

Микроволновые методы интенсификации добычи нефти (Обзор)

В.А. Балакирев, Г.В. Сотников, Ю.В. Ткач, Т.Ю. Яценко
ИЭМИ, пр. Правды 5, Харьков-22, 61022, а.я 10857, Украина
e-mail: tkach@iemr.vl.net.ua

Поступила в редакцию 29 декабря 2000 года

Содержание

1. Введение	255
2. Диэлектрические свойства нефти	256
3. Воздействие электромагнитного и электромагнитно-акустического излучения на нефтяные пласты	264
3.1. Разогрев нефтяных пластов электромагнитным излучением	264
3.2. Учет явлений конвективного переноса	270
4. Устранение парафиновых пробок в оборудовании нефтяных скважин	283
5. Заключение	287

Abstract

A review of a modern state of research on an intensification of the oil recovery is made by application of the high-frequency electromagnetic radiation serving as a volumetric source of heat supply. Theoretical and experimental results on the study of dielectric properties of petroleum, bitumens and asphalto-paraffins are analyzed. The data on dielectric permeability, a tangent of the angle of dielectric losses for oil from various deposits and their dependence on frequency of an electromagnetic wave, temperature, density and percentage of various fractions of petroleum are given. Application of high-frequency electromagnetic radiation for heating the petroleum layers, which leads to a gain of chinks debit, is considered. The theoretical models describing warming up of a layer, as with the account of convective transmission of heat and mass and without taking into account these phenomena, are given. The stationary and automodel solutions are considered, these allow us to estimate characteristic times for heating the petroleum layers, distribution of temperature and other characteristics. Results of industrial tests of a high-frequency method for heating of the oil layers are given, and comparison with other thermal methods is made. Results of theoretical research for elimination asphalto-paraffin jams in the equipment of oil wells by an electromagnetic radiation source are stated.

1. Введение

Асфальто-парафиновые фракции добываемой в естественных условиях нефти являются одной из причин снижения скорости ее добычи и транспортировки к потребителям. В процессе добычи происходит снижение температуры и давления нефтеносного пласта, которое усиливается при естественном или искусственном заводнении пласта. Вследствие этого происходит отложение парафина в призабойной зоне, что приводит к снижению притока нефти в скважину. Снижение температуры и давления приводит также к уменьшению вязкости

нефти, фильтрация ее через пористые породы снижается и объем добычи нефти резко падает. Часто асфальто-парафиновые отложения могут образовываться в оборудовании нефтяных скважин — на поверхности насосно-компрессорных труб, которые могут полностью заполнить пространство между трубами и таким образом полностью остановить работу скважины. Аналогичные отложения парафинов, смол могут происходить и на этапе транспортировки нефти к потребителям в магистральных нефтепроводах.

Для интенсификации добычи нефти традиционно используются тепловые и механические методы.

Таблица 1. Данные измерений диэлектрической проницаемости буровых нефтей на частоте 3 ГГц [1].

номер пробы	t^0 С	d	ϵ'	ϵ''	$\text{tg } \delta$
1	20.2	0.8402	2.102	0.0322	0.0160
2	20.3	0.8443	2.120	0.0361	0.0170
3	17.9	0.8579	2.141	0.0278	0.0130
4	20.1	0.8626	2.148	0.0318	0.0148
5	20.8	0.8740	2.177	0.0381	0.0175
6	18.1	0.8745	2.174	0.0403	0.0185
7	19.3	0.8756	2.192	0.0354	0.0162
8	20.0	0.8811	2.196	0.0351	0.0160
9	19.5	0.8850	2.205	0.0326	0.0148
10	18.2	0.8851	2.206	0.0276	0.0125
11	20.1	0.8875	2.212	0.0299	0.0134
12	20.0	0.8902	2.220	0.0338	0.0150
13	18.0	0.8937	2.236	0.0295	0.0132
14	20.2	0.8985	2.251	0.0351	0.0156
15	20.0	0.8985	2.250	0.0392	0.0174

Под тепловыми подразумевают использование нагретого пара или жидкости, посредством которых подымается температура в нефтяном пласте, понижается вязкость нефти и происходит плавление асфальто-парафинов в порах горных пород скелета, в околотрубном пространстве скважины. Для механической очистки нефтепроводов от отложений парафина используются устройства, называемые скаперами.

Указанные способы имеют высокую стоимость, вследствие их малой эффективности, и сложны в реализации.

Такая ситуация заставляет искать новые, более дешевые технические методы для интенсификации добычи и транспортировки нефти. Одним из таких новых и перспективных методов является метод, основанный на использовании микроволнового излучения.

В настоящей работе сделан обзор теоретических и экспериментальных исследований по применению электромагнитного излучения с целью устранения указанных выше осложнений, возникающих в процессе добычи и транспортировки нефти. Разработка таких методов началась сравнительно давно, еще в 70-х годах, и продолжается до настоящего времени. Авторы настоящей работы сознательно делают акцент на работах, выполненных другими исследователями, не останавливаясь на собственных результатах, обзор которых приведен в другой

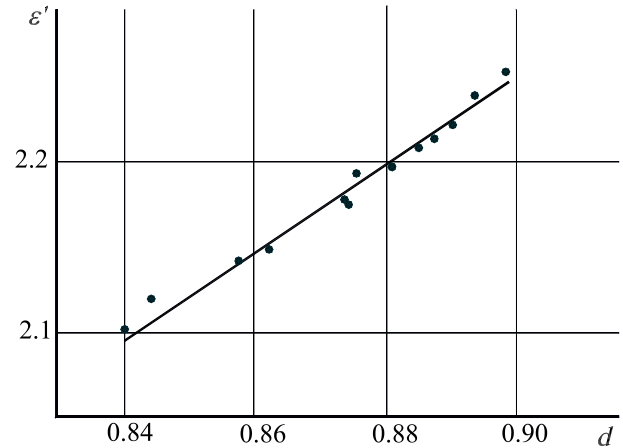


Рис. 1. Зависимость ϵ' буровых нефтей от удельного веса. Прямой линией показана интерполяция результатов измерений.

статье.

Во втором разделе изложены результаты исследований диэлектрических свойств нефти.

В третьем разделе описаны имеющиеся результаты по воздействию электромагнитного или комбинированного (электромагнитного и акустического) излучения на нефтяные пласты.

В четвертом разделе сделан обзор исследований по высокочастотному электромагнитному прогреву и плавлению парафиновых пробок в оборудовании нефтяных скважин.

2. Диэлектрические свойства нефти

Одним из первых измерения комплексной величины диэлектрической проницаемости нефти были выполнены Л.М. Имановым [1] на частоте 3 ГГц. Эти измерения были проведены волноводным методом. Действительная часть диэлектрической проницаемости находилась из сравнения длины волны в нефти и в вакууме, а мнимая часть — по величине затухания волны. Описание указанной методики приведено ниже и подробно описано в работе [2].

Л.М. Иманов исследовал зависимость диэлектрической проницаемости буровых нефтей от их удельного веса. Установлено, что значения действительной части диэлектрической постоянной изменяются линейно от 2.102 до 2.251 при изменении относительного удельного веса нефти от 0.8402 до 0.8985. График зависимости действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' от удельного веса приведен на рис. 1 (символом \bullet отмечены экспериментальные данные). Эта зависимость с достаточной точностью может быть описана эмпирической формулой

$$\epsilon' = 1.79 + 2.26(d - 0.710), \quad (1)$$

Таблица 2. Экспериментальные данные измерений диэлектрической проницаемости фракций бензина и нефти на частоте 3 ГГц [1].

Продукты	Фракция	t^0 С	d	ϵ'	ϵ''	$\text{tg } \delta$
Бензин	50-100	19.3	0.7361	1.962	0.0116	0.0059
	101-150	21.0	0.7815	2.088	0.0141	0.0068
	151-178	21.0	0.8250	2.198	0.0182	0.0083
Сураханская нефть	100-150	19.0	0.7800	2.077	0.0578	0.0279
	151-200	19.3	0.8094	2.150	0.0670	0.0312
	201-237	19.3	0.8405	2.220	0.0758	0.0342
	238-250	19.4	0.8632	2.273	0.0964	0.0421
Балаханская нефть	100-147	19.8	0.7882	2.100	0.0742	0.0353
	140-200	20.0	0.8243	2.160	0.1132	0.0544
	201-265	20.0	0.8520	2.223	0.1458	0.0656
	266-289	19.7	0.88823	2.292	0.1730	0.0752

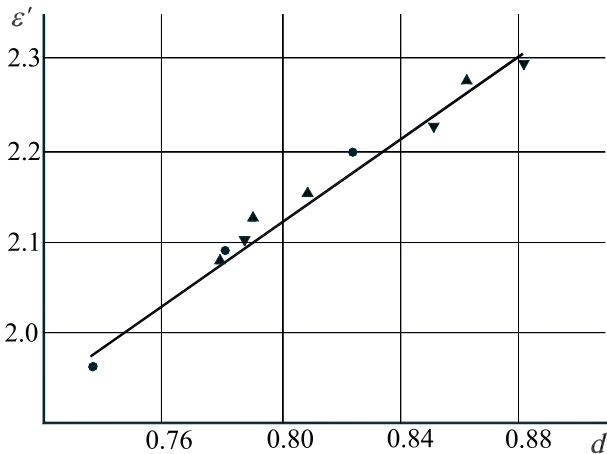


Рис. 2. Зависимость ϵ' бензина и нефти от удельного веса. ● – соответствует фракциям бензина; ▲ – соответствует сураханской нефти; ▼ – соответствует балаханской нефти. Прямой линией показана интерполяция результатов измерений.

d – удельный вес нефти.

Мнимая часть диэлектрической постоянной ϵ'' измеряется в пределах от 0.0276 до 0.0403 и не имеет четко выраженной закономерности. Результаты первых экспериментальных измерений диэлектрической проницаемости приведены в таблице 1. Здесь $\text{tg } \delta = \epsilon''/\epsilon'$.

Автором [1] были проведены также измерения на частоте 3 ГГц значений ϵ' и ϵ'' фракций бензина, сураханской и балаханской нефти. Результаты сведены в таблицу 2. Также как и для буровой нефти значения действительной части диэлектрической постоянной фракций бензина и нефти линейно растут с увеличением удельного веса d , причем причем экспериментальные точки, соответствующие различным фракциям бензина и нефти

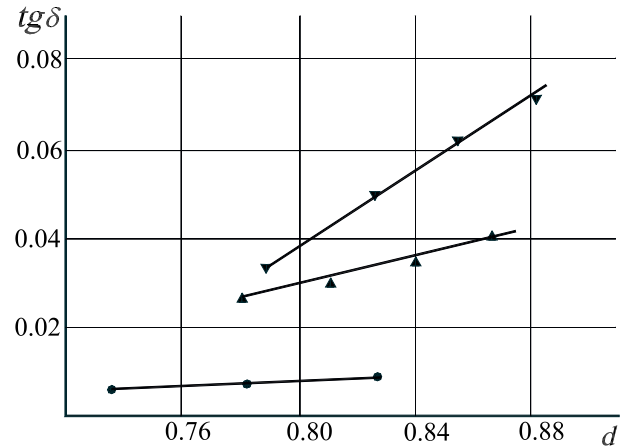


Рис. 3. Зависимость $\text{tg } \delta$ бензина и нефти от удельного веса. ● – соответствует фракциям бензина; ▲ – соответствует сураханской нефти; ▼ – соответствует балаханской нефти. Прямой линией показана интерполяция результатов измерений.

ложатся на одну прямую (см. рис. 2). Линейная зависимость приближенно интерполируется следующим выражением

$$\epsilon' = 1.900 + 2.26(d - 0.700), \quad (2)$$

В отличие от буровых нефтей значения мнимой части диэлектрической постоянной фракций также подчиняется определенной закономерности: они растут квадратичным образом с увеличением удельного веса, хотя каждая фракция описывается своей зависимостью. На рис. 3 графически представлены данные измерений (таблица 2) $\text{tg } \delta$ для различных фракций бензина.

Детальное описание методики измерения диэлектрической проницаемости, а также одни из первых исследований ее частотных зависимостей в диапа-

Таблица 3. Диэлектрическая проницаемость нефтей различных месторождений для различных частот

		Месторождение, пласт, N скважины				
		Шкаповское, Д ₁ , скв. 368	Кюров-Дагкое (Азербайджан), Д ₁	Ново-Хазинское, С, скв. 4286	Ново-Хазинское, С, скв. 4171	
Вязкость нефти, ссм		19.92	—	35.4	37.31	
Плотность нефти, г/см ³		0.861	0.923	0.892	0.888	
Частота, ГГц,	1.0	ϵ' 10 ² tg δ	2.23 2.2	2.35 1.2	2.32 2.3	2.28 2.5
	1.4	ϵ' 10 ² tg δ	2.24 2.0	2.35 1.3	2.32 2.4	2.28 2.6
	1.8	ϵ' 10 ² tg δ	2.23 2.2	2.36 1.1	2.33 2.2	2.27 2.4
	2.2	ϵ' 10 ² tg δ	2.22 2.1	2.36 1.2	2.32 2.4	2.27 2.5
	2.6	ϵ' 10 ² tg δ	2.23 2.3	2.35 1.3	2.33 2.2	2.28 2.6
	3.0	ϵ' 10 ² tg δ	2.22 2.0	2.36 1.1	2.32 2.2	2.27 2.4
	3.4	ϵ' 10 ² tg δ	2.22 2.2	2.36 1.0	2.33 2.3	2.27 2.6
	3.6	ϵ' 10 ² tg δ	2.23 2.1	2.35 1.2	2.32 2.4	2.28 2.5

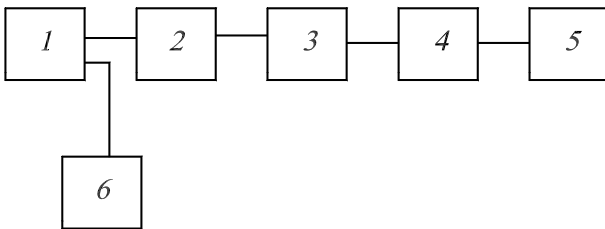


Рис. 4. Блок схема установки. 1 – генератор; 2 – аттенуатор; 3 – коаксиальная линия; 4 – кристаллический детектор; 5 – усилитель индикатор; 6 – волномер.

зоне 1 ÷ 3.6 ГГц проведено Чистяковым С.И., Саяховым Ф.Л. и Бондаренко П.М. в работе [2].

Опишем кратко способ измерения комплексной диэлектрической проницаемости в соответствии с [2]. Для измерения диэлектрической проницаемости нефти использовалась экспериментальная установка, блок схема которой представлена на рис. 4. Основной ее частью является коаксиальная линия, полностью заполненная исследуемым образцом нефти. Если такую линию запитывать от генератора, а на другом конце замкнуть накоротко, то по распределению напряженности электрического поля в стоячей волне можно определить значения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости.

Действительная часть диэлектрической проницаемости ϵ' находится путем сравнения длины волны в воздухе и в исследуемом образце нефти

$$\epsilon' = (\lambda_0/\lambda_\epsilon)^2, \quad (3)$$

λ_0 – длина волны в воздухе, измеряемая с помощью волномера 6 (см. блок-схему рис. 4), λ_ϵ – длина волны в исследуемом образце, измеряемая по расстоянию между двумя соседними пучностями стоячей волны, которые образуются в короткозамкнутой коаксиальной линии.

Для определения мнимой части диэлектрической проницаемости будем исходить из распределения напряженности электрического поля в произвольной точке короткозамкнутой линии

$$E = E_0 \left[e^{(\alpha-i\beta)x} - e^{-(\alpha-i\beta)x} \right], \quad (4)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_\epsilon$ – постоянная распределения волны в линии, α – коэффициент затухания волны, x – расстояние от короткозамкнутого конца линии, E_0 – амплитуда волны.

Если напряженность электрического поля выбрать в первом узле $\sin \beta x_2 = \sin 2\pi x_2/\lambda_\epsilon = 0$, т.е. $x_2 = \lambda_\epsilon/2$, тогда

$$E_2 = -E_0(e^{\alpha\lambda_\epsilon/2} - e^{-\alpha\lambda_\epsilon/2}). \quad (5)$$

При условии $\alpha\lambda_\epsilon \ll 1$, выражение для E_2 преоб-

Таблица 4. Диэлектрическая проницаемость безводных и обводненных нефтей Ново-Хазинского месторождения для различных частот.

Частота, ГГц	Содержание воды в нефти, %											
	0		5		10		15		20		30	
	ϵ'	$10^2 \operatorname{tg} \delta$	ϵ'	$10^2 \operatorname{tg} \delta$	ϵ'	$10^2 \operatorname{tg} \delta$	ϵ'	$10^2 \operatorname{tg} \delta$	ϵ'	$10^2 \operatorname{tg} \delta$	ϵ'	$10^2 \operatorname{tg} \delta$
1.0	2.28	2.5	2.68	3.4	3.15	4.0	3.59	5.0	4.27	6.4	5.96	8.2
1.4	2.28	2.6	2.67	3.7	3.15	4.2	3.58	5.9	4.27	7.3	5.97	11.9
1.8	2.27	2.4	2.68	3.9	3.14	4.8	3.58	6.8	4.27	8.7	5.97	15.0
2.2	2.27	2.5	2.68	4.1	3.14	5.5	3.59	7.6	4.27	10.7	5.98	18.2
2.6	2.28	2.6	2.67	4.2	3.15	6.3	3.58	8.5	4.28	11.3	5.97	21.5
3.0	2.27	2.4	2.67	4.3	3.14	7.4	3.58	9.4	4.28	13.2	5.97	24.7
3.4	2.27	2.6	2.68	4.4	3.14	7.5	3.59	10.4	4.27	14.2	5.96	27.1
3.6	2.28	2.5	2.67	4.5	3.15	8.1	3.58	10.8	4.28	14.5	5.96	28.5

Таблица 5. Диэлектрическая проницаемость нефтей различных месторождения.

Месторож- дение, пласт, скважина	ρ , г/см ³	вяз- кость, сст	Содержание, %				Диэлектрическая проницаемость (ϵ')		
			смо- л се- лика- те- левых	смо- л се- рно- кислых	асфаль- те- нов	парафи- нов	60 кГц	5.5 МГц	82 МГц
Шкаповское, Д-1	0.8624	5.88	10.85	24	3.3	4.1	2.52	2.43	2.28
Демское, скв. 40	0.8475	5.48	5.9	32	2.8	3.4	2.44	2.37	2.26
Сергеевское, Д-1, скв. 16	0.8666	6.4	11	11	1.09	2.35	2.50	2.38	2.31
Азнакаевское	0.8756	8.40	15.6	68	3.81	3.76	2.50	2.41	2.38

разуется к виду

$$E_2 = -E_0 \cdot \alpha \lambda_\epsilon. \quad (6)$$

Выберем вторую точку x_1 вдоль линии такую, чтобы $|E_2| = |E_1|$. Используя (4) с учетом (6) получим соотношение для определения постоянной затухания

$$\alpha \lambda_\epsilon = \frac{2 \sin 2\pi y}{\sqrt{1 - 4\epsilon_1^2 \cos^2 2\pi y}}, \quad (7)$$

где $y = x_1/\lambda_\epsilon$ – относительное смещение точки x_1 от короткозамкнутого конца линии.

Определив постоянную затухания α , можно вычислить мнимую часть диэлектрической постоянной ϵ'' [4], которая в случае малых отношений ϵ''/ϵ' определяется выражением

$$\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \equiv \operatorname{tg} \delta = \frac{\alpha \lambda_\epsilon}{\pi}. \quad (8)$$

Отмеченный выше метод использовался для определения комплексной диэлектрической проницаемости ряда безводных нефтей Башкирии и со-

держанием воды в них до 30% в диапазоне частот $1 \div 3$ ГГц.

Как показали результаты измерений (см. таблицу 3), действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости безводных нефтей различных месторождений не зависит от частоты поля. Причем значения действительной части комплексной диэлектрической проницаемости для всех исследованных месторождений близки к ее значениям, ранее определенными Л.М. Имановым [1] для других месторождений на частоте 3 ГГц. Существенное различие в величинах тангенса угла диэлектрических потерь наблюдалось для различных месторождений нефти. Как следует из таблицы 3, $\operatorname{tg} \delta$ для Кюров-Дагского (Азербайджан) месторождения примерно в два раза меньше, чем для остальных исследованных образцов нефти. С учетом измерений, приведенных в работе [1], можно сделать вывод, что значение $\operatorname{tg} \delta$ нефти и ее фракций может сильно отличаться для различных месторождений.

Результаты измерений действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в диапа-

Таблица 6. Диэлектрическая проницаемость нефтей для различного фракционного состава и частот.

