

© 1992

## КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОТЕНЦИАЛА В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

*П. Д. Алтухов, А. А. Бакун, Ю. А. Коваленко*

На коротковолновом краю линии рекомбинационного излучения двумерных электронов и неравновесных дырок на [111]-поверхности кремния в МДП-структурах при высоких уровнях возбуждения обнаружено излучение электронов из дополнительного электронного слоя, формирование которого связано с возникновением квантовых осцилляций потенциала в поверхностной электронно-дырочной плазме.

В работах [1, 2] для объяснения природы линии рекомбинационного излучения неравновесных электронно-дырочных пар, связанных со слоем поверхностного заряда в кремнии, ( $S$ -линии) использовалась модель двумерной электронно-дырочной плазмы с двумя пространственно разделенными слоями электронов и дырок. Эта модель хорошо описывает свойства поверхностных пар в случае [100]-дырочного и [111]-электронного слоев поверхностного заряда в области существования электронно-дырочной плазмы на поверхности кремния при плотности поверхностного заряда  $n_s > n_s^0$ , где  $n_s^0 \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Выполненные в настоящей работе исследования циркулярной поляризации  $S$ -линии излучения в магнитном поле и поверхностной проводимости кремния в МДП-структурах свидетельствуют о том, что в случае [111]-электронного слоя в области  $n_s > n_s^0$  при высоких уровнях оптического возбуждения образуется дополнительный электронный слой, связанный с возникновением квантовых осцилляций потенциала в поверхностной электронно-дырочной плазме.

В исследованных нами структурах  $S$ -линия воспроизводит энергетический спектр двумерных электронов в области  $n_s > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  при низких уровнях возбуждения, а ее спектральная ширина при этом равна энергии Ферми двумерных электронов  $E_{Fe}$  (рис. 1) и линейно возрастает при увеличении  $n_s$ . В области  $n_s < n_s^0$  при низких уровнях возбуждения спектральная ширина  $S$ -линии определяется флуктуациями поверхностного потенциала, не зависит от  $n_s$  и равна 2 эВ. При  $n_s > n_s^0$  с ростом уровня возбуждения в результате увеличения плотности поверхностных пар наблюдаются коротковолновый сдвиг  $S$ -линии, связанный с пространственным разделением электронного и дырочного слоев [1, 2], и ее уширение (рис. 1). При этом появляется проводимость поверхностных пар  $\Delta\sigma_p$  (рис. 2), аналогичная наблюдавшейся ранее проводимости поверхностных пар в случае [100]-дырочного слоя [2]. При  $n_s < n_s^0$  с ростом уровня возбуждения наблюдаются длинноволновый сдвиг  $S$ -линии (обозначенной на рис. 1 как  $S_0$ -линия) и ее существенное уширение, а проводимость поверхностных пар при этом не наблюдается. Совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что при  $n_s < n_s^0$  поверхностные пары в результате уменьшения экранирования кулоновского взаимодействия электронов и дырок существуют в виде экситонов, связанных со слоем поверхностного заряда [3]. Такие поверхностные экситоны наблюдаются в спектрах излучения в виде  $S_0$ -линии, на длинноволновом краю которой с ростом уровня возбуждения появляется излучение многоэкситонных



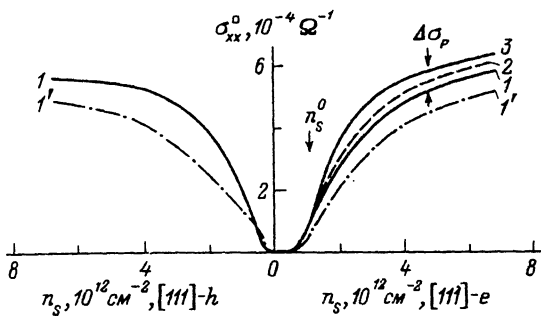


Рис. 2. Зависимость поверхностной проводимости  $\sigma_{xx}$  от плотности двумерных электронов и дырок  $n_s$  в МДП-структуре на [111]-поверхности кремния при температуре  $T = 1.7$  К.  
 Магнитное поле  $H_z$ , кЭ: 1—3—5; 1'—68. Уровень возбуждения  $I_p$  (Вт/см<sup>2</sup>): 1, 1'—(10<sup>-3</sup>—10<sup>-1</sup>); 2—3; 3—10.

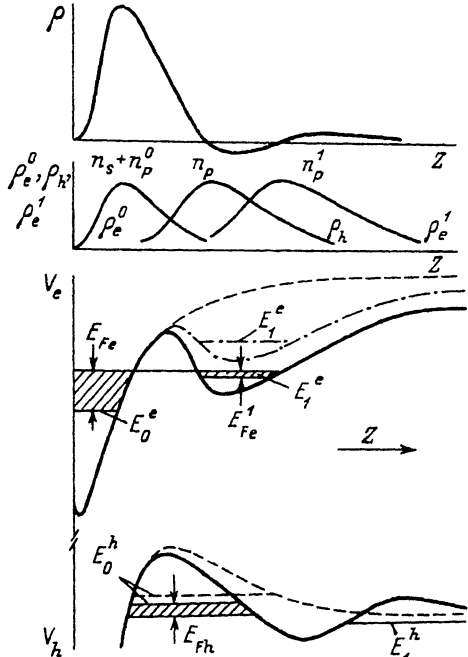


Рис. 3. Распределение потенциала для электронов  $V_e$  и дырок  $V_h$ , плотности заряда  $\rho$ , плотности электронов в первом слое  $\rho_e^0$ , в дополнительном слое  $\rho_e^1$  и плотности дырок во втором слое  $\rho_h$  в электронно-дырочной плазме на поверхности кремния (качественный вид).

