

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ КОНДЕНСАТ НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

В.М.Аснин, А.А.Рогачев, В.И.Степанов, А.Б.Чурилов

Обнаружено явление конденсации электронно-дырочных пар в двумерный электронно-дырочный конденсат на поверхности германия, имеющей высокую плотность поверхностных состояний.

В работе ¹ обнаружена новая S -линия фотолюминесценции в германии, обусловленная излучательной рекомбинацией двумерных пространственно-разделенных слоев электронов и дырок, локализованных вблизи межфазной границы полупроводник – электролит. Такая система может существовать при наличии квантовой ямы для равновесных носителей заряда, созданной внешним электрическим полем, приложенным к поверхности полупроводника, и характеризуется отталкивательным взаимодействием между электронно-дырочными парами ^{2, 3}. Возрастание плотности пар в системе приводит к росту их энергии и коротковолновому сдвигу S -линии излучения ^{1, 3}.

В настоящей работе рассмотрена другая возможность образования двумерной электронно-дырочной системы, связанная с существованием высокой плотности поверхностных состояний, и показано, что в этом случае ее формирование может сопровождаться конденсацией электронно-дырочных пар на поверхности.

Оптическое возбуждение поверхности, имеющей концентрацию центров M , приведет к их перезарядке и появлению неравновесного поверхностного заряда N_s , создающего электрическое поле в полупроводнике. Если N_s достаточно велико, и $\gamma_e > \gamma_h$ (см. ниже), то на поверхности образуется квантовая яма для дырок, что, в свою очередь, вызовет появление второй ямы для электронов ^{2, 3} (рис. 1). В предположении, что имеется только один тип по-

верхностных состояний, величина N_s в стационарных условиях определится уравнением

$$\frac{dN_s}{dt} = \gamma_e(M - N_s)N_e - \gamma_h N_s(N_e + N_s) = 0, \quad (1)$$

где $\gamma_{e,h} = \sigma_{e,h} v_{e,h}$ — коэффициенты захвата для электронов и дырок, $N_h = N_e + N_s$ и N_e — плотность электронно-дырочных пар в поверхностных квантовых ямах. Из (1) следует

$$N_s = -\frac{1}{2} N_e (1 + \gamma_e/\gamma_h) + \sqrt{\frac{1}{4} N_e^2 (1 + \gamma_e/\gamma_h)^2 + M N_e \gamma_e/\gamma_h}. \quad (2)$$

Можно видеть, что однородное распределение зарядов вдоль поверхности в этом случае является неустойчивым. Рассмотрим энергию основного состояния пары

$$E_g = \frac{1}{N_e} \int_0^{N_e} \mu(N_e) dN_e \quad (3)$$

(μ — химический потенциал пары), выражение для которой легко получить в приближении $N_e \ll M$ и $\gamma_e > \gamma_h$, когда в соответствии с (2) $N_s \approx \sqrt{N_e M \gamma_e/\gamma_h} \gg N_e$. Будем считать, что частицы находятся в квантовых ямах в основных состояниях и могут быть описаны вариационными волновыми функциями $\Psi_{h,e}(z) = (b_{h,e}^3/2)^{1/2} z \exp(-b_{h,e} z/2)$.

В рассматриваемом приближении $b_h \ll b_e$, перекрытие волновых функций мало, и квантовые ямы можно считать независимыми друг от друга, так что поверхностным зарядом для первой является $\approx N_s$, а для второй — избыточная концентрация дырок в первой яме, равная N_e . Тогда вариационные параметры $b_{h,e}$ даются формулами

$$b_h = \left(\frac{33}{2} \pi \frac{e^2 m_z^h N_s}{\epsilon \hbar^2} \right)^{1/3}, \quad b_e = \left(\frac{33}{3} \pi \frac{e^2 m_z^e N_e}{\epsilon \hbar^2} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где $m_z^{e,h}$ — массы носителей заряда вдоль оси z , перпендикулярной поверхности, и для μ можно получить

$$\mu \approx -0,1 \hbar^2 \left(\frac{b_h^2}{m_z^h} - 6 \frac{b_e^2}{m_z^e} \right) - 0,54 \frac{e^2}{\epsilon} (N_s b_h)^{1/3} - \frac{e^2 b_e}{8\epsilon} + \pi \hbar^2 \left(\frac{N_s}{\nu_h m_{dh}} + \frac{N_e}{\nu_e m_{de}} \right) \quad (5)$$