Содержание в растворе %		Диэлектрические параметры	Частота, МГц									
смола	асфальтенов		0.06	0.17	0.53	1.7	5.5	16	36	56	82	
0	0	ϵ'	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	2.28	
		$10^3 \text{tg } \delta$	0.89	0.72	0.54	0.39	0.16	–	–	–	–	
0	1	ϵ'	2.35	2.32	2.31	2.30	2.29	2.28	2.28	2.28	2.28	
		$10^2 \text{tg } \delta$	12.87	3.98	1.34	0.64	0.34	0.092	0.091	0.14	0.26	
1	0	ϵ'	2.32	2.32	2.31	2.30	2.30	2.29	2.28	2.28	2.28	
		$10^2 \text{tg } \delta$	2.35	0.81	0.29	0.14	0.12	0.03	0.05	0.01	0.14	
0	3	ϵ'	2.39	2.37	2.35	2.34	2.34	2.32	2.29	2.28	2.28	
		$10^2 \text{tg } \delta$	39.24	10.18	3.43	1.57	0.77	0.31	0.17	0.16	0.37	
3	0	ϵ'	2.34	2.34	2.33	2.33	2.32	2.32	2.28	2.28	2.28	
		$10^2 \text{tg } \delta$	5.23	2.06	0.73	0.34	0.27	0.18	0.27	0.30	0.35	
0	5	ϵ'	2.43	2.42	2.39	2.38	2.36	2.34	2.32	2.30	2.30	
		$10^2 \text{tg } \delta$	74.37	17.70	5.70	2.60	–	0.58	0.35	0.27	0.49	
6.5	0	ϵ'	2.41	2.39	2.39	2.39	2.39	2.30	2.29	2.30	2.29	
		$10^2 \text{tg } \delta$	10.89	3.63	1.23	0.59	0.54	0.49	0.59	0.62	0.64	
3	1	ϵ'	2.39	2.37	2.37	2.35	2.36	2.29	2.29	2.38	2.27	
		$10^2 \text{tg } \delta$	43.17	12.18	3.89	1.68	0.80	0.44	0.43	0.38	0.40	

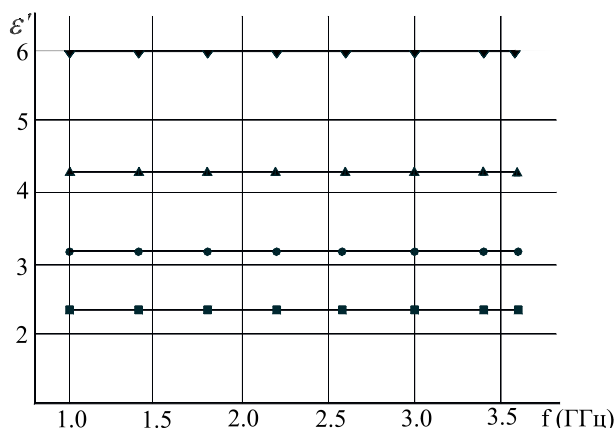


Рис. 5. Зависимость ϵ' безводной и обводненной нефти от частоты электромагнитного поля. ■ – безводная нефть скважины 4171 Ново-Хазинского месторождения; ● – содержание воды в нефти тоже скважины 10%; ▲ – 20%; ▼ – 30%. Прямой линией показана интерполяция результатов измерений.

зоне 1 ÷ 3 ГГц для различной степени обводненности нефти Ново-Хазинского месторождения приведены в таблице 4 и на рис. 5, рис.6. Действительная часть диэлектрической проницаемости постоянна в исследованном диапазоне частоты и растет с увеличение процентного содержания воды. Такая закономерность очевидна, так как диэлектрическая проницаемость обезвоженной нефти существенно ниже диэлектрической проницаемости воды.

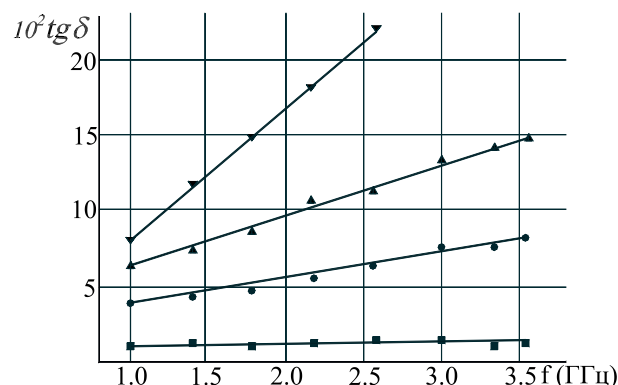


Рис. 6. Зависимость $\text{tg } \delta'$ безводной и обводненной нефти от частоты электромагнитного поля. ■ – безводная нефть скважины 4171 Ново-Хазинского месторождения; ● – содержание воды в нефти тоже скважины 10%; ▲ – 20%; ▼ – 30%. Прямой линией показана интерполяция результатов измерений.

Диэлектрические потери обводненных нефтей (см. рис. 6 и таблицу 4) линейно растут при увеличении частоты. При увеличении степени обводненности абсолютная величина тангенса угла потерь диэлектрической проницаемости также растет. Полученные экспериментальные закономерности могут быть легко поняты на основании теории Дебая [5,6]. Согласно теории Дебая, если диэлектрик содержит полярные молекулы, то они дают дополнительный вклад в диэлектрическую прони-

Таблица 7. Диэлектрическая проницаемость фракций нефти для различных частот.

Фракции азна- каевской нефти, °С	ρ , г/см ³	вяз- кость, сст	Диэлект- рические парамет- ры	Частота, МГц								
				0.06	0.17	0.53	1.7	5.5	16	36	56	82
100-150	0.7403	0.80	ϵ'	2.08	2.01	2.05	2.02	2.08	1.99	2.02	2.06	2.08
			$10^3 \text{ tg } \delta$	0.95	0.79	0.44	0.22	0.17	–	–	–	0.25
150-200	0.7766	1.29	ϵ'	2.16	2.12	2.13	2.08	2.12	2.06	2.07	2.10	2.12
			$10^3 \text{ tg } \delta$	0.92	0.76	0.56	0.43	0.34	–	–	–	0.28
200-250	0.8142	2.29	ϵ'	2.24	2.23	2.22	2.21	2.21	2.19	2.18	2.18	2.18
			$10^3 \text{ tg } \delta$	0.91	0.71	0.42	0.40	0.33	–	–	0.13	0.22
250-300	0.8493	4.93	ϵ'	2.31	2.30	2.30	2.29	2.29	2.28	2.27	2.27	2.27
			$10^3 \text{ tg } \delta$	1.08	1.04	0.52	0.38	0.55	–	1.12	1.84	2.96
300-350	0.8706	13.41	ϵ'	2.40	2.39	2.38	2.37	2.37	2.36	2.35	– 7	2.35
			$10^3 \text{ tg } \delta$	0.84	0.68	0.79	1.53	3.30	6.33	11.30	13.60	14.90
350-400	0.8995	–	ϵ'	2.50	2.48	2.47	2.45	2.42	2.37	2.35	2.32 7	2.31
			$10^3 \text{ tg } \delta$	0.79	0.90	2.05	5.65	12.4	21.0	25.0	24.8	21.6
400-450	0.92175	–	ϵ'	2.52	2.50	2.49	2.47	2.45	2.39	2.35	2.33 7	2.31
			$10^3 \text{ tg } \delta$	3.80	8.80	15.30	24.50	28.50	22.60	16.20	13.20	9.70

цаемость

$$\Delta\epsilon = \frac{4\pi\alpha_0 N}{1 + \omega^2\tau^2} + i \frac{4\pi\alpha_0\omega\tau N}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (9)$$

где α_0 – статистическая ориентационная поляризуемость одной молекулы, N – число молекул, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, τ – время релаксации.

Молекулы воды являются полярными молекулами с временем релаксации $\tau = 10^{-11}$ сек. Поэтому в исследуемом диапазоне частот $1 \div 3.6$ ГГц $\omega\tau \ll 1$ и дополнительный вклад в диэлектрическую проницаемость будет линейно расти с увеличением частоты. Кроме того, как следует из (9), добавка к мнимой части диэлектрической проницаемости также увеличивается при увеличении степени обводненности нефти.

Измерения диэлектрической проницаемости нефти различных месторождений в более длинноволновой области проводились позже (1972 год) С.И. Чистяковым с соавторами [3] из Башкирского Государственного Университета. Измерения выполнены в диапазоне 60–100 МГц. Ранее Свансоном в этом частотном диапазоне была обнаружена дисперсия диэлектрической проницаемости полярных компонентов [7]. Поэтому для них представлял интерес исследование диэлектрической проницаемости реальных нефтей в указанном частотном диапазоне.

В таблице 5 представлены результаты измерений действительной части диэлектрической проницаемости трех месторождений башкирской нефти. Как следует из таблицы, в исследуемом диапазоне частот наибольшее значение ϵ' достигается на частоте

60 кГц. С ростом частоты она уменьшается, достигая значений, ранее измеренных в работах [1, 2].

Тангенс угла диэлектрических потерь (рис. 7), так же как и ϵ' , имеет максимум на частоте 60 кГц. Затем при увеличении частоты наблюдается спад до минимального значения на частоте $0.8 \div 1$ МГц. Начиная с частоты 1 МГц, $\text{tg } \delta$ возрастает, образует локальный максимум, и вновь спадает до своего постоянного значения.

Наличие максимума тангенса угла диэлектрических потерь, его размытость указывает на наличие в нефти компонентов с полярными молекулами, имеющими различные диэлектрические свойства. Наличие максимума $\text{tg } \delta$ можно описать в соответствии с теорией Дебая [5,6]. Дополнительный вклад в диэлектрическую проницаемость, обусловленный полярными молекулами асфальтенов и смол может быть объяснен приведенной выше формулой (9), выписанной для учета обводненности нефти. Можно сказать, учитывая графики рис. 7, что их времена релаксации τ существенно меньше, чем для полярных молекул воды.

В работе [3] отдельно исследовались диэлектрические свойства полярных компонентов (растворов асфальтенов и смол) в бензоле в том же частотном диапазоне от 60 кГц до 100 МГц.

Экспериментальные данные измерений представлены в таблице 6. Частотная зависимость исследованных растворов совпала с данными работы [7], а величина их диэлектрических параметров близки к указанным в монографии [8].

Как для отдельных растворов, так и для совмест-

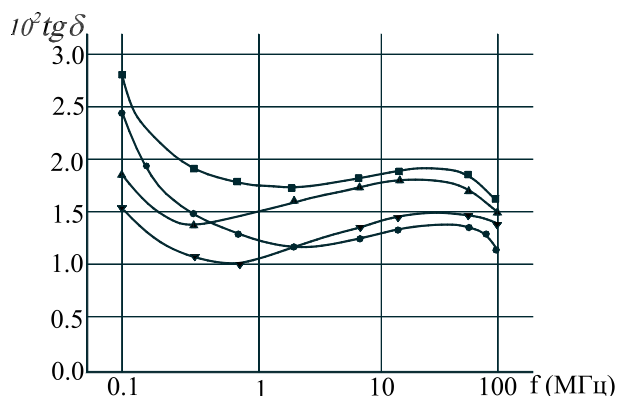


Рис. 7. Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты для нефтей различных месторождений. ■ – Шкаповское; ● – Демское; ▲ – Азнакаевское; ▼ – Сергеевское. Прямой линией показана интерполяция результатов измерений.

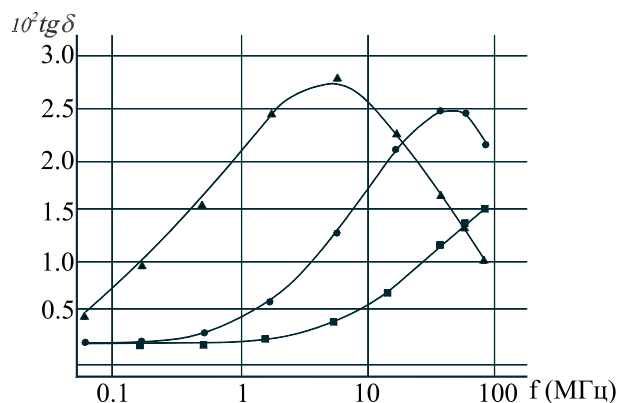


Рис. 9. Зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты для фракций азнакаевской нефти. ■ – для 300-350 °С; ● – для 350-400 °С; ▲ – для 400-450 °С. Прямыми линиями показаны интерполяции результатов измерений.

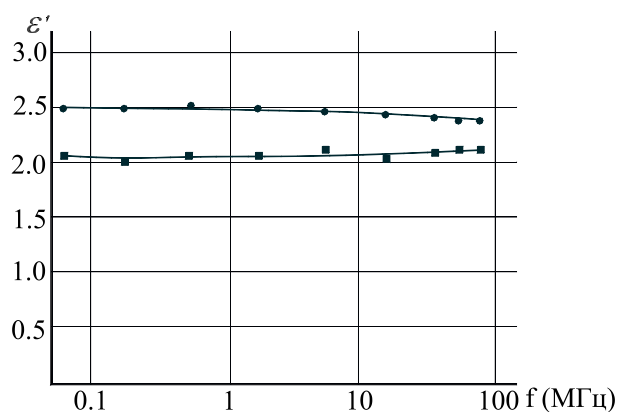


Рис. 8. Зависимость ϵ' от частоты для фракций азнакаевской нефти. ■ – для 100-150 °С; ● – для 400-450 °С. Прямыми линиями показаны интерполяции результатов измерений.

ного раствора смол и асфальтенов в бензоле характерна наклонная прямая $\epsilon'(f)$, спадающая в области высоких частот. Следовательно, и наклон прямых $\epsilon'(f)$ для нефтей различных месторождений (см. таблицу 6), а также разница в их абсолютных значениях на фиксированной частоте, обуславлена различным содержанием смол и асфальтенов в добываемой нефти.

Частотная зависимость $\text{tg } \delta$ исследованных растворов смол и асфальтенов в бензоле (таблица 6) указывает на качественное совпадение их поведения с начальным участком зависимости $\text{tg } \delta$ нефтей (рис. 7). Наибольшее значение $\text{tg } \delta$ достигается на частоте $f = 60$ кГц, затем $\text{tg } \delta$ спадает до минимального значения, а затем немного возрастает. Положение минимума различаются для растворов асфальтенов и смол, а также их разного процентного содержания в бензоле.

С.И. Чистяковым и др. в той же работе [3] были

исследованы зависимости $\epsilon'(f)$ и $\text{tg } \delta$ для фракций нефти Азнакаевского месторождения Татарстана. Результаты измерений представлены в таблице 7 и на рис. 8, 9. Фракции отличаются своей температурой кипения. Заметим, что фракции с более высокой температурой кипения имеют более высокую плотность и вязкость. Из приведенных данных следует, что фракции с более высокой температурой кипения имеют большее значение действительной части диэлектрической проницаемости. Диэлектрическая проницаемость ϵ' фракций, выкипающих до 300 °С, по абсолютному значению не превосходят 2.3. Диэлектрическая проницаемость остатков растет по мере их утяжеления и увеличения в них количества смол и асфальтенов. Сделанные измерения действительной части ϵ' комплексной диэлектрической проницаемости подтвердили линейную зависимость ϵ' от плотности нефти, наблюдавшуюся в работе [1] и описанную выше для частоты 3 ГГц. О присутствии смолисто-асфальтеновых веществ можно судить по кривым на рис. 8. Для фракции 100 ÷ 150 °С она представляет собой прямую линию, а для 400 ÷ 450 °С имеет заметный спад в области высоких частот. Как уже было отмечено выше (см. таблицу 7), именно смолисто-асфальтеновые вещества обнаруживают в исследованной области от 60 кГц до 100 МГц дисперсию диэлектрической проницаемости. Следовательно, именно они оказывают влияние на наклон прямой, причем этот наклон тем больше, чем большее количество смол и асфальтенов содержится в исследуемой фракции.

Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь нефтяных фракций $\text{tg } \delta(f)$ в диапазоне 60 кГц – 100 МГц представлена на рис. 9. Для всех фракций приведенные зависимости имеют качественно одинаковый характер. В начале диапазона $\text{tg } \delta$ растет с увеличением частоты до некоторого максимального значения и затем убывает. Причем поло-

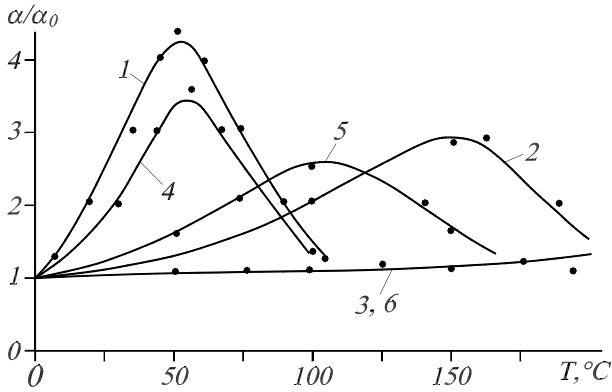


Рис. 10. Зависимость показателя поглощения от температуры для различных частот: кривые 1,4 – $f = 10^5$ Гц, кривые 2,5 – $f = 5 \cdot 10^6$ Гц, кривые 3,6 – $f = 10^8$ Гц. Кривые 1–3 – битумные нефти, 4–6 – высокопарафинистые нефти.

жение максимума для различных фракций отличаются. Для фракций, имеющих более высокую температуру кипения, максимум располагается в более низкой частотной области и его значения выше, чем для низкотемпературных фракций.

Таким образом, наличие в добываемой нефти веществ, содержащих полярные молекулы объясняет дисперсию диэлектрической проницаемости добываемой нефти в диапазоне частот 0.06–100 МГц (см., например, рис. 7 и таблицу 5).

Выше (см. таблицу 7) были приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости фракций нефти Азнакаевского месторождения. Фракции отличаются своей температурой выделения (от $100 \div 150$ до $400 \div 450$ °C) и выделяются при разгонке нефти. Практический интерес представляет знание поведения диэлектрических свойств нефти в диапазоне температур, в котором выделение фракций отсутствует или малосущественно. Такие экспериментальные данные приведены в работе [9]. На рис. 10 приведен характерный вид зависимостей коэффициента затухания волны (8) при некоторых фиксированных частотах $f = 10^5, 5 \cdot 10^6, 10^8$ Гц от температуры. Кривые 1–3 относятся к битумным нефтям, а 4–6 к высокопарафинистым нефтям. Все кривые нормированы на соответствующий для каждой кривой коэффициент затухания $\alpha_0 = \alpha(T = 0 \text{ °C})$. Видно, что в некотором диапазоне температур наблюдается увеличение коэффициента затухания. С увеличением частоты максимум коэффициента затухания волны смещается в область более высоких температур и при достаточно высокой частоте $f > 10^8$ Гц практически не зависит от температуры.

Повышенное значение коэффициента затухания в определенных частотном интервале при фиксированной температуре или при фиксированной частоте в определенном температурном интервале, как

уже отмечалось выше, может быть объяснено в соответствии с теорией Дебая [5,6] о дипольной поляризуемости полярных молекул. Действительно, с увеличением температуры происходит уменьшение времени релаксации полярных молекул

$$\tau = \frac{4\pi\mu(T)a^3}{k_B T}, \quad (10)$$

μ – вязкость, a – характерный радиус полярной молекулы, T – температура в °K, k_B – постоянная Больцмана. Вязкость нефти $\mu(T)$ также уменьшается с ростом температуры. Далее, положим так же как в [5,6], $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$, $\Delta\varepsilon$ определяется выражением (9). Для плоской волны $\alpha = \omega\sqrt{\varepsilon}/c$. Подставляя сюда выражение (9) получим

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt[4]{1 + \frac{\chi(\chi + 2)}{1 + \omega^2\tau^2}} \times \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\chi^2\omega^2\tau^2}{(1 + \chi + \omega^2\tau^2)}}} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где $\chi = 4\pi\alpha_0 N$.

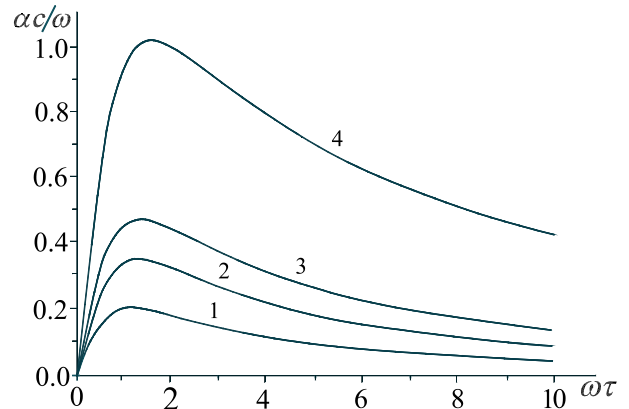


Рис. 11. Зависимости нормированного коэффициента затухания от нормированного времени релаксации: 1 – $\chi = 1$; 2 – $\chi = 2$; 3 – $\chi = 3$; $\chi = 10$.

На рис. 11 приведены кривые зависимости нормированного времени релаксации $\omega\tau$ для различных значений коэффициента затухания $\alpha c/\omega$ от статистической ориентационной поляризуемости $\chi = 1, 2, 3, 10$. Все кривые имеют максимум при $\omega\tau \sim 1^*$. Поэтому, если начальная температура такова, что мы находимся на спадающей части кривой, то нагрев диэлектрика, содержащего полярные молекулы, приводит сначала к увеличению коэффициента α , а после достижения максимума к его уменьшению. Именно такие экспериментальные

*Точное значение максимума коэффициента поглощения (11) находится при $\omega\tau = \sqrt{4 + 3\chi}/\sqrt{4 + \chi}$

зависимости наблюдались в [9] и приведены на рис. 10. Из приведенных объяснений также следует, что для более высоких частот максимум температурной зависимости коэффициента затухания должен реализовываться для меньших времен релаксации, т.е. находиться в области более высоких температур. Сравнение на рис. 10 кривых 1 и 2 между собой и кривой 4 с кривой 5 подтверждают качественное поведение температурных зависимостей коэффициента затухания волн в соответствии с теорией Дебая полярных молекул [5, 6]. Отметим, что качественно такие же температурные зависимости диэлектрической проницаемости наблюдаются для молекул воды [6].

3. Воздействие электромагнитного и электромагнитно-акустического излучения на нефтяные пласты

В процессе добычи нефти происходит снижение температуры и внутрипластового давления, что, в свою очередь, приводит к уменьшению скорости фильтрации нефти и объемов добычи нефти. Снижение температуры пласта особенно опасно в призабойной зоне, где вследствие охлаждения происходит отложение парафина, которое может привести к полной остановке скважины. Для интенсификации добычи нефти используются тепловые методы разогрева пласта паром, подаваемым в нефтяную скважину, или электронагревателем, помещаемым внутри нефтяного пласта. Предварительный разогрев нефтяного пласта является необходимым при добыче вязких нефтей (битумных нефтей), фильтрация которых практически невозможна в обычном режиме. Тепловые методы используют поверхностный источник тепла. Вследствие этого скорость прогрева пласта невысока, к тому же высока неоднородность распределения температуры, что может привести к перегреву оборудования скважины. В отличие от традиционных методов использование высокочастотного электромагнитного поля для теплового воздействия на пласт или призабойную зону обеспечивает более однородный прогрев вследствие объемного поглощения энергии [10].

