

УДК 536.2;536.632

РЕГИСТРАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН В ТЕРМИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Л. П. Филиппов, С. Н. Кравчун, В. М. Абдулаева

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Наблюдалось явление возникновения гармоник температурных колебаний, обусловленных распространением температурных волн в жидкости в области с сильной зависимостью теплофизических свойств от температуры (окрестность критической точки).

Существует большое количество нелинейных явлений, сопровождающих распространение звуковых, электромагнитных и других волн в сплошных средах. Некоторые из них могут возникать и при создании гармонических температурных возмущений в среде, условно называемых температурными волнами.

Для наблюдения возникновения гармоник температурных колебаний использовался метод периодического нагрева в стационарном режиме, сущность которого состоит в регистрации амплитуды и фазы колебаний температуры зонда, нагреваемого переменным током частоты ω в исследуемой среде. В качестве зонда может использоваться фольга (жидкость зондируется плоскими температурными волнами) или проволока (жидкость зондируется цилиндрическими температурными волнами). Обычно метод применяется в режиме линейных температурных волн. Этот режим используется в том случае, если зависимость теплофизических свойств от температуры не проявляет себя. Тогда колебания температуры зонда Θ_1 , происходящие с основной частотой 2ω (частотой колебаний электрической мощности ω) однозначно связаны с теплопроводностью λ и изобарной теплоемкостью единицы объема $c_{p\rho}$ исследуемой жидкости (c_p — удельная теплоемкость, ρ — плотность), что служит основой для их измерения [1].

При исследовании критических явлений и фазовых переходов вследствие сильной зависимости λ , c_p и ρ от температуры при периодическом нагреве жидкости должны возникнуть нелинейные процессы, приводящие к появлению в спектре температурных волн гармоник с частотами, кратными частоте основных колебаний (4ω , 6ω , ...). В данном случае реализуется режим нелинейных температурных волн. При этом периодическая составляющая температуры зонда также будет содержать колебания частот 4ω , 6ω , ...

Для регистрации температурных колебаний зонда он включался в мост переменного тока. При питании моста напряжением $E_m \cos \omega t$ температура зонда, и, следовательно, его сопротивление, пульсируют с частотой 2ω , а если он находится в нелинейной среде, то и с частотами 4ω , 6ω , ... При этом на диагонали моста вследствие прохождения тока $I = I_0 \cos \omega t$ через сопротивление $r = r_0 + \tilde{r}_1 \cos(2\omega t - \varphi_1) + \tilde{r}_2 \cos(4\omega t - \varphi_2) + \tilde{r}_3 \cos(6\omega t - \varphi_3) + \dots$ возникают сигналы напряжения с частотами 3ω , 5ω , 7ω , ... Величины этих регистрируемых сигналов прямо пропорциональны амплитудам пульсаций температуры Θ_1 , Θ_2 , Θ_3 , ... , происходящих на частотах 2ω , 4ω , 6ω , ... соответственно (при условии $\Theta_3 \ll \Theta_2 \ll \Theta_1$). Сигнал с диагонали моста, сбалансированного на частоте ω , усиливался избирательным усилителем, настроенным на одну из частот 3ω , 5ω , 7ω , ... и измерялся цифровым вольтметром. Рабочая частота генератора напряжения составляла $\omega/2\pi = 23$ Гц.

Рассматриваемым методом в режиме линейных температурных волн (при малых значениях Θ_1) в настоящей работе было проведено измерение теплопроводности λ и теплоемкости $c_{p\rho}$ н-гексана в зависимости от температуры на закритической изобаре $p = 3.29$ МПа ($p_{кр} = 3.06$ МПа). В окрестности критической температуры ($T_{кр} = 507.5$ К) наблюдались характерные максимумы λ и $c_{p\rho}$ (рис. 1). На этой же изобаре при больших значениях Θ_1 в области максимумов $c_{p\rho}$ и λ были обнаружены и измерены сигналы, обусловленные второй и третьей гармониками нелинейных колебаний температуры зонда (рис. 2, 3).

