dx/dt$  и может быть записано в виде:

$$P = P_0 + \rho c \vartheta = P_0 + \rho c \frac{dx}{dt}. \quad (9)$$

Таким образом, система уравнений (5-9) позволяет при всех заданных начальных параметрах определить закон расширения парогазовой полости, давление внутри нее, а так же форму излучаемого импульса давления.

Ниже представлены результаты численных расчетов.

На графиках рис.1 представлены зависимости движения фронта парогазовой полости в скважине  $-x(t)$ , при значениях выделенной энергии 5; 10 и 40 кДж и начальном газовом объеме, определяемым значением координаты  $x_0 = 1$  см и  $S_0 = 18,5$  см<sup>2</sup>. А на рис.2 приведены зависимости давления в полости (т.е. амплитуды волны излучения) от времени, полученные при тех же параметрах  $E_0$ ,  $x_0$  и  $S_0$ .

Характерным для всех зависимостей является отсутствие процесса пульсации парогазовой полости: присутствует только импульс разряжения и отсутствует импульс сжатия. Это полностью согласуется с особенностью излучения плоской диафрагмы в трубе (поршень в трубе), для которой присоединенная масса среды равна нулю и имеет место возбуждения плоской волны [2 с. 137, 10 с. 308]. При этом зависимости (2) и (3), вытекающие из уравнения Рэлея, в данном случае не работают. Анализ представленных графиков показывает, что амплитуда излучаемого импульса оказывается пропорциональна выделенной энергии.

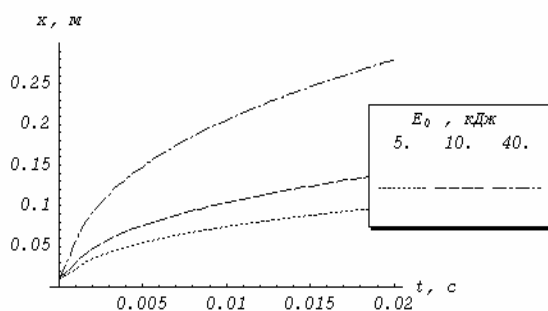


Рис.1. Зависимости движения фронта парогазовой полости в скважине  $-x(t)$  при различных значениях выделенной энергии.

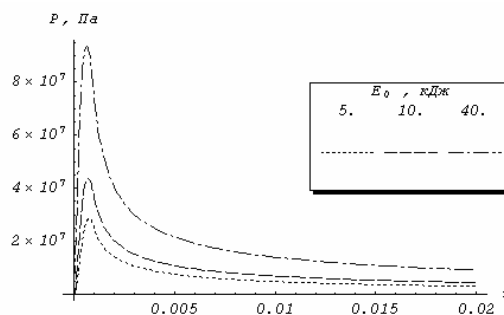


Рис.2. Зависимости давления в полости от времени при различных значениях выделенной энергии.

Существенное влияние на амплитуду волны излучения оказывает наличие начального объема в полости  $S_0 x_0$ . На графиках рис.3 представлены импульсы волн излучения при значении введенной энергии 20 кДж и начальных координатах полости  $x_0 = 0,1; 1; 5$  см. Следует отметить, что на этом и последующих графиках изменение амплитуды приведено не в зависимости от времени, а от координаты  $\zeta$ . Т.е. фактически, представлена не длительность импульса, а его длина. Из полученных результатов следует, что для увеличения амплитуды импульса начальную координату (т.е. начальный объем полости) целесообразно уменьшать.

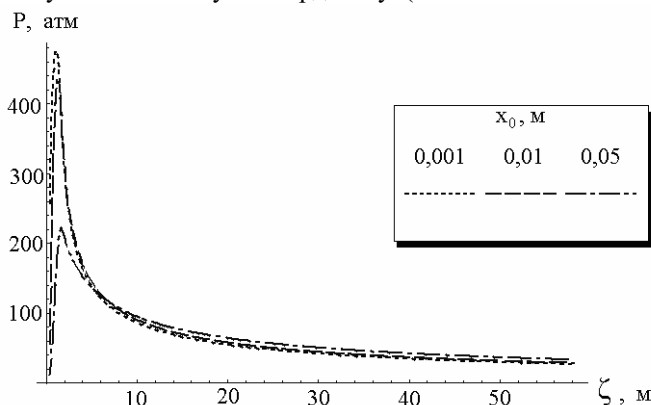


Рис.3. Импульсы волн излучения при значении введенной энергии 20 кДж и различных начальных координатах.