3.1. Разогрев нефтяных пластов электромагнитным излучением

Одними из первых были выполнены теоретические оценки глубины прогрева нефтяного пласта в работе [11]. В ней рассматривается сферический излучатель монохроматических электромагнитных волн частоты ω в виде сферы радиуса r_0 и мощно-

сти P . Электромагнитная волна при распространении в среде будет затухать и вследствие этого ее энергия будет преобразовываться в тепловую. Описание нагрева нефтяного пласта проводилось на основе уравнения теплопроводности с распределенным источником тепловыделения. В сферической системе координат оно имеет вид:

$$\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial T(r, r)}{\partial r} \right] + \frac{Q(r)}{c\rho}, \quad (12)$$

где T – температура, $a = \lambda/c\rho$ – коэффициент температуропроводности, λ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность поглощающей среды, $Q(r)$ – объемная плотность тепловых источников.

Если рассматривать симметричную ТЕМ волну, и среду предполагать однородной, изотропной и линейной, то выражение для плотности мощности тепловыделения имеет вид:

$$Q(r) = \frac{\alpha P}{2\pi r^2} e^{-2\alpha(r-r_0)}. \quad (13)$$

Начальное условие при решении уравнения (12) с источником (13) выбиралось в виде однородного распределения температуры во всем нефтяном пласте $T(0, r) = T_0 = 0$, а граничное в виде отсутствия теплообмена на границе сферического излучателя:

$$\left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0. \quad (14)$$

Для сравнения ВЧ-метода прогрева пласта с традиционным, путем электропрогрева, уравнение (12) решались для $Q = 0$. Начальное условие выбиралось таким же как и для электропрогрева, а граничное условие учитывало наличие поверхностного источника тепла с плотностью тепловыделения $q = P/4\pi r_0^2$:

$$\left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right|_{r=r_0} = -\frac{P}{4\pi r_0^2 \lambda}. \quad (15)$$

Уравнение (12) с начальными и граничными условиями (14), (15) имеет аналитическое решение с тепловым источником (13) для случая ВЧ-метода нагрева и источника $Q = 0$ для случая электрического нагрева. Хотя они и приведены в работе [11], они не позволяют непосредственно сравнивать указанные способы нагрева и уяснить их особенности. Численный расчет уравнения (12) был выполнен для следующих параметров: $\alpha = 3.98 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, $a = 2.5 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{час}$, $\lambda = 1.4 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{час})$.

В таблице 8 приведены данные о распределении температуры по радиусу после 100 часов разогрева для электрического и высокочастотного способов нагрева нефтяного пласта. Сравнение полученных расчетных данных авторами [11] позволило сделать выводы:

- При задании одинаковой забойной температуры глубина прогрева для ВЧ-метода больше,

Таблица 8. Распределение температуры в нефтяном пласте при электропрогреве и высокочастотном нагреве.

Расстояние r , м	Электропрогрев			Высокочастотный нагрев		
	$T/P \cdot 10^4$, $^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$	T , $^{\circ}\text{C}$		$T/P \cdot 10^4$, $^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$	T , $^{\circ}\text{C}$	
		$P = 1020 \text{ Вт}$	$P = 48889 \text{ Вт}$		$P = 2727 \text{ Вт}$	$P = 48889 \text{ Вт}$
0.3	1470.00	150.0	7187.0	55.60	150.0	270
0.7	321.00	33.0	1569.0	22.70	62.0	111
1.1	80.60	8.0	394.0	10.50	29.0	51
1.5	18.20	2.0	89.0	5.38	15.0	26
1.9	3.28	0.3	16.0	3.08	8.4	15
2.1	1.35	0.1	6.6	2.44	6.6	12

нагрев осуществляется с меньшим градиентом температуры.

- При одинаковой температуре на некотором расстоянии (что обеспечивается разными временами нагрева) температура на забое скважины в случае электронагрева достигает нескольких тысяч $^{\circ}\text{C}$, что является физически абсурдным.

Первые промысловые испытания высокочастотного метода разогрева нефтяных пластов были выполнены Ф.Л. Саяховым и др. в 1975 году [12]. Экспериментальные исследования проводились в НГДУ Ишимбайнефть и на скважине 150 Юлтимировского экспериментального битумного участка УПНП и КРС (г. Лениногорск, Татарстан, Россия). В качестве ВЧ-источника использовался линейный излучатель, к которому по коаксиальной линии передачи подводили энергию от наземного генератора с частотой $f = 13.56 \text{ МГц}$. Линией передачи служила сама система насосно-компрессорных труб и обсадная колонна. Для эффективного нагрева пласта необходимо энергию ВЧ-генератора с минимумом потерь в такой линии передачи подвести к излучателю и обеспечить условия радиального излучения всей подводимой энергии ВЧ-колебаний. Для этого необходимо хорошо согласовать электрические характеристики ВЧ-генератора и линии передачи, а также излучателя и линии передачи. С этой целью авторами [12] был разработан и использован способ канализации электромагнитной энергии в пласт (см. рис. 12). Для согласования генератора со скважиной использовался четвертьволновый короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, являющийся продолжением скважины.

Также, с целью избежать дополнительных потерь энергии ВЧ-колебаний в коаксиальной линии насосно-компрессорные трубы центрировали при помощи диэлектрических фторопластовых шайб. Герметическое уплотнение между скважиной и генератором выполнено также при их помощи. Вода, присутствующая в скважине, поглощает часть

энергии ВЧ-поля, поэтому ее вытесняли из скважины воздухом под давлением 4 атм.

Единственной характеристикой, которую регистрировали авторы [12], была температура на забое скважины. Она измерялась термопарой, пропущенной внутри насосно-компрессорной трубы и соединенной с пишущим потенциометром.

На рис. 13а представлена временная динамика температуры на забое скважины при мощности задающего генератора 25 кВт. Пунктирные участки на кривой соответствуют отключению генератора. Как показали испытания ВЧ-генератора при данной мощности работы устройства, режим его работы не менялся, перегрева деталей генератора и устьевого оборудования не наблюдалось. Т.е. в таком режиме генератор может длительно работать по нагреву нефтяного пласта.

Для дальнейшего разогрева пласта использовался тот же самый генератор, что и предыдущем случае, но перестроенный на более высокую мощность $P = 100 \text{ кВт}$. С небольшим запаздыванием он продолжает разогревать тот же самый нефтяной пласт. Интенсивность нагрева с более мощным генератором резко возросла. Была достигнута максимальная температура $T = 170 \text{ }^{\circ}\text{C}$ на забое и в продуктивном пласте. Повторное включение генератора показало высокую интенсивность нагрева призабойной зоны (рис. 13б). Как следует из рис. 13б за 45 мин температура выросла от 90 до 150 $^{\circ}\text{C}$. Полученный результат позволяет сделать вывод об эффективности нагрева призабойной зоны и продуктивного пласта генератором мощности 100 кВт. Следует однако предпринять дополнительные меры по отводу тепла от самого генератора, т.к. имеется возможность его перегрева и, в связи с этим, выходом из строя (второй пунктирный участок на рис. 13б соответствовал простою генератора из поломки генераторной лампы).

Возникает естественный вопрос: как долго будет поддерживать высокую температуру нефтяной пласт после отключения источника питания ВЧ-колебаний. На рис. 14 приведена кривая зависи-

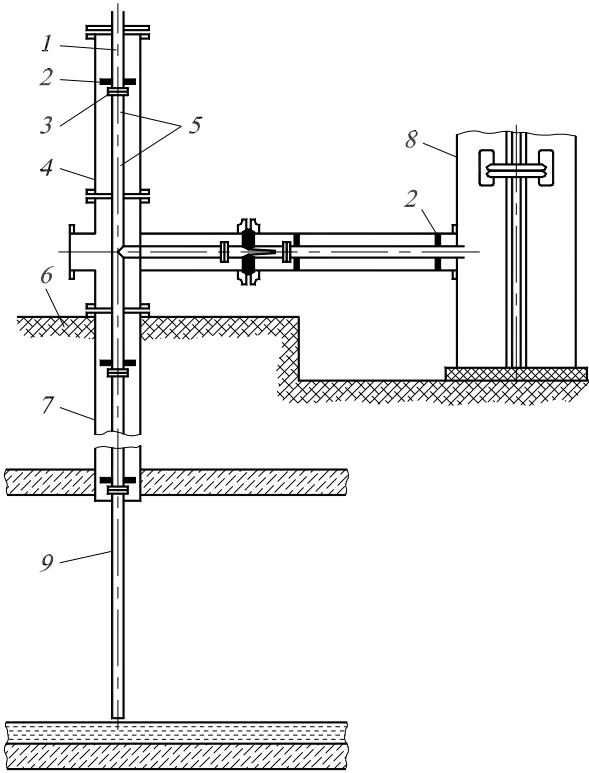


Рис. 12. Подключение мощного высокочастотного генератора к скважине: 1 – насосно-компрессорная труба, 2 – изолирующая шайба, 3 – соединительная муфта, 4 – согласующая линия, 5 – грунт, 6 – обсадная колонна, 7 – высокочастотный генератор, 8 – фундамент, 9 – излучатель.

мости температуры на забое нефтяной скважины от времени после отключения генератора. Как следует из рис. 14, охлаждение происходит медленно, что свидетельствует о достаточно глубоком прогреве нефтяного пласта и большом количестве аккумулированной им тепловой энергии. Хотя во время охлаждения подача сжатого воздуха в скважину для вытеснения воды была прекращена и это могло вызвать ее приток, температура на забое резко не изменилась.

Дальнейшее развитие теории нагрева нефтяного пласта было выполнено в работе [13]. В ней по сравнению с работой [9] моделирование выполнено на двумерной модели с линейным излучателем конечной высоты. Вследствие такой ограниченности весьма существенной может быть утечка тепла в породы, прилегающие к пласту сверху и снизу. Следствием такой утечки является установление стационарного температурного распределения.

Схематическое изображение модели приведено на рис. 15. Нефтяной пласт толщиной H заключен между плоскостями, перпендикулярными оси z (верхняя граница отмечена линией 3). Сверху и снизу пласт окружает неограниченная среда, ее теплофизические параметры в общем случае мо-

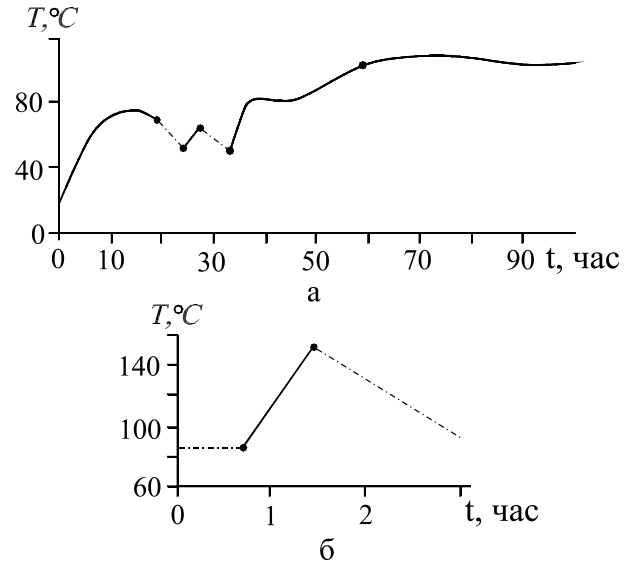


Рис. 13. Изменение температуры на забое скважины: а – при нагреве генератором, работающим в облегченном режиме (пунктир на линия отключения генератора); б – при включении высокочастотного генератора ($P_0 = 100$ кВт, $P = 60$ кВт).

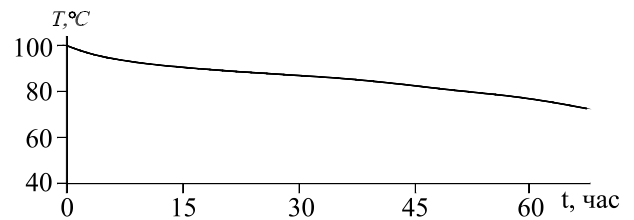


Рис. 14. Динамика остывания призабойной зоны.

гут отличаться от пластовых. В скважину, отмеченную линией 2, помещен источник электромагнитного излучения, излучающий в радиальном направлении. В такой постановке высота пласта фактически равна высоте линейного излучателя. Указанная модель согласуется с экспериментами [12] при промысловых испытаниях.

В рамках указанной модели процесс нагрева пласта описывается двумерным уравнением теплопроводности с объемным источником тепла

$$\rho c_T \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(r, z, t), \quad (16)$$

где ρ – плотность, c_T – теплоемкость, λ – теплопроводность, $Q(r, z)$ – плотность мощности объемного тепловыделения в данном случае определяется выражением:

$$Q(r, z, t) = \frac{\alpha P(t) \Psi(z)}{2\pi r} \exp[\alpha(b - r)], \quad (17)$$

b – радиус скважины, P – мощность излучателя,

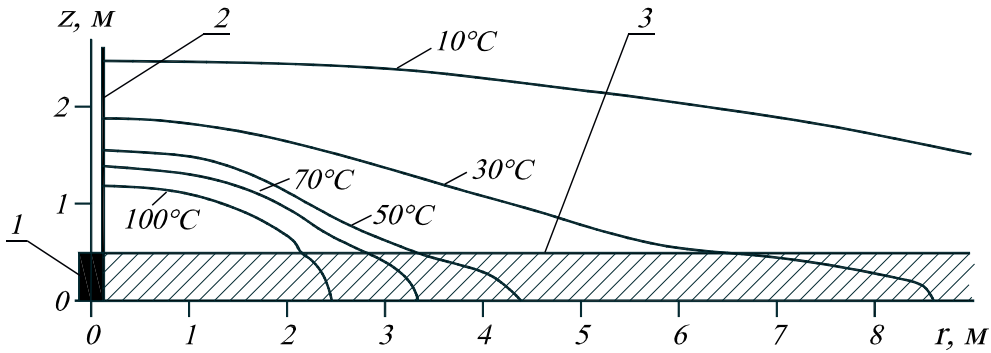


Рис. 15. Распределение температур в нефтеносном пласте при нагреве микроволновым источником, опущенным в скважину: 1 – микроволновой источник; 2 – боковая граница скважин; 3 – верхняя граница нефтеносного пласта. Выше этой границы расположен слой с теплофизическими характеристиками, сильно отличающимися от характеристик нефтяного пласта. Расчеты проведены для характерных параметров нефтяных пластов: плотность $\approx 10^3$ кг/м³; теплопроводность ≈ 1 Вт/(м·К); теплоемкость ≈ 2.1 кДж/(кг·К); температура фазового перехода материала пробки 50 °С. Основные параметры прилегающих пород: плотность $\approx 2 \cdot 10^3$ кг/м³; теплопроводность ≈ 2.4 Вт/(м·К); теплоемкость ≈ 0.8 кДж/(кг·К). Толщина пласта ≈ 1 м, коэффициент поглощения микроволн $\sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ м⁻¹ на частоте $\sim 10^7$ Гц, мощность генератора 300 кВт.

которая может меняться по времени, α – коэффициент поглощения, предполагаемый не зависящим от времени, координат и температуры. Функция $\Psi(z)$ описывает распределение поглощенной мощности по высоте. Для рассматриваемого авторами случая она имеет вид:

$$\Psi(z) = \begin{cases} 1/H, & |z| < H/2, \\ 0, & |z| > H/2, \end{cases} \quad (18)$$

т.е. предполагается, что электромагнитная волна не проникает в прилегающие породы.

При численном решении уравнения (16) предполагалось, что если локальная температура пласта ниже температуры плавления парафина или разложения газогидрата T_S , то вещество находится в твердом состоянии. При фазовом переходе $T = T_S$ поглощается энергия, равная скрытой теплоте фазового перехода L . При использовании метода "сквозного" счета [14], в котором фазовый переход учитывается введением обобщенной теплоемкости:

$$c_T(T) = c_0 + L\delta(T - T_S) + (c_1 - c_0)\theta(T - T_S), \quad (19)$$

δ – дельта-функция, которая при численных расчетах заменяется "гладкой" функцией с конечной шириной, например ступенькой шириной $2\Delta T_S$. В (19) предполагается, что теплоемкость c_T имеет разные значения при температурах ниже и выше T_S , $\theta(T - T_S)$ – функция Хэвисайда:

$$\theta(T - T_S) = \begin{cases} 1, & T > T_S, \\ 0, & T < T_S. \end{cases} \quad (20)$$

При численной реализации метода сквозного счета теплоемкость (19) аппроксимировались следую-

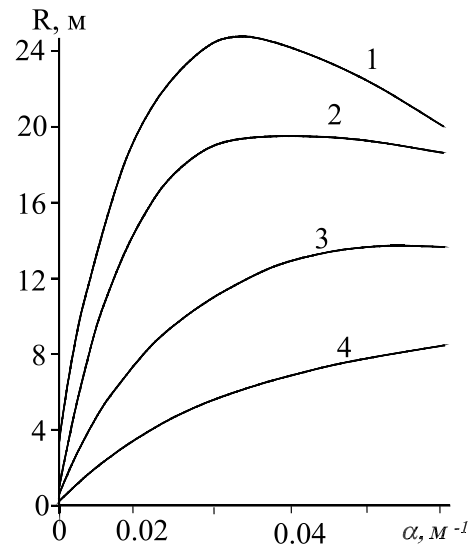


Рис. 16. Зависимость радиуса прогрева нефтеносного пласта до температуры фазового перехода пробки 50 °С от коэффициента поглощения для различного времени прогрева: 1 – 180 суток; 2 – 90 суток; 3 – 30 суток; 4 – 10 суток.

щим выражением

$$c_T(T) = \begin{cases} c_0, & T < T_S - \Delta T_S, \\ \frac{(c_0 + c_1)}{2} + \frac{L\Delta T_S}{2}, & |T - T_S| \leq \Delta T_S, \\ c_1, & T > T_S + \Delta T_S. \end{cases} \quad (21)$$

Граничные условия для задачи (16)-(18), (21) состоят в отсутствии теплообмена на внешних грани-

цах рассчитываемой области:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=b} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z \rightarrow \pm \infty} \rightarrow 0. \quad (22)$$

Результаты расчетов процесса нагрева нефтяного пласта представлены на рис. 15–18. Для электрофизических параметров материалов нефтяной технологии использовались следующие значения: в пласте — $\rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_0 = 1 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $c_0 = 2.1 \text{ кДж/м}\cdot\text{К}$, $L = 160 \text{ кДж/кг}$, $T_S = 50 \text{ }^\circ\text{C}$; в прилегающих породах — $\rho_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_0 = 2.4 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $c = 0.8 \text{ кДж/м}\cdot\text{К}$. Данные об использовании значения теплоемкости пласта при температуре выше температуры фазового перехода c_1 в работе [13] отсутствуют. Возможно использовалось ее значение, характерное для высокопарафинистой нефти $c_1 = 3 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}$ [9]. Коэффициенты поглощения варьировались в пределах $\alpha = 0.01 \div 0.1 \text{ м}^{-1}$, что характерно для электромагнитных волн метрового и дециметрового диапазона. Толщина пласта $H = 1 \text{ м}$, мощность источника во всех случаях, не оговоренных специально постоянно и равна $P = 315 \text{ кВт}$.

На рис. 15 приведен характерный вид изотерм температурного поля через 25 суток после начала прогрева для коэффициента поглощения $\alpha = 0.01 \text{ м}^{-1}$.

Положение фронта плавления в радиальном направлении через 180, 90, 30 и 10 суток (кривые 1-4, соответственно) в зависимости от значения коэффициента поглощения приведено на рис. 16. При времени прогрева $t = 180$ суток стационарное температурное поле еще не установилось, но более длительные времена прогрева не представляют практического интереса. Как следует из поведения кривых 1 и 2 фронт плавления проникает в пласт на максимальную глубину при $\alpha \approx 0.05 \text{ м}^{-1}$. При меньшем α энергия ВЧ источника рассеивается в большой области и растекается в прилегающие породы, не производя необходимого нагрева. При существенно большем α происходит сильный перегрев области вблизи источника, возникает большой градиент температуры и тепло интенсивно растекается вверх и вниз в прилегающие породы и, опять же, не обеспечивает необходимого радиального прогрева. Так как коэффициент поглощения однозначно связан с длиной волны излучателя, отсюда следует вывод, что для оптимального прогрева нефтяного пласта необходим тщательный выбор частоты электромагнитного излучения.

Важнейшими параметрами, характеризующими эффективность процесса нагрева пласта, является объем расплавленной зоны V и отношение расплавленного объема к энергии, затраченной на прогрев пласта W . На рис. 17 изображена временная динамика $V(t)$ (рис. 17а) и $V(t)/W(t)$ (рис. 17б) для различных значений коэффициента поглощения $\alpha = 0.01; 0.03; 0.05; 0.1 \text{ м}^{-1}$. При максималь-

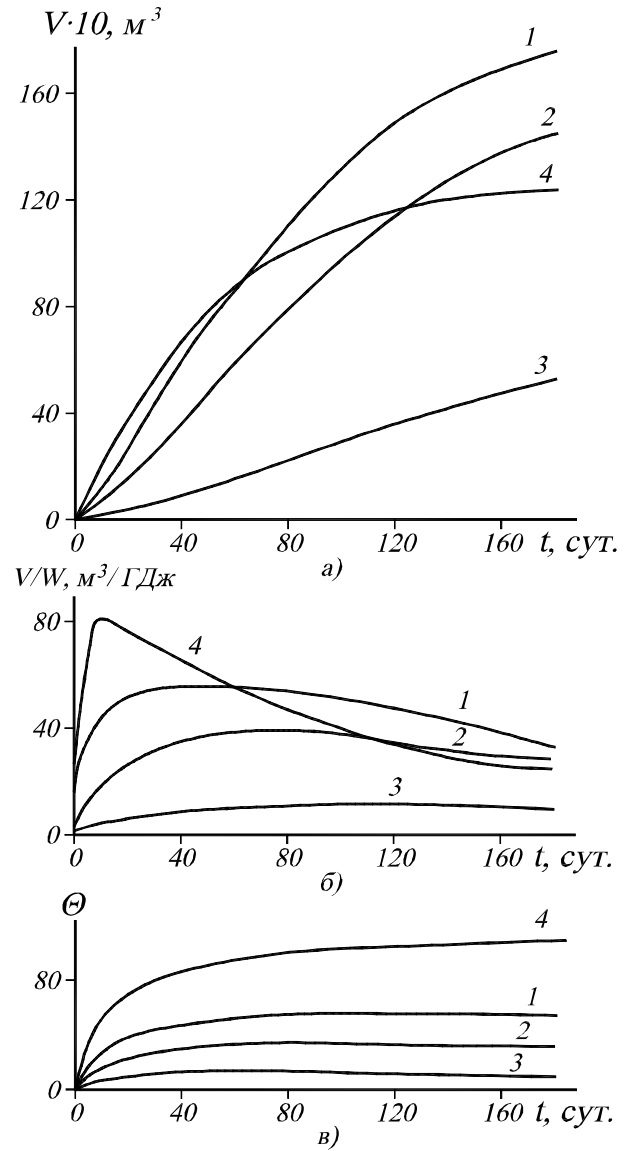


Рис. 17. Непрерывный режим для различных коэффициентов поглощения $\alpha \text{ м}^{-1}$: а) — рост объема расплавленной зоны в пласте в зависимости от времени прогрева; б) — зависимость отношения расплавленного объема пробки к вложенной энергии от времени; в) — изменение температуры на поверхности скважины в зависимости от времени прогрева (в области максимальной температуры. 1 — $\alpha = 0.05$, 2 — $\alpha = 0.03$, 3 — $\alpha = 0.01$, 4 — $\alpha = 0.1$.)

