

МЕЖДОЛИННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ (100) КРЕМНИЯ

И.В.Кукушкин

Методом оптической спектроскопии определено междолинное расщепление в энергетическом спектре двумерных электронов в Si – МДП структурах. Показано, что в перпендикулярном магнитном поле это расщепление увеличивается почти в 10 раз из-за эффектов межэлектронного взаимодействия.

1. Низжайшая размерно квантованная подзона двумерных электронов на поверхности (100) кремния сформирована из состояний, принадлежащих двум долинам зоны проводимости, лежащим на оси [100] ¹. Из эксперимента следует, что это долинное вырождение в магнитном поле (H), перпендикулярном 2D-слою, снимается, что проявляется, например, в осцилляциях Шубникова – де Гааза ². Существует несколько теорий ³⁻⁸, имеющих целью объяснить этот экспериментальный факт. В работах ³⁻⁶ показано, что долинное расщепление, вычисленное без привлечения эффектов межэлектронного ($e - e$) взаимодействия (ΔE_V^0), определяется затворным полем, т.е. пропорционально концентрации 2D-электронов n_s :

$$\Delta E_V^0 = \alpha \left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right) \sim n_s, \quad (1)$$

где $\alpha = \text{const}$, $\left(\frac{\partial V}{\partial Z} \right)$ – градиент потенциала. В работах ^{7,8} отмечалось, что в перпендикулярном магнитном поле долинное расщепление должно значительно усиливаться за счет вклада ΔE_V^* , возникающего из-за эффектов взаимодействия 2D-электронов. Таким образом, для полного междолинного расщепления (ΔE_V) имеем:

$$\Delta E_V = \Delta E_V^0 + \Delta E_V^*. \quad (2)$$

Важно, что вклады ΔE_V^0 и ΔE_V^* по-разному зависят от H , n_s и фактора заполнения $\nu = \frac{h n_s}{e H}$, поэтому необходимо их экспериментально разделять и исследовать отдельно.

2. Величина ΔE_V экспериментально определялась из анализа особенностей осцилляций магнитопроводимости ⁹⁻¹¹ и контактной разности потенциалов ¹². В указанных работах величина расщепления определялась косвенным образом с использованием подгоночных параметров и предположений, требующих специального обоснования. Недавно в работах ¹³⁻¹⁵ была обнаружена излучательная рекомбинация 2D-электронов на поверхности (100) кремния с фотовозбужденными дырками. Как было доказано в ¹⁴, спектральное распределение этого излучения прямым образом отражает энергетический спектр 2D-электронов. Так в магнитном поле, перпендикулярном 2D-слою, наблюдается картина уровней Ландау, которая изменялась при повороте поля в соответствии с изменением нормальной компоненты H ¹⁴. Применение методов оптической спектроскопии позволяет прямым образом измерить ΔE_V как энергетический интервал между соответствующими линиями в спектрах излучательной

рекомбинации. Этот метод также дает возможность разделить вклады ΔE_V^0 и ΔE_V^* в междолинном расщеплении и отдельно исследовать их зависимости от n_g, H, ν .

3. В работе исследовались два МДП-транзистора с максимальной подвижностью $2D$ -электронов при $T=1,6$ К $\mu=3,1 \cdot 10^4$ см²/В·с и $1,8 \cdot 10^4$ см²/В·с. Неравновесные электронно-дырочные пары генерировались через полупрозрачный затвор с помощью аргонового лазера. Характерная плотность мощности составляла $\sim 10^{-3}$ Вт/см². Регистрация излучения производилась с помощью охлаждаемого ФЭУ-62 в режиме счета фотонов с последующим накоплением сигнала. Одновременно с оптическими проводились магнитотранспортные измерения. Остальные детали эксперимента можно найти в ¹⁵.

