

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ПРОГРЕВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОБКИ,  
ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ ТРУБУ**

УДК 532.546:536.421

**А. А. Кислицын**

**Тюменский государственный университет,  
625000 Тюмень**

Образование пробок в трубопроводах и стволах скважин, вызванное выпадением парафинов, смол или газогидратов, — часто возникающий вид осложнений в нефте- и газодобыче. В процессе эксплуатации скважин на поверхностях насосно-компрессорных труб вследствие понижения температуры и давления образуются асфальтосмолопарафиновые отложения, которые в ряде случаев полностью заполняют пространство между трубами, что приводит к остановке скважины. Как показывают результаты лабораторных исследований и промысловых испытаний, один из перспективных методов борьбы с образованием пробок — применение высокочастотного электромагнитного прогрева [1–3].

В радиотехническом отношении внутреннее пространство скважины, оборудованное насосно-компрессорной трубой, является коаксиальной линией передачи, вдоль которой можно направить электромагнитное излучение с частотой до  $\sim 10^{10}$  Гц (снизу частота не ограничена) и мощностью  $P \sim 10 \dots 20$  кВт. Встречая на своем пути пробку, электромагнитное излучение разогревает ее до температуры плавления или разложения и тем самым ликвидирует препятствие. Преимущество такого способа прогрева перед обычными (горячей водой, электронагревателем и т. п.) заключается, во-первых, в объемном разогреве пробки (благодаря глубокому проникновению электромагнитного излучения), т. е. в значительно более быстром и равномерном по объему прогреве, а во-вторых, в отсутствии теплоносителя, что позволяет легко и гибко управлять процессом разогрева.

Для достижения максимальной эффективности (по скорости и наибольшей глубине проплавления) необходим правильный выбор частоты излучения, которая определяет показатель поглощения  $\alpha$  и связанную с ним глубину проникновения электромагнитного излучения  $l = 1/\alpha$ . При слишком малом показателе  $\alpha$  (очень большая глубина проникновения  $l$ ) значительная часть мощности излучения проходит сквозь пробку либо распределяется на большую длину и рассеивается через стенки трубы, не произведя необходимого нагрева. При слишком большом показателе  $\alpha$  (очень малая глубина  $l$ ) большая часть мощности поглощается в ближайших к излучателю слоях вещества пробки, вследствие чего происходят их сильный перегрев и интенсивное рассеивание энергии через соответствующие участки боковой стенки. В обоих случаях нагрев неэффективен, и глубина проплавления мала. Существуют, следовательно, некоторые оптимальные значения  $\alpha$ , при которых (при заданных размерах пробки, условиях теплообмена) достигаются наибольшие глубина и скорость проплавления. Нахождение этих оптимальных значений и является целью данной работы.

Кроме того, для некоторых веществ в определенном диапазоне частот  $\alpha$  существенно (резонансным образом) зависит от температуры, и это обстоятельство может быть исполь-

зовано для повышения эффективности прогрева. Правильно подобрав частоту излучения, можно реализовать прогрев в режиме «тепловой волны» и существенно увеличить скорость прогрева. Более того, используя нелинейную зависимость  $\alpha(T)$ , можно получить температурную волну, движущуюся в обратном направлении: от удаленного конца пробки к источнику излучения, т. е. получить эффект, невозможный для обычных условий. Моделирование этих процессов также выполнено в данной работе.

**Модель и система уравнений.** Численные исследования проводились на двумерной осесимметричной модели. Пространство между двумя коаксиальными металлическими трубами круглого сечения ( $R$  — радиус внешней трубы,  $R_1$  — внутренней) заполнено диэлектрической пробкой длины  $H$ , например застывшей высокопарафинистой нефтью. В момент времени  $t = 0$  включается источник, который создает поток электромагнитного излучения, распространяющийся вдоль этой коаксиальной линии. Вследствие поглощения излучения в диэлектрике происходит его объемный разогрев и плавление; на поверхности внешней трубы учитывается теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона с заданным коэффициентом теплообмена  $\alpha$ . Показатель поглощения  $\alpha$  электромагнитного излучения зависит от частоты излучения и в некотором диапазоне частот от температуры среды.