ном коэффициенте поглощения ($\alpha = 0.1$) фронт плавления вначале продвигается быстро, но в дальнейшем его движение замедляется, что связано с малой глубиной проникновения электромагнитных волн ($\sim 10 \text{ м}$), и дальнейшее проплавление идет, в основном, за счет теплопроводности, скорость которой в условиях нефтяного пласта существенно ниже. При $\alpha = 0.01 \text{ м}^{-1}$ энергия источника распределяется на большой объем, процесс нагрева идет медленно. Кроме этого отток тепла в прилега-

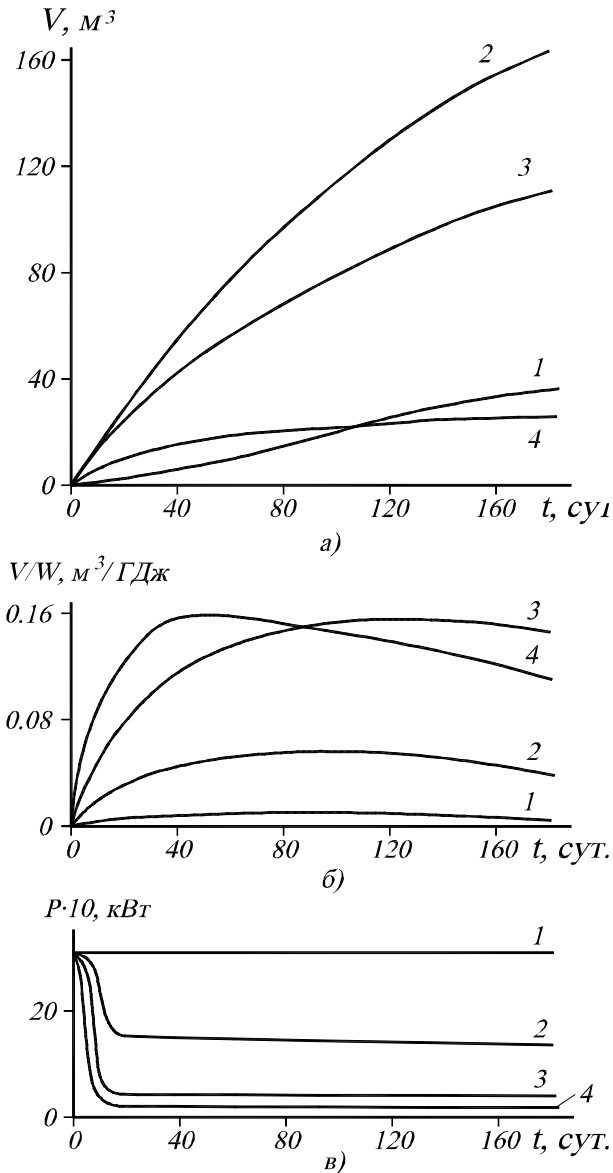


Рис. 18. Импульсный режим для различных коэффициентов поглощения $\alpha \text{ м}^{-1}$: а) – рост объема расплавленной зоны в пласте в зависимости от времени прогрева; б) – зависимость отношения расплавленного объема пробки к вложенной энергии от времени; в) – изменение мощности источника во времени при фиксированной температуре на забое скважины $\Theta_0 = 4.2$. 1 – $\alpha = 0.05$, 2 – $\alpha = 0.03$, 3 – $\alpha = 0.01$, 4 – $\alpha = 0.1$.

ющие пласты вследствие теплопроводности становятся уже сравнимым с выделяемой в пласте энергией. Максимальный объем прогретой зоны реализуется при $\alpha = 0.05 \text{ м}^{-1}$. Кривые рис. 17б характеризуют эффективность: получение максимального прогретого объема при наименьших энергозатратах. Временная динамика отношения $V(t)/W(t)$ имеет выраженные максимумы, соответствующие наиболее эффективной длительности нагрева пла-

ста. Наибольшая эффективность достигается для максимального коэффициента поглощения $\alpha = 0.1 \text{ м}^{-1}$. Но сравнение этой кривой с соответствующей на рис. 17а показывает, что объем прогретой зоны к этому моменту времени невелик. При дальнейшем прогреве пласта электромагнитной волной с $\alpha = 0.1 \text{ м}^{-1}$ эффективность падает и становится ниже эффективности нагрева пласта электромагнитной волной с $\alpha = 0.05 \text{ м}^{-1}$ и $\alpha = 0.03 \text{ м}^{-1}$.

На рис. 17в приведена динамика температуры на забое скважины в точке $z = 0$, имеющей наибольшую температуру (здесь $\Theta = (T - T_0)/(T_S - T_0)$, T_0 – начальная температура среды). Видно, что в непрерывном режиме работы ВЧ-источника с наибольшей глубиной проплавления ($\alpha = 0.05 \text{ м}^{-1}$) температура на забое скважины может достигать $1500 \div 2000 \text{ }^\circ\text{C}$, что недопустимо по техническим условиям.

В реальных условиях, конечно, температура будет ниже, так как сильный нагрев без доступа кислорода приведет к разложению нефти вблизи скважины, удалению из нее легких компонентов и, вследствие этого, к дополнительным потерям тепла. Кроме этого возможно принудительно охладить сам ствол скважины, например, подавать в него воду. В тех случаях, когда, сильный перегрев недопустим и принудительное охлаждение ствола нефтяной скважины затруднительно, представляет интерес использование периодического выключения и включения источника или плавного управления его мощностью для нагрева нефтяного пласта. Управление источником питания осуществляется таким образом, чтобы максимальная температура на забое скважины при $r = b, z = 0$ не превышает некоторого заданного значения Θ_0 . Глубина проплавления и объем расплавленной зоны будет при этом существенно меньше. На рис. 18 представлена динамика процесса нагрева пласта в режиме управления для $\Theta_0 = 4.2$. Смысл кривых на рис. 18а и рис. 18б таков же как на рис. 17, а на рис. 18в показано, каким образом должна измениться мощность источника $P(t)$, чтобы температура на забое скважины не превышала значения $\Theta_0 = 4.2$. Кривые 1–4 соответствуют значениям $\alpha = 0.002; 0.01; 0.1; 1.0 \text{ м}^{-1}$, соответственно. В режиме управления движение фронта плавления слабее зависит от коэффициента поглощения, поэтому для расчетов был взят более широкий диапазон α , чем в режиме постоянного значения мощности источника (рис. 17). Эффективность нагрева $V(t)/W(t)$ (рис. 18б) для более высоких α выше, т.к. такая же глубина проплавления достигается при меньших значениях средней мощности, поскольку при малом значении коэффициента поглощения значительная часть мощности затрачивается на бесполезный разогрев области $r \gg R$. Максимальная эффективность достигается при $\alpha = 1.0 \text{ м}^{-1}$, но при этом объем расплавленной зоны (см. рис. 18а)

невелик. Максимальный объем расплавленной зоны реализуется для $\alpha = 0.01 \text{ м}^{-1}$, но эффективность процесса при этом невелика. Оптимальным из представленных на рис. 18 вариантов является случай $\alpha = 0.1 \text{ м}^{-1}$, когда достигается достаточно большие объемы разогретой зоны при эффективности $V(t)/W(t)$, близкой к максимальной.

Таким образом, приведенные на рис. 17 и рис. 18 зависимости позволяют выбрать наиболее выгодную технологию разогрева нефтяных пластов для конкретных практических задач и условий, а также задать технические характеристики на применяемые источники электромагнитного излучения.

3.2. Учет явлений конвективного переноса

Следующим шагом в развитии микроволновых методов интенсификации добычи нефти стал учет явлений конвективного переноса тепла и массы в насыщенных нефтью пористых породах. Результаты этих исследований опубликованы в работах Саяхова Ф.Л. и др. [15], Нигматулина Р.И. и др. [16,17], Кислицына А.А. [18].

В работе [15] конвективный теплоперенос вызывался внешним акустическим полем, а нагрев пласта по прежнему производился высокочастотным электромагнитным полем. Т.е. происходило одновременное воздействие на пласт двух источников, функции которых были разделены. За счет источника высокочастотного поля производится объемный нагрев нефтяного пласта, а источник акустической волны приводил к перетоку тепла из более нагретых областей пласта к менее нагретым за счет конвективного переноса нефти. Скорость конвективного переноса при этом предполагалась не зависящей от координат, времени и температуры, т.е. являлась некоторым заданным внешним параметром (ниже он определяется как критерий Пекле).

Пусть на нефтяной пласт перпендикулярно его поверхности падает плоская электромагнитная H -волна. Считая задачу одномерной распространение такой волны в нефтяном слое ($0 \leq x < \infty$) описывается выражениями для компонент электрического E_y и магнитного H_z -полей

$$\begin{aligned} E_y(x, t) &= E_0 \exp(-\alpha x) \exp(i\beta x - i\omega t), \\ H_z(x, t) &= E_0 \sqrt{\varepsilon} \exp(-\alpha x) \exp(i\beta x - i\omega t), \end{aligned} \quad (23)$$

где β – продольное волновое число, α – постоянная затухания.

Затухание электромагнитной волны приводит к объемному тепловыделению с плотностью мощности

$$Q(x) = 2\alpha P_0 \exp(-2\alpha x), \quad (24)$$

где $P_0 = |\varepsilon| E_0^2 / 8\pi$ – мощность источника электромагнитной волны.

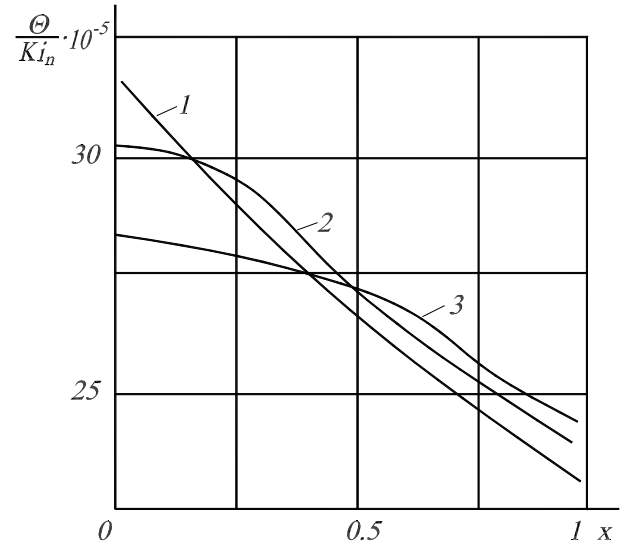


Рис. 19. Зависимость распределения температуры от расстояния при ВЧ нагреве (кривая 1) и при ВЧ нагреве и акустическом поле: 2 – $Pe = 10$; 3 – $Pe = 25$ ($F_0 = 0.001$).

В безразмерных переменных уравнение теплопроводности с учетом конвективного переноса имеет вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial F_0} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \bar{x}^2} - Pe \frac{\partial \Theta}{\partial \bar{x}} + 2\alpha_\varepsilon Ki_\Pi \exp(-\alpha_\varepsilon \bar{x}), \quad (25)$$

с начальными и граничными условиями:

$$\Theta = 0, \quad F_0 = 0, \quad 0 < x < \infty; \quad (26)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{x}} = 0, \quad \bar{x} = 0, \quad F_0 > 0; \quad (27)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \bar{x}} = 0, \quad \bar{x} \rightarrow \infty, \quad F_0 > 0; \quad (28)$$

Здесь введены следующие безразмерные переменные: α_ε – постоянная затухания, нормированная на длину волны в среде,

$$\alpha_\varepsilon = \alpha \cdot \lambda_\varepsilon = \pi \operatorname{tg} \delta, \quad (29)$$

$\Theta = (T - T_0) / T_0$ – безразмерная температура, T_0 – начальная температура; $F_0 = \lambda t / (c\rho\lambda_\varepsilon^2)$ – критерий Фурье, ρ – плотность, c – удельная теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности, t – время, $Ki_\Pi = P_0 \cdot \lambda_\varepsilon / (T_0 \lambda)$ – критерий Кирничева, характеризующий интенсивность электромагнитного нагрева по сравнению с теплопроводностью; $\bar{x} = x / \lambda_\varepsilon$ – безразмерное расстояние; $Pe = \lambda_\varepsilon u / a$ – критерий Пекле, показывающий интенсивность конвективного переноса тепла по сравнению с теплопроводностью, u – скорость конвективного переноса, $a = \lambda / (c\rho)$ – коэффициент температуропроводности.

Решив начально-краевую задачу (26)-(28) полу-

чим

$$\Theta(\bar{x}, F_0) = 2\lambda_\varepsilon K i_\pi \int_0^{F_0} d\tau \int_0^\infty G(\bar{x} - \xi, F_0 - \tau) \times \exp(-2\alpha_\varepsilon \xi) d\xi, \quad (30)$$

где функция Грина второй краевой задачи имеет вид:

$$G(\bar{x} - \xi, F_0 - \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi(F_0 - \tau)}} \times \left\{ \exp\left[-\frac{|x - \xi - Pe(F_0 - \tau)|^2}{4(F_0 - \tau)}\right] + \exp\left[-\frac{|x + \xi + Pe(F_0 - \tau)|^2}{4(F_0 - \tau)}\right] \right\} \quad (31)$$

интеграл по ξ в (30) может быть вычислен [19], окончательно получим:

$$\bar{\Theta}(\bar{x}, F_0) = \alpha_\varepsilon K i_\pi \int_0^{F_0} \exp\left[2\alpha_\varepsilon(2\alpha_\varepsilon + Pe)(F_0 - \tau)\right] \times \left\{ \exp(-2\alpha_\varepsilon \bar{x}) \operatorname{erfc}\left[\left(2\alpha_\varepsilon + \frac{Pe}{2} - \frac{\bar{x}}{2(F_0 - \tau)}\right) \sqrt{F_0 - \tau}\right] + \exp(2\alpha_\varepsilon \bar{x}) \operatorname{erfc}\left[\left(2\alpha_\varepsilon + \frac{Pe}{2} + \frac{\bar{x}}{2(F_0 - \tau)}\right) \sqrt{F_0 - \tau}\right] \right\} d\tau, \quad (32)$$

где $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$, $\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок Гаусса $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx$.

Для оценки влияния акустического поля на изменение температуры выражение (32) было рассчитано в случае отсутствия конвективного переноса ($Pe = 0$) и его наличии. Для расчета использовались диэлектрические параметры пласта Мордово-Кермальной нефти на частоте $f = 13.56$ МГц; $\varepsilon' = 6.05$, $\operatorname{tg} \delta = 0.05$. Для такого значения $\operatorname{tg} \delta$ $\alpha_\varepsilon \approx 0.16$.

На рис. 19 приведено пространственное распределение температуры в нефтяном пласте при электромагнитно-акустическом воздействии на пласт. Кривая 1 соответствует случаю электромагнитного нагрева ($Pe = 0$), кривая 2 для $Pe = 10$ и кривая 3 $Pe = 25$ – ВЧ-нагреву в акустическом поле. Как видно из сравнения кривых акустическое поле приводит к увеличению глубины прогрева нефтяного пласта и более однородному распределению температуры по нефтяному пласту. С увеличением параметра Пекле глубина прогрева пласта увеличивается и распределение температуры становится более однородным.

В работах Нигматулина Р.И. и соавторов [16,17] теоретически исследован процесс фильтрации и

разогрева очень вязкой нефти (битума) в пористой среде при наличие объемного и поверхностного источников тепла. Получена замкнутая система дифференциальных уравнений и установлены основные безразмерные критерии подобия, характеризующие процессы тепло- и массопереноса в такой среде. В [16] изучены возможности существования и найдены стационарные решения, реализующиеся при достаточном длительном разогреве одномерной среды с различными типами симметрии: плоская, цилиндрическая и сферическая. В [17] в той же постановке получены возможные автомодельные решения в средах с той же симметрией. В обоих указанных работах авторы исходят из одних и тех же уравнений термодинамики и гидродинамики, принимают одинаковые допущения. Следуя [16,17] сформулируем их:

1. Процесс плавления происходит на геометрической поверхности – фронте плавления нулевой толщины. Это, так называемая стефановская концепция процесса плавления, которая справедлива, когда размер зоны фазового перехода много меньше длины излучаемой волны и характерных длин задачи (например, размер скин-слоя).
2. Вне фронта плавления расстояния, на которых параметры среды меняются существенно, много больше характерных размеров пор и расстояний между ними. При этом подразумевается, так как мы будем использовать уравнения гидродинамики для описания жидкой фазы среды, что последние размеры много больше молекулярно-кинетических размеров (например, длины свободного пробега).
3. Температуры фаз и компоненты в каждом элементарном объеме пористой среды одинаковы. Это позволяет описывать процесс в рамках однотемпературной модели. В большинстве практически интересных случаев характерное время выравнивания температур фаз (0.1 – 10 сек) много меньше характерного времени нагрева среды внешним источником тепла и характерного времени гидродинамического процесса ($10^4 - 10^5$ сек). Указанное допущение справедливо, когда перемещение фронта плавления за счет теплового расширения твердого вещества перед фронтом мало по сравнению с перемещением поверхности фронта за счет фазового превращения. В таком случае задача упрощается, так как поле температур среды перед фронтом можно определить не решая уравнения движения.
4. Движение жидкой (расплавленной фазы) в пористой породе безинерционное и подчиняется закону Дарси.

5. Отсутствуют изменение объема твердой фазы и деформация скелета пористой породы.

При таких предположениях уравнение теплопроводности, непрерывности и закон Дарси (уравнения движения) в области подвижной фазы (расплавленного битума) будут иметь вид:

$$(\rho c)^{(1)} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_1 c_1 u_1 \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda^{(1)} x^\nu \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q^{(e)}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (m \rho_1) + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 u_1 x^\nu) = 0, \quad (34)$$

$$u_1 = -\frac{k}{\mu_1} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (35)$$

В области неподвижной фазы (твердого битума) аналогичные уравнения имеют вид:

$$(\rho c)^{(2)} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{x^\nu} \left(\lambda^{(2)} x^\nu \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q^{(e)}, \quad (36)$$

$$u_2 = const, \quad (37)$$

$$\rho_2 = const. \quad (38)$$

В уравнениях (33)-(38) приняты следующие обозначения. Параметр $\nu = 0, 1, 2$ соответствует случаям плоской, цилиндрической и сферической симметрии задачи, соответственно. Нижние индексы относятся к параметром подвижной (жидкой) фазы битума ($i = 1$), неподвижной (твердой) фазы битума ($i = 2$), и скелета породы ($i = 3$). Через $\rho_i, u_i, c_i, \lambda_i$ обозначены истинная плотность, скорость фильтрации, удельная теплоемкость и коэффициент i -фазы; p и μ_1 – давление и вязкость жидкости; k, m – проницаемость и пористость породы, предполагаемые далее постоянными; T – температура. Усредненные по фазам битума и скелета горной породы величины $(\rho c)^{(i)}, \lambda^{(i)}$ имеют следующий смысл:

$$\rho c^{(i)} = m \rho_i c_i + (1 - m) \rho_3 c_3, \quad i = 1, 2, \quad (39)$$

$$\lambda^{(i)} = m \lambda_i + (1 - m) \lambda_3, \quad i = 1, 2. \quad (40)$$

Граничные условия для уравнения (33)-(36) состоят в следующем:

$$p|_{x=x_b} = p(x_b, t), \quad (41)$$

$$\lambda^{(1)} S_b \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_b+0} = -q_b, \quad (42)$$

$$T|_{x=x_m(t)} = T_m = const, \quad (43)$$

$$\frac{k}{\mu_1} \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=x_m-0} = -u_1 = -m \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_{1m}} \right) \frac{dx_m}{dt}, \quad (44)$$

$$T|_{x \rightarrow +\infty} = T_0, \quad (45)$$

где нижние индексы m относятся к параметрам на линии плавления; b – на границе скважины; 0 – начального состояния; $q_b = q(x_b, t)$ – интенсивность полного потока тепла через границу x_b ($q_b > 0$ соответствует случаю подвода тепла, $q_b < 0$ – случаю отвода тепла); T_0 – начальная температура среды; S_b – площадь поверхности скважины (для $\nu = 0, S_b = 1 \text{ м}^2$, для $\nu = 1 S_b = 2\pi h x_b$ (h – высота радиального пласта), для $\nu = 2 S_b = 4\pi x_b^2$).

