

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян С. С., Эглит М. Э., Якимов Ю. Л. Новая постановка и решение задачи о движении снежной лавины. Тр. Высокотгорн. геофиз. ин-та, 1967, вып. 12.
2. Григорян С. С., Остроумов А. В. Методика расчета движения снежной лавины лоткового типа. Ин-т механ. МГУ, 1972, Отчет № 1375.
3. Брюханов А. В. Механизм движения снежных лавин и его изучение в различных географических условиях методом специальной скоростной стереосъемки. В сб. «Снег и лавины Хибин». М., Изд. МГУ, 1967.

УДК 532.5:622.244.6:621.315

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДВУХФАЗНОГО ПРИТОКА К ОПРОБОВАТЕЛЮ ПЛАСТОВ НА КАБЕЛЕ

В. А. ИСЯКАЕВ, М. П. КАРЧЕВСКАЯ, А. Ф. КЛЕМЕНТЬЕВ,
Г. Д. ЛИХОВОЛ

(Уфа)

Исследуется процесс двухфазного притока к опробователю пластов на кабеле в газожидком пласте путем решения начально-краевой задачи фильтрации газированной жидкости [1].

1. Пусть имеем однородный бесконечный недеформируемый пористый пласт, насыщенный одновременно газом и жидкостью. Газ в пласте находится в свободном состоянии и растворен в жидкости согласно закону Генри. Жидкость в газе не растворяется. Первоначально давление и значения фазовых насыщенныхностей во всем пласте одинаковы. С нулевого момента времени через полусферический сток жидкость и газ отбираются из пласта в замкнутый баллон опробователя, содержащий вначале воздух под атмосферным давлением (в скважине из-за влияния температуры начальное давление в баллоне может несколько превышать атмосферное). По мере заполнения баллона давление в нем возрастает, приближаясь к пластовому, и одновременно снижается расход газожидкостной смеси.

Считаем газ идеальным, жидкость несжимаемой, вязкости газа и жидкости постоянными, процессы в пласте и баллоне изотермическими, фильтрацию протекающей по закону Дарси, а ее геометрию одномерной сферически-радиальной. Влиянием капиллярных и гравитационных сил пренебрегаем.

Математическая задача в безразмерных переменных формулируется так:

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left\{ [cP_{c0}k_l^*(S) + \mu^*k_g^*(S)] \rho^2 \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right\} = m \frac{\partial}{\partial \tau} \{ [1 - (1 - cP_{c0})S] \Phi \}$$

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[k_l^*(S) \rho^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right] = m \frac{\partial S}{\partial \tau}$$

$$\tau=0: \quad \Phi=1 \quad (\rho>1), \quad \Phi=\Phi_{c0} \quad (\rho=1)$$

$$S(\rho)=S_0, \quad V_g^*=0, \quad V_l^*=0$$

$$\tau>0: \quad \Phi=1 \quad (\rho \rightarrow \infty), \quad S=S_0 \quad (\rho \rightarrow \infty)$$

$$(V_0^* - V_l^* + cP_{c0}V_l^*)\Phi_c = (V_0^* + V_g^*)\Phi_{c0}$$

$$[cP_{c0}k_l^*(S) + \mu^*k_g^*(S)] \rho^2 \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = \Phi_{c0} \frac{dV_g^*}{d\tau}$$

$$k_l^*(S) \rho^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = \frac{dV_l^*}{d\tau}$$

Здесь

$$\Phi = \frac{P}{P^0}, \quad \rho = \frac{r}{r_c}, \quad \mu^* = \frac{\mu_l}{\mu_g}, \quad \tau = \frac{kP^0 t}{\mu_l r_c^2}, \quad V^* = \frac{V}{2\pi r_c^3}$$

P — давление, P^0 — пластовое давление, P_c и P_{c0} — текущее и начальное давления в баллоне (на стоке), S и S_0 — текущая и начальная насыщенности пласта жидкостью, r — пространственная координата, r_c — радиус стока, t — время μ_l и μ_g — вязкости жидкости и газа, V_0 — объем баллона опробователя, V_l и V_g — текущие объемы жидкости и газа в баллоне (V_g при P_{c0}), k_l^* и k_g^* — относительные проницаемости пласта для жидкой и газовой фаз, k — абсолютная проницаемость, m — пористость, c — коэффициент растворимости газа в жидкости.

