Письма в ЖЭТФ, том 15, вып 1, стр. 48 – 52 5 января 1972 г.

ВЛИЯНИЕ ГИГАНТСКОГО ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ПРОВОДНИКА

Э.Л. Нагаев, В.Г. Полников

В этой работе будет показано, что внешнее магнитное поле может аномально сильно влиять на диэлектрическую проницаемость электронов проводимости $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$ в антиферромагнитном полуметалле или сильно легированном полупроводнике. Считается, что магнитные свойства кристалла, в основном, обусловлены локализованными моментами магнитных атомов, а не электронами проводимости (s-d-модель). Из-за обменного взаимодействия с локализованными моментами состояние электронов проводимости сильно зависит от характера и степени магнитного упорядочения кристалла, которые можно менять внешним магнитным полем.

У многих магнитных проводников ширина зоны проводимости W намного превышает произведение $s-d$-обменного интеграла A на спин магнитного атома S. Согласно [1] в главном приближении по AS/W появление у кристалла среднего момента $\bar{S}$ вызывает сдвиг уровня электрона проводимости с проекцией спина σ на величину $AS\sigma$. Средний момент $\bar{S}$ антиферромагнетика в поле определяется из условия минимума полной энергии системы. Она при достаточно малых концентрациях электронов n складывается из энергии обмена локализованных моментов $\sim kT_N \cos 2\theta$ и энергии этих моментов в поле $\sim \mu H \cos\theta$, где T_N – температура Нееля, μ – магнетон Бора, 2θ – угол между моментами подрешеток антиферромагнетика (поле перпендикулярно вектору антиферромагнетизма, так что $\bar{S} = S\cos\theta$).

Из сказанного следует, что $\bar{S} \sim \mu HS/kT_N$, так что расщепление электронных уровней по спину оказывается здесь $\sim (AS/kT_N)\mu H$, что на несколько порядков превышает обычное зеемановское расщепление μH. Действительно, согласно [2] для всех без исключения магнитных материалов энергия AS порядка атомной, т.е. как минимум, составляет несколько десятых электронвольта, а во многих случаях и несколько электронвольт. В то же время kT_N – величина второго порядка малости по перекрытию d-функций соседних магнитных ионов, и потому ее типичное значение $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ *эв* [2].

При малых n, если фермиевская энергия электронов проводимости $E_F \lesssim AS$ описанный выше гигантский эффект Зеемана (ГЭЗ) может привести к полной поляризации электронов по спину даже в умеренных полях

$$H \lesssim H_N = \frac{kT_N}{\mu} << \frac{E_F}{\mu}$$

В случае обычных антиферромагнетиков поле схлопывания подрешеток $H_N \lesssim 10^5$ *э*, но в случае метамагнетиков оно может быть всего лишь $\sim 10^3$ *э* [1]. Так как при таких полях число электронов с $\sigma = \frac{1}{2}$ вдвое превышает число электронов с тем же σ при $H = 0$, то существенно возрастает и их кинетическая энергия на поверхности Ферми $E_F(H)$, что сильно сказывается на $\epsilon(\mathbf{k},\omega)$. Особенно интересна ситуация в случае энергетических зон с сильной непараболичностью или с несколькими близкими друг к другу экстремумами. Магнитным полем в этом случае можно существенно уменьшить плазменную частоту ω_p и, соответственно, изменить знак $\epsilon(\mathbf{k},\omega)$ в определенном интервале частот $\omega \approx \omega_p$, сделав проводник прозрачным для электромагнитных волн в этом интервале. Магнитное поле существенно влияет также на радиус экранирования в антиферромагнетике.

Считается, что частота столкновений электрона с дефектами намного превышает Ларморову частоту, но мала по сравнению с $E_F/\hbar$. Это дает возможность не учитывать вызванной полем анизотропии $\epsilon(\mathbf{k},\omega)$ и квантования электронных орбит.

Исходное выражение для $\epsilon(\mathbf{k},\omega)$ имеет стандартный вид:

$$\epsilon(\mathbf{k},\omega) = 1 - \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0 k^2} \sum_{p,\sigma} \frac{n_{p+k,\sigma} - n_{p,\sigma}}{\omega_{p+k,p} - \omega - i\delta}. \qquad (1)$$

Здесь $\omega_{p+k,p} = E_{p+k} - E_p$ и E_p – энергия электронов, которая, в предположении $p_F/m \gg a\omega$, с учетом непараболичности дается выражением:

$$E_p = \frac{p^2}{2m}(1 + \beta p^2), \qquad (2)$$

где m – эффективная масса электрона, $n_{p\sigma}$ – фермиевская функция распределения электронов с энергиями $E_{p\sigma} = E_p - AS_\sigma$ при $T=0$, p_F – фермиевский импульс при $H=0$, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость кристалла без учета электронов проводимости, a – постоянная решетки. При написании (2) отброшены члены $\sim(AS)^2/W$.

