

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ФОТОВОЗБУЖДЕННЫМИ ДЫРКАМИ В КРЕМНИЕВЫХ МДП-СТРУКТУРАХ

И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев

Обнаружена излучательная рекомбинация двумерных ($2D$) электронов с фотовозбужденными дырками в кремниевых МДП-структуратах. Спектроскопические исследования согласуются с проводимыми одновременно магнитотранспортными измерениями и позволяют определить зависимость от энергии плотности состояний $2D$ -электронов и их энергию Ферми.

Исследовались структуры металл – диэлектрик – полупроводник (МДП), изготовленные на поверхности (100) кремния *p*-типа, с концентрацией бора 10^{15} см $^{-3}$. Толщина слоя окисла в структуре № 1 составляла 4200 Å, а в структуре № 2 – 2000 Å. Металлический затвор с площадью 8 мм 2 содержал полупрозрачную часть, изготовленную из никрома, и две непрозрачные алюминиевые части, с которыми осуществлялись омические контакты. Структуры не содержали контактов к двумерному $2D$ -слою (стока и истока), и для создания инверсионного электронного канала необходима была подсветка. Одновременно со спектроскопическими исследованиями изучались магнитотранспортные свойства возникающих электронных или дырочных каналов, что позволяло надежно устанавливать факт их двумерности, определять подвижность и концентрацию $2D$ -носителей заряда. Измерения проводимости осуществлялись по бесконтактной емкостной методике^{1,2}. Как магнитотранспортные, так и спектроскопические исследования были выполнены при $T = 1.7$ К.

На рис. 1, *a* показаны зависимости проводимости σ_{xx} от напряжения на затворе (V_g), как при создании инверсионного электронного слоя ($V_g > 0$), так и аккумуляционного дырочного канала ($V_g < 0$), полученные на структуре № 1 в отсутствии магнитного поля, $H = 0$, и при $H = 9$ Т (H перпендикулярно плоскости $2D$ -носителей). Двумерность электронов в инверсионном канале однозначно следует из периодичности наблюдаемых шубниковских осцилляций в шкале V_g . По периоду осцилляций и из зависимости $\sigma_{xx}(V_g)$ при $H = 0$ находилась подвижность электронов и дырок (для структуры № 1 значения максимальной подвижности при $T = 1.7$ К составили $\mu_e^{max} = 1,2 \cdot 10^3$ см 2 /В·с, $\mu_h^{max} = 300$ см 2 /В·с), величина порогового напряжения (V_T), начиная с которого возникает инверсионный канал, а также коэффициент пропорциональности между концентрацией $2D$ -электронов и ($V_g - V_T$), (см. рис. 1). Существенно, что по мере увеличения мощности возбуждения (W) аргоновым лазером происходит сдвиг картины шубниковских осцилляций в шкале V_g (т.е. уменьшение V_T). Начиная с $W \geq 10^{-3}$ Вт/см 2 дальнейших изменений в зависимости $\sigma_{xx}(V_g)$ практически не происходит.

Зависимости $\sigma_{xx}(V_g)$, полученные на структуре № 2, показаны на рис. 1, *b* при $H = 0$ и $H = 7$ Т. В этой структуре величина подвижности существенно больше, чем в структуре № 1,

как для электронов, так и для дырок: $\mu_e^{max} = 18000 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_h^{max} = 2000 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$, поэтому в картине шубниковских осцилляций полностью разрешилась структура уровня Ландау (по два спиновых и долино-орбитальных подуровня³). Рис. 1, в иллюстрирует наблюдаемые зависимости $\sigma_{xx}(V_g)$ в структуре № 2, после пробоя в слое окисла, когда его сопротивление стало $\sim 10^9 \text{ Ом}$ вместо первоначального $> 10^{12} \text{ Ом}$. Видно, что при сопротивлении $\text{SiO}_2 \sim 10^9 \text{ Ом}$ возникает сильная утечка носителей заряда, в результате которой электронный канал не образуется совсем, а дырочный исчезает по мере увеличения V_g .

Для исследования рекомбинационного излучения 2D-слоев заряда с фотовозбужденными носителями, МДП-структуры помещались в оптический криостат без соленоида, но одновременно всегда контролировалась зависимость $\sigma_{xx}(V_g)$ при $H = 0$. Регистрация излучения осуществлялась с помощью охлаждаемого фотоумножителя в режиме счета фотонов. Спектральным прибором служил двойной монохроматор с дисперсией 10 А/мм.

