

- [1] Асадуллаев Н. А., Брандт Н. Б., Власенко В. А., Козлов С. Н., Чудинов С. М. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 9, с. 429—431.
 [2] Асадуллаев Н. А., Брандт Н. Б., Козлов С. Н., Чудинов С. М., Поспелов В. В. ФТТ, 1987, т. 29, № 5, с. 1364—1370.
 [3] Asadullayev N. A., Brandt N. B., Chudinov S. M., Kozlov S. N., Ciric I. Sol. St. Commun., 1987, vol. 61, N 9, p. 511—514, 1987, vol. 61, N 9, p. 515—518.
 [4] Нгуен В. Л., Спивак Б. З., Шкловский Б. И. ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 11, p. 1770—1784.
 [5] Асадуллаев Н. А., Брандт Н. Б., Чудинов С. М. ФТТ, 1987, т. 29, № 11, с. 3315—3319.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
28 октября 1987 г.

УДК 537.874.72

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

О РОЛИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПОГЛОЩЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. П. Семиноженко, Д. В. Филь

Известно, что наличие в ферромагнитном полупроводнике (ФМП) сильного $s-d$ -обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными спинами определяет эффективное поглощение высокочастотного (ВЧ) электрического поля [1, 2]. Для реализации этого эффекта, как показано в [1, 2], необходимо выполнение ряда существенных ограничений на параметры ФМП. Так, в частности, в вырожденных ФМП сильное поглощение ВЧ поля сантиметрового диапазона может реализоваться лишь в образцах с $\mu > \Delta/2$ (μ — энергия Ферми, Δ — энергетическая щель между спиновыми подзонами в электронной подсистеме). Такое соотношение между параметрами ФМП реально выполнимо лишь в легированных образцах с проводимостью p -типа. Но в таких ФМП ввиду малой константы $s-d$ -обменного взаимодействия эффект поглощения поля сильно подавлен. Трудностей подобного рода удалось бы избежать, если были бы найдены условия реализации этого эффекта в ФМП с $\mu < \Delta/2$ (т. е., когда электроны проводимости имеются только в нижней спиновой подзоне).

Для нахождения таких условий, с одной стороны, представляет интерес рассмотреть поглощение ВЧ поля с учетом наряду с обменными релятивистских трехчастичных процессов электрон-магнонных взаимодействий с переворотом спина электрона [3]. Эти процессы определяют новый канал поглощения квантов ВЧ поля, который может оказаться основным в том случае, когда известные [1, 2] каналы малоэффективны. С другой стороны, следует рассмотреть иной диапазон частот, а именно, $\Omega \sim \Delta$, поскольку в этом случае становятся возможны процессы электрон-магнонных взаимодействий с изменением энергии электрона на величину порядка Δ . Этот диапазон представляет существенный интерес еще и потому, что поглощение квантов поля такой частоты может вызывать смещение края оптического поглощения в инфракрасную область. К тому же для электрического поля с частотой $\Omega \sim 10^{13} \div 10^{14}$ с⁻¹ в ФМП легко выполняется условие применимости теории квантового поглощения [4, 5] ($\Omega\tau \gg 1$, где τ — время релаксации электронов).

Кинетические уравнения для электронов проводимости в ВЧ электрическом поле с учетом обменных и релятивистских трехчастичных электрон-магнонных взаимодействий, следуя [5], можно получить в виде

$$\frac{\partial f_p^\uparrow}{\partial t} = 2\pi \sum_{nq} J_n^2 \left(\frac{eE_q}{m\Omega^2} \right) [|\psi_q^\uparrow|^2 \{ (1 - f_p^\uparrow) f_{p+q}^\downarrow (1 + N_q) - f_p^\uparrow (1 - f_{p+q}^\downarrow) N_q \} \delta(\varepsilon_p^\uparrow - \varepsilon_{p+q}^\downarrow + \omega_q + n\Omega) + |\psi_q^\downarrow|^2 \times \times \{ (1 - f_p^\uparrow) f_{p-q}^\downarrow N_q - f_p^\uparrow (1 - f_{p-q}^\downarrow) (1 + N_q) \} \delta(\varepsilon_p^\uparrow - \varepsilon_{p-q}^\downarrow - \omega_q + n\Omega)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_p^\downarrow}{\partial t} = 2\pi \sum_{nq} J_n^2 \left(\frac{eE_q}{m\Omega^2} \right) [|\psi_q^\uparrow|^2 \{ (1 - f_p^\downarrow) f_{p-q}^\uparrow N_q - f_p^\downarrow (1 - f_{p-q}^\uparrow) (1 + N_q) \} \delta(\varepsilon_p^\downarrow - \varepsilon_{p-q}^\uparrow - \omega_q + n\Omega) + |\psi_q^\downarrow|^2 \times \times \{ (1 - f_p^\downarrow) f_{p+q}^\uparrow (1 + N_q) - f_p^\downarrow (1 - f_{p+q}^\uparrow) N_q \} \delta(\varepsilon_p^\downarrow - \varepsilon_{p+q}^\uparrow + \omega_q + n\Omega)], \quad (2)$$

