

$\gamma=2 \text{ т/м}^3$ ,  $v=1 \text{ м/сут}$ ,  $C=10^3$ ,  $g=15 \text{ 1/м}$ ,  $h_*=0,01 \text{ мДарси}$ . При этом  $\xi_0=20 \text{ м}$ . Давление нормировано на его значение  $p_*$  на бесконечности ( $\beta=p/p_*$ ;  $\beta_1=p_1/p_*$ ). Расчеты выполнены для трех значений кинетического параметра  $k=k_0=0,038 \text{ 1/мин}$ ,  $k=k_0 \cdot 10^{-2}$ ,  $k=k_0 \cdot 10^{-4}$ . Первое из этих значений отвечает мелко раздробленному, разгруженному от горного давления выбросоопасному углю, испытывавшемуся в лаборатории [6]. Два других значения отвечают замедлению проникновения газа в поры для углей с меньшей нарушенностью, находящихся в природных условиях. Во всех случаях трех приближений оказывалось достаточно, чтобы погрешность, оцениваемая по изменению рассчитываемых значений  $p$ , не превышала 3%.

На фиг. 2 представлены полученные в расчетах распределения нормированного давления в фильтрующих трещинах  $\beta(\eta)$  (сплошные кривые) и в порах частиц  $\beta_1(\eta)$  (штриховые кривые). Кривые 1-3 отвечают  $k/k_0=1, 10^{-2}, 10^{-4}$ . Графики отчетливо свидетельствуют о том, что в зависимости от скорости отдачи газа частицами возможны следующие режимы фильтрации в призабойной зоне пласта: синхронное изменение давления в трещинах и структурных блоках (при  $k \geq k_0$ ); дифференциация распределений давлений в трещинах и блоках (при  $k \sim 10^{-2} \cdot k_0$ ) и режим фильтрации при практически постоянном газосодержании в угольных блоках (при  $k \approx 10^{-4} \cdot k_0$ ).

Выбросоопасные угольные пласты характеризуются повышенной скоростью газоотдачи ( $k \sim k_0$ ) [6]. Для них фильтрация газа проявляется в виде синхронного изменения давления в блоках и трещинах. Как видно из фиг. 2, при таком режиме кривая распределения давления свободного газа имеет наибольший градиент. Это в свою очередь свидетельствует о повышенной выбросоопасности [10]. Тем самым устанавливается тесная связь между рассматривавшимися ранее обособленно критериями выбросоопасности, основанными на исследовании скорости газоотдачи угля и на закономерностях распределения газового давления в пласте.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рубинштейн Л. И. К вопросу о процессе распространения тепла в гетерогенных средах // Изв. АН СССР. Серия географ. и геофиз. 1948. Т. XII. № 1. С. 27-45.
2. Баренблатт Г. И., Желтов Ю. П. Об основных уравнениях фильтрации однородных жидкостей в трещиноватых породах // Докл. АН СССР. 1960. Т. 132. № 3. С. 545-548.
3. Волков И. А. О постановке краевых задач для уравнений упругого режима фильтрации в трещиновато-пористых средах // Вопросы применения математического и геометрического моделирования. Л.: ЛИСИ, 1967. С. 36-39.
4. Работнов Ю. Н. Элементы наследственной механики твердых тел. М.: Наука, 1977. 383 с.
5. Ходот В. В. Внезапные выбросы угля и газа. М.: Госгортехиздат, 1961. 363 с.
6. Эттингер И. Л. Внезапные выбросы угля и газа и структура угля. М.: Недра, 1969. 160 с.
7. Каменский С. Г., Кузьмин В. М., Степанов В. П. Нефтепромысловые исследования пластов. М.: Недра, 1974. 224 с.
8. Ромм Е. С. Структурные модели порового пространства горных пород. Л.: Недра, 1985. 240 с.
9. Христианович С. А. Распределение давления газа вблизи движущейся свободной поверхности угля // Изв. АН СССР. ОТН. 1953. № 12. С. 1673-1678.
10. Петухов И. М., Линьков А. М. Механика горных ударов и выбросов. М.: Недра, 1983. 280 с.

