"Fizika-2005"
Beynəlxalq Konfrans
International Conference
Международная Конференция

7 - 9 İyun June Июнь 2005 №130 səhifə page стр. 495-497

Bakı, Azərbaycan Baku, Azerbaijan Баку, Азербайджан

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ

ГАСАНОВ Г.Т., МАМЕДОВА А.Н.

Азербайджанская государственная нефтяная академия
370012, Баку, пр. Азадлыг, 20

Разработан метод исследования теплоемкости жидкостей на основе нестационарного температурного поля, который позволяет установить общую закономерность между теплофизическими параметрами жидкостей. На основе теоретических и экспериментальных исследований установлено влияние акустической волны на теплоемкость.

Mayelərin istilik tutumunu təyin etmək üçün qərarlaşmamış temperatur sahəsi üçün yeni metod təklif olunmuşdur. Təklif olunan metod mayenin istilik fiziki parametrlərin arasında ümumi qanunauyğunluğu tapmağa imkan verir. Akustik dalğaların mayelərin istilik tutumuna təsiri həm nəzəri, həm də təcrübi öyrənilmişdir.

The method of research of heat capacity of liquids on base of non-stationary temperature field which allows setting common regularity between heat physical parameters of liquids was worked out. On base of theoretical and experimental researches influence of acoustic waves on heat capacity was set.

Основные проблемы современной теплофизики делятся на две группы:

1. Составление уравнения жидкого состояния веществ.
2. Управление тепломассообменными свойствами жидкостей с помощью физических полей с целью разработки рационального режима в технологических процессах.

Обе эти проблемы тесно связаны с исследованием теплофизических свойств жидкостей. Хотя в настоящее время накоплен достаточно большой материал о теплофизических свойствах жидкостей, но в настоящее время недостаточно изучено влияние различных физических полей на теплофизические свойства жидкостей. Одним из важных теплофизических параметров жидкостей является теплоемкость. К настоящему времени для исследования теплоемкости применяется калориметрический метод при стационарном температурном поле. Полученные при этом результаты носят индивидуальный характер и поэтому не позволяют их обобщать. Поэтому возникает необходимость разработать общий нестационарный метод исследования теплоемкости жидкостей.

Учитывая вышеизложенное, в данной работе разрабатывается новый нестационарный метод исследования жидкостей на основе информации об изменении температуры со временем в двух точках. Метод основан на решении обратной задачи дифференциального уравнения теплопроводности методом преобразования Лапласа. Метод преобразования Лапласа интегральное и поэтому сглаживает погрешности начальных информаций, а при применении других методов необходимо использовать сглаживающую функцию.

Для одномерного температурного поля дифференциальное уравнение теплопроводности с переменными коэффициентами имеет следующий вид:

$$c(T)\rho(T)\cdot\left(\frac{\partial T}{\partial t}+\upsilon\frac{\partial T}{\partial x}\right)= \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right)-\frac{2\alpha(T)}{R}(T-T_0) \qquad (1)$$

где $\lambda(T)$ - коэффициент теплопроводности; $\alpha(T)$ - коэффициент теплоотдачи; υ - средняя скорость движения жидкости; R – радиус трубы.

Принимая, что в начальный момент времени температура везде одинакова, постоянна и равна T_0, задаются следующие начальные и граничные условия:

$$T(x,0)=T_0=const,\quad T(0,t)=f(t),\quad T(\ell,t)=\varphi(t). \qquad (2)$$

При движении жидкости в трубе, перенос тепла за счет конвекции намного больше, чем за счет диффузии, т.е.

$$c\rho\upsilon\frac{\partial T}{\partial x}>>\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \qquad (3)$$

Эксперименты проведенные нами с различными образцами нефтей показали, что функции f(t) и φ(t) могут быть выражены формулами:

$$f(t) = T_0 + T_{01}\left(1 - e^{-k_1 t}\right),$$
$$\varphi(t) = T_0 + T_{02}\left(1 - e^{-k_2 t}\right). \qquad (4)$$

Решая уравнение (1) для случая постоянных теплофизических параметров получаем следующее уравнение для определения теплоемкости:

$$\frac{2\alpha_0 \ell}{c\rho\upsilon R} t_0^2 = \Phi(t_0) \qquad (5)$$

где

$$\Phi(t_0) = \frac{(1+k_1 t_0)}{T_{01}k_1}\left[\frac{T_0\ell}{\upsilon} + \left(t_0 - \frac{\ell}{\upsilon}\right)\left(T_0 + \frac{T_{01}k_1 t_0}{1+k_1 t_0}\right) - t_0\left(T_0 + \frac{T_{02}k_2 t_0}{1+k_2 t_0}\right)\right]$$

t_0 – характерное время.