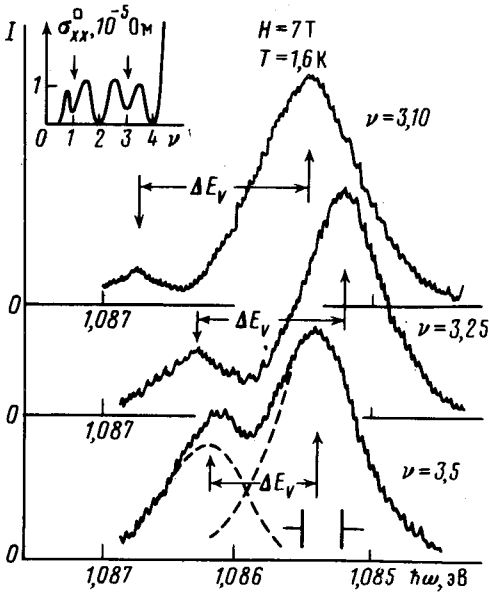


Рис. 1

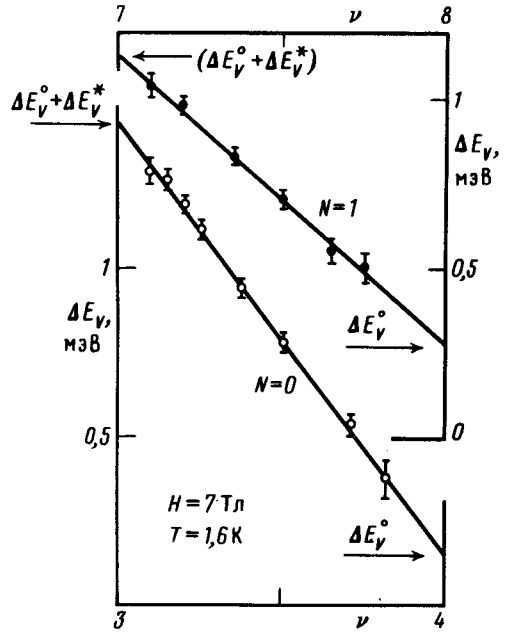


Рис. 2

Рис. 1. Спектры излучательной рекомбинации $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками, измеренные при $H=7$ Тл, $T=1,6$ К, $W=10^{-3}$ Вт/см² и различных значениях фактора заполнения ν : 3,1; 3,25; 3,5. ΔE_V — отвечает величине междолинного расщепления. На вставке показана зависимость $\sigma_{xx}(\nu)$, измеренная одновременно при тех же параметрах H, T, W . Минимумы σ_{xx} , показанные стрелками, отвечают междолинному расщеплению

Рис. 2. Изменение величины ΔE_V , определенной методом оптической спектроскопии, от фактора заполнения ν при $H=7$ Тл, $T=1,6$ К для уровней Ландау с номерами $N=0$ (светлые значки) и $N=1$ (темные значки)

4. На рис. 1 приведены зависимости $\sigma_{xx}(\nu)$ (на вставке) и спектры излучательной рекомбинации $2D$ -электронов, измеренные при $H=7$ Тл и $T=1,6$ К. Стрелками на зависимости $\sigma_{xx}(\nu)$ показаны минимумы σ_{xx} при нечетных целых $\nu = \nu^*$, отвечающие междолинному расщеплению. При $\nu = 3,0$ в спектре рекомбинации наблюдается одна линия, связанная с рекомбинацией $2D$ -электронов из нижней электронной долины, имеющих проекцию спина $S_Z = 1/2$ и принадлежащих основному уровню Ландау ($N=0$) (при низких температурах ($T \cong 1,6$ К) в рекомбинации участвуют лишь дырки из основного состояния с $J_Z = -3/2$ и оптические переходы с участием электронов с $S_Z = -1/2$ запрещены, а соответствующие линии излучения не наблюдаются ¹⁴). При $\nu > 3$ начинает заполняться следующая электронная долина и в спектре рекомбинации появляется новая линия, относительная интенсивность которой отвечает отклонению ν от 3. Энергетический интервал между линиями отвечает междолинному расщеплению ΔE_V (см. рис. 1). Отметим, что даже в тех случаях, когда ΔE_V ста-

новится меньше, чем ширина линий и линии не разрешаются полностью, величина ΔE_V определяется с хорошей точностью, поскольку известна форма линий (измеренная при $2 < \nu < 3$), а также отношение их интенсивностей для заданного ν . Таким образом, методы оптической спектроскопии позволяют не только прямым способом определить ΔE_V , но и измерить зависимость $\Delta E_V(\nu)$.

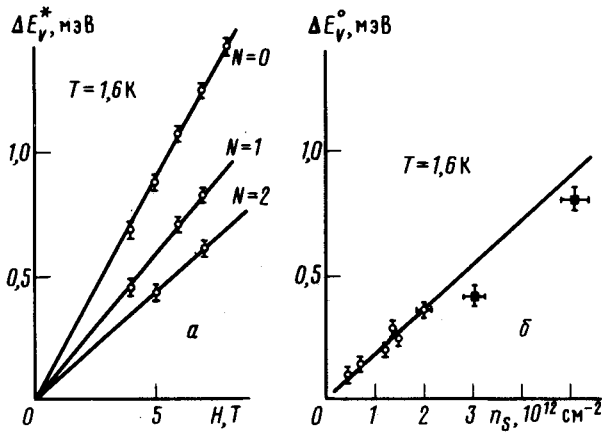


Рис. 3. *a* – Зависимости величины $\Delta E_V^*(\nu^*)$ от магнитного поля, измеренные для различных номеров уровней Ландау при $T = 1,6$ К; *б* – зависимость величины ΔE_V^0 от концентрации $2D$ -электронов n_S , измеренная при $T = 1,6$ К (светлые значки). Темные значки отвечают результатам работы ¹¹, прямая соответствует теории ⁴ и получена при $n_d = 0$, поскольку в условиях фотозвозбуждения слой обеднения отсутствует