Ленинград

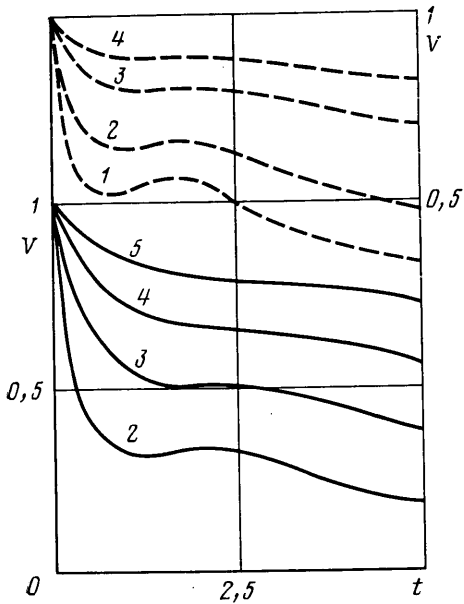
Поступила в редакцию  
11.IX.1987

УДК 532.582.22:519.63

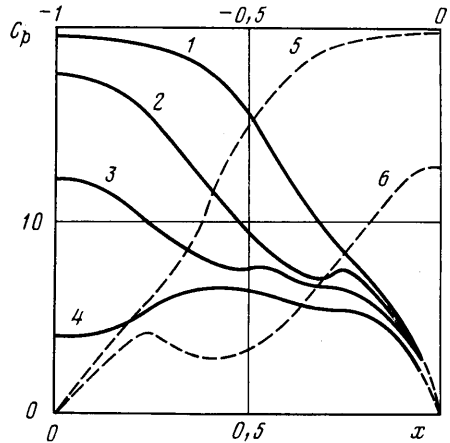
### ПОГРУЖЕНИЕ ПЛАСТИНЫ И ДИСКА КОНЕЧНОЙ МАССЫ В СЖИМАЕМУЮ ЖИДКОСТЬ

ТЕРЕНТЬЕВ А. Г., ЧЕЧНЕВ А. В.

Задача о погружении тела в жидкость относится к одной из сложных проблем нестационарной гидродинамики. Обзор работ в этой области можно найти в [1-3]. Теоретические результаты получены в основном в рамках линейной теории [4-6]. В нелинейной постановке эта задача недавно рассмотрена в [7-8], где численно исследовано погружение тел с постоянной скоростью.



Фиг. 1



Фиг. 2

В данной работе изучается падение пластины и диска конечной массы на свободную поверхность воды и последующее движение по инерции. Влиянием воздушной среды над жидкостью пренебрегается.

Пусть пластина шириной  $2l$  (диск радиуса  $l$ ) и массы  $m$  в момент времени  $t=0$  соприкасается с поверхностью неподвижной жидкости плотности  $\rho_0$  при давлении  $p_0$ . Скорость тела в момент соприкосновения равна  $V_0$ . При  $t>0$  тело вертикально погружается в жидкость. Скорость погружения  $\dot{V}$  является искомой и определяется из уравнения Ньютона  $m\dot{V} = -F$ , где  $F$  — сила реакции жидкости.

Введем прямоугольную декартову систему координат  $xy$ , жестко связанную с пластиной. Начало координат находится в середине пластины, ось  $x$  направлена по пластине параллельно плоскости течения, ось  $y$  — вертикально вверх. Течение жидкости в выбранной неинерциальной системе координат описывается системой уравнений

$$\rho\dot{u} + p_x = 0, \quad \rho\dot{v} + p_y = \rho\dot{V}$$

$$\dot{\rho} + \rho \operatorname{div} \mathbf{w} = 0, \quad p = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right]$$

Здесь  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $\mathbf{w} = (u, v)$  — вектор скорости;  $c_0$  — скорость звука в невозмущенной жидкости;  $n=7$  — показатель изэнтропии.

Граничные условия: на свободной границе  $p=0$ , на пластине  $v=0$ , на оси симметрии  $u=0$ .

Начальные условия:  $\rho=\rho_0$ ,  $p=0$ ,  $u=0$ ,  $v=V_0$ .

Для определения свободной границы используется кинематическое условие  $\dot{x}=u$ ,  $\dot{y}=v$ .

Алгоритм решения задачи основан на комбинации методов крупных частиц [9] и маркеров в ячейках [10]. Описание комбинированного метода дано в [7].

