

## ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В МДП СТРУКТУРЕ НА ПОВЕРХНОСТИ (100) КРЕМНИЯ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Г.Семенчинский<sup>1)</sup>, Л.Смрчка\*, П.Ваšek\*, Л.Янсен<sup>+2)</sup>

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы  
119361 Москва, Россия

\* *Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic*  
162 00 Prague 6, Czech Republic

+ *Grenoble High Magnetic Field Laboratory*  
BP 166, 38042 Grenoble Cedex 09, France

Поступила в редакцию 8 декабря 1997 г.

После переработки 19 декабря 1997 г.

При концентрациях электронов  $N_S > 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  наблюдалась, кроме основной, вторая серия осцилляций Шубникова – де Гааза, предположительно связанная с заполнением второй энергетической подзоны. Была обнаружена смена фазы осцилляций второй серии при некотором угле наклона поля  $\alpha_e$ . Из величины  $\alpha_e$  рассчитано соотношение между циклотронной массой и эффективным  $g$ -фактором. Определено также максимально возможное значение циклотронной массы  $m_H < 0.32m_e$ . На этом основании сделан вывод, что осцилляции второй серии связаны с электронами с эффективной массой в плоскости слоя  $m^* \approx 0.2m_e$ , принадлежащими тем же долинам поверхности Ферми, что и в случае осцилляций основной серии.

PACS: 73.40.-c, 73.61.Cw

Двумерный электронный транспорт на поверхности (100) кремния интенсивно изучается уже много лет. Тем не менее, его физическая картина еще недостаточно ясна. В частности, недостаточно изучен случай больших концентраций электронов, где теория предсказывает заселение более чем одной энергетической подзоны.

Электронная поверхность Ферми в объеме кремния состоит из шести равных эллипсоидов с большими осями, попарно лежащими на кристаллографических осях (100), (010) и (001), то есть электроны поровну распределены между шестью эквивалентными долинами. В инверсионном слое на поверхности эквивалентность долин, вообще говоря, нарушается из-за различия эффективных электронных масс  $m_z$  в направлении нормали к поверхности  $z$ . Для поверхности (100) наименьшую потенциальную энергию имеют электроны двух долин с максимальной массой  $m_z = 0.91m_e$  и эффективной массой в плоскости слоя  $m^* \sim 0.2m_e$ . Энергия  $E_0$  основного состояния электронов этих долин и является энергией дна первой двумерной подзоны. Электронные состояния в этой подзоне вырождены четырехкратно – двукратно по спине и двукратно по долинам.

Дном следующих по энергии подзон должны являться энергия  $E_0$  основного состояния для четырех эллипсоидов с  $m_z = 0.19m_e$  и энергия следующего за основным уровня энергии  $E_1$  для двух долин с  $m_z = 0.91m_e$ . Теория предсказывает близкие

<sup>1)</sup> e-mail: semench@ssemen.msk.su

<sup>2)</sup> L.Smrčka, P.Vašek, L.Jansen.

значения для этих энергий, что делает весьма важным получение экспериментальных данных о природе второй подзоны. Однако до настоящего времени опубликованы лишь несколько экспериментальных попыток определения этой природы.

В работе [1] на линейной зависимости числа заполненных уровней Ландау первой подзоны от напряжения затвора  $V_g$  был обнаружен излом при некотором значении  $V_g = V_B$ . Авторы объяснили его изменением плотности электронных состояний в слое, связанным с началом заполнения второй подзоны. Значение  $V_B$  изменялось при приложении к образцу одноосного сжатия по оси (110), на основании чего был сделан вывод, что при  $V_g > V_B$  начинает заполняться подзона  $0'$ . В работе [2] исследовалась зависимость порога заполнения второй подзоны от концентрации акцепторных примесей в кремнии. В результате был сделан вывод в пользу подзоны 1. Авторы [3] анализировали величину подвижности электронов второй подзоны и ее температурную зависимость и определили вторую подзону как  $0'$ . Значения подвижности определялись косвенно из измерений холловского и продольного сопротивлений. Правомерность такого определения была подвергнута сомнению в [4].

