

ОБ ИЗМЕНЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЛЯХ В ГЕРМАНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Л. Кононенко, В.Н. Мурзин

Рассмотрена форма электронно-дырочных капель (ЭДК) в магнитном поле. Показано, что наличие рекомбинационного намагничивания приводит к новому механизму неустойчивости ЭДК при увеличении их размеров. По спектрам магнитоплазменного поглощения впервые получена количественная информация об увеличении плотности частиц в ЭДК в Ge с $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $3,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в полях $H \parallel [111]$ до 40 кэ.

Изучение плазменного резонанса в системе электронно-дырочных капель (ЭДК) дает возможность непосредственно следить за концентрацией частиц в электронно-дырочной жидкости как в обычных условиях [1], так и при различных внешних воздействиях, в частности, в маг-

нитном поле. Такие данные имеют фундаментальное значение для понимания природы и свойств конденсированного состояния экситонов. При количественной интерпретации спектров магнитоплазменного резонанса (МПР) в ЭДК существенным, однако, оказывается вопрос о форме капель в магнитном поле. Этот вопрос, имеющий и самостоятельный интерес, до сих пор не рассматривался.

В настоящей работе проанализирована форма ЭДК в магнитном поле в зависимости от соотношения между силами поверхностного натяжения и пондеромоторными силами, связанными с рекомбинационным намагничиванием ЭДК. Показано, что наличие рекомбинационного намагничивания приводит к новому механизму неустойчивости ЭДК при увеличении их размеров. На основе теории, учитывающей изменение ЭДК в магнитном поле, по спектрам МПР впервые получена количественная информация об изменении плотности частиц в ЭДК в магнитных полях $H \parallel [111]$ до 40 кэ.

Можно показать, что в случае капли, имеющей форму, отличную от сферической, например, форму эллипсоида вращения вокруг $H \parallel [100]$, $[111]$, спектральная зависимость коэффициента магнитоплазменного поглощения ЭДК имеет вид:

$$a(\omega) \sim \omega \operatorname{Im} \left\{ \frac{\tilde{\epsilon} - 1}{4\pi + L(\tilde{\epsilon} - 1)} \right\}. \quad (1)$$

Здесь $\tilde{\epsilon}(\omega)$ — отношение диэлектрической проницаемости вещества ЭДК и решетки Ge [2], а L — дёполяризующий фактор ЭДК в направлении электрического поля волны, характеризующий влияние формы капли на магнитоплазменный резонанс.

В отсутствие неоднородных деформаций в кристалле форма ЭДК, помещенных в магнитное поле, определяется балансом энергии поверхностного натяжения и энергии рекомбинационного намагничивания (РМ) [3], пропорциональной площади поперечного к H сечения капли (вкладом намагничивания, связанного с пара- и диамагнитной восприимчивостью носителей, можно пренебречь). Коэффициент поверхностного натяжения ЭДК в магнитном поле становится анизотропным вследствие анизотропии борновского радиуса. Это приводит к относительному уменьшению энергии, приходящейся на единицу площади поверхности ЭДК, параллельной H , и способствует вытягиванию капли вдоль поля. Силы, действующие на рекомбинационные потоки в ЭДК в магнитном поле, напротив, стремятся растянуть каплю в плоскости, перпендикулярной H . Учитывая анизотропию поверхностного натяжения ЭДК по аналогии с [4], можно записать зависящую от формы добавку к полной энергии ЭДК в виде:

$$\Delta E = \left[2\pi\sigma_1 \left(\sqrt{\zeta} + \frac{\ln(\sqrt{\zeta} + \sqrt{\zeta x^2 - 1})}{x\sqrt{\zeta x^2 - 1}} \right) - f(H)V \right] x^{2/3} \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{2/3} \quad (2)$$

$$f(H) = \frac{n_k m}{30\tau_c \tau} \frac{(\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_o \tau)^2} \left[1 + \frac{3}{8} \frac{\eta\tau}{n_k m} \left(\frac{4\pi}{3V} \right)^{2/3} \right]^{-1}$$