Для теоретического описания наблюдаемого явления необходимо решить уравнение теплопроводности

$$c_{p\rho} \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T \right] = (\nabla \lambda \cdot \nabla T) + \lambda \nabla^2 T \quad (1)$$

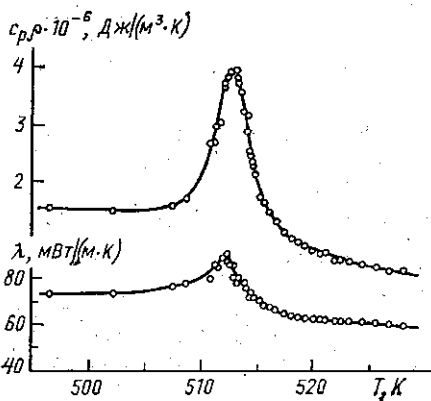


Рис. 1. Измеренные значения c_p и λ для н-гексана в зависимости от температуры при $p=3,29$ МПа

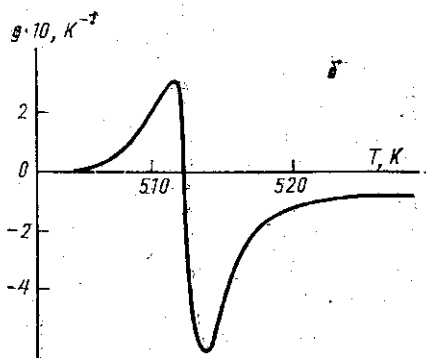
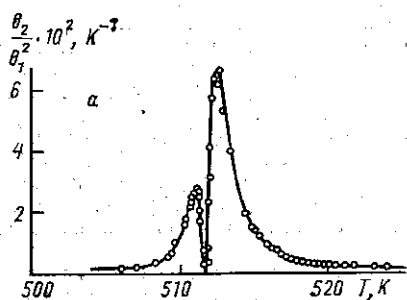


Рис. 2. Экспериментальные значения отношения амплитуды второй θ_2 гармоники температурных колебаний к квадрату первой θ_1^2 (а) и рассчитанные значения функции g ($\theta_2/\theta_1^2 \sim |g|$) (б)

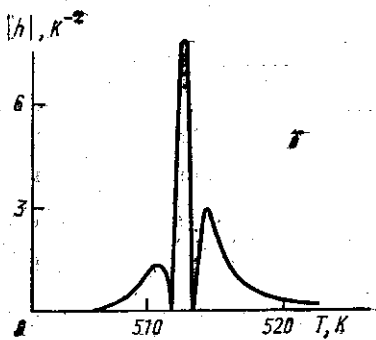
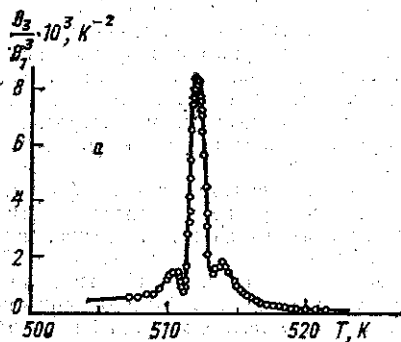


Рис. 3. Экспериментальные значения отношения амплитуды третьей θ_3 гармоники температурных колебаний к кубу первой θ_1^3 (а) и рассчитанные значения функции: h ($\theta_3/\theta_1^3 \sim |h|$) (б)

$$|h| = \left| \frac{10}{c_p} \left(\frac{\partial^2 c_p}{\partial T^2} \right)_p \right| \quad (\theta_3/\theta_1^3 \sim |h|) \quad (б)$$