Процесс прогрева описывается уравнением теплопроводности:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(z, t).$$

Здесь  $Q$  — плотность мощности объемного тепловыделения:

$$Q = W \alpha(T) \exp \left\{ - \int_0^z \alpha(T) dz \right\}; \quad (1)$$

$$W = P / [\pi (R^2 - R_1^2)]. \quad (2)$$

Формула (2) предполагает равномерное распределение мощности по кольцевому сечению межтрубного пространства. В идеальной коаксиальной линии близи внутреннего проводника плотность мощности несколько выше, чем вблизи наружного, однако в реальном случае вследствие нестрогой коаксиальности проводников и наличия мелких неоднородностей в веществе пробки возникают искажения поля и рассеяние волн, что приводит к выравниванию плотности мощности по сечению.

Если показатель поглощения  $\alpha$  можно считать не зависящим от температуры, то формула (1) сводится к закону поглощения Бугера — Ламберта:  $Q = W \alpha \exp(-\alpha z)$ . Граничное условие на поверхности внешней трубы имеет вид

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = \alpha (T(R, t) - T_0)$$

( $T_0$  — температура окружающей среды).

На поверхности внутренней трубы задается условие отсутствия теплообмена:

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

Теплопроводность  $\lambda$  и плотность  $\rho$  считаются постоянными и не зависящими от температуры, а теплоемкость  $c$  имеет следующую особенность при температуре фазового перехода  $T_s$ :  $c(T) = c_0 + L \delta(T - T_s)$ . Здесь  $L$  — скрытая теплота фазового перехода;  $\delta$  —

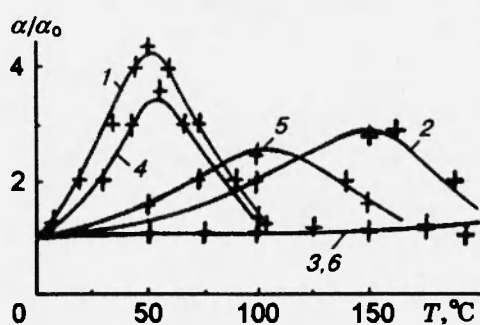


Рис. 1

дельта-функция, которая при численном моделировании заменяется «ступенькой» конечной ширины.

Показатель поглощения электромагнитного излучения в диэлектрике рассчитывается, согласно [4], по формуле

$$\alpha = \frac{2\pi f}{C_R} \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta,$$

где  $f$  — частота излучения;  $C_R$  — скорость света в вакууме;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $\operatorname{tg} \delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь.

Частотные и температурные зависимости  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  различных материалов нефтяной технологии приведены в [5, 6]. Эксперименты показывают, что зависимость  $\alpha(f)$  при фиксированной температуре можно с хорошей точностью считать линейной функцией, а характерный вид зависимостей  $\alpha(T)$  при некоторых фиксированных частотах представлен на рис. 1, где кривые 1–3 относятся к битумным нефтям при частотах  $10^5$ ,  $5 \cdot 10^6$  и  $10^8$  Гц, а 4–6 — к высокопарафинистым нефтям при тех же частотах. Все кривые для соблюдения масштаба рисунка нормированы к соответствующему для каждой кривой показателю поглощения  $\alpha_0$  при  $T = 0$ . Видно, что в некотором диапазоне частот наблюдается повышенное (резонансного вида) поглощение, объясняющееся резким изменением вязкости нефтей в данном диапазоне температур и связанным с этим уменьшением времени релаксации дипольных молекул (смола, асфальтенов и др.). С увеличением частоты максимум поглощения уменьшается по амплитуде и смещается в сторону более высоких температур, а при достаточно высокой частоте показатель поглощения практически не зависит от температуры. Таким образом, меняя частоту излучения, можно менять как абсолютную величину показателя  $\alpha$ , так и характер его зависимости от температуры.

Поглощение излучения в стенках труб не учитывалось. Экспериментальные исследования [7] на материалах, обычно применяемых для изготовления труб в нефтяной и газовой промышленности, показывают, что на частотах до  $10^8$  Гц потери в стенках трубы не превышают 10...20% от мощности источника на 100 м длины трубы. Эти потери не дают принципиальных изменений картины прогрева пробки и могут быть скомпенсированы соответствующим увеличением мощности источника.

