

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 4, стр.177 – 182 20 февраля 1972 г.

**РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ
КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КИСЛОРОДА
В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПОСТОЯННОМ
И ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

*В. Д. Борман, В. С. Лазько, Б. И. Николаев,
В. А. Рябов, В. И. Троян*

В работах [1 – 3] теоретически объяснены наблюдавшиеся ранее особенности частотной зависимости эффекта Скотта [4, 5] (вращение нагретого цилиндра, помещенного в молекулярный газ при включении магнитного поля) и предсказан резонансный характер поведения коэффициентов переноса молекулярных газов в параллельных постоянном и переменном магнитных полях. В настоящей работе сообщается о результатах экспериментов, в ходе которых впервые обнаружены резонансные особенности дисперсии коэффициента теплопроводности O_2 на молекулах с проекцией электронного спина на направление момента вращения $\sigma = \pm 1$ и $\sigma = 0$. Исследование поведения коэффициентов переноса в таких полях представляет значительный интерес, поскольку, как было показано ранее [2], характер резонанса коэффициентов переноса связан с анизотропией неравновесной функции распределения в пространстве моментов вращения молекул.

Теплопроводность в магнитном поле измерялась с помощью методики в определенной мере аналогичной описанной в [6]. Датчик состоял из двух цилиндрических стеклянных камер, по оси которых натянута платиновые нити, являющиеся термо-

чувствительными элементами. Нити включены в противоположные плечи измерительного моста постоянного тока. Одна из камер помещена в высокочастотный соленоид, создающий переменное магнитное поле (H_1) вдоль ее оси. Обе камеры расположены внутри катушек Гельмгольца, создающих постоянное магнитное поле (H_0) параллельное переменному. Вся установка ориентирована так, что магнитные поля H_1 и H_0 параллельны магнитному полю земли ($H_1 \parallel H_0 \parallel H_3$). В описанных ниже опытах измерялся разбаланс моста при включенном переменном поле, вызванный изменением теплопроводности при включении постоянного поля. Абсолютные величины относительного изменения коэффициента теплопроводности ($\epsilon_{\sim} = -\Delta\kappa_{\sim}/\kappa_0$), обусловленные влиянием переменного поля, определялись из сравнения измеренного в процессе опытов эффекта Зенфтлебена в O_2 с данными приведенными в [7]. Относительная ошибка калибровки составляла менее 10%.

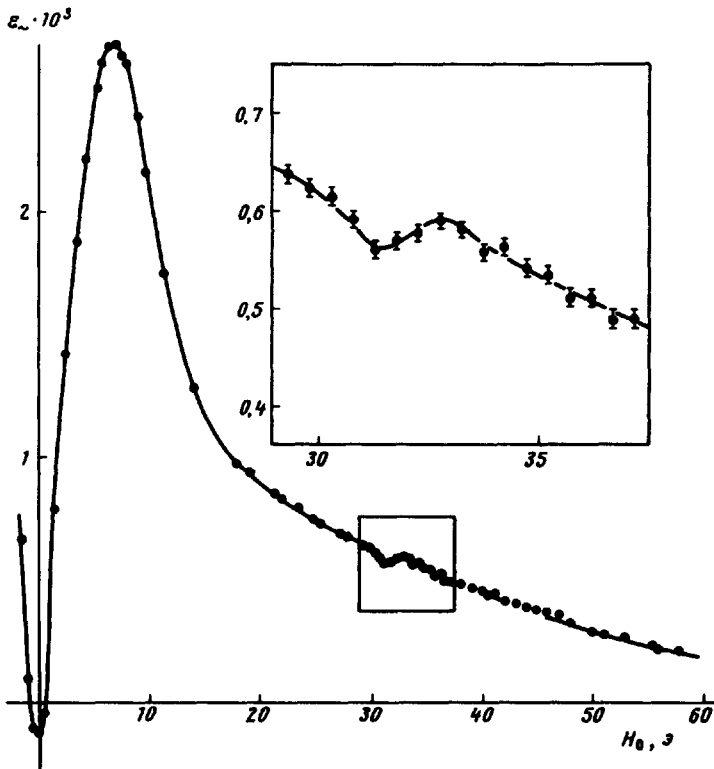


Рис. 1. Зависимость $\epsilon_{\sim} = f(H_0)$ при $H_1 = 8,6 \text{ э}$, $f = 0,565 \text{ МГц}$ и $p = 0,4 \text{ мм рт. ст.}$

