

## ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ СИСТЕМА НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

*П.Д.Алтухов, А.В.Иванов, Ю.Н.Ломасов, А.А.Рогачев*

Обнаружено двумерное состояние неравновесных электронно-дырочных пар, связанных с [111] – электронным слоем поверхностного заряда в кремнии. Установлено, что двумерная электронно-дырочная жидкость при температуре  $T \geq 2\text{K}$  в такой системе не образуется.

Ранее в МОП-структурах (металл – окисел – полупроводник) на кремнии нами наблюдалось новое состояние неравновесных электронно-дырочных пар ( $e-h$  пар), обусловленное  $e-h$  парами, связанными с [100] – дырочным слоем поверхностного заряда<sup>1</sup>. В на-

стоящей работе обнаружено двумерное состояние  $e$ - $h$  пар, связанных с  $[111]$  — электронным слоем поверхностного заряда в кремнии. Исследование поляризации рекомбинационного излучения  $e$ - $h$  пар в магнитном поле при различных уровнях оптического возбуждения свидетельствует о том, что в результате отталкивания  $e$ - $h$  пар двумерная электронно-дырочная жидкость ( $S$ -ЭДЖ) при температуре  $T \geq 2$  К в такой системе не образуется.

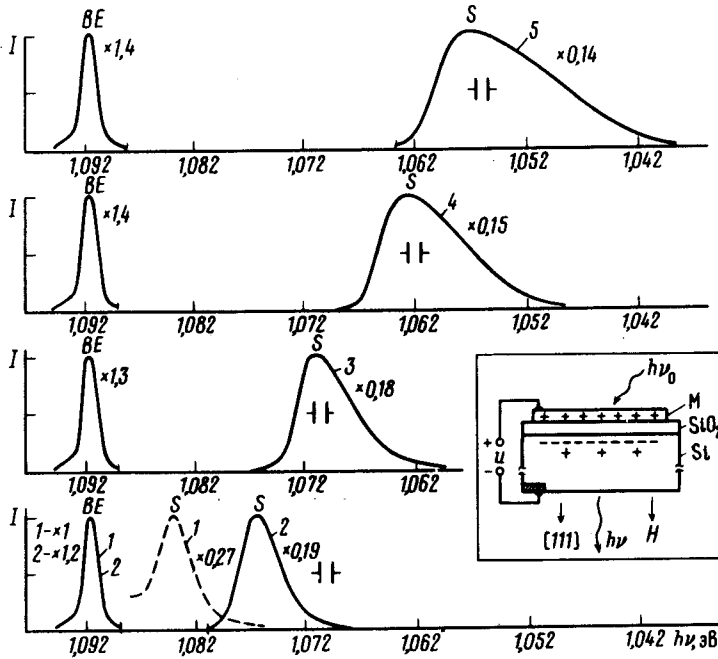


Рис. 1. Спектральное распределение рекомбинационного излучения кремния  $I$  при температуре  $T = 1,9$  К,  $TO/LO$ -линии. (МОП-структура 1 P 111, изготовленная на пластине Si : P с концентрацией доноров  $n_D \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Напряжение на структуре —  $U$  ( $U < 0$ ); 1 — 0; 2 — 12,5 В; 3 — 25 В; 4 — 50 В; 5 — 75 В. Уровень возбуждения  $I_P \approx 0,2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Магнитное поле  $H = 0$ .  $BE$ - $TO$ -линия излучения экситона, связанного на нейтральном доноре (фосфоре). На вставке — распределение зарядов в МОП-структуре.  $h\nu_0$  — энергия кванта возбуждающего излучения,  $h\nu$  — энергия кванта рекомбинационного излучения, М — металл

Как и в <sup>1</sup> образование двумерного состояния  $e$ - $h$  пар в результате связывания экситонов с поверхностным зарядом сопровождается возникновением новой линии рекомбинационного излучения ( $S$  — линия, рис. 1), спектральная ширина и спектральное положение которой зависят от напряжения на структуре  $U$  и, следовательно, от плотности поверхностного заряда  $n_s \approx \epsilon(U_0 - U)4\pi ed$ , где  $\epsilon \approx 3,9$  — диэлектрическая проницаемость окисла,  $U_0$  — пороговое напряжение <sup>1</sup>,  $e$  — заряд электрона,  $d$  — толщина окисла. Поверхностная плотность электронов  $n_e = n_s + n_h$  и поверхностная плотность дырок  $n_h$  в этом случае при низких температурах равны <sup>2</sup>

$$n_e = \frac{\nu_e m_e}{\pi \hbar^2} E_F^e, \quad n_h = \frac{\nu_h m_h}{\pi \hbar^2} E_F^h. \quad (1)$$