Здесь $\zeta = (\sigma_{||}^0/\sigma_{\perp}^0)$ – квадрат отношения коэффициентов поверхностного натяжения ЭДК для поверхностей с нормальными, параллельной и перпендикулярной к Π , $x = b/a$ – отношение полуосей эллипсоида, $V = \frac{4\pi}{3} ab^2$ – объем капли, n_k – концентрация носителей в ЭДК, $\tau_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ сек – их время жизни в ЭДК, $\tau \approx 10^{-11}$ сек – время релаксации импульса носителей [5], $\eta \approx 10^{-7}$ г·см⁻¹·сек⁻¹ – коэффициент вязкого трения [6], $m \approx 10^{-28}$ г – эффективная масса, $\omega_c = eH/mc$ – циклотронная частота. Выражение для $f(H)$ отличается от [3] учетом насыщения РМ, согласно [7], а также вязкого трения внутри ЭДК. Равновесная форма капли определяется условием $\partial\Delta E/\partial x = 0$ при $V, H = \text{const.}$

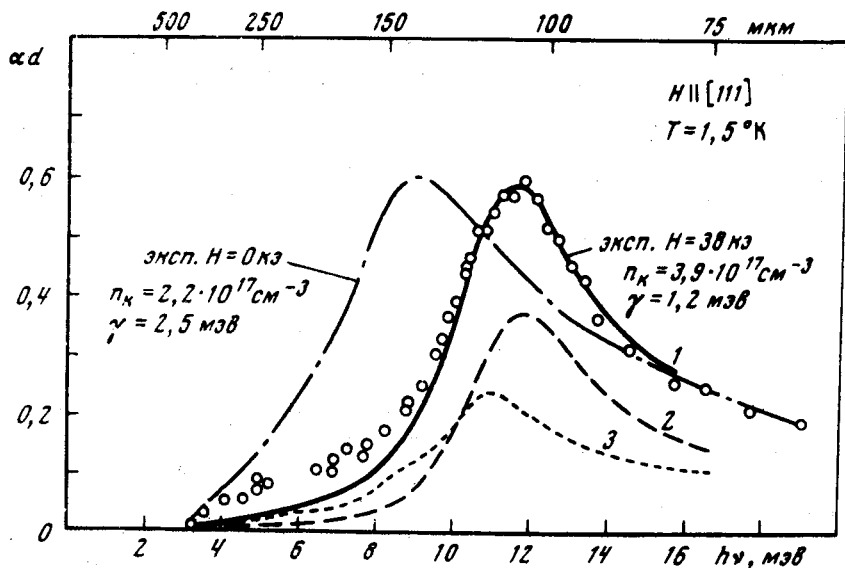


Рис. 1. Спектры поглощения ЭДК в германии, измеренные при $H = 0$ и 38 кэ, и теоретические кривые (1 – суммарная для линейной поляризации, 2 и 3 – для левой и правой круговых поляризаций излучения), рассчитанные для $H = 38$ кэ.

Из (2) можно видеть, что, во-первых, растягивающее действие сил РМ возрастает с увеличением размеров ЭДК. Во-вторых, наличие рекомбинационного магнетизма приводит к неустойчивости в магнитном поле капль с размерами, больше некоторого критического. При $f(H)V > 2\pi\sigma_{\perp}$ пондеромоторные силы, действующие на круговые рекомбинационные потоки внутри ЭДК, растягивают каплю в пленку ($x \rightarrow \infty$, $\Delta E \rightarrow -\infty$), разрывая ее в конечном итоге на более мелкие капли. Критические размеры ЭДК

$$R_{кр} = \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{1/3} = \left[\frac{45\sigma_{||}(1 + \omega_c^2\tau^2)}{\frac{n_k m}{\tau_0 \tau} \omega_c^2 \tau^2} \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\eta \tau}{n_k m R_{кр}^2} \right) \right]^{1/3} \quad (3)$$

в случае Ge при $H = 40$ кэ составляют $R_{кр} \approx 5$ мкм (без учета насыщения РМ) и $R_{кр} \approx 30$ мкм (с учетом насыщения РМ), т. е. оказываются примерно того же порядка, что и критические размеры ЭДК, определя-

емые фоновым ветром [8]. При наличии однородных деформаций, когда фоновый ветер сильно ослаблен [8], рекомбинационное намагничение, по-видимому, может стать главным фактором, ограничивающим размеры ЭДК в магнитном поле.