$E_0^e, E_1^e$  и  $E_0^h, E_1^h$  — уровни размерного квантования;  $n_p^0, n_p^1, n_p$  — плотность неравновесных носителей в соответствующих слоях. Сплошные кривые — высокий уровень возбуждения, штрихпунктирная кривая — промежуточный, штриховые кривые — низкий уровень возбуждения.

среднего момента двумерных электронов в слое поверхностного заряда в магнитном поле мала и вклада в поляризацию излучения не вносит. Теоретические кривые спектрального распределения величины  $\sigma_N$  (3", 4" на рис. 1) совпадают с экспериментальными. С ростом уровня возбуждения степень поляризации в длинноволновой части S-линии уменьшается из-за уменьшения среднего момента дырок в результате увеличения энергии Ферми двумерных дырок во втором слое. На коротковолновом краю S-линии нами обнаружены anomalно сильное уменьшение степени поляризации излучения с ростом уровня возбуждения и изменение знака поляризации при достаточно высоких уровнях возбуждения (рис. 1). Поскольку отрицательный вклад в степень поляризации излучения в магнитном поле в кремнии может вносить только средний момент электронов [1, 3], наблюдаемое поведение поляризации излучения на коротковолновом краю S-линии обусловлено существенным вкладом в излучение дополнительных неравновесных электронов на уровне Ферми, плотности которых намного меньше плотности электронов в слое поверхностного заряда. С ростом уровня возбуждения плотность таких электронов возрастает одновременно с плотностью дырок, что вызывает уменьшение степени поляризации излучения на обоих краях S-линии.

Роль дополнительных неравновесных электронов на уровне Ферми с аномально высокой спиновой восприимчивостью могут играть только электроны из дополнительного электронного слоя, формирование которого сопровождается возникновением квантовых осцилляций потенциала в поверхностной электронно-дырочной плазме (рис. 3). При большой плотности вырожденных двумерных дырок возникает поляризационное притяжение [1] электронов к металлическому дырочному слою, приводящее к формированию дополнительной электронной потенциальной ямы. При достаточно высокой плотности дырок глубина этой ямы становится достаточной для заполнения ее нижнего квантового уровня электронами. Аналогичным образом может происходить возникновение дополнительного дырочного слоя и других дополнительных электронных и дырочных слоев с ростом плотности поверхностных пар. Ранее в [4] производились расчеты осцилляций электростатического потенциала в электронно-дырочной плазме на поверхности полупроводника в приближении Хартри и была показана возможность образования многослойной системы. Однако использованная в этой работе модель непригодна для описания обнаруженных нами квантовых осцилляций потенциала, поскольку осцилляции электростатического потенциала, равные по порядку величины коротковолновому сдвигу  $S$ -линии излучения, малы и не могут служить причиной образования дополнительных электронных и дырочных слоев. Основной причиной образования дополнительных слоев служит электронно-дырочное корреляционное взаимодействие [1]. Существенный вклад в величину осцилляций потенциала вносит также обменно-корреляционное взаимодействие.

Таким образом, при высоких уровнях возбуждения на коротковолновом краю  $S$ -линии появляется новая линия излучения —  $S_1$ -линия, обусловленная излучательной рекомбинацией двумерных электронов из дополнительного слоя и двумерных дырок. Степень циркулярной поляризации этой линии излучения в слабом магнитном поле равна

$$P_N^1 = \sigma_N \left( \frac{3g_{3/2}^1 \mu_0 H}{2E_{Fh}} - \frac{g \mu_0 H}{2E_{Fc}^1} \right), \quad (1)$$

где  $E_{Fh}$  и  $E_{Fc}^1$  — энергии Ферми дырок и электронов в соответствующих слоях, а  $g \approx 2$  —  $g$ -фактор электронов в дополнительном слое. Поскольку плотность электронов в дополнительном слое не превышает плотности дырок, а кратность долинного вырождения электронов  $\nu = 6$ , энергия Ферми электронов в дополнительном слое существенно меньше энергии Ферми дырок. По этой причине степень поляризации  $S_1$ -линии излучения в магнитном поле имеет отрицательный знак, что и вызывает наблюдаемую поляризацию линии излучения поверхностных пар.

#### Список литературы

- [1] Алтухов П. Д., Иванов А. В., Ломасов Ю. Н., Рогачев А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 1. С. 5—8; 1984. Т. 39. № 11. С. 432—435.
- [2] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Концевой Ю. А., Кузнецов Ю. А., Рогачев А. А., Романова Т. Л., Рубцов Г. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2412—2419.
- [3] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Крутицкий А. В., Рогачев А. А., Рубцов Г. П. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 427—430.
- [4] Монахов А. М., Рогачев А. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1153—1160.