Алгоритм численного моделирования описан в [8, 9]. При расчетах использовались округленные теплофизические параметры высокопарафинистой нефти:  $\rho = 950$  кг/м,  $c_0 = 3$  кДж/(кг · К),  $T_s = 50$  °С,  $L = 300$  кДж/кг,  $\lambda = 0,125$  Вт/(м · К),  $\sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta = 0,03$ .

Мощность  $P$  источника излучения принималась равной 10 кВт, диаметр внешней

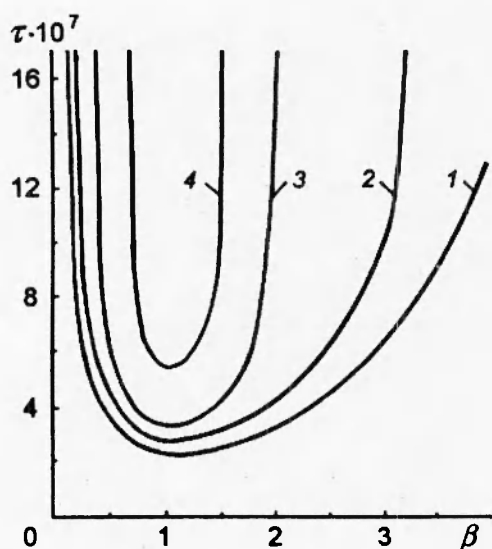


Рис. 2

Nu	$\beta$
1,0	0,15... 3,5
10,0	0,35... 2,1
$\infty$	0,65... 1,6

трубы  $2R = 0,1$  м, внутренней  $2R_1 = 0,036$  м.

**Результаты и обсуждение.** Результаты моделирования при  $\alpha$ , не зависящем от температуры, т. е. когда частота  $f$  достаточно высока, представлены на рис. 2–4 и в таблице.

На рис. 2 изображены зависимости безразмерного времени полного проплавления пробки  $\tau = \lambda t / (c_0 \rho H^2)$  от безразмерного показателя поглощения  $\beta = \alpha H$  при различных условиях теплообмена на поверхности внешней трубы, которые определяются числом Нуссельта  $Nu = \alpha R / \lambda$ . Кривая 1 отвечает  $Nu = 0$  (теплоизолированная труба), 2 —  $Nu = 1$  (труба в сухом грунте), 3 —  $Nu = 10$  (труба во влажном грунте), 4 —  $Nu = \infty$ . Из рисунка видно, насколько важен правильный выбор показателя поглощения  $\alpha$ . При оптимальном его значении ( $\alpha = 1/H$ ), что для 100-метровой пробки соответствует частоте  $f \approx 1,6 \cdot 10^7$  Гц, время проплавления составляет 15...30 ч (в зависимости от условий теплообмена), но может оказаться на порядок больше, если значение  $\alpha$  в 2–3 раза отличается от оптимального. Более того, при  $Nu \neq 0$ , как видно из таблицы, существует интервал значений  $\beta$ , вне которого полное проплавление вообще не может быть достигнуто. Этот интервал наиболее узок в самом неблагоприятном случае ( $Nu = \infty$ ), т. е. когда на поверхности внешней трубы поддерживается постоянная температура  $T_0$  окружающей среды. При  $Nu = 0$  проплавление достигается, конечно, при любом  $\beta \neq 0$ , но и в этом случае время проплавления имеет четкий минимум при  $\beta = 1,0$ .