Член  $\rho\dot{V}$ , входящий в уравнение импульса, учитывается на эйлеровом этапе. Лагранжев этап остается без изменений.

Численные эксперименты показали, что метод крупных частиц без использования искусственной вязкости дает сильные колебания давления за фронтом ударной волны. Эти колебания не отражают физической сущности гидродинамики процесса и являются следствием только вычислительного алгоритма. Поэтому в уравнении импульса вводилась линейная искусственная вязкость  $q$ . Необходимо отметить, что результаты существенно зависят от вида граничного условия для  $q$  на поверхности пластины. Обычно [11, 12] на твердых границах предполагалось, что  $q=0$ . Однако, как показали настоящие расчеты, это условие приводит к существенно немонокотным решениям. С помощью численного эксперимента было показано, что монотонность

решения обеспечивается при граничном условии  $q = \rho v c$ , где  $\rho$ ,  $v$  и  $c$  — соответственно плотность, осевая компонента скорости и скорость звука на границе тела.

Расчеты были выполнены на сетке с ячейками размеров  $\Delta x/l = \Delta y/l = 0,1$ . Шаг по времени  $\Delta t$  находился из условия Куранта со значением коэффициента  $\delta = 0,25$ .

Некоторые результаты расчетов представлены на фиг. 1.

На фиг. 1 для  $M_0 = 0,1$  дана зависимость скорости пластины (сплошные кривые) и диска (штриховые кривые) от времени и массы. Кривые 1–5 соответствуют значениям  $\mu = 0,5; 1; 2,5; 5; 10$ .

Из графиков видно, что при ударе тел малой массы наблюдается резкое изменение сил давления и скорости тела непосредственно после соприкосновения с жидкостью. При этом сила реакции жидкости в некоторый момент меняет знак, в результате движение тела ускоряется и зависимость скорости от времени становится монотонной.

На фиг. 2 приведено распределение давления  $c_p = p / (1/2 \rho_0 V_0^2)$  по поверхности пластины и диска в различные моменты времени. Сплошные линии 1–4 отвечают пластине массы  $\mu = 5,0$  и соответствуют моментам времени  $t = 0,4; 0,6; 0,8; 1,1$ ; штриховые линии 5, 6 — диску массы  $\mu = 2,5$  и  $t = 0,4; 0,7$ . Как показывают кривые, с периферии к центру движется волна разрежения. При этом в отличие от случая равномерного погружения [7] давление в центре начинает падать существенно раньше момента прихода волны разрежения, что объясняется процессом торможения тела.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев: Наук. думка, 1969. 209 с.
2. Григолюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью. (Удар и погружение). Л.: Судостроение, 1976. 200 с.
3. Сагомонян А. Я. Проникание. (Проникание твердых тел в сжимаемые сплошные среды). М.: Изд-во МГУ, 1974. 300 с.
4. Сагомонян А. Я. Падение плоской пластинки на поверхность сжимаемой жидкости // Вестн. МГУ. Сер. математика, механика, Сер. 2, Химия, Сер. 3, Физика, астрономия. 1959. № 2. С. 49–53.
5. Галин Л. А. Удар по твердому телу, находящемуся на поверхности сжимаемой жидкости // ПММ. 1947. Т. 11. Вып. 5. С. 547–550.
6. Поручиков В. Б. Удар диска по поверхности идеальной сжимаемой жидкости // ПММ, 1964. Т. 28. Вып. 4. С. 797–800.
7. Терентьев А. Г., Чечнев А. В. Численное исследование входа пластины и диска в сжимаемую жидкость // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 104–107.
8. Шагверди Г. Г. Исследование проникания твердых тел в сжимаемую жидкость консервативным методом конечных элементов // Динамика упругих и твердых тел, взаимодействующих с жидкостью. Томск, 1984. С. 170–179.
9. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике: Вычисление. Эксперимент. М.: Наука, 1982. 391 с.
10. Harlow F. H., Welch J. E. Numerical study of large-amplitude freesurface motions // Phys. Fluids. 1966. V. 9. № 5. P. 842–851.
11. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978. 688 с.
12. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.

Чебоксары

Поступила в редакцию  
6.X.1987