

ГОРЯЧИЙ МАГНОННЫЙ ЗВУК В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С. С. Рожков

Как установлено экспериментально в работах Самохвалова и др. [1, 2], спиновая подсистема ферромагнитного полупроводника, помещенного в электрическое поле, легко выводится из равновесия в результате взаимодействия с горячими электронами, причем нестационарные процессы в системе протекают довольно медленно. Теоретически разогрев электронов и магнонов в ферромагнитных полупроводниках рассматривался в работах [3, 4]. Согласно [3, 4], в стационарном состоянии магноны описываются планковской функцией распределения с магнонной температурой T_m , а распределение электронов может быть максвелловским с эффективной температурой T_e [3] либо давидовским (с соответствующими параметрами магнонной подсистемы) [4], при этом роль термостата с температурой T играют фононы. В данной работе рассмотрено распространение волн магнонной температуры в ферромагнитном полупроводнике. Эти волны аналогичны второму звуку в диэлектриках.

Будем исходить из неравновесного стационарного состояния ферромагнитного полупроводника, находящегося в электрическом поле, и проследим за нестационарным пространственно-неоднородным поведением магнонной подсистемы после выключения поля. Наиболее интенсивными будем считать четырех- и трехмагнонные столкновения, обеспечивающие планковский вид магнонной функции распределения N с температурой T_m [3, 4]. Полагаем также, что концентрация электронов n не очень велика ($n < 10^{16} \text{ см}^{-3}$), тогда релаксация магнонов будет происходить в основном за счет обменного магнон-фононного взаимодействия с участием одного фонона и четырех магнонов [3, 4]. Будем считать, что магнонный газ движется как целое со скоростью $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ такой, что

$$N(\omega_{\mathbf{q}} - \mathbf{q} \cdot \mathbf{u}) \simeq N_{\mathbf{q}}^0 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{u} \partial N_{\mathbf{q}}^0 / \partial \omega_{\mathbf{q}}.$$

Здесь $N_{\mathbf{q}}^0 = T_m / \omega_{\mathbf{q}}$, \mathbf{q} — импульс магнона, $\omega_{\mathbf{q}}$ — энергия магнона.

$$\omega_{\mathbf{q}} = 2\mu_B H + J_0 S \left(z - \sum_{\Delta} e^{i\mathbf{q} \cdot \Delta / \hbar} \right), \quad (1)$$

где μ_B — магнетон Бора; J_0 — интеграл прямого обмена между магнитными ионами; S — спин магнитного иона ($2S \gg 1$); z — число ближайших соседей (далее $z=6$); Δ — вектор, направленный из данного узла к ближайшему соседу; \mathbf{H} — магнитное поле (обычно $2\mu_B H \ll zSJ_0$). Заметим, что при высокой температуре T_m может стать существенной перенормировка $\omega_{\mathbf{q}}$, обусловленная магнон-магнонным взаимодействием [5]. Итак, с учетом сказанного находим из кинетического уравнения для магнонов уравнения баланса энергии и импульса

$$\frac{\partial T_M}{\partial t} + \alpha \nabla (\mathbf{u} T_M) = - \frac{T_M - T}{\tau_{mp}^0} \left(\frac{T_M}{T} \right)^3, \quad (2)$$

$$\alpha \nabla T_M + \frac{\beta}{c_s^2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u} T_M) = - \frac{\mathbf{u} m_s}{\tau_{mp}''} \left(\frac{T_M}{T} \right)^3. \quad (3)$$

Здесь

$$\alpha = \frac{1}{\pi^3} \int_0^{\pi} dx \int_0^{\pi} dy \int_0^{\pi} dz \frac{x \sin x}{\Omega} \simeq 0.37, \quad \beta = \frac{1}{\pi^3} \int_0^{\pi} dx \int_0^{\pi} dy \int_0^{\pi} dz \frac{x^2}{\Omega^2} \simeq 0.46,$$