Если начальная температура среды T_0 меньше температуры фазового перехода, то начальные условия для жидкой фазы битума находятся из решения уравнения (36) для твердой фазы битума с граничными условиями:

$$\lambda^{(2)} S_b \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_b+0} = -q_b, \quad (46)$$

$$T|_{x \rightarrow +\infty} = T_0. \quad (47)$$

Положение поверхности плавления и скорость ее перемещения, входящие в уравнение (44), определяются из условий баланса массы и баланса энергии в квазистатическом приближении на межфазной границе:

$$\frac{dx_m}{dt} = \frac{q_{1m} + q_{2m}}{m \rho_2 L}, \quad (48)$$

где $q_{1m} = -\lambda^{(1)} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_m-0}$, $q_{2m} = \lambda^{(2)} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_m+0}$ – потоки тепла, поступающие к межфазной поверхности со стороны подвижной и неподвижной фаз битума; L – удельная теплота фазового перехода.

Плотность мощности тепловыделения $q^{(e)}$, возникающая за счет поглощения энергии электромагнитной волны, определяются из уравнения Умова-Пойтинга и закона Бугера-Ламберта для монохроматической волны. Если пренебречь влиянием давления и температуры на поглощение электромагнитной волны, то $q^{(e)}$ можно записать в виде:

$$q^{(e)} = \frac{R_b}{L_R} \left(\frac{x_b}{x} \right) \exp \left(-\frac{x - x_b}{L_R} \right), \quad (49)$$

R_b – интенсивность излучения на границе скважины, L_R – длина поглощения, которая есть функция частоты электромагнитного излучения.

Для замыкания системы уравнений необходимо связать плотность жидкости ρ_1 с давлением p . Применим следующие уравнение состояния для плотности жидкости:

$$\rho_1(p, T) = \rho_{10} [1 + \beta_p (p - p_0) - \beta_T (T - T_0)], \quad (50)$$

где β_p, β_T – коэффициенты сжимаемости и теплового расширения. Уравнение (50) позволяет свести три уравнения для температуры (33), плотности (34) и скорости фильтрации (35) к двум: уравнению теплопроводности и уравнению для давления

в жидкости, которое часто называется уравнением пьезопроводности. Задание для этих уравнений начальных условий в виде:

$$p|_{t=0} = p_0, \quad T|_{t=0} = T_0 \quad (51)$$

полностью определяет начально-краевую задачу.

Для анализа полученной системы уравнений удобно ввести безразмерные переменные и параметры:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{u_* t}{L_R}, & X &= \frac{x}{L_R}, \\ X_m &= \frac{x_m(t)}{L_R}, & U_i &= \frac{u_i}{u_*}, \\ \Phi_i &= \frac{\rho_i}{\rho_*}, & \Theta &= \frac{T}{T_m}, \\ P &= \frac{p}{p_*}, & M_1(\Theta) &= \frac{\mu_1(T)}{\mu_1(T_m)}, \\ B_p &= \beta_p p_*, & u_* &= \frac{k}{\mu_1(T_m)} \frac{p_*}{L_R}, \\ C_2 &= \frac{c_2}{c_1}, & C_3 &= \frac{\rho_3 c_3}{\rho_* c_1}, \\ B_T &= \beta_T T_m, & \delta &= \frac{\rho_2 - \rho_{1s}}{\rho_{1s}}, \\ Pe_i &= \frac{u_* L_R}{D_i}, & D_i &= \frac{\lambda^{(i)}}{\rho_* c_1} (i = 1, 2), \\ G_i &= \frac{u_* L_R}{\Lambda_i}, & \Lambda_i &= \frac{\lambda^{(i)} T_m}{\rho_* L}, i = 1, 2, \\ N &= \frac{N^{(e)}}{S_b \rho_* c_1 u_* T_m}, & Q_b &= \frac{q_b L_R}{\lambda^{(1)} S_b T_m}, \end{aligned} \quad (52)$$

где нижний индекс величин * означает некоторые характерные параметры среды, $N^{(e)}$ – мощность источника электромагнитного излучения ($R_b = N^{(e)}/S_b$).

Многопараметрическая система уравнений, полученная выше в общем случае допускает только численное решение. В работе [16] изучены возможности существования стационарных решений, когда $\partial T/\partial t = 0$ и $\partial \rho/\partial t = 0$. Не останавливаясь на деталях доказательства приведем результаты. Сначала рассмотрим стационарные решения в среде с неподвижным фронтом фазового перехода, т.е. $x_m = const$. В этом случае скорость фильтрации $u_1 = 0$ и профиль температуры находится из решения системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dx} \left(x^\nu \frac{d\theta}{dx} \right) = -K_i \exp[-(x - x_b)], \quad i = 1, 2 \quad (53)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta}{dx} \Big|_{x=x_b+0} &= -Q_b = const, \quad \Theta|_{x=x_m} = 1, \\ \frac{1}{G_1} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \Big|_{x=x_m-0} &= \frac{1}{G_2} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \Big|_{x=x_m+0}, \\ \Theta|_{x \rightarrow +\infty} &= \Theta_0, \quad (\Theta_0 < 1), \end{aligned} \quad (54)$$

$K_i = Pe_i N x_b^\nu$ – безразмерный параметр, характеризующий соотношение тепловыделения и теплопроводности.

Решения системы уравнений для плоской ($\nu = 0$) и цилиндрической симметрий ($\nu = 1$) не существует, т.е. стационарное состояние, удовлетворяющее граничным условиям (54), не реализуется ни для каких параметров задачи.

Для сферической симметрии ($\nu = 2$) возможно существование единственного решения (53), (54)

$$\Theta(x) = -K_i \exp(X_b) F(X) - \frac{C}{X} + D, \quad (55)$$

где

$$\begin{aligned} F(X) &= \frac{\exp(-X)}{X} + Ei(-X), \\ Ei(-X) &= - \int_x^\infty \frac{d\xi \exp(-\xi)}{\xi}, \end{aligned} \quad (56)$$

а постоянные C и D равны:

$$\begin{aligned} C &= \begin{cases} -K_1 - Q_b X_b^2, & X_b \leq X \leq X_m, \\ -X_s [1 - \Theta_0 + K_2 \exp(X_b) F(X_m)], & X_m \leq X < \infty, \end{cases} \\ D &= \begin{cases} 1 + C X_s^{-1} + K_1 \exp(X_b) F(X_m), & X_b \leq X \leq X_m, \\ \Theta_0, & X_m \leq X < \infty. \end{cases} \end{aligned} \quad (57)$$

Координата фронта плавления определяется при этом из уравнения

$$\begin{aligned} K_1^{-1} Q_b X_b^2 + V(X) - XY(X) &= 0, \\ V(X) &= 1 - \exp[-(X - X_b)], \\ Y(X) &= K_2^{-1} (1 - \Theta_0) - \exp(X_b) Ei(-X). \end{aligned} \quad (58)$$

Существование единственного (однофронтного) решения (55)-(58) возможно в следующих случаях:

1. $Q_b \geq 0$ (подвод или отсутствия подвода тепла к скважине), при условии $K_2 \geq K_* = -(1 - \Theta_0)/[\exp(X_b) Ei(-X_b)]$;
2. $Q_b > 0$ (подвод тепла к скважине), при условиях $K_2 < K_*$ и $Q_b X_b^2 - K_1 X_b Y(X_b) \geq 0$;
3. $Q_b < 0$ (охлаждение поверхности скважины), при условиях $K_2 \geq K_*$ и $|Q_b X_b^2| < K_1 X_b Y(X_b)$.

В случае $Q_b < 0$ (охлаждение поверхности скважины) при условиях $K_2 \geq K_*$ и $K_1 X_b Y(X_b) \leq |Q_b X_b^2| < K_1 V(X_*)$ возможно существование двухфронтного решения системы (53) с координатами фронтов $X'_m < X''_m$, определяется из уравнения (58), которое в этом случае имеет два корня. Решение для температуры среды имеет тот же вид (55) с постоянными C и D определенными следующим

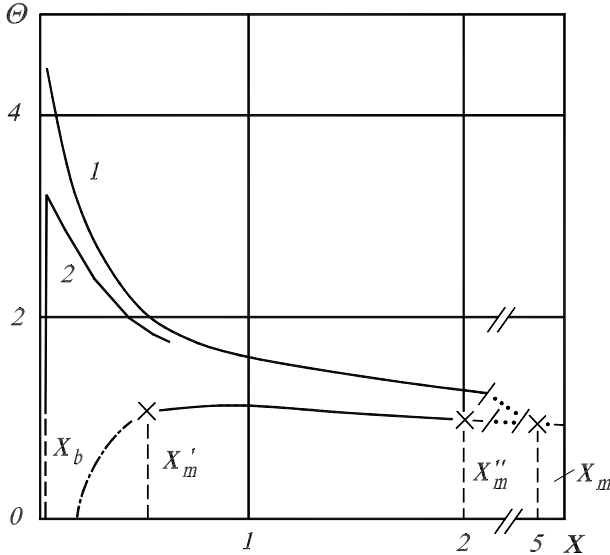


Рис. 20. Стационарное распределение температур в пласте в поле объемного источника тепла в случае отсутствия конвекции. Кривая 1 – $Q_b = 0$, кривая 2 – $|Q_b| = 0.026K_1/X_b^2$, кривая 3 – $|Q_b| = 0.573/X_b^2$.

образом:

$$C = \begin{cases} -K_2 - Q_b X_b^2, & X_b \leq X \leq X'_m, \\ -K_1 \exp(X_b) \frac{X'_m X''_m}{X''_m - X'_m} \times \\ \quad [F(X'_m) - F(X''_m)], & X'_m \leq X \leq X''_m, \\ -X''_m [1 - \Theta_0 + K_2 \exp(X_b) F(X''_m)], & X''_m \leq X < \infty, \end{cases} \quad (59)$$

$$D = \begin{cases} 1 + C/X'_m + K_2 \exp(X_b) F(X'_m), & X_b \leq X \leq X'_m, \\ 1 - K_1 \exp(X_b) \frac{1}{X''_m - X'_m} \times \\ \quad [X'_m F(X'_m) - X''_m F(X''_m)], & X'_m \leq X \leq X''_m, \\ \Theta_0, & X''_m \leq X < \infty. \end{cases}$$

Примеры численного решения (53), (54) для однофронтного и двухфронтного случаев представлены на рис. 20 для безразмерных параметров $K_1 = 0.82$, $K_2 = 0.75$, соответствующих, например параметром фаз и объемных источников тепла: $T_0 = 293 \text{ }^\circ\text{K}$, $T_m = 343 \text{ }^\circ\text{K}$, $\lambda_1 = 0.6 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $\lambda_2 = 1.2 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $\lambda_3 = 5.8 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, $m = 0.5$, $L_R = 25 \text{ м}$, $N^{(e)} = 280 \text{ кВт}$, $x_b = 0.15 \text{ м}$.

Кривая 1 описывает стационарное однофронтное распределение температуры при $Q_b = 0$. Кривая 2 соответствует предельному случаю отвода тепла на границе $X = X_b$, $|Q_b X_b^2| = K_1 X_b Y(X_b) \approx 0.026 K_1$. Кривая 3 соответствует двухфронтному решению, реализующимся при более значительном отводе тепла на скважине $|Q_b X_b^2| \approx 0.573 K_1$. Кривая 1 показывает, что максимальная область расплавленного битума при воздействии постоянным

источником объемного тепловыделения составляет значительное расстояние, $\approx 5.1 L_R \approx 125 \text{ м}$. При этом температура в окрестности скважины $T_b \approx 4.5 T_m \approx 1500 \text{ }^\circ\text{K}$. В очень узкой области вблизи скважины наблюдается резкое снижение температуры. Пиковое значение температуры жидкого битума достигается на расстоянии 0.75 м и равно $3.2 T_m \approx 1100 \text{ }^\circ\text{K}$. Фронт плавления сместился незначительно по сравнению с $Q_b = 0$ (примерно на величину $0.1 L_R \approx 2.5 \text{ м}$). Дальнейшее увеличение количества тепла, отводимого через границу $X = X_b$, приводит к появлению фронта затвердения, но при этом возможно появление периодических решений вблизи поверхности скважины.

Оценивая характерное время выхода на стационарный режим t_{st} при разогреве среды только объемным источником тепла на основании полученных выражений (55)-(58) имеем

$$t_{st} \sim \frac{Q_{st}}{N_{st}},$$

$$Q_{st} \approx \Omega_s \left\{ (\rho c)^{(1)} (\langle T \rangle - T_m) + m \rho_2 L + (\rho c)^{(2)} (T_m - T_0) \right\}, \quad (60)$$

$$N_{st} \approx N^{(e)} \left[1 - \exp\left(-\frac{x_m - x_b}{L_R}\right) \right],$$

$$\Omega_s = \frac{4\pi}{3} (x_m^3 - x_b^3),$$

где N_{st} и Q_{st} имеют смысл интенсивности и общего количества тепла, подводимого в предельную стационарную зону расплавленного битума объемом Ω_m и средней температурой $\langle T \rangle$.

Исследуем теперь стационарные решения задачи нагрева нефтяного пласта при конечной скорости фильтрации. Будем искать стационарные решения $\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, $u = u_1(x)$ ($X_s \rightarrow \infty$), т.е. соответствующие случаю отсутствия твердой фазы битума. Безразмерная система уравнения (53)-(55) в стационарном случае принимает вид:

$$-G_b \frac{\partial \Theta}{\partial X} = \frac{1}{Pe_1} \frac{d}{dX} \left(x^\nu \frac{d\Theta}{dX} \right) + N X_x^\nu \exp[-(X - X_b)], \quad (61)$$

$$\frac{dP}{dX} = -M_1 U,$$

где $U = -G_b / \Phi_1 X^\nu$, $G_b = -(\Phi_1 U X^\nu)|_{X=X_b} = const > 0$, $\Phi_1 = 1 + B_p(P - 1) - B_T(\Theta - 1)$ с граничными условиями:

$$\left. \frac{d\Theta}{dX} \right|_{X=X_b+0} = -Q_b,$$

$$\Theta|_{x \rightarrow +\infty} \rightarrow \Theta_\infty < +\infty, \quad (62)$$

$$P|_{x \rightarrow +\infty} \rightarrow P_\infty < +\infty.$$

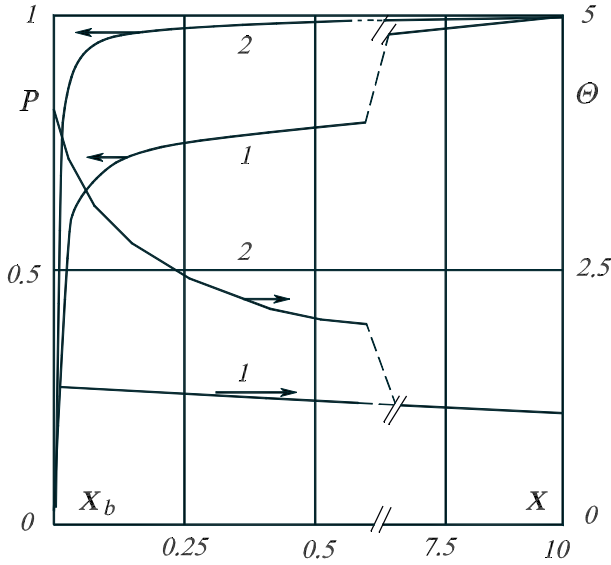


Рис. 21. Распределение температуры и давления в пласте в поле объемного источника тепла в случае присутствия конвекции. Кривая 1 – $M_1 = (T/T_\infty)^{-18}$. Кривая 2 – $\mu_1 = const$.

Для плоской ($\nu = 0$) и цилиндрической ($\nu = 1$) симметрии не существует стационарного состояния фильтрующейся жидкости ($u_1 \neq 0$) с граничными условиями (62). Однако решение системы уравнения (61) для этих типов симметрии существует при выполнении граничных условий следующего вида:

$$\begin{aligned} P|_{X=X_b} &= P_b, \\ \frac{d\Theta}{dX}|_{X=X_b+0} &= -Q_b, \\ \Theta|_{x \rightarrow +\infty} &\rightarrow \Theta_\infty < +\infty, \end{aligned} \quad (63)$$

не требующих ограничения на асимптотическое поведение давления. Распределение температуры в таком случае описывается выражениями:

$$\begin{aligned} \nu = 0, \Theta(X) &= 1 - \frac{K_1 \exp[-(X - X_b)]}{1 - \varkappa} \times \\ &\left\{ 1 - \frac{\exp[-(X - X_b)(\varkappa - 1)]}{\varkappa} \right\} + \\ &\frac{Q_b \exp[-\varkappa(X - X_b)]}{\varkappa}, \\ \nu = 1, \Theta(X) &= 1 + \frac{K_1}{\varkappa} \left(\frac{X_b}{X} \right)^\varkappa \left[1 + \frac{Q_b X_b}{K_1} + \right. \\ &\left. \varkappa \exp(X_b) \times \int_1^{X/X_b} \exp(-\xi X_b) \xi^{\varkappa-1} d\xi \right], \\ \varkappa &= Pe_1 G_b. \end{aligned} \quad (64)$$

Для случая сферической симметрии ($\nu = 2$) решение системы уравнений (61), (62) существуют и

распределение температуры в пласте имеет вид:

$$\begin{aligned} \Theta(X) &= 1 + \frac{K_1}{\varkappa} \exp(X_b) \left\{ \exp(-X) + \right. \\ &\left. \exp(-X_b) \left[I(x) \exp\left(\frac{\varkappa}{X}\right) - I(+\infty) \right] \right\} + \\ &\frac{Q_b X_b^2}{\varkappa} \left(\exp\left(\frac{\varkappa}{X}\right) - 1 \right), \quad (65) \\ I(X) &= \int_{X_b}^X \exp \left[- \left(\xi + \frac{\varkappa}{\xi} - X_b \right) \right] d\xi, \end{aligned}$$

а распределение давления может быть найдено из решения дифференциального уравнения:

$$\frac{dP}{dX} = \frac{G_b}{1 + B_P(P - 1) - B_T(\theta - 1)} \frac{M_1}{X^2}. \quad (66)$$

Рис. 21 иллюстрирует примеры решения задачи (65), (66) для следующих параметров: $K_1 = 0.71$, $Pe_1 = 2.97$, $B_P = 0.002$, $B_T = 0.15$, $X_B = 0.006$, $Q_b = 0$. Указанные безразмерные параметры соответствуют, например, таким размерным: $p_b = 0.1$ МПа, $p_* = p_\infty = 3.0$ МПа, $T_* = T_\infty = 300$ °K, $\rho_* = \rho_\infty = 10^3$ кг/м³, $\mu_* = 1.0$ Па·с, $c_1 = 2.1$ кДж/(кг·K), $\lambda_1 = 0.6$ Вт/м·K, $\lambda_3 = 5.8$ Вт/м·K, $k = 2.0$ мкм², $m = 0.3$, $N^{(e)} = 280$ кВт, $q_b = 0$, $L_R = 25$ м, $x_b = 0.15$ м.

Кривые 1 показывают распределение давления и температуры среды, характерной для битумной нефти, когда существует температурная зависимость коэффициента вязкости $M_1 = (T/T_\infty)^{-18}$. Кривые 2 – соответствуют случаю постоянной вязкости $\mu_1 = \mu_\infty = const$. Расходы нефти G_b равны 0.58 (≈ 40 т/сут) и 0.03 (≈ 0.2 т/сут), соответственно. Из сравнения кривых 1 и 2 следует, что учет температурной зависимости вязкости нефти приводит к значительному изменению распределения давления и температуры. Благодаря уменьшению вязкости нефти происходит более интенсивный теплоперенос и температура ее вблизи поверхности скважины уменьшается в несколько раз (кривая 1) по сравнению со случаем постоянной вязкости (кривая 2). При этом сохраняется большая длина активной зоны фильтрации ($\approx 10L_R \approx 250$ м).

Полученные выше уравнения позволяют исследовать автомодельные решения. Такой анализ проведен в работе [17]. Плотность объемного тепловыделения определялась аналогично анализу стационарных решений (см. выражение (49)), но с учетом отражения электромагнитной волны от поверхно-

сти плавления $x_m(t)$

$$q^{(e)} = \begin{cases} \frac{R_b}{L_R^{(1)}} \left(\frac{x_b}{x}\right)^\nu \left[\exp\left(-\frac{x-x_b}{L_R^{(1)}}\right) + H \exp\left(-\frac{x_m-x_b}{L_R^{(1)}} - \frac{x_m-x}{L_R^{(2)}}\right) \right], & x_b < x < x_m(t), \\ (1-H) \frac{R_m}{L_R^{(1)}} \left(\frac{x_b}{x}\right)^\nu \times \exp\left(-\frac{x_m-x_b}{L_R^{(1)}} - \frac{x-x_m}{L_R^{(2)}}\right), & x > x_m(t), \end{cases} \quad (49')$$

где H – коэффициент отражения электромагнитной волны от межфазной границы, определяемый как отношение энергий отраженной и падающей волны; длина поглощения смеси $L_R^{(i)}$ ($i = 1, 2$) определяются выражениями:

$$\frac{1}{L_R^{(1)}} = \frac{m}{L_1} + \frac{(1-m)}{L_3}, \quad (67)$$

$$\frac{1}{L_R^{(2)}} = \frac{m}{L_2} + \frac{(1-m)}{L_3},$$

L_1 – длина поглощения в жидком битуме, L_2 – длина поглощения в твердой фазе битума, L_3 – в скелете породы.

Вместо граничного условия (41) для давления на границе скважины в работе [17] использовалось условие полного массового расхода жидкого битума

$$m S_b \rho_{1b} v_{1b} = g_b, \quad (41')$$

а в уравнении состояния (50) при анализе автомодельных решений предполагалось, что коэффициент теплового расширения $\beta_T = 0$, т.е.

$$\rho_1 = \rho_{10} [1 + \beta_p (p - p_0)]. \quad (50')$$

Это состояние позволяет свести уравнение (34) для плотности жидкой фазы и уравнения (35) для скорости фильтрации к одному линейному уравнению пьезопроводности:

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} - \frac{\kappa}{x^\nu} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^\nu \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0, \quad \kappa = \frac{k}{m \mu_1 \beta_p}. \quad (68)$$

При получении уравнения (68) пренебрегали конвекционной составляющей изменения плотности жидкости, что справедливо при выполнении условия:

$$\frac{u_1 (\partial \rho_1 / \partial x)}{\rho_1 (\partial v_1 / \partial x)} \sim \beta_p \Delta p \ll 1, \quad (69)$$

Δp – перепад давления.

