

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ШИРИНЫ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СЛОЯ

С.Г.Семенчинский

Экспериментально обнаружены осцилляции ширины уровней Ландау инверсионного слоя электронов в МДП структуре на поверхности (001) Si при изменении магнитного поля и концентрации носителей.

Как известно, существенное влияние на свойства инверсионных двумерных (2M) слоев электронов в кремниевых МДП структурах оказывают флуктуации электрического потенциала в слое, возникающие из-за случайного распределения связанных зарядов в объеме полупроводника и на границе полупроводник – диэлектрик, флуктуаций толщины слоя диэлектрика и т. п. Эти флуктуации должны, очевидно, в какой-то мере экранироваться электронами двумерного слоя, так как в тех местах, где внешний потенциал меньше, локальная плотность электронов будет больше средней, а, значит, будет больше и потенциальная энергия, связанная с кулоновским взаимодействием электронов. Такой эффект приводит к ослаблению флуктуаций потенциала на несколько порядков при достаточно большой концентрации электронов в 2M-слое¹.

Если поместить МДП структуру в перпендикулярное к ее поверхности сильное магнитное поле, то экранирование изменится. Действительно, электроны, принадлежащие полностью заполненным уровням Ландау, не будут участвовать в экранировании, поскольку они равномерно распределены по поверхности – их плотность в каждой точке определяется лишь напряженностью магнитного поля. Число электронов, принимающих участие в экранировании, в этом случае, очевидно, будет осциллировать при изменении магнитного поля (или концентрации электронов). Это должно привести к осцилляциям ширины уровней Ландау. Максимальная ширина уровня будет соответствовать положению уровня Ферми E_F посередине между двумя уровнями Ландау и определяться числом термически активированных электронов на верхних уровнях или перекрытием уровней. В случае электронного слоя у поверхности (001) кремния энергетические уровни не эквидистантны – каждый уровень Ландау расщеплен на четыре подуровня в соответствии с двумя значениями спина и с двумя различными долинами (рис. 1), и величины энергетических расщеплений Δ_ν зависят от номера промежутка ν . По этой причине и ширина уровней Ландау должна быть разной при расположении уровня Ферми в разных промежутках между энергетическими уровнями.

Наименьшим расщеплением в спектре является междолинное расщепление с $\nu = 3, 5 \dots$, наибольшее — $\nu = 4, 8 \dots$ соответствует переходу между уровнями Ландау с различными номерами N . Расщепления с $\nu = 2, 6, 10 \dots$ соответствуют переходам с изменением спина и долины без изменения номера уровня Ландау.

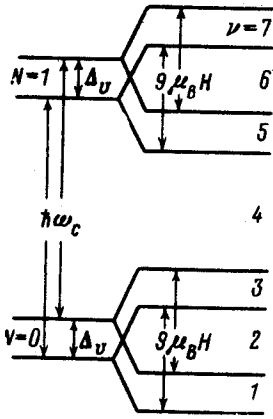


Рис. 1

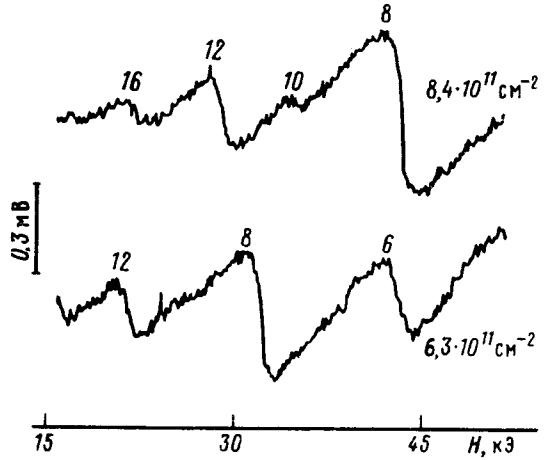


Рис. 2

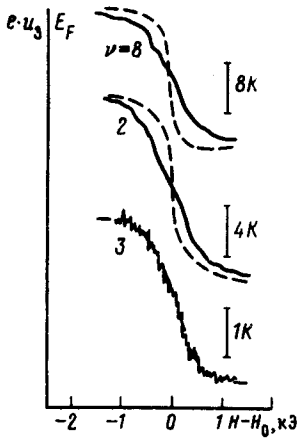


Рис. 3

Рис. 1. Схема уровней электронов инверсионного слоя на поверхности (001) Si в магнитном поле

Рис. 2. Примеры экспериментальных записей зависимости $U_3(H)$ для двух концентраций электронов в 2M-слое. Масштаб записей указан в левой части рисунка

Рис. 3. Сопоставление экспериментально наблюдаемой зависимости $U_3(H)$ домноженной на заряд электрона e (сплошная линия), и расчета $E_F(H)$ для идеально узких уровней (пунктир). Отрезки справа от каждой кривой задают соответствующий ей масштаб. $H_0 \approx 80$ кЭ, $T = 1,34$ К для $\nu = 2; 8$ и $0,8$ К для $\nu = 3$