Зависимость $\Phi(t_0)$ от t_0^2 построена при данных $k_1 = 7\cdot 10^{-3}$ 1/сек, $k_2 = 4{,}4\cdot 10^{-3}$ 1/сек, $T_{01} = 25k$, $T_{02} = 5k$, $T_0 = 295k$, $T_1 = 320k$, $T_2 = 300k$ и представляет собой прямую, угловой коэффициент которой равен tgα=0,6. Отсюда получаем следующую формулу, которая устанавливает связь между теплофизическими свойствами жидкостей:

$$c = 3{,}3\frac{\alpha_0\ell}{\rho\upsilon R} \qquad (6)$$

Представляет интерес исследование влияния акустических волн на теплоемкость жидкостей [1]. В этом случае учитывается энергия поглощенной акустической волны, которая определяется по закону Бугера, а в результате в правую часть уравнения (1) добавляется член $2\alpha I e^{-2\alpha x}$, где α - коэффициент поглощения, I – интенсивность излучения акустических волн. В случае, когда теплофизические параметры постоянны и отсутствует теплообмен с окружающей средой, для определения теплоемкости получено выражение:

$$\frac{c\rho\upsilon}{2\alpha\ell}\frac{1}{t_0} = \frac{\psi^*(t_0)}{t_0\varphi^*(t_0) - \left(t_0 - \frac{\ell}{\upsilon}\right)f^*(t_0) - \frac{T_0\ell}{\upsilon}t_0} \qquad (7)$$

где

$$\psi^*(t_0) = \int_0^\infty I(t)\, e^{-t/t_0}\, dt;$$

$$\varphi^*(t_0) = \int_0^\infty \varphi(t)\, e^{-t/t_0}\, dt;$$

$$f^*(t_0) = \int_0^\infty f(t)\, e^{-t/t_0}\, dt.$$

График зависимости теплоемкости исследованных нефтей от частоты акустических волн представлен на рис 1 .

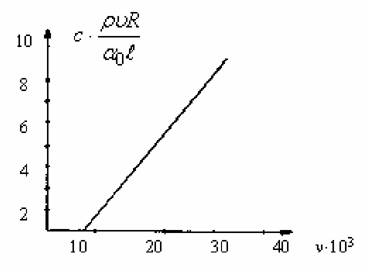

Рис.1. Зависимость теплоемкости от частоты акустических волн.

Из рис.1 видно, что зависимость теплоемкости от частоты представляет собой прямую линию. Увеличение теплоемкости жидкостей с температурой объясняется увеличением поглощенной энергии акустических волн.

При взаимодействии с акустическими волнами в жидкости происходят релаксационные процессы. В частности релаксируется температурное поле. Если время релаксации температурного поля обозначить через τ_0, то в левую часть уравнения (1) добавляется $c c\tau_0 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$. Решая эту задачу для случая постоянных теплофизических параметров с применением метода детерминированных моментов, получаем следующую формулу для определения теплоемкости жидкостей и времени релаксации:

$$c = \frac{2\alpha\,\ell\psi_1}{\rho\upsilon\left(\varphi_1 - f_1 - \frac{\ell}{\upsilon}f_0 + \frac{T_0\ell}{\upsilon}\tau_0\right)} \qquad (8)$$

$$\tau_0 = \frac{\upsilon\left[\psi_1\left(\varphi_0 - f_0 - \frac{T_0\ell}{\upsilon}\right) - \psi_0\left(\varphi_1 - f_1 - \frac{\ell}{\upsilon}f_0\right)\right]}{T_0\ell\psi_0} \qquad (9)$$

где

$$\varphi_0 = \int_0^\infty (\varphi(t) - \varphi_\infty)dt; \quad \varphi_1 = \int_0^\infty (\varphi(t) - \varphi_\infty)tdt;$$

$$f_0 = \int_0^\infty (f(t) - f_\infty)dt; \quad f_1 = \int_0^\infty (f(t) - f_\infty)tdt;$$

$$\psi_0 = \int_0^\infty (\psi(t) - \psi_\infty)dt; \quad \psi_1 = \int_0^\infty (\psi(t) - \psi_\infty)tdt;$$

Из уравнения (8) видно, что с увеличением времени релаксации теплоемкость жидкости уменьшается.

Если система не релаксируется, т.е. система находится в равновесном состоянии (τ_0=0), то из (9) имеем

$$\frac{\psi_1}{\psi_0}=\frac{\varphi_1-f_1-\frac{\ell}{\upsilon}f_0}{\varphi_0-f_0-\frac{T_0\ell}{\upsilon}} \qquad (10)$$

а из уравнения (8) имеем

$$c_0=\frac{2\alpha\,\ell\,\psi_1}{\rho\upsilon\left(\varphi_1-f_1-\frac{\ell}{\upsilon}f_0\right)} \qquad (11)$$

Из уравнения (10) определяем скорость движения жидкости

$$\upsilon=\frac{\ell\left(\frac{\psi_1}{\psi_0}T_0-f_0\right)}{\frac{\psi_1}{\psi_0}\left(\varphi_0-f_0\right)-\varphi_1+f_1} \qquad (12)$$

Отсюда следует, что изменяя скорость течения жидкости можно управлять термодинамическим состоянием жидкости.