Будем искать возможные автомодельные решения (33), (35), (68), (36)-(38) с объемным источником тепла (49') и граничными условиями (41'),

(42)-(48) в виде зависимости от одной переменной $z = x^2 t^\eta$. Тогда уравнение теплопроводности в зоне плавления принимает вид:

$$\lambda^{(1)} \frac{d^2 T}{dz^2} + \left[\frac{\lambda^{(1)} (\nu + 1)}{2z} - \frac{(\rho c)^{(1)} \eta}{4t^{\eta+1}} + V^{(1)}(z) \right] \frac{dT}{dz} + \frac{q^{(e)}}{4zt^\eta} = 0, \quad (70)$$

$$V^{(1)}(z) = \rho_1 c_1 \frac{k}{\mu_1} \frac{dp_1}{dz},$$

$$\frac{q^{(e)}}{4zt^\eta} = \frac{N^{(e)}}{2\chi(\nu) z^{1+\nu/2}} \frac{t^{\eta(\nu/2-1)}}{L_R^{(1)}} \left[1 + H \exp\left(-2\frac{\sqrt{z_m} - \sqrt{z}}{L_R^{(1)} t^{\eta/2}}\right) \right] \exp\left(-\frac{\sqrt{z}}{L_R^{(1)} t^{\eta/2}}\right),$$

$$\chi(0) = 1,$$

$$\chi(1) = 2\pi, \quad 0 < z < z_m = (x_m(t))^2 t^\nu.$$

$$\chi(2) = 4\pi,$$

При получении уравнения (70) предполагалось, что размер скважины мал по сравнению с характерными размерами задачи, поэтому в выражении для $q^{(e)}$ считаем $x_b = 0$, граничные условия (42), (41') рассматривались как предельные соотношения, а для интенсивности излучения использовали условия:

$$\lim_{x_b \rightarrow 0} [R_b S_b(x_b)] = N^{(e)}, \quad S_b = \chi(\nu) x_b'. \quad (71)$$

Для существования автомодельного решения уравнения (70) необходимо, чтобы все коэффициенты этого уравнения не зависели от t . Из анализа второго слагаемого при производной $\partial T / \partial z$ следует, что $\eta = -1$. В свою очередь из выражения в показателе экспонент последнего слагаемого уравнения (70), получаем, что $L_R^{(1)} \sim t^{1/2}$. Тогда множитель $t^{\eta(\nu/2-1)} / L_R^{(1)}$ не будет зависеть от времени, когда $\nu = 1$. Т.е. автомодельные решения существуют только для цилиндрически симметричной задачи*. Именно этим случаем ограничим дальнейшее рассмотрение.

Введем безразмерные переменные:

$$\zeta = \frac{x^2}{a^{(1)} t}, \quad \Theta = \frac{T}{T_m}, \quad (72)$$

$$P = \frac{p_1}{p_0}, \quad \delta_i = \frac{\rho_i}{\rho_{10}}, \quad (i = 1, 2, 3),$$

*Заметим, что если объемный источник тепла отсутствует, т.е. $Q = 0$, то получаем тривиальный вывод: автомодельные решения задачи существуют в любой геометрии и описываются зависимостью $T = T(z) = T(x^2/t)$.

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{\rho_{10}c_1}{(\rho c)^{(1)}}, & B_p &= \frac{\beta_p P_0}{\rho_{10}}, \\ a_k^* &= \frac{a_k}{a^{(1)}}, & \varkappa^* &= \frac{\varkappa}{a^{(1)}}, \\ h_k^* &= \sqrt{\frac{h_k}{a^{(1)}}}, & K_k &= \frac{N^{(e)}}{\chi(\nu)\lambda^{(k)}T_m}, \\ G^{(k)} &= \frac{\Lambda^{(k)}}{a^{(1)}}, & G_b &= \frac{g_b}{m\chi(\nu)\rho_{1b}\varkappa B_p}, \\ \Lambda^{(k)} &= \frac{\lambda^{(k)}T_m}{\rho_2 L}, & a^{(k)} &= \frac{\lambda^{(k)}}{(\rho c)^{(k)}}, \end{aligned} \quad (73)$$

где индекс k соответствует расплавленной и нерасплавленной фазе битума, в h_k – коэффициент пропорциональности в зависимости от длины поглощения $L_R^{(k)} = \sqrt{h_k t}$.

В переменных (72), (73) уравнение пьезопроводности и граничные условия (42), (44) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\zeta} \left(\zeta \frac{dP}{d\zeta} \right) + \frac{1}{4\varkappa^*} \frac{dP}{d\zeta} &= 0, \quad 0 < \zeta < \zeta_m \\ P &= P_m, \quad \zeta = \zeta_m, \\ \zeta \frac{dP}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} &= -G_b, \end{aligned} \quad (74)$$

P_m и ζ_m – константы, которые будут определены ниже. Решение задачи (74) легко находится:

$$P(\zeta) = P_m - G_b \left[E_i \left(-\frac{\zeta}{4\varkappa^*} \right) - E_i \left(-\frac{\zeta_m}{4\varkappa^*} \right) \right], \quad (75)$$

где

$$\begin{aligned} P_m &= 1 + \frac{\delta_{1m} - 1}{B_p}, \\ \delta_{1m} &= \delta_2 \left[1 - \frac{4G_b}{\zeta_m} \exp \left(-\frac{\zeta_m}{4\varkappa^*} \right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (76)$$

Вследствие условия (69) можно пренебречь изменением плотности расплавленной фазы битума в уравнение теплопроводности (33). Тогда получаем следующие обыкновенные дифференциальные уравнения и краевые условия в безразмерных переменных (72), (73):

$$\frac{d}{d\zeta} \left(\zeta \frac{d\Theta}{d\zeta} \right) + \left[\frac{\zeta}{4a_k^*} + V_k(\zeta) \right] \frac{d\Theta}{d\zeta} = -Q^*(\zeta), \quad (77)$$

$$\Theta \Big|_{\zeta=0} = \Theta_b \text{ или } \zeta \frac{d\Theta}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = -q_b^*, \quad q_b^* = \frac{q_b}{2\chi(\nu)\lambda^{(1)}}, \quad (78)$$

$$\Theta \Big|_{\zeta=\zeta_m+0} = \Theta \Big|_{\zeta=\zeta_m+0}, \quad (79)$$

$$-G^{(1)} \frac{d\Theta}{d\zeta} \Big|_{\zeta=\zeta_m+0} + G^{(2)} \frac{d\Theta}{d\zeta} \Big|_{\zeta=\zeta_m+0} = \frac{m}{4}, \quad (80)$$

$$\Theta \Big|_{\zeta \rightarrow +\infty} = \Theta_0, \quad (81)$$

где

$$a_k^* = \begin{cases} 1, & 0 \leq \zeta \leq \zeta_m, \\ a_2^*, & \zeta > \zeta_m, \end{cases} \quad (82)$$

$$\begin{aligned} V_k(\zeta) &= \begin{cases} -MG_b \exp \left(-\frac{\zeta}{4\varkappa^*} \right), \\ M = mB_p = \Phi_1 \varkappa^*, \quad 0 \leq \zeta \leq \zeta_m, \\ 0, & \zeta > \zeta_m, \end{cases} \quad (83) \\ Q^*(\zeta) &= \begin{cases} \frac{K_1 \zeta^{-1/2}}{4h_1^*} \exp \left(-\frac{\sqrt{\zeta}}{h_1^*} \right) \left\{ 1 + \right. \\ \left. H \exp \left[-\frac{2}{h_1^*} (\sqrt{\zeta_m} - \sqrt{\zeta}) \right] \right\} \\ 0 \leq \zeta \leq \zeta_m, \\ (1-H) \frac{K_2 \zeta^{-1/2}}{4h_2^*} \exp \left[-\frac{\sqrt{\zeta_m}}{h_1^*} + \right. \\ \left. \frac{\sqrt{\zeta_m} - \sqrt{\zeta}}{h_2^*} \right], \quad \zeta > \zeta_m. \end{cases} \quad (84) \end{aligned}$$

Решение уравнения (77) имеет вид:

$$\Theta(\zeta) = I_k(\zeta) + C_k J_k(\zeta) + D_k, \quad (85)$$

где индекс $k = 1$ соответствует области расплавленной фазы битума ($0 \leq \zeta \leq \zeta_m$), а $k = 2$ – нерасплавленной фазе битума ($\zeta \geq \zeta_m$), функции I_k , J_k и D_k определены следующим образом:

$$\begin{aligned} I_1(\zeta) &= -\int_{\zeta}^{\zeta_m} F_1(u) X_1(u) du, \\ J_1(\zeta) &= \int_{\zeta}^{\zeta_m} X_1(u) du, \end{aligned} \quad (86)$$

$$\begin{aligned} F_1(u) &= \int_u^{\zeta_m} \frac{Q^*(\xi)}{X_1(\xi)} d\xi, \\ X_1(\xi) &= \frac{1}{u} \exp \left[MG_b E_i \left(-\frac{u}{4\varkappa^*} \right) - \frac{u}{4} \right], \\ I_2(\zeta) &= -\int_{\zeta_m}^{\zeta} F_2(u) X_2(u) du, \\ J_2(\zeta) &= \int_{\zeta_m}^{\zeta} X_2(u) du, \end{aligned} \quad (87)$$

$$\begin{aligned} F_2(u) &= \int_{\zeta_m}^u \frac{Q^*(\xi)}{X_2(\xi)} d\xi, \\ X_2(u) &= \frac{1}{u} \exp \left(-\frac{u}{4a_2^*} \right). \end{aligned}$$

Константы C_k , D_k определяются из граничных условий (78)-(81).

Таким образом решение рассматриваемой задачи определяется следующими безразмерными параметрами: отношением тепловыделения к теплопроводности (K_1 и K_2), теплофизическими свойствами фаз (M и a_2^*), отношением пьезопроводности к теплопроводности (\varkappa^*), массопереносом (G_b),

электрофизическими свойствами среды (h_1^* , h_2^* и H), плавлением (G_1 и G_2), температурой Θ_b или потоком тепла q_b^* на забое скважины, начальной температурой Θ_0 и пористостью среда m .

При $\zeta \rightarrow 0$ имеются следующие асимптотики:

$$X_1(\zeta) \sim \zeta^{-1+\gamma}, F_2(\zeta) \sim \int u^{-1/2-\gamma} du \quad (88)$$

$$x \frac{\partial T}{\partial x} \sim \zeta \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \sim \zeta^\gamma, \quad \gamma = MG_b.$$

При $\zeta \rightarrow +\infty$ интегралы в выражениях (87) сходятся. Существование автомодельного решения определяется знаком массопереноса на скважине G и граничными условиями.

Рассмотрим эти варианты:

- а) $G_b > 0$ (расплавленный битум движется от скважины) для граничного условия:

$$\Theta|_{\zeta=0} = \Theta_b = const > 1. \quad (89)$$

Автомодельное решение принимает вид:

$$\Theta(\zeta) = \begin{cases} 1 + I_1(\zeta) + [\Theta_b - 1 - I_1(0)] \times \\ \quad \times \frac{J_1(\zeta)}{J_1(0)}, & 0 \leq \zeta \leq \zeta_m, \\ 1 + I_2(\zeta) + [\Theta_0 - 1 - \\ I_2(+\infty)] - \frac{J_2(\zeta)}{J_0(+\infty)}, & \zeta > \zeta_m. \end{cases} \quad (90)$$

Поле давления определяется выражением (75), а поток тепла на границе скважины $q_b^* = 0$.

Если задано граничное условие второго рода, т.е. $q_b|_{\zeta=0} \neq 0$, то автомодельного решения задачи не существует.

- б) При $G_b = 0$ для граничного условия (89) решения рассматриваемой задачи не существует. Для граничного условия второго рода:

$$\zeta \frac{d\Theta}{d\zeta} = -q_b^* \quad (91)$$

получаем автомодельное решение, являющееся обобщением задачи Стефана без конвективного переноса тепла с учетом объемного источника тепла:

$$\Theta(\zeta) = \begin{cases} 1 + I_1(\zeta) + [q_b^* + F_1(0)] J_1(\zeta), \\ \quad \quad \quad 0 \leq \zeta \leq \zeta_m, \\ 1 + I_2(\zeta) + [\Theta_0 - 1 - \\ I_2(+\infty)] \frac{J_2(\zeta)}{J_0(+\infty)}, & \zeta \geq \zeta_m, \end{cases} \quad (92)$$

При $\zeta \rightarrow 0$ функция $\Theta(\zeta) \sim \ln(1/\zeta)$.

- в) $G_b < 0$. При задании граничных значений условиями типа (89) или (91) автомодельные решения не существуют. Однако при задании граничного условия более общего вида, чем (91):

$$\left(\zeta \frac{d\Theta}{d\zeta} \right) \Big|_{\zeta \rightarrow 0} = -q_b^* \zeta^\gamma, \quad \gamma = MG_b \quad (93)$$

решение существует и имеет вид:

$$\Theta(\zeta) = \begin{cases} 1 + I_1(\zeta) + [q_b^* \times \\ \exp(-MG_b B) + F_1(0)] J_1(\zeta), \\ \quad B = \lim_{u \rightarrow +0} [E_i(-u) - \ln(u)], \\ \quad \quad \quad 0 \leq \zeta \leq \zeta_m, \\ 1 + I_2(\zeta) + [\Theta_0 - 1 - \\ I_2(+\infty)] \frac{J_2(\zeta)}{J_0(+\infty)}, & \zeta > \zeta_m, \end{cases} \quad (94)$$

Из решения (94) при $G_b \rightarrow 0$ следует решение (92). Температура и тепловой поток при задании граничного условия (93) стремятся к бесконечности.

Для определения закона движения фронта плавления из уравнений (80), (85)-(87) получаем уравнение:

$$G_1 C_1(\zeta_m) X_1(\zeta_m) + G_2 C_2(\zeta_m) X_2(\zeta_m) = m/4. \quad (95)$$

Для пористых сред обычно конвективные процессы, более быстрые, чем процессы теплопроводности, т.е. $\kappa \gg a_1$. Поэтому при определении распределения температуры для $X_1(u)$ можно использовать приближенное выражение:

$$X_1(u) = u^{-1+\gamma} \exp(-u/4). \quad (96)$$

Такое распределение температуры среды соответствует следующему полю скоростей расплавленной фазы битума

$$V_1(\zeta) = -MG_b/\zeta, \quad (97)$$

которое в свою очередь соответствует решению уравнения пьезопроводности (68) в квазистационарном приближении и поле давления имеет вид:

$$P(\zeta) = P_m - G_b \ln(\zeta/\zeta_m). \quad (98)$$

Проанализируем полученные в пунктах а), б), в) автомодельные решения.

Для случая, когда расплавленная фаза движется от скважины $G_b > 0$, из (90) имеем:

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = X_1(\zeta) \left[F_1(\zeta) - \frac{\Theta_b - 1 - I_1(0)}{J_1(0)} \right], \quad 0 \leq \zeta \leq \zeta_m. \quad (99)$$

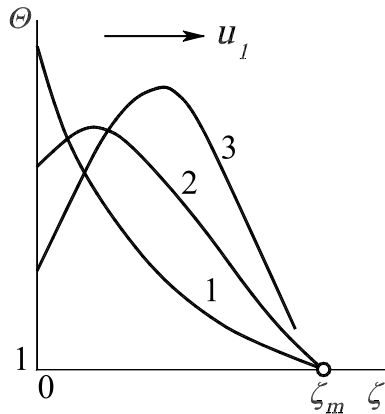


Рис. 22. Характерные профили температурной среды $\Theta = \Theta(\zeta)$ в области расплавленного вещества ($0 \leq \zeta \leq \zeta_m$) для $G_b > 0$ для различных интенсивностей объемного источника тепла. Кривая 1 соответствует $Q = 0$. Кривые 2 и 3 соответствуют $Q > 0$, причем для кривой 3 плотность мощности тепловыделения больше, чем для кривой 2.

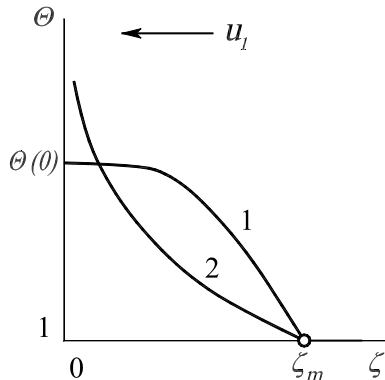


Рис. 23. Характерные профили температурной среды $\Theta = \Theta(\zeta)$ в области расплавленного вещества ($0 \leq \zeta \leq \zeta_m$) для $G_b = 0$ и $G_b < 0$. Кривая 1 соответствует $q_b = 0$, температура среды на скважине конечна для обоих случаев б) и в). Кривая 2 соответствует $q_b > 0$, температура среды неограниченно растет в центре.

При отсутствии объемного источника тепла ($Q = 0$) функция $\Theta(\zeta)$ вогнута и монотонно убывает от Θ_b до 1. При наличии поглощения электромагнитной волны ($Q > 0$) $\Theta(\zeta)$ может стать выпуклой и немонотонной. Но при этом функция $\Theta(\zeta)$ может иметь не более одного максимума. Характерные профили температуры $\Theta(\zeta)$ $0 \leq \zeta \leq \zeta_m$ представлены на рис. 22.

Решение (92) ($G_b = 0$) и (94) ($G_b < 0$) имеют физический смысл только тогда, когда имеется отток тепла от скважины, т.е. $q_b \geq 0$. В противном случае из (92), (93) следует

$$\Theta(\zeta) \xrightarrow{\zeta \rightarrow 0} \begin{cases} \ln(\zeta), & G_b = 0, \\ -\zeta^\gamma, & G_b < 0, \end{cases} \quad (100)$$

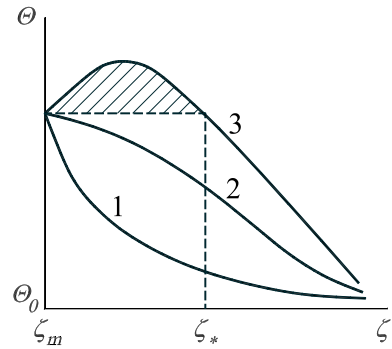


Рис. 24. Характерные профили температурной среды $\Theta = \Theta(\zeta)$ в области твердой фазы ($\zeta > \zeta_m$) для различных интенсивностей объемного источника тепла. Кривая 1 соответствует случаю $Q^* = 0$, кривая 2 – соответствует значению Q^* , когда отсутствует зона перегретой твердой фазы битума, а кривая 3 – случаю наличия перегретой фазы твердого битума $\zeta_m < \zeta < \zeta_*$, $\Theta(\zeta) > 1$.

т.е. температура становится отрицательной и стремится к бесконечности. В этом случае можно искать решения задачи в двухфронтных постановках [16].

На рис. 23 представлены характерные профили температуры в области расплавленной фазы для случаев б) и в).

Как следует из (90), (92), (94) распределение температуры в области твердой фазы имеет одинаковый вид независимо от знака массопереноса в области скважины G_b . Влияние жидкой фазы битума на процессы в области твердой фазы битума $\zeta > \zeta_m$ учитывается только через параметр ζ_m , т.е. через положение фронта плавления. Это является очевидным следствием принятой модели стефановской конвекции плавления (см. пункт 1, стр. 17). Из решения (90), (92), (94) при $\zeta > \zeta_m$ следует:

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = X_2(\zeta) \left[-F_2(\zeta) + \frac{\Theta_0 - 1 - I_2(+\infty)}{J_2(+\infty)} \right]. \quad (101)$$

Условие отсутствия зоны перегретой твердой фазы битума (невозрастание по ζ температуры среды $\zeta \geq \zeta_m$) имеет вид:

$$I_2(+\infty) + 1 - \Theta_0 \geq 0. \quad (102)$$

При отсутствии поглощения электромагнитной волны ($Q^* = 0$) $I_2(+\infty) = 0$. Поэтому условие (102) выполняется всегда, так как $\Theta_0 \leq 1$. С увеличением $q^{(e)}$ величина $I_2(+\infty)$, будучи отрицательной, возрастает по абсолютной величине и условие (102) может нарушаться. Это приводит к появлению перегретой зоны второй компоненты, т.е. $\Theta(\zeta) > 1$, $\zeta_m < \zeta < \zeta_*$, $\Theta(\zeta_*) = 1$.

На рис. 24 представлены характерные профили распределения температуры в области $\zeta > \zeta_m$ для

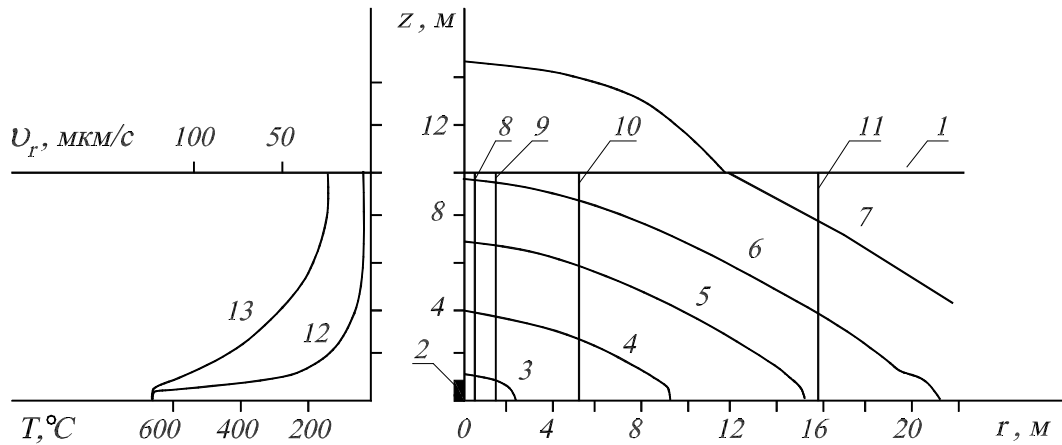


Рис. 25. Двухмерная осесимметричная модель нефтяного пласта. 1 – верхняя часть нефтяного пласта; 2 – источник ЭМИ; 3–7 – изотермы, 3 – $T = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$, 4 – $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$, 5 – $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, 6 – $T = 21\text{ }^{\circ}\text{C}$, 7 – $T = 20.1\text{ }^{\circ}\text{C}$; 8–11 – изобары, 8 – $P = 1\text{ МПа}$, 9 – $P = 2\text{ МПа}$, 10 – $P = 3\text{ МПа}$, 11 – $P = 4\text{ МПа}$; 12 – профиль температуры; 13 – профиль давления на поверхности скважины $r = b$. Мощность источника $N^{(e)} = 100\text{ кВт}$, частота излучения $f = 400\text{ МГц}$, высота излучателя $h = 1\text{ м}$.

