

лообмена в области $(0, x_*')$ и при их расчете можно пользоваться формулами (2), (3) во всем промежутке $(0, x_*')$. При $x' > x_*'$ следует использовать формулы для C_f и Nu_x , полученные при рассмотрении двухфазного турбулентного пограничного слоя, например формулы из [8].

Таким образом, формулы (2), (3) можно рекомендовать для практического использования при расчете трения и теплообмена между пластиной и газозвесью в случае невысоких скоростей ламинарного обтекания и мелких частиц ($x_1' \ll x_*'$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Стулов В. П. Об уравнениях ламинарного пограничного слоя в двухфазной среде. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1, с. 51–60.
2. Осипцов А. Н. О структуре ламинарного пограничного слоя дисперсной смеси на плоской пластине. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4, с. 48–54.
3. Марбл Ф. Динамика запыленных газов. — Механика. Период. сб. пер. иностр. ст., 1971, № 6, с. 48–89.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
5. Резников Б. И., Смыслов Ю. Н. Об одном методе определения трения и теплового потока в автомодельных задачах пограничного слоя. — ПМТФ, 1964, № 1, с. 53–58.
6. Агранат В. М., Берцун В. Н., Гришин А. М. Устойчивость режимов теплообмена в лобовой критической точке тела, обтекаемого потоком диссоциированного газа. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5, с. 97–106.
7. Богачев В. В. Исследование гидродинамики и теплообмена в запыленном пограничном слое: Автореф. дис. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. Ставрополь, Ставропольск. политехн. ин-т., 1981. 16 с.
8. Павлюченко А. М. Аналогия Рейнольдса и закон теплообмена в турбулентном пограничном слое при наличии твердых частиц. — В сб.: Динамика многофазных сред. Новосибирск; 1983, с. 314–319.

Томск

Поступила в редакцию
16.VII.1985

УДК 532.546+622.276

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ГАЗОВЫХ СКВАЖИН

АМЕТОВ И. М., БЕРНАДИНЕР М. Г.

Эксплуатация газовых и газоконденсатных скважин сопровождается осложнениями, связанными с поступлением жидкости (воды и конденсата) из пласта. При достаточно высокой пластовой энергии, обеспечивающей соответственно большие скорости газа по стволу скважины, жидкость выносится газовым потоком из лифтовых труб. По мере падения пластового давления уменьшается скорость газа в скважине. Динамической энергии газового потока не хватает на вынос всей жидкости из скважины, и она начинает накапливаться в лифтовых трубах. Столб жидкости в скважине оказывает отрицательное влияние на работу добывающих скважин как за счет дополнительного противодавления на пласт, так и за счет увеличения гидравлического сопротивления лифтовых труб движению в них газа. Последнее обстоятельство влияет только на режим газового потока в скважине. Увеличение же противодавления на пласт сопровождается перестройкой работы всей системы скважина — пласт. При этом нередки случаи, когда накопление жидкости в стволе приводит к пульсационному характеру работы скважины. Примером такой ситуации является суточная диаграмма скважины № 68 Артюховского месторождения на Украине (фигура). Артюховское месторождение характеризуется глубоким залегаемым — 4200 м и большой степенью истощения пластовой энергии. Пластовое давление снизилось с 42 МПа в начале разработки до 22 МПа в настоящее время. Как видно из фигуры, скважина самовозбуждается через каждые 5–6 ч. после чего ее производительность падает почти до нуля.

Ниже рассматривается модель работы газовой скважины при наличии жидкости в стволе, исследуется характер стационарных режимов и анализируются причины цикличности дебита. По постановке задача близка к изученной ранее в [1] задаче фонтанирования нефтяных скважин.

Пусть скважина радиуса r_0 расположена в центре однородного кругового газового пласта радиуса R , проницаемости k , толщины h и пористости m . Будем считать пласт насыщенным газом, а призабойную зону скважин — газом и жидкостью. Это может быть вода, подтянувшаяся к скважине, или конденсат, скопившийся в призабойной зоне. Будем рассматривать плоскорадиальное движение в пласте вдоль координаты r . Давление P на внешней границе пласта R положим постоянным и равным P_R . Характер распределения давления по пласту определяется только дви-

жением газа, и потому давление удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\kappa}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P^2}{\partial r} \right) \quad (1)$$

Расход газа из пласта в скважину определяется, исходя из закона Дарси, соотношением

$$Q_g = \frac{2\pi k h r_0}{\mu_g} \frac{\partial P(r_0, t)}{\partial r} \quad (2)$$

Здесь κ — коэффициент пьезопроводности пласта; μ_g — вязкость газа; t — время.