Согласно [2] принимаем

$$k_g^*(S) = \left(\frac{0.9-S}{0.9} \right)^{3.5} (1+3S) \quad (0 \leq S \leq 0.9)$$

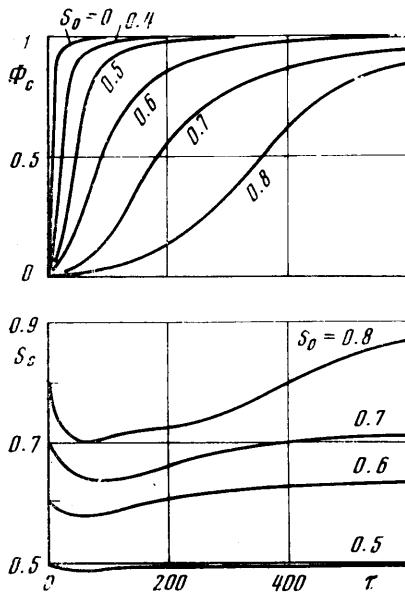
$$k_g^*(S) = 0 \quad (0.9 \leq S \leq 1)$$

$$k_l^*(S) = 0 \quad (0 \leq S \leq 0.2), \quad k_g^*(S) = 0 \quad (0.9 \leq S \leq 1)$$

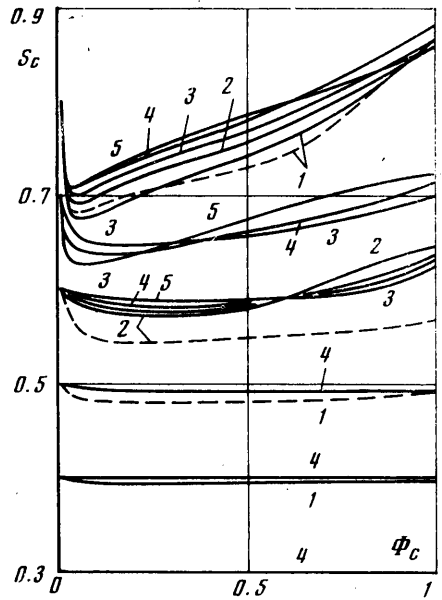
$$k_l^*(S) = \left(\frac{S-0.2}{0.8} \right)^{3.5} \quad (0.2 \leq S \leq 1)$$

Требуется найти $\Phi(\rho, \tau)$, $S(\rho, \tau)$, $V_g^*(\tau)$, $V_l^*(\tau)$.

2. Поставленная задача решалась методом сеток с использованием неявной разностной схемы и способа итераций [3]. Область интегрирования по пространствен-



Фиг. 1



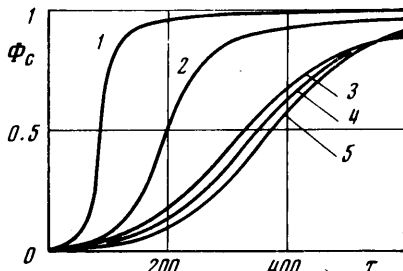
Фиг. 2

ной переменной ограничивалась на расстоянии $\rho=50$. Расчеты проводились на БЭСМ-4 для разных сочетаний параметров фильтрации и значений начальной водонасыщенности пласта. Следующие данные во всех вариантах расчетов были одинаковыми: $V_0=8000 \text{ см}^3$, $r_c=1.6 \text{ см}$, $c=0.22 \text{ см}^3/\text{см}^3 \text{ МПа}$, $P_{c0}=0.1 \text{ МПа}$.