различных интенсивностей объемных источников тепла.

При наличии зоны перегретого твердого битума сама принятая модель становится уже неприменимой. Для адекватного описания процесса плавления вместо поверхности плавления необходимо ввести двухфазную зону ненулевой толщины. В этой зоне существуют одновременно жидкая и твердая фаза битума, а температура равна температуре плавления. Конечно такая задача на порядок сложнее. Получить аналитическое решение в таком случае весьма затруднительно, и по всей видимости, не имеет смысла. Так как даже стационарные и автомодельные решения, полученные выше, носят качественный характер. Их практическая ценность заключается в выявлении характерных особенностей рассматриваемых явлений, в оценках скорости разогрева среды, движении фронта плавления.

Гораздо более эффективным средством исследования явлений массо- и теплопереноса является прямой расчет системы уравнений в частных производных, описывающих указанные явления. Метод сквозного счета [14], например, широко применяется для расчета задач с фазовым переходом. К тому же он не связан жестко со stefanovskoy концепцией скачка, разделяющего твердую и жидкую фазы вещества. В этом случае полученные автомодельные и стационарные решения могут случить в качестве тестов в численных расчетах.

Численные исследования прогрева и фильтрации нефти в пласте под воздействием высокочастотного электромагнитного излучения на двухмерной осесимметричной модели были выполнены Кислиценым А.А. [18]. В основу численной модели были положены уравнения (33)-(35), обобщенные на двухмерный случай. При этом предполагалось, что

нефтяной пласт содержит только жидкую фазу (за исключением скелета породы), т.е. твердая фаза фильтрующейся жидкости и поверхности фазового перехода в рассматриваемой модели отсутствовали. Схема модели изображена на рис. 25. Нефтяной пласт заключен между плоскостями, перпендикулярными оси z (линия 1, изображена только верхняя половина пласта). Естественная конвекция в поле сил тяжести не учитывается, так как число Релея в реальных условиях много меньше единицы. Вследствие этого модель можно считать симметричной относительно $z = 0$. Сверху и снизу пласт окружает неограниченная среда, физические характеристики которой отличаются от характеристик той, в которой находится источник электромагнитного излучения 2 высотой h и симметрично расположенный относительно $z = 0$.

Указанная постановка задачи отличается от работы [13] этого же автора учетом конвективного переноса фильтрующейся жидкости и отсутствием твердой фазы битума (зоны фазового перехода).

В силу выше сказанного процессы разогрева и фильтрации описывается следующими двухмерными уравнениями теплопроводности:

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_1 c_1 \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \\ \frac{\alpha N^{(e)} \Psi(z)}{2\pi r h} \exp[-\alpha(r-b)], \quad b \leq r < \infty \\ -\infty < z < \infty \end{aligned} \quad (103)$$

и пьезопроводности:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k}{m\beta_p} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\beta_T}{\beta_p} \frac{\partial T}{\partial t} \right], \quad b \leq r < \infty, \quad -H/2 \leq z \leq H/2. \quad (104)$$

В уравнениях (103), (104) ρ , c , λ – плотность, теплоемкость и теплопроводность среды, усредненные по всем фазам (они различны в пласте и в прилегающих породах); ρ_1 , c_1 , μ – плотность, теплоемкость и вязкость нефти, v_r , v_z – компоненты скорости фильтрации; $N^{(e)}$ – мощность источника электромагнитного излучения; H – толщина пласта; $\Psi(z)$ – функция, характеризующая распределение поглощенной мощности по высоте, которая выбирается в виде:

$$\Psi(z) = \begin{cases} 1, & |z| \leq h/2, \\ 0, & |z| > h/2. \end{cases}$$

Компоненты скорости фильтрации задаются в виде закона Дарси (в одномерном случае см. уравнение (35)):

$$v_r = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad v_z = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (105)$$

Вязкость нефти, зависящая от температуры, аппроксимировалась обобщенной формулой Андраде:

$$\mu(T) = \mu_\infty \exp \left\{ \frac{E_\mu}{R(T - T_m)} \right\}, \quad (106)$$

E_μ – энергия активации, T_m – как и ранее, температура фазового перехода, $\mu_\infty = \lim_{T \rightarrow \infty} \mu(T)$, R – универсальная газовая постоянная.

Показатель поглощения электромагнитного излучения рассчитывался по формуле (29). Остальные обозначения соответствуют введенным выше.

Начальные и граничные условия для уравнений (103), (104) выбирались следующими:

$$T|_{t=0} = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=b} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r \rightarrow \infty} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (107)$$

$$p|_{t=0} = p_0, \quad p|_{r=b} = p_b, \quad p|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow p_0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{z = \pm H/2} = 0, \quad (108)$$

где T_0 , p_0 – начальные значения внутрипластовой температуры и давления, p_b – давление в скважине $p_b = p(r = b)$.

Для численного моделирования уравнений (103), (104) с граничными и начальными условиями (107), (108) использовались параметры Русского месторождения Тюменской нефти, приведенные в таблице 9.

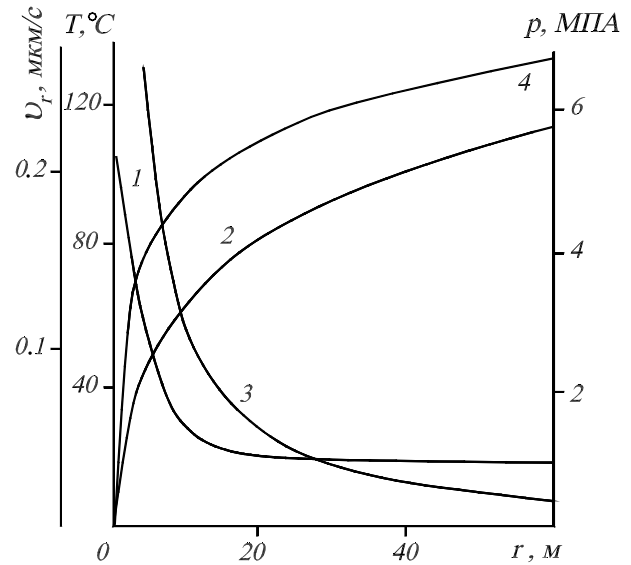


Рис. 26. Радиальные профили стационарных полей температуры (кривая 1), давление (кривая 2), скорости фильтрации (кривая 3). Мощность источника $N^{(e)} = 100$ кВт, частота излучения $f = 300$ МГц, высота излучателя $h = 20$ м. Кривая 4 – стационарный профиль давления при $N^{(e)} = 0$.

На рис. 25 приведены изотермы и изобары стационарных полей температуры и давления, а также температуры и скорости фильтрации на поверхности скважины для мощности излучения $N^{(e)} = 100$ кВт, частоты электромагнитного излучения $f = 400$ МГц, высоты источника $h = 1$ м. Кривые 3-7 соответствуют изотермам с температурой 250 °С, 25 °С, 21 °С, 20.1 °С. Кривые 8-11 изображают изобары с давлением 1, 2, 3, 4 МПа. Кривые 12, 13, изображенные в левой части графика, показывают распределение температуры и скорости фильтрации поперек пласта на поверхности скважины.

Как следует рис. 25, давление в пласте устанавливается быстрее температуры и вследствие граничных условий (108) при $z = \pm H/2$ изобары представляют собой почти цилиндрические поверхности. Поэтому поперечная пласту скорость фильтрации $v_z = 0$. Полученный результат является следствием того, что коэффициент пьезопроводности $\kappa = k/(\mu\beta_p)$ значительно превосходит коэффициент температуропроводности $a_0 = \lambda/(c\rho)$.

Радиальные профили стационарных полей температуры, давления и скорости фильтрации в сечении $z = 0$ для источника ЭМИ с частотой $f = 300$ МГц и высотой излучателя $h = 20$ м приведены на рис. 26 (остальные параметры такие же как на рис. 25). Скорость фильтрации позволяет оценить локальное значение критерия Пекле $Pe_r = v_r/(a_0\alpha)$, который, как уже указывалось выше (стр. 270), характеризует интенсивность конвективного переноса тепла по сравнению с теплопроводностью. Как следует из рис. 26 $Pe_r \sim 1$, на расстоянии $r_* \sim 10$ м

Таблица 9. Параметры Русского месторождения Тюменской нефти.

H , м	p_0 , МПа	T^0 , С	k , Д	m ,	ρ_1 , кг/м ³	$\rho_1 c_1$, кДж/(м ² ·К)	λ , Вт/(м·К)	β_p , Па ⁻¹	β_T , К ⁻¹	μ_0 , мПа·с	ε ,	$\text{tg } \delta$,
20	8	20	1.5	0.32	940	2310	1.0	$27 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-4}$	550	2.60	0.02

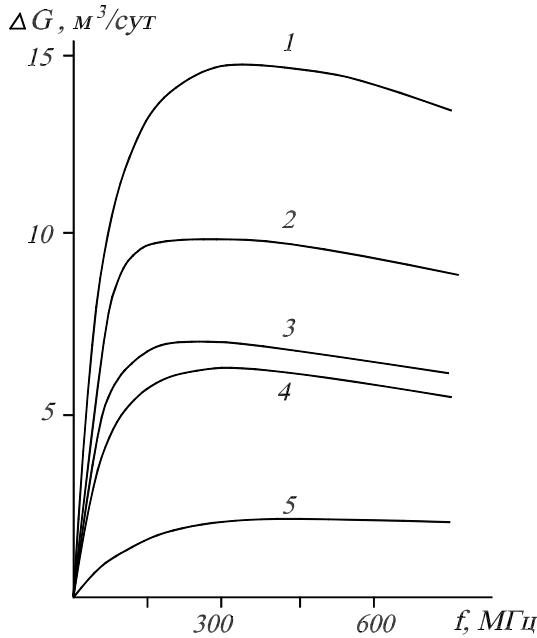


Рис. 27. Зависимость увеличения дебита скважины от частоты ЭМИ. Кривая 1 – мощность источника $N^{(e)} = 100$ кВт, высота излучателя $h = 0.4$ м; кривая 2 – мощность источника $N^{(e)} = 100$ кВт, высота излучателя $h = 1.0$ м; кривая 3 – мощность источника $N^{(e)} = 150$ кВт, высота излучателя $h = 20$ м; кривая 4 – мощность источника $N^{(e)} = 100$ кВт, высота излучателя $h = 20$ м; кривая 5 – мощность источника $N^{(e)} = 10$ кВт, высота излучателя $h = 10$ м.

от скважины. Поверхность $r = r_*$ позволяет условно разделить весь пласт на две области: $r < r_*$ – где преобладают процессы конвективного переноса тепла ($Pe_r > 1$) и область $r > r_*$, где в процессы теплопереноса основной вклад дает обычная теплопроводность ($Pe_r < 1$). Сравнение кривых 2 и 4 показывает, что высокочастотный прогрев выравнивает градиент давления, а радиус заметного снижения давления существенно увеличивается (до нескольких десятков метров). Это объясняется уменьшением вязкости нефти вблизи скважины при высокочастотном нагреве. В то же время радиус прогрева составляет 15–20 м (кривая 1).

Практически важной характеристикой высокочастотного прогрева пласта является дебит скважины G , определяемый как объем нефти, фильтрующейся через поверхность скважины в едини-

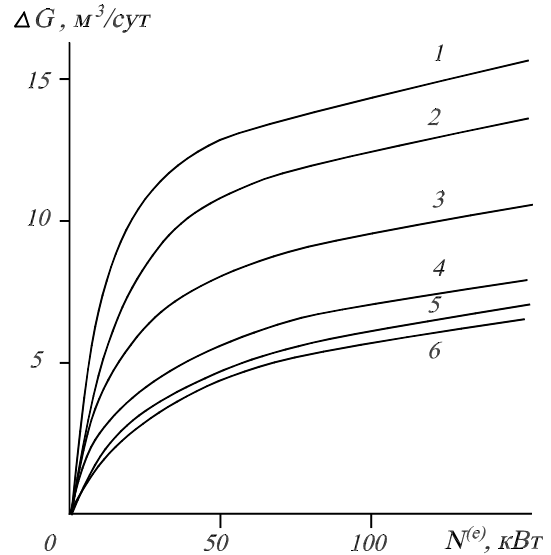


Рис. 28. Увеличение дебита скважины в зависимости от мощности источника ЭМИ. Частота излучения $f = 300$ МГц. Кривая 1 – высота излучателя $h = 0.4$ м; кривая 2 – $h = 0.2$ м; кривая 3 – $h = 1$ м; кривая 4 – $h = 5$ м; кривая 5 – $h = 10$ м; кривая 6 – $h = 20$ м.

цу времени. При отсутствии прогрева скважины ее дебит G_0 для расчетных параметров составляет $G_0 \approx 10$ м³/сут. На рис. 27 приведены зависимости увеличения дебита скважины $\Delta G = G - G_0$ в результате электромагнитного прогрева пласта от частоты электромагнитного излучения при различных мощностях источника $N^{(e)}$ и высоты излучателя h . Все кривые на рис. 27 имеют максимумы, лежащие в пределах от 200 до 500 МГц. При частотах ниже 100 МГц увеличение дебита скважины резко снижается, что связано с уменьшением плотности мощности тепловыделения и увеличением оттока тепла в прилегающие пласты. При уменьшении мощности максимум кривой смещается в высокочастотную область. Для высоких частот глубина скин-слоя мала, поэтому для источников малой мощности следует сосредотачивать основную часть тепловыделения вблизи скважины.

На рис. 28 приведены зависимости увеличения дебита скважины от мощности источника ЭМИ при различных размерах излучателя. Частота ЭМИ была выбрана близкой к оптимальной $f = 300$ МГц (см. рис. 27). Наибольший прирост дебита ΔG наблюдается при высоте излучателя $h = 0.4$ м (кри-

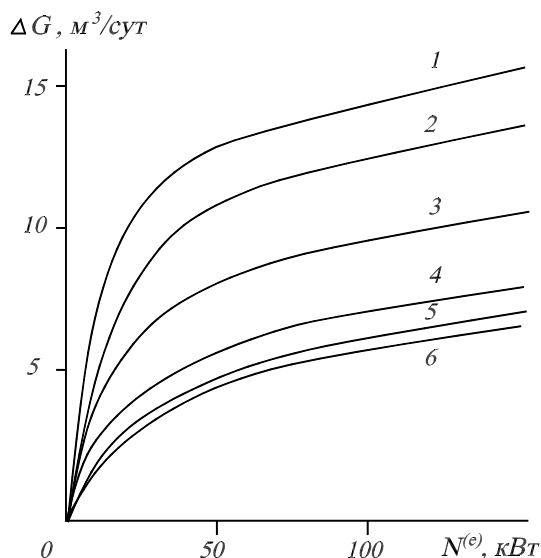


Рис. 29. Максимальная температура в нефтяном пласте как функция источника ЭМИ. Частота излучателя $f = 300$ МГц. Кривая 1 – высота излучателя $h = 0.2$ м; кривая 2 – $h = 0.4$ м; кривая 3 – $h = 1$ м; кривая 4 – $h = 5$ м; кривая 5 – $h = 10$ м, кривая 6 – $h = 20$ м.

вая 1). При меньших размерах излучателя происходит сильный перегрев ближайшей к нему зоны, вследствие чего растут потери энергии и дебит скважины уменьшается (кривая 2). При больших, чем оптимальный размер ($h = 0.4$ м), размерах излучателя, также возрастают потери тепла в прилегающие породы и прирост дебита скважины уменьшается.

Зависимость максимальной температуры нефти, достигаемой, естественно, в сечении $z = 0$, от мощности источника ЭМИ изображены на рис. 29. Частота ЭМИ $f = 300$ МГц. Как и следовало ожидать, максимальная температура растет с увеличением мощности источника при фиксированном размере излучателя или с уменьшением размеров излучателя при заданной мощности источника. Пунктирная линия на рис. 29 соответствует температуре начала разложения нефти $T_* = 250$ °С и ограничивает мощность источника при заданной высоте излучателя. При небольших размерах излучателя (кривая 1 – $h = 0.2$ м, кривая 2 – $h = 0.4$ м, кривая 3 – $h = 1$ м) его мощность должна быть ограничена несколькими десятками киловольт. Например, для излучателя высотой $h = 0.4$ м его мощность не может превышать 30 кВт.

На рис. 30 приведены зависимости эффективности высокочастотного прогрева нефтяного пласта от мощности источника излучения при различных размерах излучателя*. Частота излучения для

*Здесь определение эффективности прогрева несколько отличается от введенного ранее на стр. 268. А, именно, она равна отношению добытой дополнительно (в результате на-

всех кривых была выбрана близкой к оптимальной $f = 300$ МГц. Пунктирная линия на рис. 30 изображает уровень энергетической рентабельности. Он определяется из расчета, что теплотворная способность нефти составляет 30 ГДж/м³, а суммарный КПД всей энергетической установки – 15%. Из рис. 30 следует, что эффективность прогрева имеет максимум при небольших мощностях излучения, которые соответствуют небольшому увеличению дебита скважины. При увеличении мощности источника эффективность прогрева уменьшается, что связано с увеличением тепловых потерь. Однако, для всего диапазона мощностей источника, приведенного на рис. 30, эффективность высокочастотного прогрева выше уровня энергетической рентабельности.

Таким образом, приведенное в работе [18] численное моделирование процесса прогрева нефтяного пласта на двухмерной осесимметричной модели показало практическую ценность микроволнового способа увеличения добычи нефти. Полученные результаты позволяют подобрать оптимальные размеры излучателя, его мощность и частоту.

4. Устранение парафиновый пробок в оборудовании нефтяных скважин

Образование парафиновых пробок в трубопроводах и стволах оборудования нефтяных скважин, вследствие выделения смол, парафинов или газогидратов – часто возникающий тип осложнений в процессе нефте- и газодобычи. Как показали результаты лабораторных и промышленных исследований, перспективным методом борьбы с образованием пробок является применение высокочастотного электромагнитного излучения [20–22].

Теоретический анализ процесса устранения парафиновых пробок в оборудовании стволов нефтяных скважин не отличается существенным образом от анализа прогрева нефтяных пластов высокочастотным электромагнитным излучением, рассмотренного в предыдущем разделе. т.е. численное моделирование процесса устранения парафиновой пробки можно проводить на основе уравнения теплопроводности с объемным источником тепла вследствие поглощения электромагнитной волны. Если исходить из двумерной модели, то для этих целей можно использовать уравнения теплопроводности (16) с объемным источником тепла $Q(r, z, t)$. Направим ось z вдоль направления распространения электромагнитной волны, а ось r – поперек. В радиотехническом отношении нефтяная скважина – коаксиальная линия передачи, в которой основной модой колебаний является чисто поперечная (грева) нефти в течение суток к затраченной энергии $N^{(e)}$.

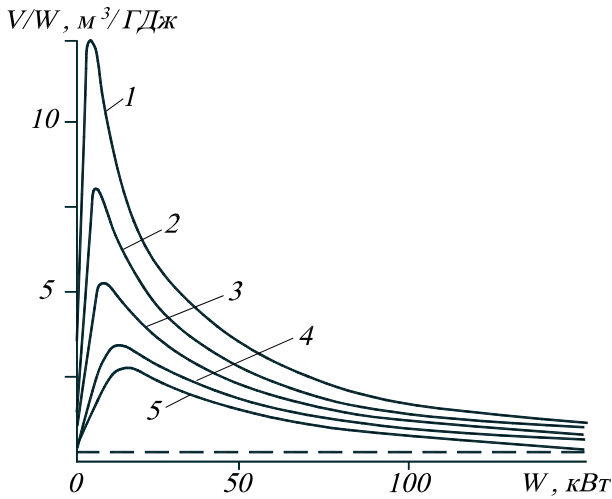


Рис. 30. Эффективность прогрева нефтяного пласта V/W в зависимости от мощности источника ЭМИ при различных длинах излучателя h . Кривая 1 – $h = 0.4$ м; кривая 2 – $h = 0.2$ м; кривая 3 – $h = 1$ м; кривая 4 – $h = 5$ м; кривая 5 – $h = 20$ м. Частота ЭМИ $f = 300$ МГц для всех кривых.

T -волна, имеющая только компоненты электромагнитного поля E_r и H_φ . Распространяясь в поглощающей среде (парафиновая пробка), такая волна затухает и в результате в ее объеме выделяется энергия, плотность мощности которой определяется выражением [23]:

$$Q = \frac{P}{\pi(R_2^2 - R_1^2)} \alpha(T) \exp\left(-\int_0^z \alpha(T) dz\right), \quad (109)$$

где R_1 и R_2 – внешний и внутренний радиус коаксиальной линии, P – мощность источника, α – коэффициент поглощения, в общем случае зависящий от температуры (см. выражение (11) и рис. 10, рис. 11). В простейшем случае, когда нет зависимости от температуры, коэффициент затухания α определяется выражением (8).

В выражении (109) предполагается, что распределение электромагнитного поля по поперечному сечению коаксиальной линии – однородное.