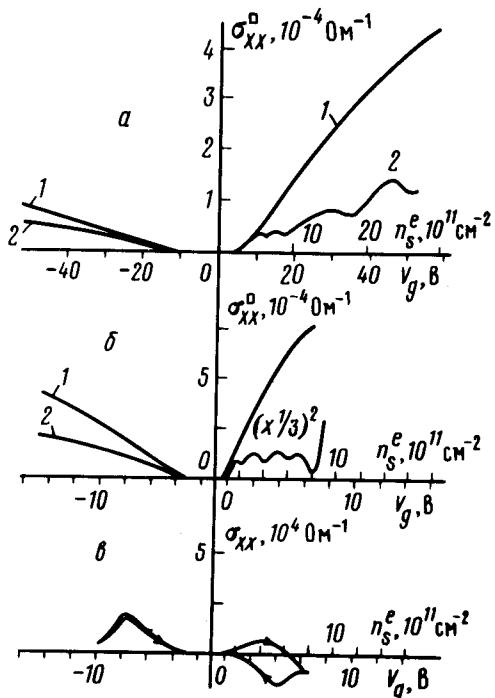


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости проводимости σ_{xx} от напряжения на затворе V_g и концентрации n_s^e при $H = 0$ (кривая 2) : а – МДП-структура № 1, $H = 9 \text{ Т}$; б – МДП-структура № 2, $H = 7 \text{ Т}$; в – "пробитая" МДП-структура № 2 с утечкой заряда через диэлектрик

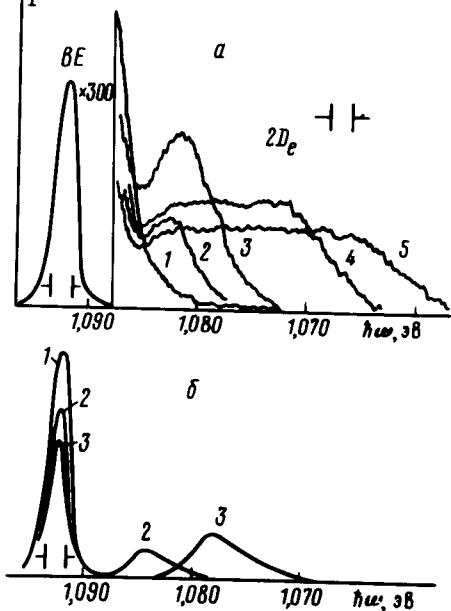


Рис. 2

Рис. 2. Спектры излучения, полученные на МДП-структуре № 1 (а) и "пробитой" МДП-структуре № 2 (б) при различных V_g (В) и $n_s^e (10^{11} \text{ см}^{-2})$: а – 1 – $V_g = V_T = 0$, $n_s = 0$; 2 – $V_g = 4$, $n_s = 2, 1$; 3 – $V_g = 10$, $n_s = 5$; 4 – $V_g = 30$, $n_s = 16$; 5 – $V_g = 45$, $n_s = 24$. б – 1 – $V_g = V_T = -1$; 2 – $V_g = 15$; 3 – $V_g = 30$

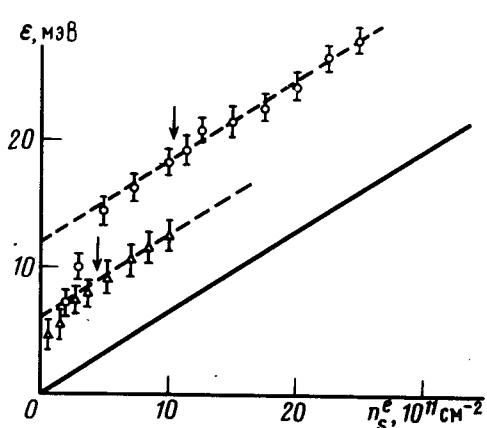


Рис. 3. Зависимости энергии Ферми (ϵ_F) 2D-электронов от их концентрации $n_s^e \propto (V_g - V_T)$, полученные из ширины линий $2D_e$ в МДП-структурах № 1 (○) и № 2 (△). Прямая соответствует теоретической зависимости $\epsilon_F(n_s)$. Стрелки отвечают порогу подвижности по концентрации, определенному из температурной зависимости проводимости