Величина забойного давления $P_b = P(r_0, t)$ определяется накоплением жидкости, поступающей в скважину из пласта. Характер поступления жидкости в скважину определяется, во-первых, выпадением конденсата из газовой фазы, поступающей в скважину, и, во-вторых, притоком из пласта.

Темп выпадения конденсата зависит от расхода газа Q_g и от величины снижения давления от P_b до давления над столбом жидкости в скважине P_0 : $f_1 = f_1(Q_g, P_b - P_0)$. Вынос жидкости из пласта определяется законом Дарси, откуда следует пропорциональность объема поступающей из пласта жидкости расходу газа $Q_f \sim Q_g$. Поступающая из пласта в скважину жидкость частично выносится потоком газа. Обозначив расход уносимой жидкости через f_2 , можно положить $f_2 = f_2(Q_g)$. Пренебрегая сопротивлением движению газа по скважине выше уровня жидкости в ней, получаем, что изменение забойного давления определяется изменением столба жидкости в скважине

$$\frac{dP_b}{dt} = \frac{\gamma_f}{F} (f_1 + Q_f - f_2) \quad (3)$$

где γ_f — удельный вес жидкости, поступающей в скважину; F — площадь поперечного сечения скважины.

Соотношения (1)–(3) определяют поведение системы скважина — пласт с учетом влияния жидкости, накапливающейся в скважине.

Учитывая малую разницу между пластовым и забойным давлением для газовых пластов и полагая поэтому плотность газа в пласте постоянной, из решения уравнения (1) при условиях (2) можно получить асимптотическую зависимость для медленных процессов, время которых сравнимо с собственным временем пласта [2]

$$T \frac{dQ_g}{dt} = -Q_g + a(P_R - P_b), \quad T = \frac{R^2}{\kappa}, \quad a = \frac{2\pi r_0 k h}{\mu_g \ln(R/r_0)} \quad (4)$$

здесь T — характерное время пласта, a — коэффициент продуктивности.

Введем безразмерные переменные

$$\tau = t/T, \quad q = Q_g/aP_R, \quad \pi = P_b/P_R, \quad K = aT\gamma_f/F \quad (5)$$

В линейной постановке величину P_0 можно принять равной нулю и содержание конденсата в газе пропорциональным давлению. Для выбора вида функции $f_2(Q_g)$ воспользуемся известными экспериментальными данными [3], которые в некотором интервале значений Q_g описываются монотонной зависимостью с максимумом. Простейшая аппроксимация этой зависимости может быть представлена в виде $f_2 \approx \approx Q_g(Q_g^* - Q_g)$. Тогда соотношения (3) и (4) с учетом (5) преобразуются к виду

$$\frac{dq}{d\tau} = -q + 1 - \pi, \quad \frac{d\pi}{d\tau} = K[\alpha q \pi + \delta q - \beta q(q^* - q)] \quad (6)$$

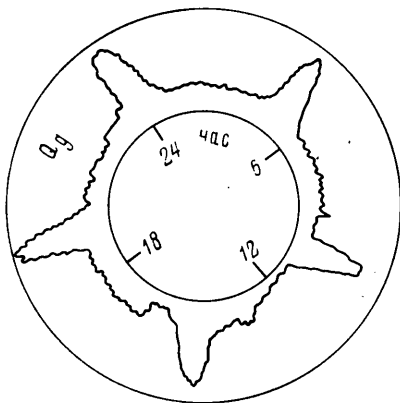
$$\alpha > 0, \quad \beta > 0, \quad 0 < q < q^*, \quad 0 < \pi < 1, \quad \delta > 0$$

Система (6) имеет две стационарные точки

$$q_1 = 0, \quad \pi_1 = 1; \quad q_2 = \frac{\alpha + \delta - \beta q^*}{\alpha - \beta}, \quad \pi_2 = \frac{\beta q^* - \delta - \beta}{\alpha - \beta}$$

Для выяснения типа стационарных точек выпишем характеристическое уравнение

$$(\xi + 1)(\xi - K\alpha q_i) + K[\alpha \pi_i + \delta - \beta(q^* - 2q_i)] = 0$$



где i — номер стационарной точки. Это уравнение имеет корни

$$\xi_{1,2} = -1/2(A_i \mp B_i^{1/2}), \quad A_i = 1 - K\alpha q_i, \quad B_i = A_i^2 + 4Kq_i(\alpha - \beta) \quad (7)$$

Из (7) следует, что первая стационарная точка является седлом, если выполняется условие $C < 1$, или устойчивым фокусом, если $C > 1$, где $C = 4K(\alpha + \delta - \beta q^*)$.