$\Omega = 3 - \cos x - \cos y - \cos z$; a — постоянная решетки; $c_0 = \hbar/am_S$, $m_S \equiv \hbar^2/2J_0Sa^2$ — «масса» магнона; τ_{mp}^0 , τ_{mp}^p — времена магн-фононной релаксации по энергии и импульсу

$$\tau_{mp}^0 = \frac{4\pi}{\chi} \frac{\hbar^4 \rho u_l^5}{S J_0^2 T^2}, \quad \tau_{mp}^p = \frac{3m_S u_l^2}{T} \tau_{mp}^0,$$

где ρ — плотность кристалла; u_l — скорость звука; χ — число, зависящее от констант магн-фононного взаимодействия (можно считать, что χ определяется из эксперимента). Для $T=38$ К, $J_0=3 \cdot 10^{-4}$ эВ, $S=7/2$, $a=5$ Å и $\chi=1$ $\tau_{mp}^0 \sim 10^{-4}$ с ($m_S u_l^2/T \sim 10$). Отметим, что при сильном разогреве магнонов правая часть (3) содержит еще одно слагаемое, пропорциональное $T_m - T$, однако величие его качественно не влияет на результаты.

Чтобы понять характер решений уравнений (2), (3), рассмотрим случай слабого разогрева магнонов $T_m = T(1 + \sigma)$, где $\sigma \ll 1$. В этом случае легко находим уравнение для σ

$$\partial^2 \sigma / \partial t^2 - v_h^2 \nabla^2 \sigma + \omega_g^2 \tau = -\gamma_+ (\partial \sigma / \partial t), \quad (4)$$

где

$$v_h = \frac{a}{\beta^{1/2}} c_0 \approx 0.55 c_0, \quad \omega_g^2 = \frac{1}{\tau_{mp}^0 \tau_{mp}^1}, \quad \gamma_{\pm} = \frac{1}{\tau_{mp}^0} \pm \frac{1}{\tau_{mp}^1}, \quad \tau_{mp}^1 = \tau_{mp}^p \beta \frac{T}{m_S c_0^2}.$$

Уравнение (4) описывает затухающие волны с затуханием $\gamma_+/2$ и частотой $\omega = v_h k (1 - k_c^2/k^2)^{1/2}$, где k — волновое число, $k_c^2 = \gamma_+^2/4v_h^2$. Для $k^2 \gg k_c^2$ — это волны звукового типа, распространяющиеся со скоростью v_h . Для $m_S = 200 m_0$ (масса электрона) $v_h = 6 \cdot 10^4$ см/с. Волны магнонной температуры будем называть горячим магнонным звуком, чтобы отличать их от рассмотренных ранее температурных волн в ферродиэлектриках при низких температурах [6], скорость которых равна

$$v_2 = \left(\frac{5}{3} \frac{\zeta(5/2)}{\zeta(3/2)} \frac{T}{m_S} \right)^{1/2} \approx \left(0.91 \frac{T}{m_S} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

При $T=38$ К $v_2 = 2.6 \cdot 10^5$ см/с. В отличие от v_2 скорость v_h не зависит от температуры решетки. Заметим еще, что в рассматриваемой ситуации T с точностью до размерного множителя представляет собой размагниченность M_m [5]

$$M_m = \frac{2\mu_B}{V} \sum_{\mathbf{q}} N_{\mathbf{q}}^0 \approx \frac{2\mu_B}{a^3} \frac{1.5T_M}{\Theta_C}, \quad (6)$$

где $\Theta_C = zSJ_0$ — характерная энергия системы, равная по порядку величины температуре Кюри. Таким образом, горячий магнонный звук — это волны размагниченности.