Следует отметить, что оптимальная частота при прогреве пробки достаточно большой длины ( $\sim 10 \dots 20$  МГц) более чем на порядок ниже оптимальной частоты для прогрева нефтяного пласта ( $\sim 300$  МГц, как показано в [8, 9]). Объясняется это тем, что при объемном электромагнитном прогреве оптимальная частота соответствует глубине проникновения излучения в вещество, примерно равной размеру прогреваемого объекта в направлении распространения излучения. Радиус прогрева пласта (при разумном значении мощности источника в несколько десятков киловатт) не превышает 10 м, а длина

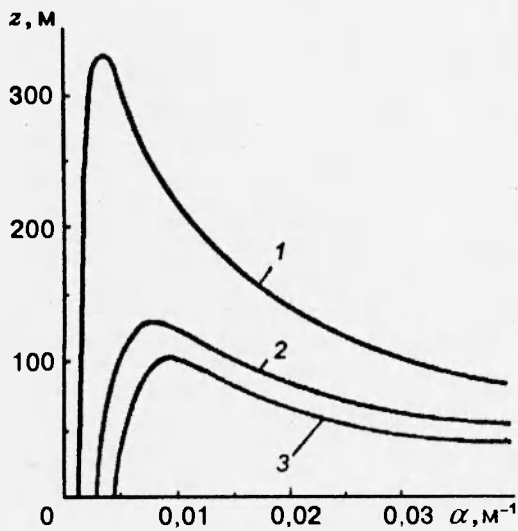


Рис. 3

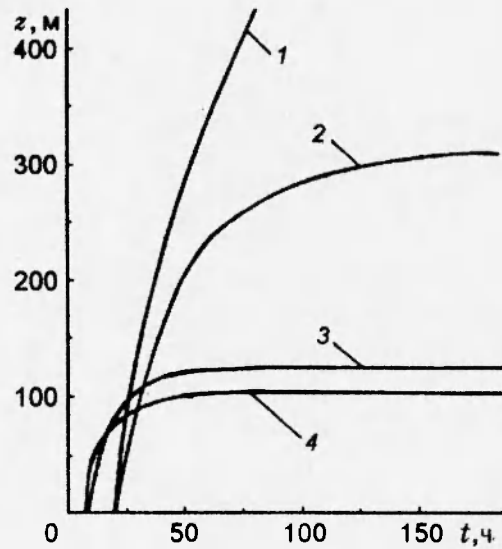


Рис. 4

пробки в скважине — обычно более 100 м. При этом объем прогреваемой пробки на два порядка меньше, и соответственно время ее прогрева измеряется часами, тогда как время прогрева пласта (при сравнимых мощностях) — десятками суток. Таким образом, требования к технике, применяемой для электромагнитного прогрева пласта и для ликвидации пробок в скважинах, существенно различаются.

Если длина пробки заранее неизвестна, представляют интерес ответы на следующие вопросы: какая максимальная глубина проплавления может быть достигнута при прогреве «бесконечной» пробки (т. е. если  $H \gg 1/\alpha$ ) излучателем с заданной мощностью и каким должен быть показатель поглощения? Результаты моделирования процесса нагрева для этого случая представлены на рис. 3 и 4.

На рис. 3 показана зависимость максимальной глубины проплавления  $z$  от показателя поглощения (линии 1–3 для  $Nu = 1; 10; \infty$ ), а на рис. 4 — динамика движения фронта плавления при соответствующих оптимальных значениях показателя  $\alpha$  (линии 1–4 для  $Nu = 0; 1; 10; \infty$ ). Рис. 3 дает возможность определить оптимальное значение  $\alpha$ , при котором достигается наибольшая глубина проплавления, а рис. 4 — время достижения стационарного температурного поля в рассматриваемой модели, т. е. максимальное время прогрева, превышение которого не имеет практического смысла. При правильном выборе  $\alpha$ , как видно из этих рисунков, даже при интенсивном теплообмене на поверхности трубы может быть достигнуто проплавление  $\sim 150 \dots 300$  м за вполне разумное время. В случае  $Nu = 0$  глубина проплавления не ограничена, поэтому не существует ни оптимального (в смысле максимальной глубины) значения  $\alpha$ , ни времени достижения стационарного температурного поля.

На рис. 5 и 6 приведены результаты моделирования прогрева в случае, когда зависимость  $\alpha(T)$  имеет вид, изображенный на рис. 1 (кривая 4). При этом интенсивное поглощение электромагнитной энергии происходит лишь в интервале температур вблизи  $T_s$ , а области, нагретые сильнее или слабее, имеют значительно меньший показатель поглоще-

ния  $\alpha$ , т. е. прозрачны для этой частоты. При таком режиме прогрева узкая поглощающая область, окружающая фронт плавления, перемещается в среде в виде температурной волны.