Здесь первый член описывает энергию основного уровня дырок и электронов в приближении Хартри ⁴, второй — обменную энергию дырок, полученную в модели локальной плотности ⁵, третий — энергию электронно-дырочных корреляций, рассматриваемую как энергию взаимодействия электронов с их изображением в первом слое ², и последний член — ферми-энергию частиц в ямах. Из (3), (4) и (5) следует

$$E_g = -0,3 \hbar^2 \left(\frac{1}{4} \frac{b_h^2}{m_z^h} - \frac{6}{5} \frac{b_e^2}{m_z^e} \right) - 0,44 \frac{e^2}{\epsilon} (N_s b_h)^{1/3} - \frac{3}{32} \frac{e^2 b_e}{\epsilon} + \pi \hbar^2 \left(\frac{2}{3} \frac{N_s}{\nu_h m_{dh}} + \frac{1}{2} \frac{N_e}{\nu_e m_{de}} \right). \quad (6)$$

Зависимость $E_g(N_e)$ показана на рис. 1. Наличие минимума энергии означает, что устойчивое стационарное состояние будет соответствовать разбиению системы на области, представляющие собой двумерные электронно-дырочные слои, плотность пар в которых постоянна и отвечает минимуму их свободной энергии и области, где квантовые ямы отсутствуют. Это явление может рассматриваться как конденсация электронно-дырочных пар на поверхности ⁶ и должно проявиться в постоянстве формы и положения S -линии при изменении уровня возбуждения.

Случай высокой плотности поверхностных состояний был реализован при травлении германия в азотной кислоте с концентрацией, меньшей $10N$, когда согласно ⁷, плотность поверхностных состояний может достигать величины $\approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Опыты делались на германии p -типа. Методика эксперимента была такая же, как и в работе ¹.

Спектры фотолюминесценции поверхности германия показаны на рис. 2. Характерной особенностью спектров является присутствие двух новых линий S_2 и S_3 , разделение которых оказалось возможным из-за разной зависимости их интенсивности от уровня возбуждения (рис. 3). Положение и форма линий практически не зависят от уровня возбуждения. Относительная интенсивность S_2 -линии коррелирует с полученной в работе ⁷ зависимостью плотности поверхностных состояний от концентрации HNO_3 : максимальна при $1N$ и $7N$, когда $M \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$, и несколько слабее при $3N$, когда $M \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