В случае сильного разогрева магнонов имеет место нелинейный режим распространения магнонного звука. Особенностью его является неэкспоненциальная релаксация магнонной подсистемы к равновесию. Это следует из уравнения (2) в пространственно-однородном случае. Для простоты приведем решение (2) для $T_m \gg T$

$$T_M(t) = T_M(0) \left[1 + 3 \left(\frac{T_M(0)}{T} \right)^3 \frac{t}{\tau_{mp}^0} \right]^{-1/3}. \quad (7)$$

Таким образом, на начальном этапе релаксации T_m довольно медленно стремится к T , и лишь на заключительном этапе релаксации это стремление становится экспоненциальным с характерным временем τ_{mp}^0 . Это время само по себе достаточно велико, а значит, имеются благоприятные условия для распространения волн размагниченности как в линейном, так и в нелинейном режимах. Аналитическое решение (2) и (3) в случае сильного разогрева магнонов найти не удастся, однако их численное решение и эксперимент могут восполнить этот пробел.

Я благодарю О. Г. Вихляя за вычисление интегралов α и β .

- [1] Самохвалов А. А., Осипов В. В., Калинин В. Т., Аминов Т. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. № 6. С. 413—416.
 [2] Самохвалов А. А., Осипов В. В., Иваев А. Т., Калинин В. Т., Аминов Т. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 10. С. 658—661.
 [3] Коренблит И. Я., Танхилевич Б. Г. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 1. С. 62—71.
 [4] Рожков С. С., Семчук А. Ю. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 7. С. 1913—1916; 1982. Т. 24. № 10. С. 3056—3060.
 [5] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с.
 [6] Гуржи Р. Н. // ФТТ. 1965. Т. 7. № 12. С. 3515—3521.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
22 августа 1988 г.

УДК 535.375 : 536.42

Физика твердого тела, том 31, в. 5, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ Gd^{3+} НА СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В СЛОИСТОМ $Cs-Dy$ ДВОЙНОМ МОЛИБДАТЕ

В. И. Фомин, В. П. Гнездилов,
В. В. Еременко, Н. М. Нестеренко

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) кристаллов $CsDy(MoO_4)_2$ и $CsDy_{0.93}Gd_{0.07}(MoO_4)_2$ исследовались в широкой области температур 300—4.2 К с использованием двойного монохроматора «Раманог» и аргонового лазера в качестве источника излучения. Стабилизация температуры в области фазовых переходов обеспечивалась с точностью ± 0.2 К. По рентгеновским данным, предельным компонентам $CsDy(MoO_4)_2$ и $CsGd(MoO_4)_2$ при комнатной температуре соответствует пространственная группа D_{3h}^3 [1].

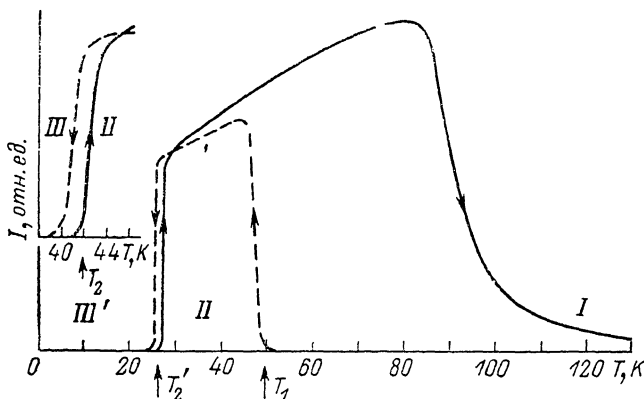


Рис. 1. Экспериментально наблюдаемая зависимость интенсивности линии I с частотой 8.2 см^{-1} в спектре КРС кристалла $CsDy_{0.93}Gd_{0.07}(MoO_4)_2$ от температуры.

На вставке — для кристалла $CsDy(MoO_4)_2$. Штриховая линия — охлаждение, сплошная — нагрев.

Проведенные тщательные поляризационные измерения спектров КРС в $CsDy(MoO_4)_2$ и $CsDy_{0.93}Gd_{0.07}(MoO_4)_2$ показали, что при охлаждении вплоть до 50 К спектры двух соединений идентичны, т. е. колебательный спектр кристалла с примесью Gd^{3+} проявляет однодородное поведение. Сопоставление спектров КРС с результатами фактор-группового анализа в приближении позиционной симметрии для пространственной группы D_{3h}^3 привело к следующим выводам.