На рис. 2 показаны зависимости $\Delta E_V(\nu)$, измеренные при $H = 7$ Тл, $T = 1,6$ К для двух уровней Ландау с $N = 0$ и $N = 1$. Видно, что величина ΔE_V максимальна при $\nu = \nu^* = 3, 5, \dots$, причем абсолютное значение ΔE_V , измеренное методом оптической спектроскопии, существенно превышает значения, полученные другими методами в работах ⁹⁻¹². Кроме того видно, что ΔE_V уменьшается при отклонении ν от ν^* , по мере заполнения очередной долины. Такое поведение $\Delta E_V(\nu)$ отвечает механизму долинного расщепления, основанному на $e - e$ взаимодействии и противоречит концепции неперенормированного ΔE_V^0 . Действительно, согласно ⁷, усиление ΔE_V возникает из-за того, что электронам из различных долин, имеющим разные квантовые числа, не запрещается принципом Паули располагаться близко друг к другу, из-за чего и возникает дополнительное отталкивание, которое приводит к увеличению ΔE_V^0 на ΔE_V^* . Эффект увеличения ΔE_V аналогичен усилению g -фактора $2D$ -электронов за счет $e - e$ взаимодействия ^{16,17}. В рамках экранированного приближения Хартри – Фока ΔE_V^* определяется выражением ⁷:

$$\Delta E_V^* = (\nu_1 - \nu_2) \sum_q [L_N^0 (l^2 q^2 / 2) \exp(-l^2 q^2 / 2)]^2 V(q) / \epsilon(q), \quad (3)$$

где ν_1, ν_2 – факторы заполнения нижней и верхней долин, $V(q)$ – фурьеобраз $e - e$ взаимодействия, $\epsilon(q)$ – статическая диэлектрическая проницаемость, l – магнитная длина, L_N^0 – присоединенные полиномы Лагерра. Из формулы (3) видно, что величина ΔE_V^* максимальна в случае, когда полностью заполнена одна долина и пуста другая (т.е. при $\nu = \nu^* = 1, 3, 5, \dots$) и обращается в ноль при равном заполнении (при $\nu = \nu^0 = 2, 4, 6, \dots$). Такая зависимость $\Delta E_V^*(\nu)$ полностью объясняет экспериментальные данные, представленные на рис. 2 и позволяет определить отдельно величины ΔE_V^* и ΔE_V^0 , поскольку при $\nu \rightarrow \nu^0$, $\Delta E_V^* \rightarrow 0$ и $\Delta E_V \rightarrow \Delta E_V^0$ (см. рис. 2). Проведенные исследования показали, что ΔE_V^0 не зависит от H , N и определяется только n_S . В то же время, величина ΔE_V^* сильно зависит от H , N , а также температуры и ширины уровня Ландау. Зависимости ΔE_V^* от H для разных N представлены на рис. 3, *a*, а зависимость ΔE_V^0 от n_S – на рис. 3, *б*. На рис. 3, *б* показаны также точки из работы ¹¹, в которой определялись величины ΔE_V^0 , так как измерения проводились при больших n_S и N .

5. Таким образом, в настоящей работе использование метода оптической спектроскопии позволило: 1) прямым способом определить ΔE_V без подгоночных параметров и предположений, 2) показать, что при $N = 0$ и $N = 1$ долинное расщепление испытывает очень сильное увеличение (почти в 10 раз) за счет $e - e$ взаимодействия, 3) измерить зависимость $\Delta E_V(\nu)$,

4) разделить вклады ΔE_V^0 и ΔE_V^* в полной величине ΔE_V , 5) измерить зависимости ΔE_V^* от H для различных N , 6) показать, что ΔE_V^0 не зависит от H и N , а определяется только n_S .

В заключение автор выражает благодарность В.Б.Тимофееву за полезные обсуждения.

Литература

1. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.
2. Fowler A.B., Fang F.F., Howard W.E., Stiles P.J. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 901.
3. Kummel R. Z. Physik, 1975, B22, 223.
4. Ohkawa F.J., Uemura Y. J. Phys. Soc. Japan, 1977, 43, 907, 917.
5. Sham L.J., Nakayama M. Surf. Sci., 1978, 73, 272.
6. Sham L.J., Nakayama M. Phys. Rev., 1979, B20, 734.
7. Ohkawa F.J., Uemura M. J. Phys. Soc. Japan, 1977, 43, 925.
8. Rauh Y., Kummel R. Surf. Sci., 1980, 98, 370.
9. Kohler H., Roos M., Landwehr G. Solid State Comm., 1978, 27, 955.
10. Kohler H. Surf. Sci., 1980, 98, 378.
11. Wakabayashi J., Kimura S., Kawaji S. Surf. Sci., 1986, 170, 359.
12. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 265.
13. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 413.
14. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 387.
15. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. ЖЭТФ, 1987, 92, 258.
16. Ando T., Uemura Y. J. Phys. Soc. Japan, 1974, 37, 1044.
17. Englert T., Klitzing K.V. Surf. Sci., 1978, 73, 70.