При напряжениях на затворе $V_g \leq V_T$, когда электронный канал не образуется, в спектре люминесценции присутствует лишь объемное излучение экситонов, связанных на боре (линия BE , рис. 2). Если подать на затвор положительное напряжение, приводящее к возникновению слоя $2D$ -электронов, в спектре люминесценции строго при $V_g > V_T$ появляется новая линия излучения, интенсивность которой почти в тысячу раз меньше, чем линии BE (рис. 2, а). Результат отличный от нашего был получен в работе ⁴, где сообщалось о наблюдении в Si (100) МДП-структуре гораздо более интенсивного излучения и только приложении на затвор отрицательного напряжения. В этой работе был предложен механизм рекомбинации, предполагающий возникновение двойного электронно-дырочного слоя вблизи поверхности полупроводника. Эту гипотезу можно легко проверить, используя результаты магнитотранспортных измерений. Действительно, помимо зарядов в $2D$ -слое, в объеме полупроводника имеются дополнительные заряды с поверхностной концентрацией n_x , так чтобы сохранялась электронейтральность: $n_M - n_s + n_x = 0$, где n_s и n_M – концентрации зарядов в $2D$ -слое и затворе соответственно. В отсутствии подсветки n_x соответствует концентрации отрицательных зарядов в области обеднения: $n_x = (2\epsilon_0 \epsilon_{Si} E_g N_A / e^2) = 11,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (ϵ_0 и ϵ_{Si} – диэлектрические проницаемости вакуума и кремния, E_g – ширина запрещенной зоны Si, N_A – концентрация примесей ³). При подсветке, как уже отмечалось, происходит изменение V_T , по которому легко определить увеличение концентрации $2D$ -электронов и, пользуясь приведенными выражениями, получаем для нашего случая $n_x = (3 \pm 0,5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что означает существование двойного электронно-дырочного слоя с максимальной поверхностной концентрацией дырок $n_h = (3 \pm 0,5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Вопрос о двумерности второго дырочного слоя и его удалении от поверхности полупроводника остается открытым, однако следует думать, что при такой малой концентрации и низких температурах $2D$ -дырки будут скорее всего локализованы.

В рамках сделанных предположений форма линии излучения $2D_e$ должна отражать плотность состояний $2D$ -электронов (g_e), уширенную за счет температуры, распределения дырок по энергиям и ширины щели спектрального прибора. Соответствие между формой линии $2D_e$ и функцией $g_e(\epsilon)$ непосредственно видно из рис. 2, а. Отклонение от постоянного значения на низкочастотном краю линии $2D_e$ вызвано эффектами локализации $2D$ -электронов, которые приводят к хвосту плотности состояний ³. По мере увеличения V_g , увеличиваются n_s и энергия Ферми ϵ_F электронов, что отражается в уширении линии $2D_e$, однако ее интегральная интенсивность при этом практически не меняется.

На рис. 3 показаны зависимости ширины линии $2D_e$ или энергии Ферми $2D$ -электронов от концентрации, полученные в структурах №№ 1 и 2. Помимо хорошего согласия наклонов экспериментальных зависимостей и теоретической $\epsilon_F(n_s)$, из рис. 3 видно, что ширина хвоста плотности состояний $2D$ -электронов, определенная по экстраполяции зависимости $\epsilon_F(n_s)$ при $n_s \rightarrow 0$, существенно больше для структуры № 1, в которой подвижность электронов мала.

Исследования $2D$ -каналов дырок (при $V_g < 0$) показало, что интенсивность линии $2D_h$ в этом случае по крайней мере еще на порядок меньше, чем линии $2D_e$. Кроме того было обнаружено, что в пробитой МДП-структуре № 2, когда сопротивление слоя SiO_2 составляло $\sim 10^9 \text{ Ом}$, одновременно с исчезновением дырочного канала (см. рис. 2, б) в спектре люминесценции появляется мощная линия излучения, интенсивность которой сравнима с линией BE и почти на три порядка превышает интенсивность линии $2D_e$ (см. рис. 2, б). Эта линия не имеет отношения к двумерным слоям заряда. Не исключено, что именно эта линия наблюдалась в спектрах излучения кремниевых МДП-структур в работах ^{4,5}.

В заключение авторы выражают благодарность П.Д.Алтухову, В.Т.Долгополову, Л.В.Кельдишу, Ю.А.Осипьяну, Э.И.Рашба, Д.И.Хмельницкому за полезные обсуждения, а также А.Г.Гаврилову за техническую помощь.

Литература

1. *Dolgopolov V.T., Zrenner A., Mazure C., Koch F.* J . Appl. Phys., 1984, 55, 4280.
2. *Dolgopolov V.T., Dorozhkin S.I., Shashkin A.A.* Sol. State Comm., 1984, 50, 273.
3. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
4. *Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 5.
5. *Алтухов П.Д., Иванов А.В., Ломасов Ю.Н., Рогачев А.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 440.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 сентября 1984 г.