Экспериментально обнаружить зависимость ширины уровней Ландау от ν удалось, анализируя осцилляции напряжения затвора из МДП структуры, связанные с осцилляциями химического потенциала двумерного слоя². Эксперименты проводились с МДП структурами на поверхности (001) кристалла кремния p -типа проводимости в магнитных полях до 85 кЭ. Измерения велись электрометром с входным током менее 10^{-14} А при отключенном от затвора источнике питания. На рис. 2 приведены типичные записи зависимостей $U_3(H)$. Участки, где U_3 возрастает с увеличением H , соответствуют положению уровня Ферми вблизи середины уровня Ландау. Участки, где U_3 резко падает, или "скачки потенциала" соответствуют переходам уровня Ферми с одного энергетического уровня на другой через очередной энергетический интервал. Форма кривой $U_3(H)$ на этом участке наиболее чувствительна к ширине энергетических уровней и температуре.

Форма скачков потенциала для нечетных ν (см. нижнюю кривую на рис. 3) хорошо согласуется с расчетом в предположении нулевой ширины уровней Ландау, т. е. с зависимостью $E_F(H)$, полученной из уравнения

$$(eH/ch) \sum_i f(\epsilon_i, E_F, T) = n_s.$$

Здесь f — функция Ферми, ϵ_i — энергия i -го энергетического уровня, n_s — поверхностная плотность носителей в 2М-слое, не зависящая от H (как показано в ³). Если бы ширина уровня Ландау не зависела от ν , то подобного согласия следовало ожидать и для больших энергетических расщеплений, соответствующих четным ν . Эксперимент, однако, дает противоположный результат. Для четных ν наблюдается значительное различие в наклонах экспериментальных и расчетных кривых вблизи середины скачка. Для $\nu = 2$ и 8 это различие иллюстрирует рис. 3. Отсюда следует, что для скачков потенциала с четными ν нельзя пренебрегать шириной энергетических уровней. Эксперимент, таким образом, показывает, что ширина уровней Ландау немонотонно зависит от ν (осциллирует), принимая конечные значения при четных и близкие к нулю — при нечетных ν . Оценить ширину уровней количественно можно, предположив, что распределение плотности состояний по энергии на уровне Ландау близко к гауссовому $D(\epsilon, \Gamma) = (\Gamma\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-(\epsilon/\Gamma)^2)$ и одинаково для всех уровней. Тогда, по известной из эксперимента производной $dE_F/dH = dU_3/dH$ в середине скачка из уравнения

$$d \left\{ (eH/ch) \sum_i \int_0^\infty D(\epsilon - \epsilon_i, \Gamma) f(\epsilon, F_F, T) d\epsilon \right\} / dH = 0$$

можно определить значение Γ . Эти значения для различных ν при $H \approx 80$ кЭ приведены в таблице. Там же приведены значения температур T , при которых проводилось измерение, и величины соответствующих энергетических расщеплений Δ_ν .

ν	2	3	4	5	6	8	10
$\Gamma, \text{К}$	4 ± 1	$< 1,5$	$8 \pm 1,5$	< 2	3 ± 1	7 ± 1	$2 \pm 1,5$
$\Delta_\nu, \text{К}$	20 ± 2	$7,5 \pm 1$	30 ± 3	6 ± 1	15 ± 2	28 ± 3	13 ± 2
$T, \text{К}$	1,34	0,8	1,34	0,8	0,8	1,34	0,8

При исследовании скачков с $\nu = 2, 4, 8$ температура повышалась до 1,34К для уменьшения времени установления равновесного распределения носителей в 2М-слое и исключения нестационарных эффектов, описанных в ⁴.

Следует отметить, что теория, не учитывающая экранирование, предсказывает близкую к гауссовой функцию распределения плотности состояний на уровне Ландау ⁵. Определенная из эксперимента форма скачка, однако, соответствует значительно более медленному спаду плотности состояний вблизи уровня Ферми при его удалении от середины уровня Ландау. Возможно, такая зависимость объясняется увеличением ширины уровней Ландау при окончании заполнения очередного уровня Ландау, т. е. также является проявлением эффекта экранирования.

Таким образом, из проведенных экспериментов по измерению зависимости $U_3(H)$ можно сделать вывод о необходимости учета эффекта экранирования как при анализе экспериментальных результатов, так и при разработке теории двумерных электронных систем в сильных магнитных полях.

Автор благодарен А.С.Боровику-Романову за предоставление возможности проведения экспериментов в ИФП АН СССР, М.С.Хайкину, В.М.Пудалову и В.С.Эдельману — за многочисленные полезные дискуссии.

Литература

1. Stern F. Surface Sci., 1976, 58, 162.
2. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 265.
3. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 474.

4. *Pudalov V.M., Semenchinsky S.G., Edelman V.S. Sol. St. Comm., 1984, 51, 713.*

5. *Ando T. J. Phys. Soc. Jap., 1984, 53, 3101.*

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологической службы

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 марта 1985г.