где f_p^σ , N_q , ε_p^σ , ω_q — соответственно функции распределения и спектры электронов и магнов, ψ_q^σ , ψ_q^τ — амплитуды взаимодействий, вид которых дан в [3].

Коэффициент поглощения λ будем вычислять, исходя из «скорости набора энергии электронами». Поскольку для разумных значений E в рассматриваемом частном диапазоне всегда выполняется неравенство $eE_q/m\Omega^2 \ll 1$, представляет интерес рассматривать лишь одноквантовое поглощение (первый член разложения функций Бесселя в (1), (2)). В вырожденном случае имеем

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_r, \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_e \\ \lambda_r \end{array} \right\} = \frac{J^2 S e^2 a^3}{3 (2\pi)^3 \Omega^3 c} \int_0^\infty q^3 dq \left\{ \begin{array}{l} |u_q|^2 \\ |v_q|^2 \end{array} \right\} \left[\left\{ \begin{array}{l} 1 + N_q \\ N_q \end{array} \right\} ((\mu + \Omega - \varepsilon_1) \theta(\mu + \Omega - \varepsilon_1) - (\mu - \varepsilon_1) \theta(\mu - \varepsilon_1)) + \left\{ \begin{array}{l} N_q \\ 1 + N_q \end{array} \right\} ((\mu - \varepsilon_2) \theta(\mu - \varepsilon_2) - (\mu - \Omega - \varepsilon_2) \theta(\mu - \Omega - \varepsilon_2)) \right].$$

Здесь J — константа s - d -обменного взаимодействия; S — величина локализованного спина; a — постоянная решетки; u_q , v_q — коэффициенты преобразования Боголюбова [6]; c — скорость света; $\varepsilon_{1,2} = -\Delta/2 + m(q^2/2m + \Delta \pm \Omega)^2/2q^2$, учтено также, что $\omega_q \ll \Delta$.

Для определенности приведем ответ для случая, когда обменные и релятивистские электрон-магнонные взаимодействия дают сравнимый вклад в кинетику электронов. Так, для ФМП с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» при $\beta M_0 > H > \Theta_c a^2 m \Delta$ (β — константа анизотропии, M_0 — намагниченность насыщения, H — внешнее магнитное поле, Θ_c — температура Кюри) имеем

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_e \\ \lambda_r \end{array} \right\} = \frac{J^2 S e^2 a^3 m^2}{9\pi^2 \Omega^3 c} \sqrt{\frac{\beta M_0}{H}} \left[\left\{ \begin{array}{l} 1 + N_0 \\ N_0 \end{array} \right\} (r_1^2 - r_3^2) + \left\{ \begin{array}{l} N_0 \\ 1 + N_0 \end{array} \right\} (r_2^2 - r_4^2) \right], \quad (4)$$

$$r_1 = \sqrt{(\mu + \Omega + \Delta/2)(\mu - \Delta/2)} \theta(\mu - \Delta/2),$$

$$r_{2,3} = \sqrt{(\mu + \Delta/2)(\mu \mp \Omega - \Delta/2)} \theta(\mu \mp \Omega - \Delta/2),$$

$$r_4 = \sqrt{(\mu - \Omega + \Delta/2)(\mu - \Delta/2)} \theta(\mu - \Omega + \Delta/2) \theta(\mu - \Delta/2),$$

$$N_0 = [\exp(\mu_B \sqrt{\beta M_0 H/T}) - 1]^{-1},$$

μ_B — магнетон Бора.