На рис. 5 представлены профили температурного поля в различные моменты времени в пробке длины  $H = 100$  м: через 2,5; 5 и 10 ч после начала прогрева (кривые 1–3 соответственно). Для сравнения показаны профили поля в те же моменты времени (кривые 4–6) для прогрева, когда показатель  $\alpha$  не зависит от температуры и обеспечивает такое же интегральное поглощение энергии во всей пробке. Как видно из рисунка, градиент температуры вблизи фронта плавления для линий 1–3 существенно выше, чем для 4–6, что обеспечивает большую скорость движения фронта. В то же время перегрев верхней части пробки вблизи источника значительно меньше для линий 1–3, что дает заметный энергетический выигрыш.

На рис. 6 изображен процесс прогрева пробки обратной температурной волной, т. е. волной, движущейся от удаленного конца пробки по направлению к источнику излучения. Длина пробки 40 м,  $Nu = 0$ . Чтобы реализовать такой режим прогрева, необходимо создать обратный градиент температуры, т. е. градиент, направленный от источника излучения к удаленному концу пробки. Это можно сделать, например, следующим образом. Сначала предварительно разогревают пробку до температуры не выше  $T_s$  (кривая 1,  $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ ,  $t = 6$  ч). Затем источник излучения выключают и охлаждают ближний конец пробки потоком холодного воздуха до тех пор, пока не будет получен монотонный профиль температуры, возрастающий с увеличением  $z$  (кривая 2). После этого вторично включают источник излучения на частоте, соответствующей резонансному поглощению при температуре  $T_s$ . При этом излучение проходит сквозь слабо нагретые слои вещества пробки и поглощается на более теплом удаленном конце, благодаря чему происходят быстрый разогрев удаленных слоев, ведущий к еще более эффективному поглощению излучения, и быстрое достижение температуры  $T_s$  на удаленном конце (кривая 3, через 75 мин повторного разогрева). Пробка начинает разрушаться с удаленного конца, одновременно прогревая слои, прилегающие к фронту плавления со стороны источника; прогретые слои поглощают излучение, и возникает температурная волна, движущаяся к началу оси  $z$  (кривая 4, через 150 мин повторного разогрева). Такой необычный режим прогрева, возможный только при использовании нелинейного объемного тепловыделения, может оказаться полезным и эффективным в различных случаях. Например, разрушая газогидратную пробку с удаленного конца, можно создать за пробкой избыточное давление, которое вытолкнет пробку раньше, чем она будет полностью разрушена за счет прогрева, благодаря чему сократятся время прогрева и энергетические затраты. Очень большие пробки можно разрушать таким способом поэтапно, создавая прогретые зоны на расстоянии 50...100 м от источника излучения.

Итак, выполнено численное исследование процесса электромагнитного прогрева пробки из застывших нефтепродуктов в скважине на двумерной осесимметричной модели для различных условий теплообмена на внешней поверхности трубы. Определены оптимальные значения показателя поглощения  $\alpha$ , зависящего от частоты электромагнитного излучения, времена и максимально возможные значения глубины проплавления пробки, а также интервалы значений  $\alpha$ , при которых возможно полное проплавление пробки заданной длины. Оптимальная частота для прогрева пробки длиной  $\sim 100$  м и более лежит в области 10...20 МГц, что более чем на порядок ниже оптимальной частоты при прогреве нефтяного пласта. Промоделированы режимы прогрева при частотах, на которых проис-