Представляет интерес исследования температурной зависимости объемной теплоемкости жидкостей. Эксперименты проведенные нами на установке, описанного в [2]показали, что для исследованных образцов нефтей температурная зависимость объемной теплоемкости может быть выражена прямой линией,

$$c(T)\rho(T)=c_0\rho_0\left[1+\gamma\left(T-T_0\right)\right] \qquad (13)$$

где γ - есть коэффициент, характеризующий темп изменения объемной теплоемкости с температурой. Расчеты показали, что для образцов нефтей среднее значение этого коэффициента $\gamma_{ср}$ приблизительно одинаково и равно 10^4 $1/к$.

Для теоретического определения γ принимается, что теплофизические свойства жидкостей от температуры изменяются по следующим законам:

$$c(T)\rho(T)=c_0\rho_0\left[1+\gamma\left(T-T_0\right)\right];$$

$$\lambda(T)=\lambda_0\left[1+\gamma\left(T-T_0\right)\right];$$

$$\alpha(T)=\alpha_0\left[1+\frac{\gamma}{2}\left(T-T_0\right)\right]. \qquad (14)$$

Для решения уравнения (1) при данных (14) вводим новую функцию $\theta(T)$:

$$\theta(T)=\left(T-T_0\right)+\frac{\gamma}{2}\left(T-T_0\right)^2$$

при этом уравнение (1) имеет следующий вид:

$$c_0\rho_0\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}+\upsilon\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)=\lambda_0\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}-\frac{2\alpha_0\theta(T)}{R} \qquad (15)$$

Учитывая условия (2) и (3) начальные и граничные условия для функции $\theta(T)$ имеет вид:

$$\theta(x,0)=\theta_0=0$$

$$\theta(0,t)=f(t)-T_0+\frac{\gamma}{2}\left(f(t)-T_0\right)^2=\theta_1 \qquad (16)$$

$$\theta(\ell,t)=\varphi(t)-T_0+\frac{\gamma}{2}\left(\varphi(t)-T_0\right)^2=\theta_2$$

Применяя преобразование Лапласа к уравнению (15), определяем коэффициент γ.

$$\gamma=\frac{2\left[\left(1-\frac{\ell}{\upsilon t}-\frac{2\alpha_0\ell}{c_0\rho_0\upsilon R}\right)\frac{T_{01}k_1}{1+k_1t}-\frac{T_{02}k_2}{1+k_2t}\right]}{t^2\left[\left(\frac{T_{02}k_2}{1+k_2t}\right)^2-\left(1-\frac{\ell}{\upsilon t}-\frac{2\alpha_0\ell}{c_0\rho_0\upsilon R}\right)\left(\frac{T_{01}k_1}{1+k_1t}\right)^2\right]} \qquad (17)$$

В общем случае, если температурные зависимости теплофизических свойств выразить в виде:

$$c(T)\rho(T)=c_0\rho_0\lambda_0\left[1+\gamma\sum_{n=1}^{m}\left(T-T_0\right)^n\right];$$

$$\lambda(T)=\lambda_0\left[1+\gamma\sum_{n=1}^{m}\left(T-T_0\right)^n\right];$$

$$\alpha(T)=\alpha_0\left[1+\gamma\sum_{n=1}^{m}\frac{1}{n+1}\left(T-T_0\right)^n\right],$$

то введя дополнительную функцию $\theta(T)$

$$\theta(T)=\lambda_0\left[\left(T-T_0\right)+\gamma\sum_{n=1}^{m}\frac{1}{n+1}\left(T-T_0\right)^{n+1}\right],$$

аналогично вышеизложенному для γ получим следующее выражение:

$$\gamma=\frac{\left(1-\frac{\ell}{\upsilon t}-\frac{2\alpha_0\ell}{c_0\rho_0\upsilon R}\right)\left(\frac{T_{01}k_1}{1+k_1t}\right)-\left(\frac{T_{02}k_2}{1+k_2t}\right)}{t^{n+1}\left[\sum_{n=1}^{m}\frac{1}{n+1}\left(\frac{T_{02}k_2}{1+k_2t}\right)^{n+1}-\left(1-\frac{\ell}{\upsilon t}-\frac{2\alpha_0\ell}{c_0\rho_0\upsilon R}\right)\left(\sum_{n=1}^{m}\frac{1}{n+1}\left(\frac{T_{01}k_1}{1+k_1t}\right)^{n+1}\right)\right]} \qquad (18)$$

[1]. Г.Т.Гасанов, А.Н.Мамедова. Влияние акустических волн на теплоемкость жидкостей. Журн. «Известия Высших Технических Учебных Заведений Азербайджана». №1, 2005.

[2]. Г.Т.Гасанов, А.А.Алиев, Л.П.Гурьянова. «О некоторых физических свойствах нефти». Журн. «Fizika», cild6, №1, 2000, с.41-42.