На рис. 1 представлена экспериментальная зависимость ϵ_{\sim} от напряженности постоянного поля H_0 при значении амплитуды переменного поля $H_1 = 8,6 \text{ э}$, частоты переменного поля $f = 0,565 \text{ МГц}$ и давления $p = 0,4 \text{ мм рт. ст.}$ Значение ϵ_{\sim} при $H_0 = 0$ обусловлено высокочастотным полем H_1 . Увеличение H_0 приводит к изменению знака ϵ_{\sim} . При $H_0 = 6,6 \text{ э}$ величина ϵ_{\sim} достигает максимального значения $(\epsilon_{\sim})_{\text{рез}} = 2,69 \cdot 10^{-3}$. При $H_0 = 32,5 \text{ э}$ наблюдался второй максимум $(\epsilon_{\sim})_{\text{рез}} = 0,59 \cdot 10^{-3}$.

С дальнейшим ростом H_0 величина ϵ_{\sim} стремится к нулю. Такое поведение ϵ_{\sim} согласуется с предсказанным теоретически.

Следуя [2], выражение для ϵ , в случае двухатомных молекул, когда $\nabla T \perp \mathbf{H}$, можно записать в виде:

$$\epsilon = \epsilon_{-} + \epsilon_{\sim}, \quad \epsilon_{-} = \sum_{\substack{m_2=1,2 \\ \sigma=0, \pm 1}} \Psi_{m_2} \left(\frac{m_2 \gamma_{0\sigma}}{\lambda} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{m_2 \gamma_{0\sigma}}{\lambda} \right)^2 \right]^{-1},$$

$$\epsilon_{\sim} = \sum_{\substack{m_2=1,2 \\ \sigma=0, \pm 1}} \Psi_{m_2} \times$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{m_2 \gamma_{1\sigma}}{\lambda} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\omega}{\lambda} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_2 \gamma_{1\sigma}}{\lambda} \right)^2 - 3 \left(\frac{m_2 \gamma_{0\sigma}}{\lambda} \right)^2 \right] \times$$

$$\left[1 + \left(\frac{\omega}{\lambda} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_2 \gamma_{1\sigma}}{\lambda} \right)^2 - 3 \left(\frac{m_2 \gamma_{0\sigma}}{\lambda} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{m_2 \gamma_{0\sigma}}{\lambda} \right)^2 \left[3 + \left(\frac{\omega}{\lambda} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_2 \gamma_{1\sigma}}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{m_2 \gamma_{0\sigma}}{\lambda} \right)^2 \right]^2$$

(1)

где $\gamma_{\alpha\sigma}$ — частота прецессии магнитного момента молекулы в магнитном поле H_α ($\alpha = 0, 1$); ω — круговая частота переменного поля; λ — частота столкновений молекул; $\sum_{m_2=1,2} \Psi_{m_2}$ — определяет предельное

значение ϵ_{\pm} при $H_0 / \rho \rightarrow \infty$.

Хотя формула (1) написана для непарамагнитных молекул (в случае парамагнитных молекул ее следует усреднить по моменту вращения M), для качественного описания поведения ϵ ее можно применить и для

парамагнитных молекул, если в выражении $\gamma_{\alpha\sigma} = \left[\frac{2\mu_0 \sigma}{M} + \frac{2\mu_0 \hbar}{M^2} \delta_{\sigma 0} \right] H_\alpha$

для O_2 заменить момент вращения молекул на средний момент $\bar{M} = \hbar \bar{J}$ (\bar{J} — среднее вращательное квантовое число). Для парамагнитных молекул резонанс должен быть более размытым, чем в случае (1), так как частоты прецессии для таких молекул различны (максвелловское распределение по моментам). Выбранная методика измерения позволила выделить из ϵ часть (ϵ_{\sim}), носящую только резонансный характер (ϵ_{-} определяет относительное изменение коэффициента теплопроводности обусловленное эффектом Зенфтлебена). Из (1) следует, что первый максимум соответствует резонансу на молекулах O_2 с $\sigma = \pm 1$, а второй — на молекулах O_2 с $\sigma = 0$. Значения $(H_0)_{\text{рез}} = 5,6 \text{ э}$ для $\sigma = \pm 1$ и $(H_0)_{\text{рез}} = 34 \text{ э}$ для $\sigma = 0$, рассчитанные по формуле (1) удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

На рис. 2 представлена зависимость ϵ_{\sim} для $f = 0,590; 1,225$ и $1,700 \text{ Мгц}$ при $H_1 = 2,16 \text{ э}$ и $\rho = 0,4 \text{ мм рт. ст.}$ в области резонанса

