Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 311 – 314 *20 марта 1971 г.*

О НЕКОТОРЫХ ДИСПЕРСИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.Д.Борман, Б.И.Николаев, В.И.Троян

В 1967 г. Скотт и др. [1] обнаружили, что нагретый цилиндр в молекулярном газе поворачивается при включении магнитного поля, направленного вдоль оси (эффект Скотта). Авторы работ [2, 3] показали, что зависимость угла поворота цилиндра от отношения H/p (H – напряженность поля, p – давление газа) определяется кинетическим коэффициентом, связывающим во втором приближении Чепмена – Энского тензор вязких напряжений со вторыми производными от температуры. В [4,5] исследована дисперсия (частотная зависимость) эффекта в параллельных постоянном и переменном магнитных полях. Показано, что в области малых величин постоянного поля частотная зависимость является монотонной аналогичной дисперсии эффекта Зенфтлебена [6]. При больших величинах постоянного поля частотная зависимость имеет максимум. В работе [7][1)] приведено рассмотрение дисперсии вязкости в параллельных полях. Однако авторы не дают объяснения выше отмеченных особенностей эффекта Скотта.

1) Авторы признательны Л.Л.Горелику, обратившему их внимание на эту работу.

В настоящей работе рассматривается поведение коэффициентов переноса непарамагнитных молекулярных газов в параллельных постоянном и переменном магнитных полях и дается объяснение указанным особенностям эффекта Скотта. Показывается, что число максимумов в частотной зависимости этого эффекта связано с видом анизотропии функции распределения в пространстве скоростей (v) и моментов (M) молекул.

Используя результаты работ [8, 9, 3] можно показать, что зависимости тензоров теплопроводности, вязкости и кинетического коэффициента, определяющего эффект Скотта, от величины постоянного поля (H_o), и амплитуды (H_1) и частоты (ω) переменного поля определяются выражениями

$$\bar{C}^{(2)}_{\ell m \ell' m} = \epsilon^2 \sum_{n_o n'_o n n'} B^{\ell m \ell' m}_{n_o n'_o} (I^{(1)})_{n_o n} (I^{(1)})_{n' n'_o} \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} K_{nn'} dt, \quad (1)$$

где

$$\hat{K}^{-1} = \frac{\partial}{\partial t} + (\gamma_o + \gamma_1 \cos \omega t) \frac{\partial}{\partial \phi_M} + \hat{I}^{(o)}, \quad (2)$$

$$\gamma_a = \frac{\mu_o}{\hbar} [g_\perp + (g_\parallel - g_\perp)\sigma^2] H_a, \qquad a = 0,1,$$

μ_o – ядерный магнетон, $g_\parallel$ и $g_\perp$ – компоненты тензора молекулярного g-фактора, соответствующие параллельному и перпендикулярному направлениям относительно оси симметрии молекулы, σ – косинус угла между осью и моментом вращения молекулы. Остальные обозначения аналогичны, введенным в работах [8, 9].

Действие оператора $\hat{K}$ на ψ_n представим в виде

$$\hat{K} \psi_n = Z_n(t) \psi_n. \quad (3)$$

Функция $Z_n(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{dZ_n}{dt} + \lambda_n Z_n + i m_2 (\gamma_o + \gamma_1 \cos \omega t) Z_n = 1. \quad (4)$$

Решая это уравнение и используя (3), получим выражение для $\Delta K_{nn'}$, зависящее от H_o, H_1, ω:

$$\Delta K_{nn'} = - \lambda_n^{-1} \sum_{m_1 + m_2 = m} C^{\ell m}_{\ell_1 m_1 \ell_2 m_2} C^{\ell' m}_{\ell_1 m_1 \ell_2 m_2} L_{m_2}, \quad (5)$$

$$L_{m_2} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{(k\omega + m_2\gamma_o)^2 - i(k\omega + m_2\gamma_o)^2 \lambda_n}{\lambda_n^2 + (k\omega + m_2\gamma_o)^2} J_k^2\left(\frac{m_2 \gamma_1}{\omega}\right).$$

Здесь $C^{\cdots}_{\cdots}$ – коэффициенты Клебша – Гордана, $J_k(x)$ – функция Бесселя.

Если величина амплитуды переменного поля мала ($m_2\gamma_1 << \omega$), то в выражении (5) можно ограничиться членами с $K = 0, \pm 1$. В этом случае число максимумов в частотной зависимости определяется значениями m_2, а, следовательно, значениями $\ell_2(|m_2| \leq \ell_2)$.

Рассмотрим более подробно частотную зависимость. Как это следует из (1), индексы ℓ_2 определяются правилами отбора для оператора $\hat{J}(N)$, описывающего "переходы" между сферически-симметричным распределением в пространстве M ($n_0 = 1m, 10, r_1 r_2$) и анизотропным распределением, описываемым функциями $\psi_{\ell_2} \sim \sum_{m_1+m_2} C^{1m}_{1m_1\ell_2 m_2} Y_{1m_1}(v)\, Y_{\ell_2 m_2}(M)$.