Здесь  $E_F^e$  и  $E_F^h$  — энергии Ферми электронов и дырок, определяющие в сумме ширину  $S$ -линии по основанию.  $\nu_e = 2$  и  $\nu_h = 1$  — число долин <sup>2</sup> (возможно так же, что  $\nu_e = 6$  <sup>3</sup>). Эффективная масса электронов  $m_e \approx 0,4m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона. Эффективная масса дырок при малой плотности дырок равна  $m_h \approx 0,3m_0$ , <sup>4</sup>.  $S$ -линия отчетливо наблюдается в области  $n_s \approx (0,3 \div 7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а ее ширина при  $-10 \text{ В} > U > -75 \text{ В}$  линейно зависит от  $U$ . Существование  $S$ -линии при  $U = 0$  и небольших значениях  $U$  обратной полярности ( $0 < U < 12 \text{ В}$ ) свидетельствует о наличии встроенного заряда на границе раздела окисел — полупроводник.

Формирование двумерной  $e$ - $h$  системы на поверхности кремния вызвано в первую очередь силами притяжения электронов к двумерному электронному слою поверхностного заряда. Среднее расстояние электронов в этом слое от поверхности кремния определяется волновой функцией нижнего квантового уровня энергии и равно  $a_e \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ . Поскольку образующие слой поверхностного заряда электроны находятся в потенциальной яме, а их плот-

ность вне ямы мала, притяжение дырок к металлическому электронному слою при малой плотности дырок на больших расстояниях от поверхности можно приближенно описывать потенциалом изображения  $V_h(z) \sim -e^2/4\epsilon_0 z$ , где  $z$  – расстояние между дыркой и электронным слоем,  $\epsilon_0 \approx 11,4$  – диэлектрическая проницаемость кремния. Для такого потенциала в адиабатическом приближении радиус волновой функции дырки  $a_0^h$  и энергия связи нижнего квантового уровня  $E_0$  равны <sup>6</sup>

$$a_0^h = \frac{4\hbar^2 \epsilon_0}{m_{h\perp} e^2}, \quad E_0 = \frac{1}{32} \frac{m_{h\perp} e^4}{\epsilon_0^2 \hbar^2}. \quad (2)$$

Здесь  $m_{h\perp} \approx 0,52 m_0$  – эффективная масса дырок вдоль направления  $z \parallel [111]$ . Величина  $a_0^h \approx 5 \cdot 10^{-7}$  см. характеризует среднее расстояние между электронами и дырками. При большой плотности дырок в области  $n_h > (a_0^h)^{-2}$  притяжение дырок к электронному слою обусловлено электрическим полем  $E = 4\pi en_h \epsilon_0^{-1}$ , которое создается добавочными электронами с плотностью  $n_h$ . Наличие этого поля должно приводить к появлению электростатического сдвига  $S$ -линии в спектре в коротковолновую сторону, равного по порядку величины при  $n_h > (a_0^h)^{-2}$   $\Delta E_{es} \sim (\hbar^2/2m_{h\perp})^{1/3} (eE)^{2/3}$ . Величина  $\Delta E_{es}$  характеризующая энергию электростатического отталкивания  $e$ - $h$  пар, может препятствовать образованию  $S$ -ЭДЖ <sup>1</sup>. Измерение плотности пар  $n_h$  при различных уровнях возбуждения  $I_p$  позволяет установить наличие или отсутствие  $S$ -ЭДЖ.