Оставляя лишь линейные по β p_F^2 члены, из (1) и (2) получаем:

$$\epsilon(k,\omega) = 1 - \frac{\omega_p\left[1 + \frac{3}{5}\beta\Pi_F^2\right]}{\omega^2}\left[1 + \frac{k^2\beta\left[1 + \frac{3}{10}\Pi_F^2/m^2\omega^2\beta\right]}{1 + \frac{3}{5}\beta\Pi_F^2}\right], \qquad (3)$$

где $\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n}{\epsilon_0 m}\right)^{1/2}$ – ленгмюровская частота; $\Pi_F^2 = \frac{p_{F_+}^5 + p_{F_-}^5}{p_F^3}$

и p_{F_+} и p_{F_-} – фермиевские импульсы для электронов с $\sigma = 1/2$ и $\sigma = -$

Зависимость $p_{F_\pm}$ от магнитного поля, с учетом (2) дается выражением:

$$p_{F_\pm} = \left(\frac{\sqrt{1 + 8m\beta(E_F' \pm AS/2)}}{2\beta} - 1\right)^{1/2} \qquad (4)$$

Здесь E_F' – уровень Ферми в поле H, отсчитанный от дна зоны при $H=0$. Зависимость E_F' от H определяется из условия сохранения числа электронов:

$$p_{F_+}^3 + p_{F_-}^3 = 2p_F^3. \qquad (5)$$

Таким образом, согласно (3) эффективная плазмонная частота при $k = 0$ с учетом ГЭЗ зависит от внешнего поля H по закону:

$$\tilde{\omega}_p(H) = \omega_p \left[1 + \frac{3}{10}\beta \Pi_F^2\right] . \qquad (6)$$

Согласно (5) в критическом поле H_c при котором все электроны оказываются полностью поляризованными по спину, $p_{F_+} = 2^{1/3} p_F$. С учетом этого из (6) следует, что максимальный сдвиг плазмонной частоты в поле при $\beta p_F^2 << 1$ составляет $0{,}6(2^{2/3} - 1)\beta p_F^2$. Из общих свойств электронного спектра вытекает, что $\beta < 0$. Таким образом, плазмонная частота с ростом поля убывает. Если выбрать для оценки значение $\beta p_F^2 = 0{,}3$ при $n = 10^{20} см^{-3}$, то этот сдвиг $\approx 10\%$. Такая оценка возможной амплитуды эффекта вряд ли завышена, так как известны полупроводники со степенью непараболичности на несколько порядков больше (например, InSb /3/).

Если наряду с главным минимумом зоны имеется другой минимум, близкий к главному по энергии, то магнитным полем можно вызвать переход электронов из главного минимума во вспомогательный, что тоже отразится на величине $\tilde{\omega}_p$. Уменьшение $\tilde{\omega}_p$ в магнитном поле согласно формуле (3) вызывает рост $\epsilon(0, \omega)$. В частности, в определенном интервале частот ω магнитное поле может изменить знак $\epsilon(0,\omega)$ с отрицательного на положительный. Тем самым, если при $H = 0$ проводник был непрозрачен для поля с частотой $\approx \tilde{\omega}_p(0)$, то в поле он ставится прозрачным. Иными словами, магнитным полем можно управлять прохождением электромагнитных волн через проводник.

Магнитное поле меняет и закон дисперсии для плазмонов. В случае сильной непараболичности, когда $\beta p_F^2 >> (E_F/\omega_p)^2$, из (3) получается, что ГЭЗ приводит к относительно сильному сдвигу ленгмюровской частоты $\tilde{\omega}_p$ и к слабому уменьшению эффективной массы плазмона. В случае слабой непараболичности, когда $(E_F/\omega_p)^2 >> \beta p_F^2$, сдвиг ленгмюровской частоты вследствие ГЭЗ, отсутствует, но эффективная масса плазмона в поле H_c уменьшается в $2^{2/3}$ раза по сравнению с массой при $H = 0$.

Как следует из формулы (3), даже при $\beta = 0$ радиус экранирования оказывается существенно зависящим от магнитного поля. При H_c он превышает радиус экранирования при $H = 0$ в $2^{1/3}$ раза. Это может привести к ряду интересных физических эффектов. В частности, увеличение радиуса экранирования в сильно легированном полупроводнике может привести к переходу его из проводящего в изолирующее состояние. Для этого требуется, чтобы концентрация носителей в нем лишь не намного превышала то критическое значение, при котором в отсутствие поля происходит коллективизация дефектов с образованием примесной зоны. Включение поля, приводя к увеличе-

нию радиуса потенциала дефекта, может сделать стабильным состояние, когда каждый электрон сидит на своем атоме, и примесная зона отсутствует. Разумеется, из-за хаотичности распределения примеси вряд ли можно ожидать, что переход в изолирующее состояние под действием поля будет резким.

Поступила в редакцию
17 сентября 1971 г.
После переработки
9 ноября 1971 г.

Литература

[1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. М., Изд. Наука, 1971
[2] Д. Маттис. Теория магнетизма. М., Изд. Мир, 1967.
[3] Б.М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., Изд. Наука, 1971.