совместно с уравнением непрерывности. Температуру T среды можно представить в виде суммы постоянной и переменной составляющих: $T = \bar{T}(r) + \tilde{T}(r, t)$. Ограничиваясь представлением

$$c_p \rho = \bar{c}_p \bar{\rho} + \left(\frac{\partial c_p \rho}{\partial T} \right)_p \tilde{T}; \quad \lambda = \bar{\lambda} + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)_p \tilde{T}; \quad \rho = \bar{\rho} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \tilde{T},$$

что допустимо при условии малости температурных пульсаций $\tilde{T}$, систему уравнений для T можно решить методом последовательных приближений. Алгоритм расчета первого приближения состоит в том, что нелинейные члены в (1) рассматриваются как малые величины и рассчитываются на основе нулевого приближения, а гидродинамическая скорость исключается с помощью линеаризованного уравнения непрерывности. В качестве нулевого приближения принимается решение уравнения теплопроводности (1) с постоянными коэффициентами $\bar{\lambda}$, $\bar{c}_p \bar{\rho}$ при $v=0$. В случае зонда-фольги это затухающая температурная волна

$$\tilde{T}^0 = \Theta_1 \exp(-k_0 x) \cos(2\omega t - k_0 x - \varphi_0); \quad [k_0 = \sqrt{\frac{\omega}{a}}; \quad a = \frac{\lambda}{c_p \rho}]. \quad (2)$$

Граничным условием для $\tilde{T}$ служит уравнение теплового баланса зонда

$$\tilde{w} = \left\{ c_p' m' \frac{\partial T}{\partial t} - s \lambda |\nabla T| \right\}_{x=0},$$

где c_p' , m' — удельная теплоемкость и масса зонда, s — площадь его боковой поверхности.

В первом приближении характер температурной волны на основной частоте 2ω тождествен нулевому приближению (2), но появляется вторая гармоника, которая описывается выражением (в пренебрежении собственной теплоемкостью зонда)

$$\begin{aligned} \tilde{T}^1 = & \frac{\Theta_0^2}{2} \alpha_p \exp(-k_0 x) \cos(4\omega t - k_0 x - 2\varphi_0) - \frac{\Theta_0^2}{2\sqrt{2}} [\alpha_c - \alpha_\lambda + 2\alpha_p] \times \\ & \times \exp(-\sqrt{2} k_0 x) \cos(4\omega t - \sqrt{2} k_0 x - 2\varphi_0) + \\ & + \frac{\Theta_0^2}{4} [\alpha_c - 2\alpha_\lambda + \alpha_p] \exp(-2k_0 x) \cos(4\omega t - 2k_0 x - 2\varphi_0), \end{aligned}$$

где $\alpha_c = \frac{1}{c_p \rho} \left(\frac{\partial c_p \rho}{\partial T} \right)_p$; $\alpha_\lambda = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)_p$; $\alpha_p = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$.

Амплитуда второй гармоники температурных колебаний плоского зонда в первом приближении может быть представлена в виде (с учетом собственной теплоемкости зонда)

$$\frac{\Theta_2}{\Theta_1^2} = \frac{0,104 |g|}{\sqrt{1 + \sqrt{2} \xi + \xi^2}}; \quad g = \alpha_c + 0,41 \alpha_p + 1,41 \alpha_\lambda,$$

$\xi = c_p' \rho' d \sqrt{\omega / \lambda c_p \rho}$; d — толщина зонда-фольги, ρ' — плотность фольги.

С использованием подхода [2] были получены аналитические выражения для: $c_p \rho(\tilde{T})$ и $\lambda(\tilde{T})$, хорошо описывающие экспериментальные данные, представленные на рис. 1. На основе этих выражений вычислены все производные, составляющие функцию g , которая приведена на рис. 2, а. На рис. 3, а изображены вычисленные значения модуля функции $h = \frac{10}{c_p \rho} \left(\frac{\partial^2 c_p \rho}{\partial T^2} \right)_p$, которая, как показывают оценки, вносит

на рассматриваемой изобаре основной вклад в величину Θ_3/Θ_1^3 .