Для второй особой точки имеем: если $\alpha < \beta$, то стационарная точка является фокусом при $B_2 < 0$ или узлом при $B_2 > 0$; фокус и узел устойчивые при $A_2 < 0$ и неустойчивые при $A_2 > 0$; если $\alpha > \beta$, то вторая стационарная точка является седлом. Рассмотрим подробнее случай $\alpha < \beta$. Используя выражение для q_2 , перепишем условие устойчивости в виде $K\alpha(\beta q^* - \delta - \alpha) < \beta - \alpha$. Это неравенство выполняется в интервалах $\alpha < \alpha_1$ и $\alpha > \alpha_2$, где α_1 и α_2 — корни уравнения

$$K\alpha^2 + \alpha[K(\delta - \beta q^*) - 1] + \beta = 0 \quad (8)$$

Поскольку α характеризует конденсатосодержание в газе, последнее условие означает, что вторая стационарная точка устойчива при достаточно малом и достаточно большом содержании конденсата в газе. Если производительность скважины по жидкости достаточно велика, т. е.

$$\beta > [K\alpha(\alpha + \delta) - \alpha] / (K\alpha q^* - 1)$$

или приток жидкости из пласта достаточно мал, т. е.

$$\delta < [K\alpha(\beta q^* - \alpha) - \beta + \alpha] / K\alpha$$

то вторая стационарная точка неустойчива.

Для выяснения характера поведения интегральных кривых вблизи особой точки воспользуемся методами теории бифуркации решений нелинейных уравнений [4]. При выполнении условия (8) имеет место состояние равновесия с чисто мнимыми характеристическими корнями, что соответствует границе области устойчивости. В окрестности состояния равновесия система уравнений (6) приводится к виду

$$x' = \xi y - D, \quad y' = -\xi x - D, \quad D = -\frac{K}{4\xi} \left[\alpha(x^2 - y^2) - \frac{\beta - \alpha}{\xi} (x - y)^2 \right]$$

$$x = (1 - \xi)(q - q_2) + \pi - \pi_2, \quad y = (1 + \xi)(q - q_2) + \pi - \pi_2, \quad \xi = \sqrt{Kq_2(\beta - \alpha)}$$

Вычисляя коэффициенты разложения функции последования, получаем

$$\varphi = - \left(\frac{K\alpha}{4\xi^2} \right)^2 (\xi^2 + 1) \pi r^3 + o(r^3)$$

Поскольку первая ляпуновская величина $L_1 < 0$, то однократный сложный фокус устойчив. Поэтому при переходе через границу устойчивости появляется единственный устойчивый предельный цикл. В этих условиях имеет место мягкий режим возникновения колебаний, период ω которых можно оценить как $2\pi T/\xi$. Переходя к размерным переменным, получаем следующую оценку для периода колебаний:

$$\omega \approx \frac{2\pi}{a} \sqrt{\frac{Q_g FT}{\gamma_f Q_j P_R}}$$

где Q_j — дебит скважины по жидкости. Как видно из приведенного соотношения, период колебания в большей степени зависит от продуктивности скважины (параметра a). При $Q_j = 0$, т. е. когда жидкость не выносится, колебаний нет.

Рассмотрим далее случай, когда $\beta q^* - \delta = \alpha$. При этом обе особые точки сливаются в одну $q = 0$, $\pi = 1$. Состояние равновесия является сложным, особая точка в данном случае имеет тип простейшего двухкратного седло-узла. При попадании изображающей точки в окрестность особой случайными флуктуациями изображающая точка может быть выброшена из окрестности состояния равновесия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ентов В. М. О нестационарных процессах при фонтанировании скважин. — Изв. АН СССР. Мех. и маш., 1964, № 2, с. 31–40.
2. Аметов И. М., Ализаде И. М. О построении модели пласта по результатам гидродинамических исследований. — Азербайджанск. нефтяное хоз-во, 1975, № 8, с. 45–48.
3. Архангельский В. А. Движение газированных нефтей в системе скважина — пласт. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 92 с.
4. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959. 915 с.

Москва

Поступила в редакцию
11.III.1985