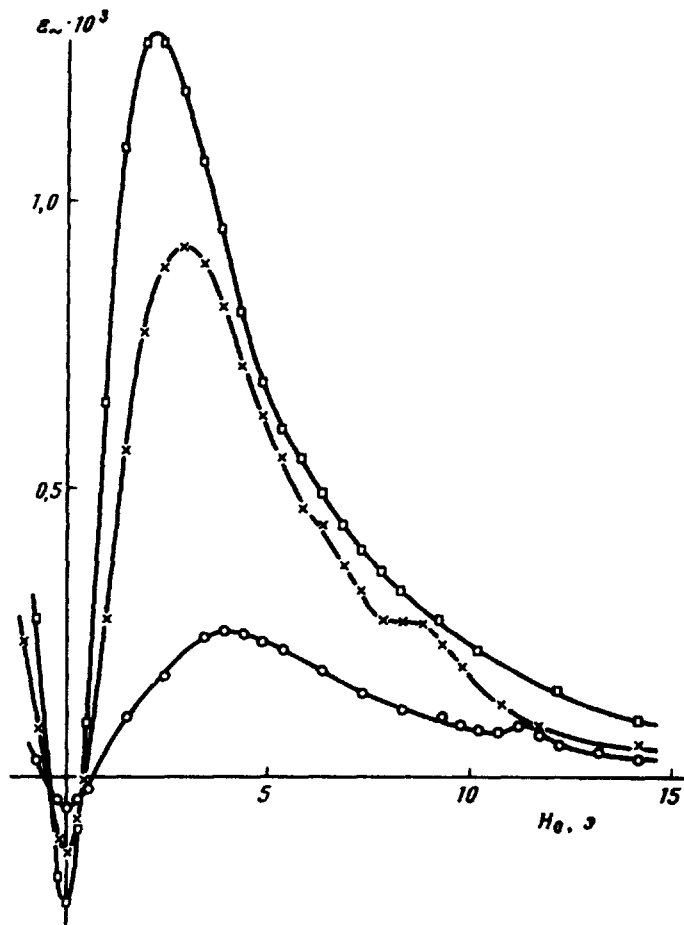


Рис. 2. Зависимость $\epsilon_{\omega} = f(H_{\omega})$ при $H_1 = 2,16 \text{ э}$,
 $p = 0,4 \text{ мм рт.ст.}$; $\square - f = 0,590 \text{ МГц}$, $\times - f = 1,225 \text{ МГц}$,
 $\circ - f = 1,700 \text{ МГц}$

на молекулах O_2 с $\sigma = \pm 1$. Из рисунка видно, что с увеличением f начинает проявляться второй максимум. Согласно (1) при определенных соотношениях между p , H_1 и f для молекулы O_2 (двухатомная молекула) должны наблюдаться два максимума, соответствующие $m_2 = 1$ и $m_2 = 2$. Из [2] следует, что такой характер резонанса (два максимума) связан с видом анизотропии неравновесной функции распределения в пространстве скоростей (v) и моментов (M) молекул, определяемой произведением $v[M]^2$, где $[M]^2$ — тензор второго ранга, составленный из компонент M . Сравнивая экспериментальные значения $(H_{\omega})_{\text{рез}} = 4,0 \text{ э}$ и $(H_{\omega})_{\text{рез}} = 11,3 \text{ э}$ с теоретическими значениями $(H_{\omega})_{\text{рез}} = 4,5 \text{ э}$ для $m_2 = 2$ и $(H_{\omega})_{\text{рез}} = 8,8 \text{ э}$ для $m_2 = 1$, полученными из (1) для условий опыта, заключаем, что первый максимум соответствует $m_2 = 2$, а второй — $m_2 = 1$.

Положение максимумов определяется не только частотой, но и амплитудой переменного поля и давлением, как это видно из рис. 3, на котором представлена зависимость ϵ_{ω} для различных $p = 0,1; 0,2 \text{ ж}$

0,4 мм рт.ст. при $H_1 = 2,16 \text{ э}$ и $f = 1,7 \text{ МГц}$. Экспериментальные значения для $(H_0)_{\text{рез}}$ в пределах ошибки эксперимента согласуются с теоретическими, рассчитанными из (1).