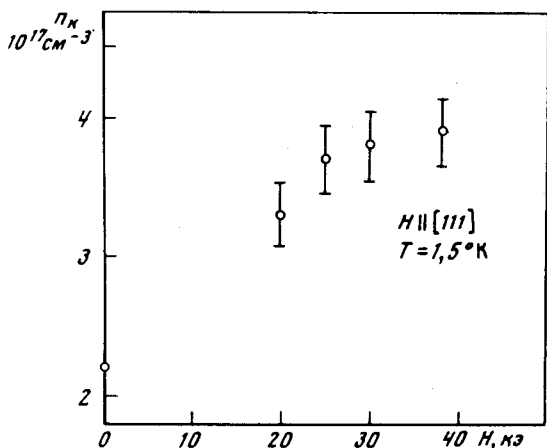


Рис. 2. Зависимость равновесной концентрации носителей в ЭДК в германии от магнитного поля

Таким образом, ЭДК небольших размеров ($V \ll V_{кр}$) оказываются вытянутыми вдоль магнитного поля. По мере увеличения их объема (при $H = \text{const}$), из-за сплющивающего воздействия РМ капли принимают сферическую форму, а затем форму сплющенного эллипсоида. Заметим, что ситуация в сверхсильных магнитных полях ввиду насыщения РМ соответствует условию $V \ll V_{кр}$.

На основе развитой здесь модели, учитывающей изменение формы ЭДК в магнитном поле, по спектрам МПР в ЭДК в Ge [9] была определена концентрация частиц в ЭДК в Ge при 1,5К в магнитных полях $H \parallel [111]$ до 40 кэ. Расчет проводился для ЭДК размерами $\sim 1 \text{ мкм}$ [9] с учетом квантового спектра дырок в Ge в магнитном поле [10] и перенормированных значений масс носителей в ЭДК [5]. Форма капель оценивалась на основе уравнений (2) и расчетов [4]. Оптимальное согласие теории с экспериментом достигалось при варьировании двух параметров: концентрации n_k и константы затухания плазменных колебаний γ (рис. 1). Как видно из рис. 2, при увеличении магнитного поля до 40 кэ концентрация частиц в ЭДК в Ge возрастает с $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (с учетом перенормировки масс) [1] до $3,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом γ уменьшается от 2,5 до 1 мэв. Столь заметное изменение n_k свидетельствует о том, что тенденция электронно-дырочной жидкости к самосжимаемости в сверхсильных магнитных полях [11] начинает проявляться уже в полях порядка 30 ÷ 40 кэ.

Авторы признательны Л.В.Келдышу за обсуждение результатов работы, а также доктору Дж.Хенселу (Белл-лаборатория, США) за предоставление данных об энергетическом спектре дырок в Ge при $H \parallel [111]$.

Поступила в редакцию
7 октября 1976 г.
После переработки
2 ноября 1976 г.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Литература

- [1] В.И.Гавриленко, В.Л.Кононенко, В.Н.Мурзин. ФТТ, 18, 1753, 1976.
 - [2] В.Л.Кононенко. ФТТ. 17, 3264, 1975.
 - [3] А.С.Каминский, Я.Е.Покровский. Письма в ЖЭТФ, 21, 431, 1975.
 - [4] М. Morimoto, К. Shindo, А. Morita, J. Phys. Soc. Jap., 41, 91, 1976.
 - [5] В.И.Гавриленко, В.Л.Кононенко, Т.С.Мандельштам, В.Н.Мурзин. Письма в ЖЭТФ, 23, 701, 1976.
 - [6] А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., изд. Наука, 1976.
 - [7] J.P.Wolfe, J.E.Furneaux, R.S.Markiewicz. Proc. 13th Intern. Conf. Phys. Semicond., Rome, 1976.
 - [8] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 23, 100, 1976.
 - [9] В.Н.Мурзин. В.А.Заяц, В.Л.Кононенко. ФТТ, 15, 3634, 1973.
 - [10] J.C.Hensel, K.Suzuki. Phys. Rev., B9, 4219, 1974.
 - [11] Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко. Письма в ЖЭТФ, 24, 70, 1976.
-