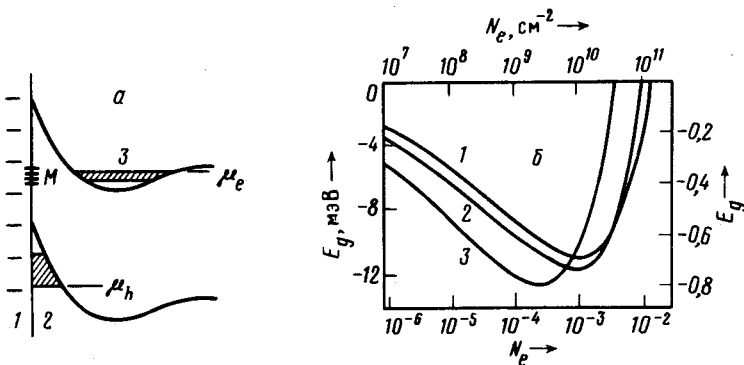


Рис. 1

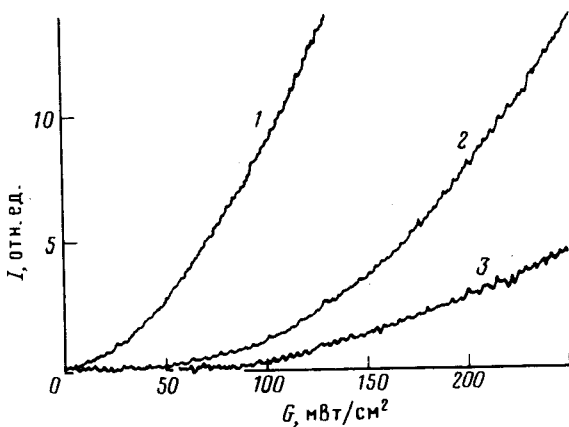


Рис. 3

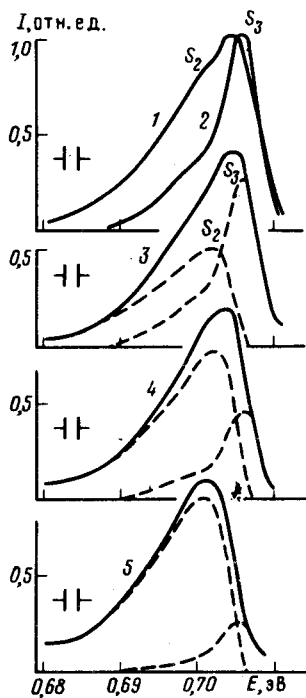


Рис. 2

Рис. 1. a – Зонная схема поверхности германия с концентрацией поверхностных центров M при фотовозбуждении: 1 – заряд поверхностных центров, 2 – дырочная квантовая яма, 3 – электронная квантовая яма; б – зависимость энергии основного состояния электронно-дырочных пар для $\langle 100 \rangle$ поверхности германия от их плотности при разной концентрации поверхностных состояний M , см^{-2} : 1 – $5 \cdot 10^{12}$, 2 – $1 \cdot 10^{13}$, 3 – $5 \cdot 10^{13}$, $\gamma_e/\gamma_h = 10^2$, $m_z^h = 0,3 m_0$, $m_{dh} = 0,4 m_0$, $m_z^e = 0,12 m_0$, $m_{de} = 0,3 m_0$, $\nu_h = 1$, $\nu_e = 4$, $T = 0 \text{ К}$. Левая и нижняя шкалы построены в борзовских единицах дырок: R_u и z_h^{-2} где $r_h = \hbar^2 \epsilon / (e^2 m_z^h)$

Рис. 2. Спектры излучения $\langle 100 \rangle$ поверхности германия после травления в HNO_3 с концентрацией: 1 – $1N$, 2 – $3N$, 3, 4, 5 – $7N$ при разных уровнях возбуждения G , $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$: 1, 2, 3 – 1,25; 4 – 0,32; 5 – 0,1. Линии S_2 и S_3 содержат в себе LA и TO компоненты. $T = 4, 2 \text{ К}$

Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения экситонов ($h\nu = 0,714 \text{ эВ}$) – S_3 -линии ($h\nu = 0,707 \text{ эВ}$) – 2 и S_2 -линии ($h\nu = 0,690 \text{ эВ}$) от уровня возбуждения для $\langle 100 \rangle$ поверхности германия, травленной в $1N \text{ HNO}_3$

Для исследованных межфазных границ характерно наличие слабого приповерхностного поля, исключающего возможность образования равновесной квантовой ямы на поверхности германия. Тем не менее форма и положение в спектре S_2 -линии оказываются близки к S -линии, обнаруженной в ¹ для структуры германий – 14NHNO_3 в условиях, когда существует сильный изгиб зон, соответствующий появлению p -канала проводимости, но плотность поверхностных состояний мала ($M \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Это позволяет предположить, что S_2 -линия обусловлена двумерными электронно-дырочными слоями, возникающими из-за перестройки поверхностных центров с $\gamma_e > \gamma_h$ и существующими в виде двумерного конденсата с постоянной плотностью пар. Такое заключение подтверждается также пороговым характером появления S_2 -линии в спектре с ростом уровня возбуждения (рис. 3).

В отличие от S_2 -линии положение в спектре S_3 -линии не зависит от типа используемого электролита и ориентации поверхности кристалла. Линия существует при $T \ll 10 \text{ К}$ и также появляется порогом с ростом концентрации экситонов (рис. 3). Можно думать, что S_3 -линия излучения обусловлена электронно-дырочной жидкостью (ЭДЖ), локализованной вблизи поверхности и захваченной в мелкую поверхностную потенциальную яму, обусловленную поверхностным изгибом зон. Из спектрального положения и ширины линии можно оценить энергию связи экситонов в поверхностной ЭДЖ $\varphi_0 \approx 4 \text{ мэВ}$.

В заключение отметим, что явление поверхностной конденсации электронно-дырочных пар, наблюдавшееся ранее в полупроводниках A^3B^5 и A^2B^6 , по-видимому, может быть описано в рамках рассмотренной здесь модели.

Авторы благодарят О.В.Романова за полезные дискуссии.

Литература

1. Аснин В.М., Рогачев А.А., Степанов В.И., Чурилов А.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 284.
2. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38; 5; 1984, 39, 432.
3. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А. ФТТ, 1985, 27, 1690.
4. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
5. Stern F., Das Sarma S. Phys. Rev. B, 1984, 30, 840.
6. Литовченко В.Г., Горбань А.П. Основы физики микроэлектронных систем металл – диэлектрик – полупроводник. Киев : Наукова думка, 1978, с. 312.
7. Романов О.В., Коноров П.П., Карева Г.Г. Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводников. Под ред. А.В.Ржанова, Новосибирск: Наука, 1967, с. 114.