Уравнение (16) с Q , определяемым (109), дополним граничными условиями. На поверхности внешней трубы граничное условие задается в виде:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = \kappa(T(R_2, t) - T_0), \quad (110)$$

где κ – коэффициент теплопередачи, T_0 – температура окружающей среды. На поверхности внутренней трубы задается условие отсутствия теплообмена:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = 0. \quad (111)$$

Потери в стенках труб при получении граничных условий (110), (111) не учитывались.

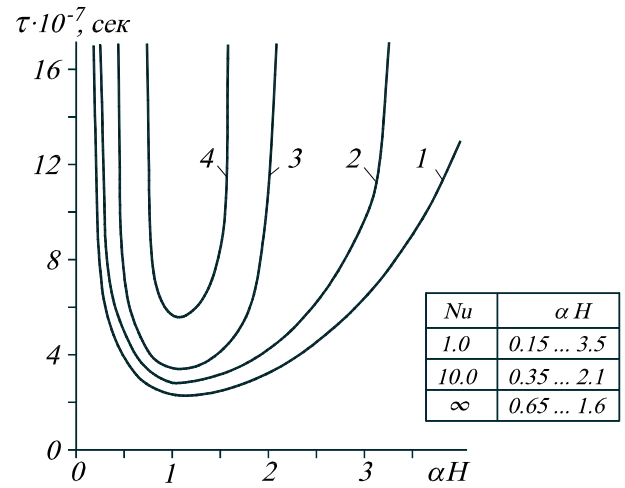


Рис. 31. Зависимость безразмерного времени проплавления парафиновой пробки от безразмерного коэффициента поглощения α для различных значений числа Нуссельта $Nu = \kappa R/\lambda$, характеризующего теплообмен трубы с внешней средой (эффективность теплоизоляции трубопровода: 1 – $Nu = 0$ теплоизолированная труба; 2 – $Nu = 1$ труба в сухом грунте; 3 – $Nu = 10$ труба во влажном грунте; 4 – $Nu = \infty$ труба находится в теплопроводящей среде (вода)).

Теплопроводность λ и плотность ρ считаются не зависящими от температуры, а теплоемкость c_T описывается тем же выражением (19) с $c_1 = c_0$

Будем предполагать, что парафиновая пробка в продольном направлении занимает пространство $0 \leq z \leq H$.

Для замыкания системы уравнений необходимо выписать граничные условия на боковых поверхностях $z = 0$ и $z = H$. Вследствие малости площади торцевых отрезков коаксиальной линии по сравнению с боковой поверхностью $r = R_2$ потерями на торцах можно пренебречь и тогда граничные условия при $z = 0, H$ выбирать простейшими, типа (111), состоящими в отсутствии теплообмена на торцах. Очевидно, это так и сделано в работе [9].

Переходим к анализу численных результатов.

Для численных расчетов в работе [9] использовались типичные параметры высокопарафинистой нефти: $\rho = 950$ кг/м³, $c_0 = 3$ кДж/(кг·К), $T_s = 50$ °С, $L = 300$ кДж/кг, $\lambda = 0.125$ Вт/(м·К), $\sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \delta = 0.03$. Мощность P источника была равна 10 кВт, радиус внешней трубы – $R_2 = 0.05$ м, внутренней – $R_1 = 0.018$ м.

На рис. 31 приведены зависимости безразмерного времени $\tau = \lambda t / c_0 \rho H^2$ полного проплавления пробки длиной $H = 100$ м от безразмерного показателя поглощения αH для различных значений коэффициента теплообмена κ на поверхности внешней трубы. Коэффициент теплообмена определяется числом Нуссельта $Nu = \kappa R_2 / \lambda$. Кривая 1 соответствую-

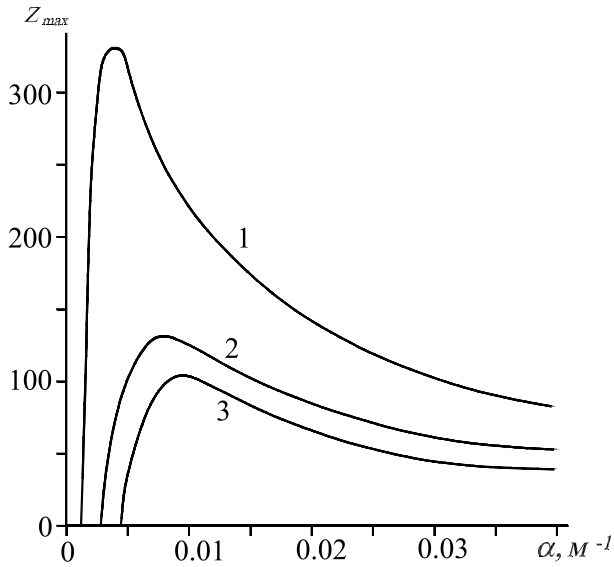


Рис. 32. Зависимость максимальной глубины проплавления пробки от показателя поглощения $\alpha \text{ м}^{-1}$.

ет $Nu = 0$ (теплоизолированная труба), кривая 2 – $Nu = 1$ (труба в сухом грунте), кривая 3 – $Nu = 10$ (труба во влажном грунте), кривая 4 – $Nu = \infty$, что соответствует, согласно (110), заданию температуры парафина и нефти на поверхности внешней трубы равной температуре окружающей среды. Из приведенных зависимостей следует, что минимальное время проплавления реализуется для значений $\alpha H \sim 1$ и изменяется от 15 до 30 часов в зависимости от условий теплообмена. Значение $\alpha = 1/H$ соответствует частоте $f = 1.6 \cdot 10^7$ Гц, являющейся оптимальной для рассматриваемых условий ликвидации пробки. Уход по частоте в более высокочастотную или низкочастотную область может, как следует из рис. 31, существенно может увеличить время полного проплавления. Уход по частоте от оптимальной особенно чувствителен для больших значений коэффициента теплопередачи. Более того существуют области частот электромагнитной волны, в пределах которых при конечном значении числа Нуссельта полного проплавления пробки вообще невозможно добиться. При $Nu = 0$ полное проплавление реализуется для любых частот ВЧ-излучения, но этот случай не представляет практического интереса, так как потери тепла всегда имеются.

На рис. 32 приведены зависимости максимальной глубины проплавления пробки бесконечной длины от показателя поглощения α при различных условиях теплообмена на поверхности внешней трубы (кривая 1 – $Nu = 1$, 2 – $Nu = 10$, 3 – $Nu = \infty$). Исходя из зависимостей, приведенных на рис. 32, можно определить оптимальную частоту излучения, при которой достигается наибольшая глубина

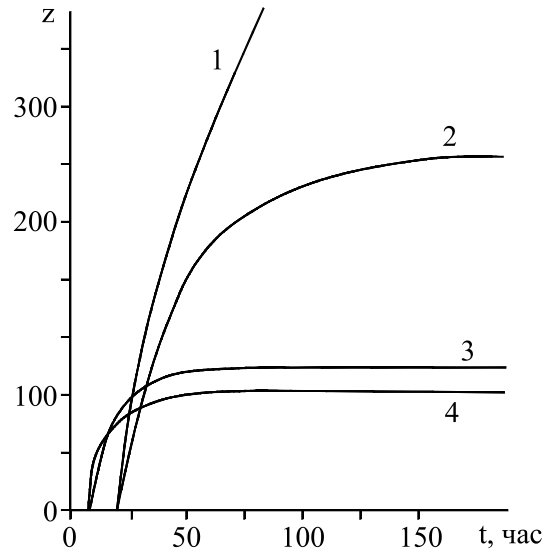


Рис. 33. Динамика движения фронта плавления.

проплавления.

На рис. 33 приведена динамика движения фронта плавления для оптимальных значений коэффициента поглощения, соответствующих рис. 32 (кривая 1 – $Nu = 0$, 2 – $Nu = 1$, 3 – $Nu = 10$, 4 – $Nu = \infty$). Как следует из сравнения рис. 32 и рис. 33, при оптимальных значениях коэффициента поглощения полное проплавление парафиновой пробки даже при интенсивной теплоотдаче может быть достигнуто за вполне приемлимое время. При $Nu = 0$ следует тривиальный результат: стационарное состояние не возникает и глубина проплавления не ограничена.

Выше (рис. 31–33) рассматривались случаи, когда коэффициент поглощения α не зависит от температуры. В то же время при высоком содержании смол и асфальтенов электромагнитная волна может испытывать аномальное поглощение в области температуры близких и температуре фазового перехода (см. рис. 10). На рис. 34, рис. 35 приведены результаты моделирования прогрева в случае, когда зависимость $\alpha(T)$ соответствует кривой 4 на рис. 10, т.е. прогрев высокопарафиновой нефти ВЧ излучением на частоте 10^5 Гц. Коэффициент поглощения в очень узкой области вблизи температуры плавления значительно превосходит значение коэффициента поглощения в остальной области температур. Это означает, что очень узкая область вокруг фронта плавления будет перемещаться в виде температурной волны.

На рис. 34 изображены распределения температуры вдоль пробки длиной $H = 100$ м в различные моменты времени (кривая 1 – $t = 2.5$ часа, 2 – 5 часов, 3 – 10 часов). Для сравнения приведены аналогичные кривые, когда α не зависит от температуры. При этом выбиралось другое значение коэффициента поглощения так, что бы оно обеспечивало

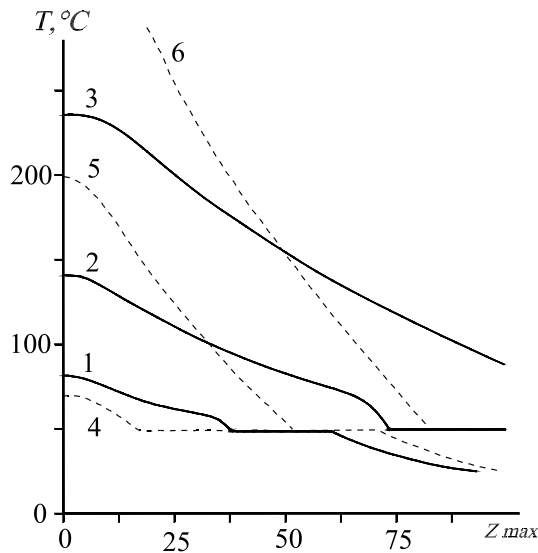


Рис. 34. Распределение температуры пробки по ее длине для различных времен прогрева с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры (1 – 2.5 часа; 2 – 5 часов; 3 – 10 часов) и без учета изменения коэффициента поглощения с температурой (4 – 2.5 часа; 5 – 5 часов; 6 – 10 часов).

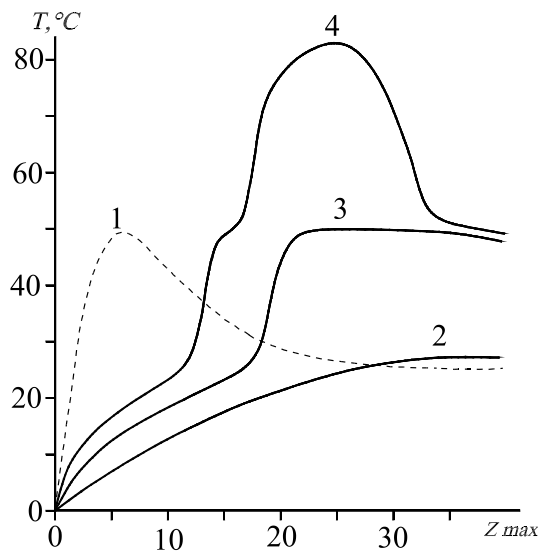


Рис. 35. Процесс прогрева пробки обратной температурной волной: 1 – режим предварительного прогрева пробки до температуры близкой к температуре фазового перехода, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, время прогрева 6 часов; 2 – распределение температур при охлаждении перегретого конца пробки; 3 – режим прогрева удаленного конца пробки, где температура выше и, соответственно, выше поглощение (распределение получено через 75 минут после прогрева); 4 – распределение температуры в удаленной области пробки через 150 минут после прогрева.

одинаковое интегральное тепловыделение. Как следует из рис. 34, градиенты температуры для кри-

вых 1–3 вблизи фронта плавления существенно выше, чем для кривых 4–6. Тем самым обеспечивается большая скорость движения фронта. В тоже время средний градиент температур и температура вблизи источника в случае аномального поглощения существенно ниже, чем для $\alpha = \text{const}$.

На рис. 35 приведены результаты моделирования прогрева парафиновой пробки обратной температурной волной, движущейся от удаленного конца пробки к источнику электромагнитного излучения. Для расчетов была выбрана пробка длиной $H = 40 \text{ м}$, внешняя поверхность трубы теплоизолирована, т.е. $Nu = 0$. Такой режим может быть реализован, если создать градиент температуры, направленный от источника к удаленному концу пробки. Этого можно достигнуть в несколько этапов прогрева пробки. Сначала разогреваем пробку стандартным ВЧ-методом до температуры не выше температуры плавления (кривая 1, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, $t = 6$ часов). Затем ВЧ-источник отключают и охлаждают ближайший к источнику конец пробки, например, потоком холодного воздуха до тех пор пока не будет получен монотонно нарастающий профиль температуры (кривая 2). После этого ВЧ-источник включается вторично на частоте, соответствующей резонансному поглощению электромагнитной волны при температуре плавления парафина. Вследствие того, что удаленный конец нагрет сильнее, наибольшее поглощение будет происходить в удаленных слоях пробки. Эти слои будут быстрее разогреваться и в них быстрее будет достигнута температура фазового перехода (кривая 3, $t = 1 \text{ час } 15'$ после вторичного включения ВЧ-источника). Пробка начнет расплавляться с удаленного конца, одновременно будут прогреваться слои, прилегающие к фронту плавления со стороны источника. Более прогретые слои, в свою очередь, будут сильнее поглощать излучение и быстрее достигать температуру плавления и т.д. В результате возникает температурная волна, движущаяся к источнику (кривая 4, $t = 2.5$ часа после вторичного включения источника). Такой режим работы может оказаться полезным и эффективным в различных ситуациях. Например, разрушая пробку с удаленного конца, и создав за ней избыточное давление, можно вытолкнуть пробку раньше, чем она будет разрушена за счет полного расплавления. Это приведет к сокращению времени устранения парафиновой пробки и уменьшению энергетических затрат. Кроме этого слишком длинные пробки можно разрушать постепенно, создавая прогретые зоны на некотором расстоянии от ВЧ-источника.

Результаты численного моделирования процесса устранения парафиновой пробки в оборудовании нефтяных скважин, выполненное в [9], показали, что ВЧ-метод является перспективным и имеет практический интерес. Ликвидация парафино-

вых пробок с помощью электромагнитного прогрева является технически осуществимой и имеет преимущества перед традиционными способами: горячей жидкостью, паром, электропрогревом механическим способом.

5. Заключение

Исследования по применению микроволновых методов интенсификации добычи и транспортировки нефти начались в 70-ых годах и продолжают по настоящее время. Только этот один фактор говорит об их перспективности. Работы, выполненные в научно-исследовательских центрах Тюмени, Казани, Баку и др., позволили накопить большой экспериментальный и теоретический материал, который ждет практического применения. За истекший период собраны данные о диэлектрических свойствах нефти различных месторождений, их зависимости от частоты, температуры, состава фракций, плотности. Обнаруженному аномальному поведению коэффициента поглощения электромагнитных волн от температуры или частоты дано объяснение на основе теории полярных диэлектриков.

Полученные данные о диэлектрических свойствах позволили перейти к теоретическому анализу разогрева нефтяных пластов на основе уравнения теплопроводности с объемным источником тепла вследствие затухания электромагнитной волны в поглощающей среде (нефти, парафине, асфальтах). Уже первые исследования, выполненные на одномерных моделях, показали их преимущества перед традиционными (нагретым паром, электропрогревом). Разогрев пласта происходит более однородно, температура на забое скважины ниже, радиус прогрева нефтяного пласта при использовании микроволнового метода больше, чем в применяемых ранее методах. Дальнейшие исследования были направлены на уточнение моделей и получение из численных расчетов характеристик, демонстрирующих эффективность СВЧ-метода. А именно, переход к двумерным численным моделям и учет конвективного переноса тепла и массы. Последней позволяет рассчитать дебит скважины, т.е. прирост добычи нефти вследствие прогрева пласта источником электромагнитного излучения. При этом значительное увеличение дебита скважины сопровождается высоким уровнем энергетической рентабельности: теплотворная способность дополнительно добытой нефти значительно превосходит энергозатраты для мощностей источников, представляющих практический интерес.

Высокочастотный метод прогрева нефтяных пластов прошел промысловые испытания [12] и показал, что глубина прогрева пласта для ВЧ-метода больше, нагрев осуществляется с меньшим градиентом, чем при использовании электропрогрева.

При использовании электропрогрева возможен перегрев оборудования скважины.

В последнее время были выполнены исследования по применению высокочастотного электромагнитного излучения для ликвидации асфальтопарафиновых пробок в оборудовании нефтяных скважин. Расчеты показали, что в условиях, близких к промысловым, пробка может быть ликвидирована за вполне приемлимое время $15 \div 30$ часов источником ВЧ-излучения мощностью 10 кВт.

Работы по применению высокочастотного электромагнитного излучения для ликвидации пробок в оборудовании нефтяных скважин были начаты в работе [9]. Вне внимание автора остались такие вопросы как учет реального распределения электромагнитных полей в поперечном сечении волновода, устранение тонких парафиновых пленок, ликвидация пробок на участках магистральных нефтепроводов, электродинамика которых существенно отличается от электродинамики насосно-компрессорных труб нефтяной скважины. Эти и другие вопросы рассмотрены в работе авторов настоящего обзора, представленной в настоящем номере журнала ниже.

Список литературы

- [1] Иманов Л.М. О зависимости диэлектрических коэффициентов нефтей и их фракций от удельного веса // ДАН Азербайджанской ССР. - 1953. - Т. 9, N 10. - С. 567-570.
- [2] Чистяков С.И., Саяхов Ф.Л., Бондаренко П.М. Экспериментальное исследование диэлектрических свойств безводных и обводненных нефтей в диапазоне частот 1000-3600 МГц // Нефтяной хозяйство. - 1969. - N 11. - С. 51-53.
- [3] Чистяков С.Н., Денисова Н.Ф., Саяхов Ф.Л. Экспериментальное исследование зависимости диэлектрических свойств нефти и ее фракций от частоты // Нефть и газ. - 1972. - N 5. - С. 53-56.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред - М.: Наука. - 1982. - 620 с.
- [5] Киттель И. Введение в физику твердого тела - М.: - Наука. - 1978. - 791 с.
- [6] Дебай П. Полярные молекулы - М. - Л.: Государственное Научно-Техническое издательство - 1931. - 247 с.
- [7] Swanson I.M. A Contribution to the Physical Chemistry the Asjalts // The Journal of Physical Chemistry. - 1942. - V. 46.
- [8] Эме Ф. Диэлектрические измерения Изд-во "Химия". - 1967. - 223 с.

- [9] Кислицын А.А. Численное моделирование высокочастотного электрического прогрева диэлектрической пробки, заполняющей трубу // Прикладная механика и техническая физика. - 1996. - Т. 37, N 3. - С. 75-82.
- [10] Саяхов Ф.Л., Бабалян Г.А., Чистяков С.Н. О высокочастотном нагреве призабойной зоны скважины // Нефтяное хозяйство. - 1970. - N 10. - с. 100-110.
- [11] Саяхов Ф.Л., Чистяков С.Н., Бабалян Г.А., Федоров Б.Н. Расчет прогрева призабойной зоны нефтяной скважины высокочастотными электромагнитными полями // Известия вузов. Нефть и газ. - 1972. - N 2. - С. 47-50.
- [12] Саяхов Ф.А., Бабалян Г.А., Альметов А.Н. Об одном способе извлечения вязких нефтей и битумов // Нефтяное хозяйство. - 1975. - N 12. - С. 32-35.
- [13] Кислицын А.А., Нигматуллин Р.И. Численное моделирование процесса нагрева нефтяного пласта высокочастотным электромагнитным излучением // ПМТФ. - 1990. - N 4. - С. 59-64.
- [14] Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономическая схема сквозного счета для много мерной задачи Стефана // Журнал вычислительной математики и математической физики. - 1965. - Т. 5, N 5. - С. 817-827.
- [15] Саяхов Ф.Л., Фатыхов М.А., Кузнецов О.Л. Исследование электромагнитно-акустического воздействия на распределение температуры в нефтеводонасыщенной горной породе // Изв. вузов. Нефть и газ. - 1981. - N 3. - С. 36-40.
- [16] Зыон Н.Х., Катушев А.Г., Нигматуллин Р.И. К теории фильтрации жидкости в пористой среде при объемной нагреве высокочастотным электромагнитным полем // ПММ. - 1987. - Т. 1, N 1. - С. 29-38.
- [17] Зыонг Н.Х., Мусаев Н.Д., Нигматуллин Р.И. Автомодельные решения задачи тепло- и массопереноса в насыщенной пористой среде с объемным источником источником тепла // ПММ. - 1987. - Т. 51, N 6. - С. 973-983.
- [18] Кислицын А.А. Численное моделирование прогрева и фильтрации нефти в пласте под действием высокочастотного электромагнитного излучения // ПМТФ. - 1993. - Т. 34, N 3. - С. 97-103.
- [19] Градштейн И.С., Рыжик И.И. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений -М.: Наука. - 1971. - 1108 с.
- [20] Ф.Л. Саяхов, М.А. Фатыхов, Н.Ш. Имашев Способ электродепарафинизации скважин // Открытия. Изобретения. - 1987. - N 20. - А.с. 1314756 СССР.
- [21] А.Т. Ахметов, А.И. Дьячук, А.А. Кислицын и др. Способ ликвидации ледяных, газогидратных и парафиновых пробок в выкидных линиях скважин и трубопроводах // Открытия. Изобретения. - 1992. - N 3. - А.с. 1707190 СССР.
- [22] Solution of Paraffin Deposition Problems in Oil Wells by Utilization of the Radio-Frequency Single Well Stimulation process / Homer L. Spencer, Gr. Calgary. - 1987. - P. 1-3.
- [23] Вайштейн Л.А. Электромагнитные волны - М.: Радио связь - 1988. - 440 с.