Однако пределом начального объема является тот, который обеспечивает работу излучателя в режиме линейной акустики при заданном законе ввода энергии в полость, который определяется параметрами:  $E_0$ ,  $\tau_p$ ,  $dE/dx$  – скоростью ввода энергии. При этом скорость движения фронта цилиндрической парогазовой полости, или максимальная скорость частиц жидкости  $dx/dt$ , не должна превышать скорость звука в среде. В противном случае возникает ударная волна, диссипация которой приводит к ее поглощению и выделению тепла на незначительном расстоянии от излучателя. Кроме того, значительная часть акустической энергии трансформируется в высокочастотные гармоники [11 с.124, 12 с.218].

## ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Предложена и обоснована система уравнений, позволяющая описывать работу генератора гидроакустических импульсов в среде с цилиндрической геометрией.
2. Установлено, что динамика парогазовой полости в системе с цилиндрической геометрией и параметры излучаемого импульса существенно отличаются от аналогичных параметров реализуемых при работе электроискровых генераторов в неограниченной среде – в «открытой воде» с идентичными энергетическими характеристиками. В частности, излучаемый импульс является однополярным – присутствует только импульс разряжения и отсутствует импульс сжатия.
3. При работе электроискрового источника в водонаполненной скважине существует более сильная зависимость максимального давления от величины выделенной энергии, чем в сферической неограниченной системе. В данном случае эта зависимость линейна.
4. Путём задания величины начального газового объёма в области разряда возможно управление амплитудой давления излучаемого импульса.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. – М.: Наука, 1971. – 155с.
2. Акустические подводные низкочастотные излучатели / А.В. Римский-Корсаков, В.С Ямщиков, В.И Жулин, В.И Рехтман. – Л-д: Судостроение, 1984. – 184 с.
3. Балашканд М.И., Ловля С.А. Источники возбуждения упругих волн при сейсморазведке на акваториях. – М.: Недра, 1977. – 129с.
4. Rayleigh J.W. On the pressure development in liquid during the collapse of spherical cavity // Philos. Mag. – 1917. – V.34. – P.94 – 101.

5. Владов М.Л. Сейсмоакустические многоволновые исследования в водонаполненных скважинах с помощью электроискрового источника упругих волн. – Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва. – 2003, МГУ им. М.В. Ломоносова.
6. Андоньев С.М., Баранник В.А., Гербер Л.М., Карась В.И., Косевич А.М. Рост парового пузыря в трубе // Инженерно-физический журнал. – 1970. - Т. 19. - № 2. – С. 350-351.
7. Федун В.И., Коляда Ю.Е. Численное моделирование распространения акустических импульсов в водонаполненной скважине // Моделювання та інформаційні технології. Збірник наукових праць Інститута проблем моделювання в енергетиці імя Г.С. Пухова НАН України. Київ, 2005. – С. 190 – 195.
8. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. – М.: Наука, 1990. – 342 с.
9. Теплофизический справочник. - М.: Высшая школа, 1976. – 800 с.
10. Горелик Г.С. Колебания и волны. 2-е издание. – М.: Физматгиз, 1959. – 474 с.
11. Коул Х.Р. Подводные взрывы: Пер.с англ. – М.: Издательство иностранной литературы., 1950. – 520 с.
12. Яковлев Ю.С. Гидродинамика взрыва. – Л-д.: Судпромгиз, 1961. – 320 с.

## THE NUMERICAL SIMULATION OF THE ELECTRIC-SPARK ELASTIC-PULSE GENERATOR OPERATION INTO A WATER-FILLED WELL

V.I. Fedun, Y.E. Kolyada

*Priazovsky state technical university, st. Universitetskaya, 7, 87500, Mariupol, Ukraine*

The self-consistent problem of an electric-spark discharge evolution into the water-filled well have been numerically solved. There are carried out and well grounded a set of equations which describes the basic physical phenomena in this system. Their solutions allowed to define a steam-gas cavity dynamics and the parameters of an excited acoustic pulse into a liquid. It is found that a steam-gas cavity dynamics in a system with a cylindrical geometry and the excited pulse parameters diverged considerable at an identical energy characteristics from such parameters that have be realized at an electric spark generator operation in infinite matter. The control ways of an emitted pulse pressure amplitude have been indicated.

**KEY WORDS:** acoustic pulse, electric-spark discharge, water-filled well, numerical simulation, steam-gas cavity, pressure.