На фиг. 1 показано влияние величины начальной водонасыщенности пласта на характер нарастания давления в баллоне опробователя Φ_c и изменение водонасыщенности пласта на стоке S_c в процессе отбора пробы ($P^0=10 \text{ МПа}$, $\mu^*=50$, $m=0.2$). Видно, что с повышением S_0 время заполнения баллона увеличивается и нарастание в нем давления в ходе опробования практически сохраняется сначала быстро снижается, а затем постепенно возрастает. Изменение насыщенности тем значительнее, чем выше S_0 . При $S_0 < 0.5$ насыщенность пласта и, следовательно, его фазовые проницаемости для воды и газа в процессе опробования практически сохраняют первоначальные значения. Влияние разных факторов на характер изменения насыщенности пласта на стоке в ходе опробования иллюстрирует фиг. 2, где сплошные кривые построены для $P^0=10 \text{ МПа}$, а прерывистые — для $P^0=30 \text{ МПа}$; кривым соответствуют следующие значения пар (m, μ^*): 1 — (0.2, 10), 2 — (0.2, 25), 3 — (0.3, 50), 4 — (0.2, 50), 5 — (0.1, 50).

Расчеты показывают, что значительные изменения давления и насыщенности в ходе опробования происходит лишь в небольшой области пласта вблизи стока (глубиной менее 10 см), а крутизна воронки депрессии при одинаковых текущих давлениях на стоке меньше в пластах с более высокой водонасыщенностью.

Для изучения влияния соотношения вязкостей флюидов на искомые функции проведены расчеты с тремя значениями μ^* (10, 25 и 50) при различных значениях S_0 . Оказалось, что во всех случаях с уменьшением μ^* давление в баллоне растет быстрее, но скорость этого роста зависит от величины водонасыщенности пласта. Так, при $S_0=0.4$ разница текущих давлений для разных μ^* в рассматриваемом диапазоне этой величины невелика (меньше 4%), при $S_0=0.6$ она уже существенна, а при $S_0=0.8$ весьма значительна. Влияние вязкости на кривую Φ_c показано на фиг. 3 для $P^0=10$ МПа и $S_0=0.8$. Здесь кривым 1-5 соответствуют следующие значения пар (m, μ^*): 1 - (0.2, 10), 2 - (0.2, 25), 3 - (0.3, 50), 4 - (0.2, 50), 5 - (0.1, 50). Что касается насыщенности, то ее изменения, как показывает фиг. 2, с уменьшением μ^* более значительны.



Фиг. 3

Расчетами установлено влияние пористости пласта на кривые давления (фиг. 3), причем оно увеличивается с ростом S_0 . Для больших значений пористости давление в баллоне сначала растет быстрее, а после значения $\Phi_c=0.8-0.85$ - медленнее. Определенной закономерности влияния пористости на изменение насыщенности не наблюдается. Для $S_0=0.6$ и 0.7 изменения насыщенности более значительны при меньших значениях пористости, однако для $S_0=0.8$ такой зависимости не оказалось.

Как показывает фиг. 2, на изменение насыщенности влияет величина пластового давления. При больших P^0 происходит большее снижение водонасыщенности в прискважинной зоне пласта при опробовании.

Результаты расчетов $V_g^*(\tau)$ и $V_l^*(\tau)$ показывают, что расход жидкости максимален в начале отбора и непрерывно уменьшается, а расход газа сначала нарастает, а затем снижается. В таблице даны конечные значения V_g и V_l , рассчитанные для $P^0=10$ и 30 МПа. Видно, что пористость пласта мало влияет на количества отбираемых газа и жидкости, которые зависят главным образом от величины водонасыщенности, соотношения вязкости флюидов и пластового давления. Эту зависимость можно представить в виде

$$\Gamma^* = (\Gamma - \Gamma^1) \frac{\Phi_{c0}}{\mu^*} = f(S_0)$$

S_0	m	μ^*	P_{cmax} , МПа	V_g , дм^3	V_l , дм^3	Γ^*
0.3	0.2	50	9.99	792	0.00086	185
0.4	0.2	10	9.95	780	0.0817	9.55
	0.2	25	9.98	787	0.0341	9.25
0.5	0.2	50	9.98	789	0.0173	9.10
	0.2	10	29.91	2358	0.0911	8.65
	0.1	50	9.97	777	0.128	1.21
0.6	0.2	50	9.98	777	0.136	1.14
	0.2	10	29.90	2229	0.530	1.40
	0.1	50	9.98	732	0.600	0.244
0.7	0.2	50	9.97	730	0.600	0.243
	0.3	50	9.99	732	0.601	0.244
	0.2	25	9.97	683	1.09	0.249
	0.2	25	26.63	1829	1.12	0.244
0.8	0.1	50	9.99	568	2.29	0.0492
	0.2	50	9.98	563	2.33	0.0480
	0.3	50	9.98	552	2.45	0.0446
0.8	0.1	50	9.87	108	6.98	0.00268
	0.2	50	9.95	119	6.87	0.00304
	0.3	50	9.94	141	6.64	0.00390
	0.2	10	9.91	49.9	7.58	0.00440
0.8	0.2	25	9.71	85.6	7.19	0.00404
	0.2	10	29.00	103	7.79	0.00238

