

ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ПЛАЗМА НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ГЕРМАНИЙ – ЭЛЕКТРОЛИТ

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

Обнаружена новая линия фотолюминесценции германия, находящегося в контакте с электролитом. Показано, что она обусловлена излучательной рекомбинацией двумерных слоев неравновесных электронов и дырок, локализованных вблизи поверхности раздела германий – электролит.

В работах ¹⁻⁴ в кремниевых МОП-структурах было обнаружено и исследовано новое состояние неравновесной электронно-дырочной системы в полупроводнике, представляющее собой локализованные вблизи поверхности пространственно разделенные двумерные слои электронов и дырок. Условием существования этого состояния является наличие двумерной квантовой ямы для равновесных носителей заряда, созданной на границе раздела диэлектрик — полупроводник внешним электрическим полем, приложенным к затвору МОП-структуры. Известно, однако, что инверсионные или аккумулирующие проводящие каналы с пространственно-размерным квантованием могут образоваться также на поверхности полупроводника, находящегося в контакте с электролитом ^{5,6}.

В настоящей работе впервые в такой структуре реализовано двумерное состояние неравновесной электронно-дырочной плазмы в германии.

В опытах использовался германий *p*-типа, легированный галлием с концентрацией $(1 - 2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Образцы имели форму плоскопараллельных пластин, поверхность которых совпадала с одной из кристаллографических плоскостей. Одна из сторон пластины использовалась в качестве стенки плоскопараллельной капиллярной электрохимической ячейки, внутрь которой заливался электролит, представляющий собой раствор кислоты или щелочи. Процесс травления поверхности германия продолжался в течение нескольких минут, после чего ячейка помещалась внутрь гелиевого дьюара и охлаждалась до температуры жидкого гелия. Замерзание электролита приводит к прекращению электрохимических реакций на поверхности германия и стабилизации заряда слоя Гельмгольца в электролите. После этого изучалась фотолюминесценция границы раздела полупроводник — электролит. В качестве источника возбуждения использовался непрерывный криптоновый лазер ЛГИ-406 Б мощностью 1,5 Вт. Возбуждение образца осуществлялось через слой электролита, а регистрация излучения с противоположной стороны образца (рис. 1).

Типичные спектры излучения германия, находящегося в контакте с 70% раствором HNO_3 для разных кристаллографических ориентаций поверхности показаны на рис. 1. Кроме известной объемной линии экситона, в спектре присутствует новая интенсивная *S*-линия излучения, представленная *TO*, *LA* и *TA* — фононными повторениями. Положение и форма новой линии зависят как от кристаллографической ориентации поверхности германия, так и от используемого электролита. Для сравнения на рис. 1 приведен обычный спектр излучения германия, возбуждаемого через свободную поверхность, состоящий из линий экситона и электронно-дырочных капель (ЭДК). Видно, что *S*-линия излучения смещена в длинноволновую сторону относительно линии ЭДК и, следовательно, новое состояние электронно-дырочной системы является энергетически более выгодным.

На рис. 2 показана зависимость положения и формы *S*-линии от уровня возбуждения. Увеличение интенсивности возбуждения приводит к сдвигу линии в коротковолновую сторону. С увеличением температуры интенсивность *S*-линии уменьшается, и она исчезает при $T \approx 20 - 30 \text{ К}$.

Новая линия излучения в германии по своим свойствам аналогична обнаруженной в работах ¹⁻⁴ *S*-линии в МОП-структурах кремния и, по-видимому, обусловлена излучательной рекомбинацией чередующихся двумерных слоев неравновесных электронов и дырок, сформированных на поверхности германия, граничащей с электролитом. Известно, что электрохимические процессы на контакте германия с концентрированной азотной кислотой приводят к появлению отрицательного потенциала поверхности по отношению к объему полупроводника и образованию сильно аккумулирующего слоя в *p*-типе германия. При достаточно низкой температуре потенциальная яма для дырок будет квантовой. Наличие размерного квантования является необходимым условием образования неравновесных двумерных электронно-дырочных слоев вблизи поверхности полупроводника ¹⁻⁴. Созданные светом дырки будут захватываться на дырочный квантовый уровень в потенциальной яме, что приведет к появлению в объеме полупроводника поля, притягивающего к поверхности неравновесные электроны, которые, в свою очередь, экранируют поле захваченных дырок. В результате об-