Для измерения величины  $n_h$  мы использовали метод, основанный на измерении степени циркулярной поляризации излучения  $P_N$  в магнитном поле  $H$  в геометрии Фарадея <sup>8</sup>. Степень поляризации излучения невырожденных двумерных дырок и вырожденных двумерных электронов при  $|\langle s_z \rangle| \ll |\langle j_z \rangle|$ , где  $\langle s_z \rangle$  и  $\langle j_z \rangle$  – средние моменты электронов и дырок <sup>8-10</sup>, определяется ориентацией тяжелых дырок в магнитном поле и равна

$$P_N = \sigma_N \operatorname{th} \left( 3g_1 \frac{\mu_0 H}{2kT} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\mu_0$  – магнетон Бора,  $\sigma_N$  – константа <sup>9</sup>,  $g^* = 3g_1$  –  $g$ -фактор дырок. Состояние легких дырок находится намного выше по энергии <sup>2</sup> и не дает вклада в  $S$ -линию излучения. Для вырожденных дырок и вырожденных электронов в слабом магнитном поле

$$P_N = 2\sigma_N (\langle s_z \rangle - \langle j_z \rangle) = 2\sigma_N \left( 3g_1 \frac{\mu_0 H}{4E_F \hbar} - g \frac{\mu_0 H}{4E_F} \right), \quad (4)$$

где  $g$  –  $g$ -фактор электронов. Из рис. 2 и рис. 3 видно, что величина  $P_N$  для  $S$ -линии при  $I_p \lesssim 0,1$  Вт·см<sup>-2</sup> не зависит от  $I_p$  и определяется кривой 1 (рис. 2), которая совпадает с теоретической зависимостью (3) при  $\sigma_N = \sigma_{TO/LO} \approx 0,5$  и  $g^* = 3g_1 \approx 2,5$ . Найденная нами величина  $g^* = 2,5$  хорошо согласуется с величиной  $g^* = 2,4$  полученной в <sup>4</sup>. При  $I_p \gtrsim 0,5$  Вт·см<sup>-2</sup> с ростом  $I_p$  величина  $P_N$  падает, а  $S$ -линия смещается в спектре в коротковолновую сторону (рис. 2, 3). Согласно (1), (4) это уменьшение  $P_N$  связано с увеличением  $n_h$ , а смещение  $S$ -линии в спектре в коротковолновую сторону вызвано электростатической энергией  $\Delta E_{es}$ , которая возрастает с ростом  $n_h$ . Теоретическая оценка электростатического сдвига  $\Delta E_{es}$ , найденная по величинам  $P_N$  и  $n_h$ , по порядку величины согласуется с наблюдаемым значением  $\Delta E_{es}$ . Результаты исследования поляризации  $S$ -линии излучения в магнитном поле свидетельствуют о том, что плотность пар  $n_h$  зависит от уровня возбуждения, и в области  $I_p \lesssim 0,1$  Вт·см<sup>-2</sup>  $S$ -линия обусловлена рекомбинацией вырожденных двумерных электронов и невырожденных двумерных дырок с плотностью  $n_h < 3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Следовательно,  $S$ -ЭДЖ в исследованной нами двумерной системе при  $T \geq 2$  К не образуется.

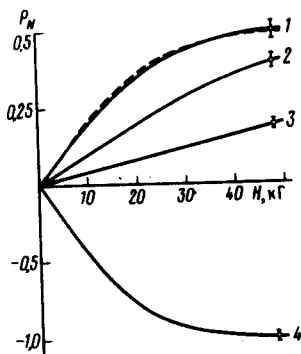


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации излучения  $P_N$  (1 – 3) в максимуме  $S$ -линии от магнитного поля  $H$  при температуре  $T = 1,9\text{К}$  и напряжении на структуре  $-U = 25 \div 75\text{В}$ . ( $H \parallel [111]$ , геометрия Фарадея,  $TO/LO$ -линия). Уровень возбуждения  $I_P$ : 1 –  $\leq 0,1\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ; 2 –  $0,7\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ; 3 –  $6\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ . Пунктирная кривая – теория при  $\langle s_z \rangle = 0$ ,  $T = 1,9\text{К}$ ,  $\sigma_N = 0,5$ ,  $g^* = 3g_1 \approx 2,5$ . Кривая 4 – степень поляризации  $NP$ -линии излучения экситона, связанного на нейтральном доноре

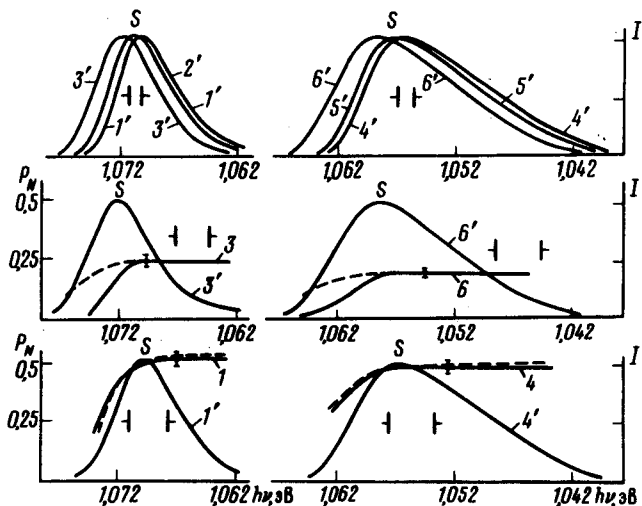


Рис. 3.