где $\Gamma = V_g/V_l$ — газовый фактор пробы, Γ' — растворимость газа в воде в пластовых условиях (в данной задаче $\Gamma' = cP^0$).

Для $S_0 = 0.7$ и, особенно, 0.8 наблюдается некоторый разброс значений Γ^* , однако в пределах этого разброса отклонения S_0 от даваемых таблицей не превышают $\pm 1.25\%$. Подобные зависимости, построенные для конкретных зависимостей k_g^* и k_l^* от S можно использовать для оценки величины водонасыщенности газовых пластов по результатам опробования. При этом следует иметь в виду, что достаточно уверенные определения водонасыщенности возможны, по-видимому, только для ее значений, больших 0.5, так как лишь в таких случаях отбираются заметные количества жидкости. Кроме того, значения водонасыщенности могут оказаться завышенными вследствие отклонения режима фильтрации от закона Дарси.

Поступила 9 VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенберг М. Д., Кундин С. А., Курбанов А. К., Суворов Н. И., Шавкринский Г. Ю. Фильтрация газированной жидкости и других многокомпонентных смесей в нефтяных пластах. М., «Недра», 1969.
2. Чарный И. А. Подземная гидрогазодинамика. М., Гостоптехиздат, 1963.
3. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М., «Наука», 1971.

УДК 532.5:532.135

О КОЛЕБАНИЯХ ГАЗОНАПОЛНЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В ПСЕВДОПЛАСТИЧЕСКИХ И ДИЛАТАНТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

В. Б. ЕВЧЕНКО, С. П. ЛЕВИЦКИЙ, А. Т. ЛИСТРОВ

(Воронеж)

Вопросы динамики пузырьков в жидкости связаны с проблемами кавитации [1]. В связи с кавитационными явлениями в не-newтоновских средах, в частности в полимерных жидкостях [2, 3], ниже исследуется пульсация пузырька в полимерной жидкости со степенным реологическим законом. Уравнение движения границы газовой полости интегрируется численно, при этом отдельно рассматриваются случаи псевдопластической и дилатантной жидкостей. Полученные результаты могут быть использованы при анализе акустической кавитации в водных растворах полимеров.

Рассмотрим газонаполненную сферическую полость радиуса R_0 , покоящуюся в неограниченной несжимаемой среде с реологическим уравнением [4]

$$\sigma_{ij} = 2k_n |2\varepsilon_{ij}\varepsilon_{ij}|^{(n-1)/2} \varepsilon_{ij}$$

$$(1) \quad \varepsilon_{ij} = 1/2 \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j = 1, 2, 3$$

Здесь σ_{ij} и ε_{ij} — девиатор тензора напряжений и тензор скоростей деформаций соответственно; v_i — проекции вектора скорости на координатные оси x_i ; k_n и n — реологические константы степенной жидкости.

Давление газа p_{10} в покоящейся полости удовлетворяет условию равновесия

$$(2) \quad p_{10} = p(\infty, 0) + 2\sigma R_0^{-1}$$

где $p(\infty, 0)$ — давление на бесконечности, σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Пусть в некоторый момент времени $t=0$ давление на бесконечности начинает изменяться по закону

$$(3) \quad p(\infty, t) = p(\infty, 0) - p_0 \sin \omega t$$

где p_0 и ω — соответственно амплитуда и частота акустического давления. Исследуем радиальные колебания полости в акустическом поле (3).

Введем сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в центре полости и запишем проекцию на ось r уравнения движения сплошной среды в напряжениях [5]

$$(4) \quad \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{3\sigma_{rr}}{r}$$