Как следует из ответа (4), поглощение ВЧ поля будет наблюдаться не только с ФМП с $\mu > \Delta/2$, но и при $\Delta/2 - \Omega < \mu < \Delta/2$. Приведем значения коэффициента поглощения для ФМП с такими параметрами в двух предельных случаях. В случае высоких ($T \gg \mu_B \sqrt{\beta M_0 H}$) температур

$$\lambda_e = \lambda_r = \frac{J^2 S e^2 a^3 m^2 T}{9\pi^2 \Omega^3 \mu_B H c} (\mu + \Delta/2)^{3/2} (\mu - \Delta/2 + \Omega)^{3/2}. \quad (5)$$

При низких ($T \ll \mu_B \sqrt{\beta M_0 H}$) температурах

$$\lambda_r = \frac{J^2 S e^2 a^3 m^2}{9\pi^2 \Omega^3 c} \sqrt{\frac{\beta M_0}{H}} (\mu + \Delta/2)^{3/2} (\mu - \Delta/2 + \Omega)^{3/2}. \quad (6)$$

Значение λ_e в этом случае экспоненциально мало ($\sim \exp(-\mu_B \sqrt{\beta M_0 H/T})$).

Таким образом, как видно из (5), (6), релятивистские электрон-магнитные взаимодействия могут давать сравнимый вклад в коэффициент поглощения поля. Более того, в случае низких температур в ФМП с интересующими нас параметрами ($\mu < \Delta/2$) именно эти взаимодействия определяют довольно сильное поглощение ВЧ электрического поля. Так, например, для ФМП с параметрами $\Delta \sim 10^{-13}$ эрг, $\mu \sim 10^{-14}$ эрг, $a \sim 10 \text{ \AA}$ оценки дают величину коэффициента поглощения поля (6) с $\Omega \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\lambda_r \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Сапогов С. А., Семиноженко В. П. ФТТ, 1982, т. 24, № 5, с. 1478—1479.
 [2] Гринев Б. В., Сапогов С. А. ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 2168—2170.
 [3] Барьяхтар В. Г., Семиноженко В. П., Филь Д. В., ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1788—1792.
 [4] Эпштейн Э. М. Изв. вузов, сер. Радиофизика, 1975, т. 18, № 6, с. 785—811.
 [5] Semnozhenko V. P. Phys. Rep., 1982, vol. 91, N 3, p. 103—182.
 [6] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 386 с.

НПО «Монокристаллреактив»
Харьков

Поступило в Редакцию
29 октября 1987 г.

УДК 537.226

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ФАЗОВАЯ p, T, x -ДИАГРАММА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ($\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}$) $_2\text{P}_2\text{Se}_6$ С НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗОЙ

П. П. Гуранич, Е. И. Герзанич, В. С. Шуста, А. Г. Сливка

Кристаллы $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ и твердые растворы на их основе являются сегнетоэлектрическими материалами с несоизмерной фазой [1]. В $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ реализуется фазовый переход первого рода (сегнетоэлектрическая—несоизмерная фазы) при температуре $T_c = 193 \text{ К}$ и фазовый переход второго рода (несоизмерная—параэлектрическая фазы) при температуре $T_i = 224 \text{ К}$. Изоморфное замещение ионов Sn на Pb смещает T_c и T_i в область низких температур с одновременным увеличением температурного интервала существования несоизмерной фазы [2].

В настоящей работе исследованы температурные и барические зависимости диэлектрической проницаемости ϵ , тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ и пироточки кристаллов $(\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x})_2\text{P}_2\text{Se}_6$. На основании полученных результатов построена p, T, x -диаграмма.

Исследования ϵ , $\text{tg } \delta$ и пироточек проводились в малогабаритной камере фиксированного гидростатического давления [3]. Давление в камере измерялось с помощью манганинового манометра, а температура — медь-константановой термопарой. Контакты из серебряной пасты для электрических измерений наносились на плоскости образцов, перпендикулярные полярному направлению [100]. Спонтанная поляризация P_s определялась по кривым пирозлектрического тока в предварительно монодоменизированных образцах, а измерение ϵ и $\text{tg } \delta$ осуществлялось с помощью моста переменного тока Р5016 на частоте 1 кГц.

На рис. 1 представлены результаты исследования спонтанной поляризации кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ и $(\text{Pb}_{0.20}\text{Sn}_{0.80})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ в области сегнетоэлектрического фазового перехода. Видно, что для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ в области T_c имеет место скачок ΔP_s , характерный для фазового перехода первого рода.