Рис. 3. Спектральное распределение излучения  $I$  ( $1' - 6'$ ) и степени циркулярной поляризации  $P_N$  (1, 3, 4, 6)  $S$ -линии при  $T = 1,9\text{К}$  в магнитном поле  $H = 50\text{ кЭ}$  ( $H \parallel [111]$ , геометрия Фарадея,  $TO/LO$ -линия). Напряжение на структуре  $-U$ :  $1', 2', 3', 1, 3 - 25\text{В}$ ;  $4', 5', 6', 4, 6 - 75\text{В}$ . Уровень возбуждения  $I_P$ :  $1', 1, 4', 4 - \leq 0,1\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ;  $2', 5' - 0,7\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ;  $3', 3; 6', 6 - 6\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ . Пунктир – теория  $s^{-10}$  при  $\sigma_{TO} = 0,6$ ,  $\sigma_{LO} \approx -0,55$ , отношении интенсивностей  $LO$ - и  $TO$ -линий  $I_{LO}/I_{TO} \approx 0,11$  и энергии  $LO$ - $TO$ -расщепления  $\Delta E_{LO-TO} \approx 1,8\text{ мэВ}$

На рис. 3 пунктиром показана теоретическая степень поляризации  $S$ -линии, рассчитанная с учетом  $TO$ - $LO$ -расщепления  $s^{-10}$ . Видно, что при  $I_P > 1\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$  наблюдаемая величина  $P_N$  на коротковолновом краю линии намного меньше теоретического значения. Это расхождение вызвано тем, что неравновесные электроны вблизи уровня Ферми ориентируются в магнитном поле и согласно (4) уменьшают  $P_N$  на аномально большую величину  $2\sigma_N < s_z \rangle$ . Фактор усиления спиновой восприимчивости электронов при этом достигает значения  $\langle s_z \rangle / \langle s_z \rangle_P \approx 2,5$ , где  $\langle s_z \rangle_P = -g\mu_0 H / 4E_F^e$ ,  $g \approx 2,6^2$ . Природа этого явления, по-видимому, аналогична наблюдавшемуся в  $^{10}$  усилению спиновой восприимчивости дырок в сильно легированном  $\text{Si} : \text{В}$ . Не исключено также, что наблюдаемый эффект может быть связан с отсутствием спинового равновесия в электронном слое.

Основной причиной отсутствия  $S$ -ЭДЖ, связанной со слоем поверхностного заряда, по-видимому, является электростатическое отталкивание между  $e$ - $h$  парами, которое способствует растеканию  $e$ - $h$  пар вдоль поверхности кремния. Вместе с тем, двумерная  $e$ - $h$  система, подобная исследованной в настоящей работе, при определенных условиях, вероятно, может представлять собой ударный объект для экспериментального изучения ряда интересных явлений, теоретически рассмотренных в  $^{11-13}$ .

#### Литература

1. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 5.
2. Landwehr G. Festkörperproblem, 1975, XV, 49.
3. Tsui D.C., Kaminsky G. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 595.

4. Klitzing K. von, Landwehr G., Dorda G. Solid State Comm., 1974, 15, 489.
5. Лозовик Ю.Е., Нишанов В.Н. ФТТ, 1976, 18, 3267.
6. Cole M.W., Cohen M.H. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1238.
7. Litovchenko V.G. Surf. Sci., 1978, 73, 446.
8. Алтухов П.Д., Рогачев А.А. ФТТ, 1981, 23, 1956.
9. Алтухов П.Д., Ельцов К.Н., Рогачев А.А. ФТТ, 1981, 23, 552.
10. Алтухов П.Д., Ельцов К.Н., Рогачев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 221.
11. Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 556.
12. Lozovik Y.E., Yudson V.D. Solid State Comm., 1977, 22, 117.
13. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. ЖЭТФ, 1983, 85, 1826.

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

Поступила в редакцию  
23 марта 1984 г.