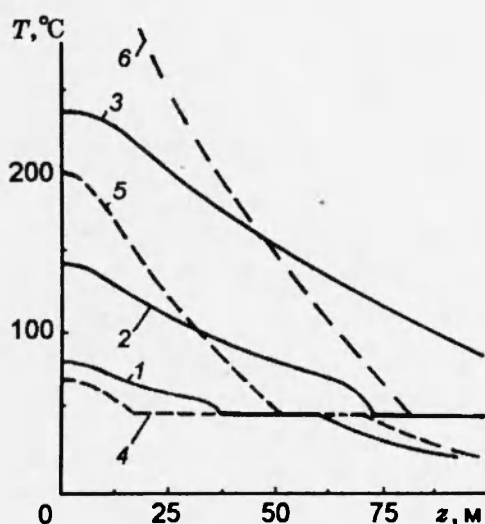


Рис. 5

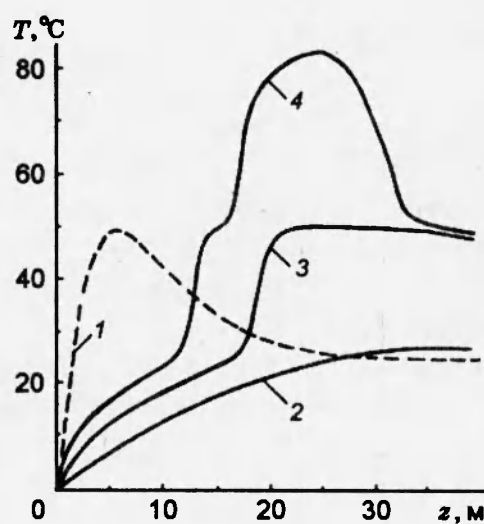


Рис. 6

ходит повышенное (резонансного вида) поглощение в диапазоне температур 40...60 °С. Показано, что в этом случае прогрев может быть реализован в режиме «тепловой волны», возможно получение немонотонного распределения температуры и теплового разрушения пробки с удаленного от источника конца.

При моделировании использовались физические параметры, характерные для высокопарафинистой нефти. Установлено, что при оптимальных параметрах прогрева с помощью источника мощностью 10 кВт можно разрушить пробку длиной 100...200 м в трубе диаметром ~ 0,1 м за время ~ 15...30 ч. Эти результаты представляются вполне приемлемыми с практической точки зрения, а метод электромагнитного прогрева — технически осуществимым и конкурентоспособным по сравнению с традиционными методами прогрева (горячей жидкостью, паром, электронагревателем и т. п.).

Автор благодарит Р. И. Нигматулина за внимание к работе и обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. 1314756 СССР. Способ электродепарафинизации скважин / Ф. Л. Саяхов, М. А. Фатыхов, Н. Ш. Имашев // Открытия. Изобретения. 1989. № 1.
2. А. с. 1344756 СССР. Способ ликвидации ледяных, газогидратных и парафиновых пробок в выкидных линиях скважин и трубопроводах / А. Т. Ахметов, А. И. Дьячук, А. А. Кислицын и др. // Открытия. Изобретения. 1992. № 3.
3. Solution of Paraffin Deposition Problems in Oil Wells by Utilization of the Radio-Frequency Single Well Stimulation Process / Homer L. Spencer, Jr. Calgary, 1987. P. 1-3.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
5. Ахметов А. Т., Кислицын А. А., Фадеев А. М. и др. Особенности поглощения электромагнитных волн парафиносодержащими нефтями и численное моделирование тепломассопереноса при воздействии электромагнитного излучения: Отчет № 4 о НИР. Тюмень, 1989.
6. Ахметов А. Т., Кислицын А. А., Фадеев А. М., Чебаков А. А. Экспериментальное исследование диэлектрических свойств материалов нефтяной технологии // Итоги

исследований института механики многофазных систем СО АН СССР. Тюмень, 1990. № 2. С. 96–102.

7. Ахметов А. Т., Кислицын А. А., Фадеев А. М. О возможности ликвидации нефтяной пробки в трубопроводе большой длины с помощью высокочастотного электромагнитного прогрева // Тез. докл. школы-семинара по проблемам трубопроводного транспорта. Уфа, 1990. С. 18.
8. Кислицын А. А., Нигматулли Р. И. Численное моделирование процесса нагрева нефтяного пласта высокочастотным электромагнитным излучением // ПМТФ. 1990. № 4. С. 59–64.
9. Кислицын А. А. Численное моделирование прогрева и фильтрации нефти в пласте под действием высокочастотного электромагнитного излучения // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 97–103.

*Поступила в редакцию 6/V 1994 г.,  
в окончательном варианте — 5/V 1995 г.*

---