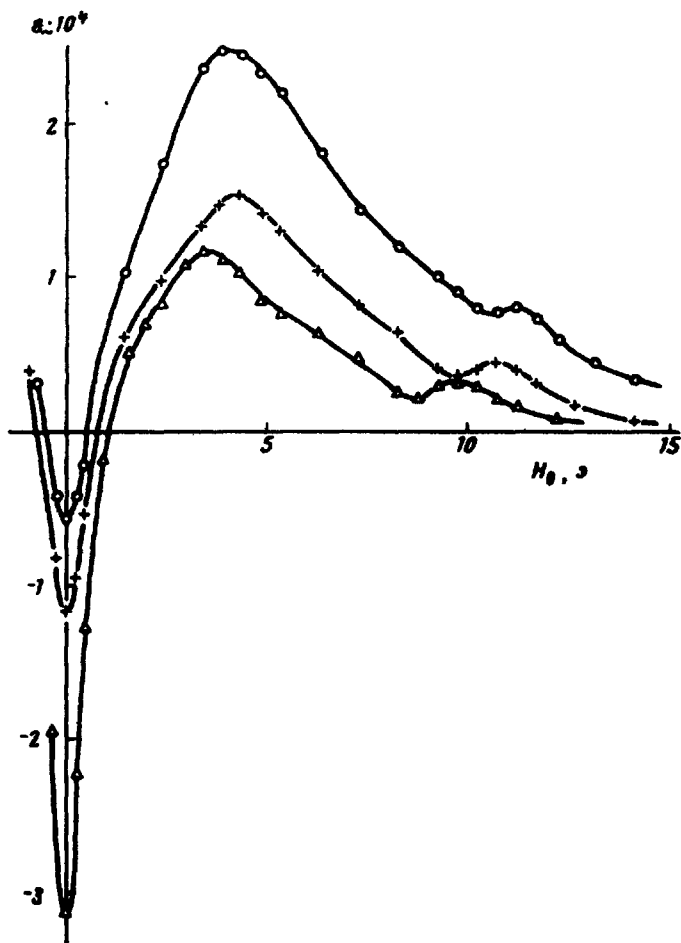


Рис. 3. Зависимость $\epsilon_{\omega} = f(H_0)$ при $H_1 = 2,16 \text{ э}$, $f = 1,7 \text{ МГц}$; $\circ - p = 0,4 \text{ мм рт.ст.}$, $\times - p = 0,2 \text{ мм рт.ст.}$, $\Delta - p = 0,1 \text{ мм рт.ст.}$

Из приведенных экспериментов можно также сделать вывод, что зависимость $(\epsilon_{\omega})_{\text{рез}}$ от (H_1/p) при фиксированном (ω/p) аналогична зависимости $\epsilon_{-} = f(H_0/p)$ (эффект Зенфтлибена). При фиксированном (H_1/p) величина $(\epsilon_{\omega})_{\text{рез}}$ монотонно убывает с ростом (ω/p) . Такое поведение $(\epsilon_{\omega})_{\text{рез}}$ согласуется с теоретическим, полученным из (1):

$$(\epsilon_{\text{рез}})_{m_2 \sigma} = - \Psi_{m_2} \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{m_2 \gamma_1 \sigma}{\lambda} \right)^2}{8 + 2 \left(\frac{\omega}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{m_2 \gamma_1 \sigma}{\lambda} \right)^2} .$$

Таким образом экспериментально наблюдаемая резонансная особенность поведения коэффициента теплопроводности O_2 находится в согласии с теорией. Это подтверждает правильность выбора использованной модели столкновений молекул.

Авторы выражают благодарность Л.Л.Горелику и Н.И.Николаеву за обсуждение работы и полезные советы, а также С.В.Сергееву за помощь в проведении экспериментов.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
10 января 1972 г.

Литература

- [1] S.Hess, L.Waldmann. Z.Naturforsch., 25a, 1365, 1970.
 - [2] В.Д.Борман, Б.И.Николаев, В.И.Троян. Письма в ЖЭТФ, 13, 311, 1971.
 - [3] S.Hess, L.Waldmann. Z.Naturforsch., 26a, 1057, 1971.
 - [4] G.W.Smith, G.G.Scott. Phys. Rev. Lett., 20, 1469, 1968.
 - [5] G.W.Smith, G.G.Scott. Phys. Rev., 188, 433, 1969.
 - [6] В.Д.Борман, Л.Л.Горелик, Б.И.Николаев, В.В.Синицын. Письма в ЖЭТФ, 5, 105, 1967.
 - [7] L.J.F.Hermans, J.M.Koks, A.F.Hengeveld, H.F.P. Кнаар. Physica, 50, 410, 1970.
-