В случае простейших моделей матричные элементы отличны от нуля только при переходах в "состояния" с $\ell_2 = 1,2$ или 4 [10, 11]. Тогда зависимость $\mathrm{Im}\,\Delta\bar{C}^{(2)}_{11,11}$ ($\mathrm{Im}\,\Delta\bar{C}^{(2)}_{11,11}$ определяет нечетные по H_0 эффекты) от H_0, H_1 и ω имеет вид

$$\mathrm{Im}\,\Delta\bar{C}^{(2)}_{11,11} = \begin{cases} \dfrac{1}{2}\Lambda_1 F_1\,, & \text{при } \ell_2 = 1 \\[2mm] \Lambda_2\left[\dfrac{3}{10}F_1 + \dfrac{3}{5}F_2\right], & \text{при } \ell_2 = 2 \\[2mm] \Lambda_4\left[\dfrac{1}{12}F_1 + \dfrac{1}{6}F_2 + \dfrac{1}{4}F_3 + \dfrac{1}{3}F_4\right], & \text{при } \ell_2 = 4 \end{cases} \qquad (6)$$

$$F_{m_2} = \phi(\theta, m_2\xi, m_2\zeta) = \frac{(m_2\xi - \theta)}{1 + (m_2\xi - \theta)^2}\left(m_2\frac{\zeta}{\theta}\right)^2 + \frac{m_2\xi}{1 + (m_2\xi)^2},$$

$\theta = \omega/\beta_{10}$, $\xi = \gamma_0/\beta_{10}$, $\zeta = \gamma_1/\beta_{10}$ (β_{10} — частота столкновений). Условие резонанса для $\mathrm{Im}\,\Delta\bar{C}^{(2)}_{11,11}$ определяется соотношением

$$\omega_p = m_2\gamma_0 \pm \beta_{10}. \qquad (7)$$

Отсюда следует, что число максимумов в частотной зависимости эффекта определяется значениями m_2. Принимая во внимание результаты работы [12] для двухатомных молекул можно положить $\ell_2 = 2$ и в соответствии с (9) должны наблюдаться два максимума при $\omega = \gamma_0$ и $\omega = 2\gamma_0$, что согласуется с экспериментальными результатами на NO в работе [5]. Следует отметить, что в [5] авторы определяли молекулярный g-фактор ряда двухатомных молекул по резонансному пику, соответствующему удвоенной частоте прецессии. Однако из (9) видно, что частота прецессии в постоянном поле будет равна разности частот при $m_2 = 1$ и $m_2 = 2$.

Чтобы показать отсутствие резонансных особенностей при малых γ_0/β_{10} и произвольных значениях γ_1/β_{10} и ω/β_{10}, удобно искать приближенное решение уравнения (4) в виде

$$Z_n(t) = a_n + b_n \cos \omega t + c_n \sin \omega t. \tag{8}$$

Такое решение приводит к следующему выражению для

$$\operatorname{Im} \Delta L_{m_2} = -\beta_{10}^{-1} \frac{\frac{1}{2}(m_2\zeta)^2 m_2 \xi \left[3 + \theta^2 + \frac{1}{2}(m_2\zeta)^2 - (m_2\xi)^2\right]}{\left[1 + \theta^2 + \frac{1}{2}(m_2\zeta)^2 - 3(m_2\xi)^2\right]^2 + (m_2\xi)^2\left[3 + \theta^2 + \frac{1}{2}(m_2\zeta)^2 - (m_2\xi)^2\right]^2}. \tag{9}$$

Как видно из (11) при малых величинах ξ (что соответствует $a = H/H_0 < 1$ работы [5]) частотная зависимость эффекта носит монотонный характер и соответствует аналогичной зависимости при $\xi = 0$, обнаруженной в работе [6]. При больших ξ ($a > 1$) должны наблюдаться резонансные особенности в частотной зависимости. Следует отметить, что одно из условий резонанса в (11) предсказывает наличие максимума в области частот, бо́льших удвоенной частоты прецессии в постоянном поле. Из этого же выражения можно получить находящуюся в согласии с экспериментальными данными работы [5] зависимость амплитуды эффектов от ζ (β в [5]).

Таким образом. решение (11) дает зависимость, объясняющую качественно поведение эффекта при произвольных ξ и ζ.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
15 февраля 1971 г.

Литература

[1] G.G.Scott, H.W.Sturner, R.M.Williamson. Phys. Rev., 58, 117, 1967.

[2] A.C.Levi, J.J.M.Beenakker. Phys. Lett., 25A, 350, 1967.

[3] A.C.Levi, F.R.McCourt, J.Hadju. Physica, 42, 347, 1969.

[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, 4, 1967.

[7] F.R.McCourt, H.Moraal. Chem. Phys. Lett., 7, 123, 1970.

[8] Ю.Каган, Л.А.Максимов. ЖЭТФ, 51, 1893, 1966.

[9] В.Д.Борман, Л.А.Максимов, Б.И.Николаев. ЖЭТФ, 52, 1305, 1967.

[10] A.C.Levi, F.R.McCourt. Physica, 38, 415, 1968.

[11] S.Hess. Phys. Lett., 28A, 87, 1968.

[12] I.J.F.Hermans, J.M.Kons, H.F.P.Knaap, J.J.M.Beenakker. Phys.Lett., 30A, 139, 1969.