разуется квантовая яма для электронов, имеющая больший радиус и меньшую глубину, чем дырочная яма (рис. 3). Расстояние между двумерными слоями дырок и электронов может быть оценено по порядку величины как $4\pi^2 \epsilon_0 / (m_z^e e^2)$ (где m_z^e – масса электронов в направлении, перпендикулярном поверхности) ², что обеспечивает сильное перекрытие волновых функций дырок и электронов и большую вероятность излучательной рекомбинации.

Анализ спектров излучения позволяет определить основные характеристики дырочного и электронного слоев и квантовых ям. Величину концентрации дырок в двумерном слое можно получить из анализа формы S -линии, ширина которой равна сумме квазиуровней Ферми дырок и электронов. Учитывая, что $n_s^e \ll n_s^h$, будем иметь $E_F^h \approx h\nu_F - h\nu_0$ (рис. 3). Примерное значение характеристических энергий $h\nu_0$ и $h\nu_F$ показано на рис. 1 с учетом энергетического размытия плотности состояний дырок из-за межчастичного взаимодействия. Зависимость энергии Ферми от концентрации для дырочных двумерных слоев на поверхности германия рассчитано в работе ⁷. Из данных этой работы и рис. 1, 2 следует $n_{s(100)}^h \approx (2 - 2,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_{s(111)}^h \approx (1,2 - 1,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

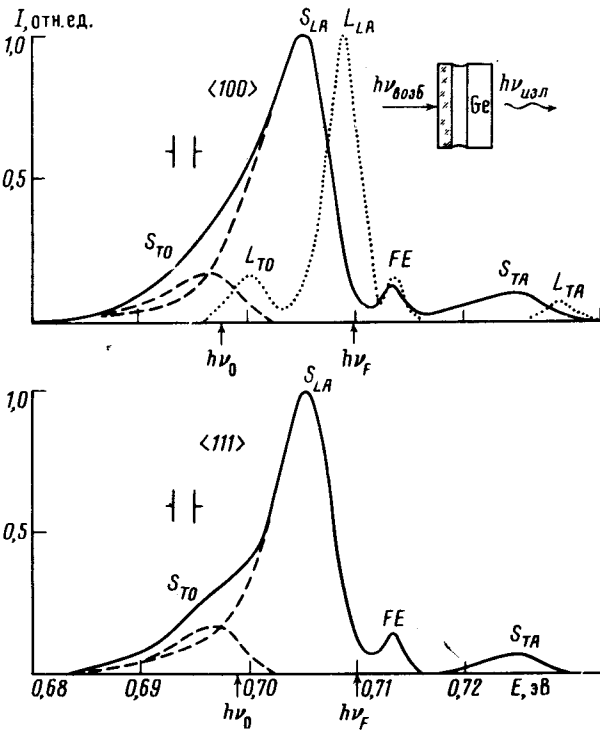


Рис. 1. Спектры излучения границы раздела германий – 70%-ный раствор HNO_3 , при разных кристаллографических ориентациях поверхности германия. S_{TO} , S_{LA} и S_{TA} – фоновые решетки S -линии. Точками показан спектр излучения германия, возбуждаемого через свободную поверхность: FE – линия свободных экситонов, L – линия ЭДК. $T = 4,2 \text{ К}$, уровень возбуждения $G = 0,75 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. На вставке показана геометрия опыта