Сопоставление рис. 2, а и б, а также рис. 3, а и б, позволяет говорить о полном качественном соответствии поведения измеренных значений Θ_2/Θ_1^2 и Θ_3/Θ_1^3 в зависимости от температуры с вычисленными значениями $\Theta_2/\Theta_1^2 \sim |g|$ и $\Theta_3/\Theta_1^3 \sim |h|$.

Рассмотренное явление представляет несомненный интерес как способ получения дополнительной информации о веществе при исследовании критических явлений и фазовых переходов, а именно о производных от термодинамических свойств по температуре. В области состояний вещества, где вклад всех трех величин, составляющих функ-

цию g , сопоставим, ее измерение даст возможность жестко контролировать совокупность данных о λ , c_p и ρ . Если в функции g явно преобладает одна из ее составляющих, как это должно быть при приближении к критической точке, то регистрация Θ_2 может лежать в основе метода непосредственного измерения этой производной (α_p).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Филиппов Л. П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. М., 1984. [2] Филиппов Л. П. // Теплофизика высоких температур. 1984. Т. 2, № 4. С. 679—685.

Поступила в редакцию
13.03.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.56.029.6

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СФЕРИЧЕСКОМ ОБРАЗЦЕ ФЕРРИТА

С. А. Киров, Н. Е. Сырьев

(кафедра общей физики для физического факультета; кафедра радиофизики СВЧ)

В диапазоне частот 3,4—5,8 ГГц экспериментально исследован спектр поглощения сферического образца монокристалла никелевого феррита. Впервые обнаружены резонансные колебания, возбуждаемые однородным электрическим полем, существование которых было ранее предсказано теоретически.

В настоящей работе экспериментально обнаружен электромагнитный резонанс, возбуждаемый однородным переменным электрическим полем в сферическом образце феррита. Резонансные явления в гиромагнитных образцах исследовались в основном для двух случаев: в магнитоэлектрическом (МС) приближении [1] с учетом малых поправок на эффект распространения [2] и для модели электромагнитных колебаний образца как открытого диэлектрического резонатора в области высоких частот, где магнитную проницаемость можно считать близкой к единице [3]. Рассматривался также спектр в приближении связи этих типов колебаний в окрестностях пересечений их резонансных ветвей [4]. Общий расчет спектра электромагнитных колебаний с учетом гиротропии тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$, проведенный в [5] для случая сферического образца произвольного радиуса, показал, что имеются еще и дополнительные типы колебаний. Интенсивность их возбуждения пропорциональна r^2 , r^1 и т. д., где r — радиус образца, в отличие от первых двух типов колебаний, интенсивность которых пропорциональна r^3 . Две простейшие моды из числа данных дополнительных колебаний, возбуждаемые однородным переменным электрическим полем E , были рассмотрены в [6] на основе математической теории, разработанной в [7]. Они имеют резонансные частоты

$$\omega = \gamma(H_i + 2\pi M) \quad (1)$$

$$\omega = \gamma(H_i^2 + 4\pi M H_i)^{1/2} \quad (2)$$

и возбуждаются полем $E \perp H_0$ и $E \parallel H_0$ соответственно, где H_0 — внешнее поле, H_i — внутреннее эффективное поле в образце, γ — гиромагнитное отношение, M — намагниченность насыщения. Резонанс электрической восприимчивости объясняется процессом второго порядка: однородное переменное поле E вызывает появление вихревого магнитного поля, а переменная магнитная индукция порождает индуцированное электрическое поле, имеющее однородную резонансную составляющую. Существование данных резонансов обусловлено резонансным характером тензора $\hat{\mu}$. Экспериментально данные резонансы пока не наблюдались. Обнаружению одного из них и посвящена данная работа.

Измерения спектров поглощения в зависимости от подмагничивающего поля H_0 проводились на сферическом образце монокристалла никелевого феррита диаметром