

## О РЕЗОНАНСНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ НА ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

*Т.М.Брагина, В.А.Кособужин, Ю.Г.Шретер*

Показано, что резонансное излучение электрон-дырочных капель (ЭДК) в германии на частоте плазменных колебаний может быть обусловлено излучательным распадом поверхностных плазмонов. Предполагается, что плазмоны возбуждаются быстрыми электронами (дырками), которые возникают при оже-рекомбинации носителей в ЭДК.

В работе [1] впервые сообщалось о наблюдении резонансного излучения электромагнитных волн оптически возбужденным германием в далекой инфракрасной области спектра. Поскольку максимум этого излучения находился вблизи плазменной частоты, оно было связано с плазменными колебаниями ЭДК [2]. Однако механизм возбуждения плазмонов оставался невыясненным.

В работе [3] показано, что основным каналом рекомбинации носителей в ЭДК в германии является оже-процесс, при котором из капли выбрасываются быстрые электроны (дырки) с энергией порядка ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Последние эффективно возбуждают плазмоны [4],

которые затем могут распадаться с излучением света. Механизм излучения фотонов поверхностными плазмонами в ЭДК аналогичен хорошо известному явлению излучения электромагнитных волн на плазменной частоте тонкими фольгами [5] или мелкими сферическими частицами [6] при бомбардировке их быстрыми электронами. В сферической ЭДК могут возбуждаться поверхностные плазмоны и излучаться электромагнитные волны с частотами

$$\omega_l^2 = \omega_p^2 l / (2l + 1), \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

в диапазоне  $\omega_p / \sqrt{3} \leq \omega \leq \omega_p / \sqrt{2}$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота электронно-дырочной жидкости.

Расчет спектральной зависимости интенсивности резонансного излучения ЭДК проводился аналогично работе [6] для дипольного ( $l = 1$ ) поверхностного плазмона с частотой  $\omega_1 = \omega_p / \sqrt{3}$  в борновском приближении. Дифференциальное сечение для полного процесса испускания фотона электроном, вылетающим из капли, равно:

$$\frac{d\sigma}{dk} = 36 \frac{Re^2 c}{\hbar \omega_1} \left( \frac{\omega}{\omega_1} \right) \frac{\left( \frac{1}{2} \right) \gamma_R}{(\omega - \omega_1)^2 + \gamma_T^2 / 4} K_1 \left( \frac{\omega_1 R}{v} \right), \quad (2)$$

где

$$\gamma_R = \frac{2}{3} \frac{\omega_1^4 R^3}{c^3} \quad (3)$$

скорость излучательного распада поверхностного плазмона [6];  $\gamma_T$  — полная скорость распада плазмона;  $c$ ,  $k$ ,  $\omega$  — скорость, волновой вектор и частота электромагнитного излучения;  $\hbar$  — постоянная Планка;  $R$  — радиус капли;  $v$  — скорость оже-электрона,  $e$  — заряд электрона.

Так как для оже-электронов в полупроводниках  $\omega_1 R / v \gg 1$ , то принимаем в (2)  $K_1(a) = \int_0^\infty [j_1^2(ax) / x^3] dx \cong 1/8 a^2 + O(a^{-3})$ ;  $j_1(x)$  — сферическая функция Бесселя. Из (2) следует, что спектральное распределение интенсивности излучения вблизи максимума имеет лоренцеву форму, а дифференциальное сечение в резонансе равно:

$$\frac{d\sigma}{dk} = 6 \frac{e^2 R^2}{\hbar \omega_1} \left( \frac{\omega_1}{\gamma_T} \right) \left( \frac{v}{c} \right)^2. \quad (4)$$

Сечение рассматриваемого процесса можно связать со спектральной плотностью излучения формулой

$$\frac{dW}{dk} = \frac{N n_0 R}{3r} E_g \frac{d\sigma}{dk}, \quad (5)$$

где  $Nn_0 R/3\tau$  — плотность потока энергии, связанного с оже-электронами;  $N$  — полное число ЭДК в объеме образца;  $n_0$  — плотность носителей в ЭДК;  $\tau$  — время жизни носителей относительно оже-рекомбинации.

Спектральная плотность излучения ЭДК в германии в резонансе  $\omega = \omega_1$ , определенная экспериментально [2], составила по порядку величины  $\sim 10^{-9}$  *вт/см<sup>2</sup>* при  $(\omega_1/\gamma)_{\text{эксп}} = 2 \div 3$ . Для проведения оценок, полагая размер образцов  $1 \times 1 \times 0,1$  *см<sup>3</sup>*,  $R \approx 10^{-4}$  *см*,  $N \approx 3 \cdot 10^8$ ,  $n_0 = 2 \cdot 10^{17}$  *см<sup>-3</sup>*,  $\tau = 4 \cdot 10^{-5}$  *сек*,  $v = 10^8$  *см/сек*,  $E_g = 0,7$  *эв*,  $\omega_1 = 1,4 \cdot 10^{13}$  *сек<sup>-1</sup>* (такие значения параметров системы ЭДК следует ожидать в условиях опыта [2]), получаем  $(dW/dk)_{\text{теор}} = 10^{-9}$  *вт/см<sup>2</sup>* при  $(\omega_1/\gamma_T) \approx 4$ .

Таким образом, предполагаемый механизм позволяет объяснить спектральное положение и интегральную интенсивность линии резонансного излучения ЭДК в германии в далекой инфракрасной области спектра. Заметим, что интенсивность излучения ЭДК на плазменной частоте в кремнии ожидается в  $\sim 10^2 \div 10^3$  раз большей, а максимум излучения должен находиться в области  $\omega_1 \sim 5 \cdot 10^{13}$  *сек<sup>-1</sup>*.

В заключение отметим, что проведенное выше рассмотрение справедливо, если длина свободного пробега  $\lambda$  быстрого электрона  $\lambda \gg R$  ( $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-4}$  *см* для Ge). При  $\lambda \lesssim R$  вероятность возбуждения поверхностных плазмонов уменьшается, однако, растет  $\sim R^3$  (3) вероятность их излучательного распада, вследствие этого можно надеяться, что эффективность рассмотренного механизма сохраняется и при  $R \gtrsim \lambda$ .

Авторы благодарят А.А.Гринберга за полезные дискуссии.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
3 мая 1977 г.

## Литература

- [1] В.С.Вавилов, В.А.Заяц, В.Н.Мурзин. Письма в ЖЭТФ, 10, 304, 1969.
- [2] В.А.Заяц. Труды Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР, 75, 74, 1974.
- [3] J. C. Hensel, T. G. Phillips, T. M. Rice. Phys. Rev. Lett., 30, 227, 1973.
- [4] Т.М.Брагина, К.П.Конин, Ю.Г.Шретер. ФТТ, 19, №6, 1977.
- [5] W. Steinmann. Phys. Stat. Solidi, 28, 437, 1968.
- [6] J. Crowell, R. H. Ritchie. Phys. Rev., 172, 436, 1968.