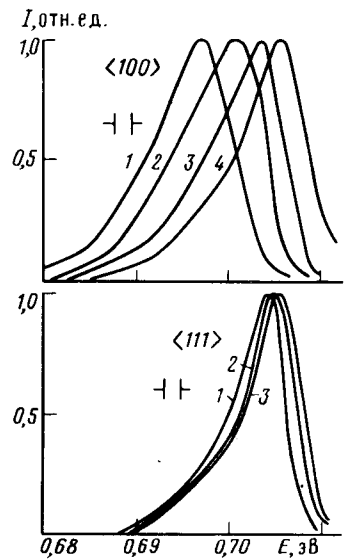


Рис. 2

Рис. 2. Спектры излучения структуры германий – 70% HNO_3 при различных уровнях возбуждения, $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$: для ориентации $\langle 100 \rangle$ – 1 – 0,04; 2 – 0,08; 3 – 0,33; 4 – 1,75; для ориентации $\langle 111 \rangle$ – 1 – 0,14; 2 – 0,80; 3 – 1,75. $T = 4,2 \text{ К}$

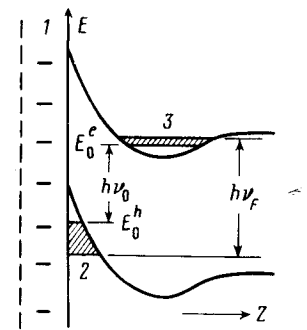


Рис. 3

Рис. 3. Энергетическая схема контакта германий – электролит с “замороженным” слоем Гельмгольца при оптическом возбуждении: 1 – слой Гельмгольца, 2 – двумерный дырочный слой; 3 – двумерный электронный слой

Смещение спектров в коротковолновую сторону с ростом уровня возбуждения, означает что взаимодействие между электронно-дырочными парами в системе является отталкивающим. Это явление было обнаружено ранее в работах ^{2,4}, где показано, что его причиной является пространственное разделение электронного и дырочного слоев, и что величина энергии отталкивания приблизительно может быть определена как $\Delta E_0^h \approx 2(\hbar^2/2m_z^e)^{1/3}(4\pi e^2 n_s^e/\epsilon_0)^{2/3}$, где n_s^e — плотность электронов во втором слое. Воспользовавшись этим выражением, получим оценку для плотности электронов во втором слое $n_{s(100)}^e \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $n_{s(111)}^e \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при максимальном уровне возбуждения, которому соответствуют величины $\Delta E_{0(100)}^h = 8 \text{ мэВ}$ и $\Delta E_{0(111)}^h = 2 \text{ мэВ}$ (рис. 2). Наконец, зная энергию $\hbar\nu_0$ можно определить положение основного уровня дырок E_0^h в поверхностной яме, поскольку $\hbar\nu_0 = E_g - \hbar\omega_{LA_1} - E_0^h - E_0^e$ и $E_0^e \ll \ll E_0^h$. Из данных рис. 2 для минимального уровня возбуждения следует $E_{0(100)}^h \approx 28 \text{ мэВ}$, $E_{0(111)}^h \approx 20 \text{ мэВ}$.

В заключение отметим, что S-линия обнаружена также на границе раздела германия с другими электролитами (растворами щелочей, HF, H₂SO₄ и др.)

Авторы благодарят П.Д.Алтухова, А.А.Бакуна и О.В.Романова за полезные обсуждения вопросов, затронутых в статье.

Литература

1. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломагов Ю.Н., Рогачев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 5.
2. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломагов Ю.Н., Рогачев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 432.
3. Алтухов П.Д., Монохов А.М., Рогачев А.А., Харциев В.Е. ФТТ, 1985, 27, 576.
4. Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломагов Ю.Н., Рогачев А.А. ФТТ, 1985, 27, 1690.
5. Гуревич Ю.Я., Плесков Ю.В. Фотоэлектрохимия полупроводников. М.:Наука, 1983.
6. Tardella A., Chazalviel J.N. Phys. Rev., 1985, 32, 2439.
7. Landwehr G., Uchida S., Bangert E. Sol. St. Electr., 1985, 28, 171.