В [5] мы сообщали о (как нам казалось) первом наблюдении серии осцилляций Шубникова – де Гааза, связанных с электронами второй подзоны (далее – серия II). После выхода работы нам стало известно, что аналогичные осцилляции наблюдались ранее в [6]. Авторы этой работы на основании измеренных ими периодов осцилляций обеих серий и полной концентрации электронов в слое  $N_S$  (вычисленной из электрической емкости образца и  $V_g$ ) определили степень вырождения во второй подзоне, как  $8^3$  что указывало на подзону  $0'$ . В [5] было обнаружено, что амплитуды осцилляций серии II значительно сильнее зависят от температуры, чем амплитуды осцилляций серии I. По этой причине осцилляции серии II также были приписаны подзоне  $0'$ , где циклотронная масса больше. Сейчас, однако, известна и альтернативная возможная причина усиления температурной зависимости амплитуд. Оно может быть вызвано увеличением доли тока, переносимой электронами второй подзоны при понижении температуры [4], так что вывод о разных циклотронных массах для осцилляций серий I и II может быть и неверен.

Определенная в [5] из периода осцилляций с учетом предполагавшегося фактора вырождения (8) концентрация электронов во второй подзоне  $N_{II}$  оказалась существенно больше разности  $N_S$  и концентрации электронов в первой подзоне  $N_I$ , определенной из периода осцилляций основной серии (серии I). Примерного равенства между  $N_{II}$  и  $N_S - N_I$  удастся достичь, лишь предположив, что фактор вырождения серии II равен 1, то есть вырождение по спине и долинам отсутствует. Это делает принципиально важным получение прямой экспериментальной информации о величине фактора вырождения.

Целью описанного в настоящей работе эксперимента было прямое определение наличия спинового расщепления в спектре электронов, ответственных за осцилляции серии II, а также оценка их циклотронной массы. Мы воспользовались тем, что соотношение между циклотронным и спиновым расщеплениями энергетических уровней двумерного электронного слоя зависят от угла  $\alpha$  наклона поля относительно перпендикуляра к плоскости слоя, так как спиновое расщепление определяется полной величиной магнитного поля  $H$ , а циклотронное – лишь его нормальной компонентой

---

<sup>3)</sup> По-видимому, при этих расчетах была допущена ошибка. Перерасчет по приведенным в статье экспериментальным данным дает значительно меньшую величину фактора вырождения.

$H_z$ . Это позволяет изменять соотношение между величинами этих расщеплений в ходе эксперимента, добываясь наклоном поля обращения в нуль первой гармоники осцилляций Шубникова – де Гааза. Последнее должно произойти при некотором угле наклона  $\alpha_e$ , когда спиновое расщепление станет равным половине циклотронного. Фазы осцилляций при  $\alpha < \alpha_e$  и  $\alpha > \alpha_e$  при этом будут отличаться на  $180^\circ$ . Такой метод был использован в [7] для определения эффективного  $g$ -фактора электронов основной подзоны двумерного электронного слоя на поверхности (100) Si.

Эксперименты проводились с образцом кремниевой МДП структуры, изготовленным по стандартной технологии на поверхности кремния с концентрацией акцепторов  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Образец имел прямоугольную холловскую геометрию с размерами канала  $2.5 \cdot 0.25 \text{ мм}^2$ . Толщина слоя подзатворного окисла составляла 200 нм, отношение  $N_S/V_g = 1.15 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$ . Пиковая подвижность при температуре 0.4 К была равна  $26000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  при  $V_g = 3.5 \text{ В}$ . Образец был взят с новой подложки (шайбы), образцы с которой не исследовались в [4, 5]. Предварительные измерения показали, что эффекты, описанные в [5] и [4], полностью воспроизводятся и на этом образце.

Во время измерений образец помещался в жидкий  $^3\text{He}$  при температуре  $T = 0.4 \text{ К}$ . Магнитное поле напряженностью до  $B = 23 \text{ Тл}$  создавалось биттеровским магнитом. Столь сильное предельное магнитное поле позволяло проводить измерения в широком диапазоне углов наклона, сохраняя достаточное для наблюдения осцилляций серии II максимальное значение  $B_z = 5 \text{ Тл}$  вплоть до  $\alpha > 70^\circ$ .

Примеры оригинальных экспериментальных записей продольного сопротивления образца приведены на рис.1. На них хорошо видны осцилляции Шубникова – де Гааза обеих серий. Осцилляции серии II начинаются в более слабых магнитных полях и имеют больший период, чем осцилляции серии I.

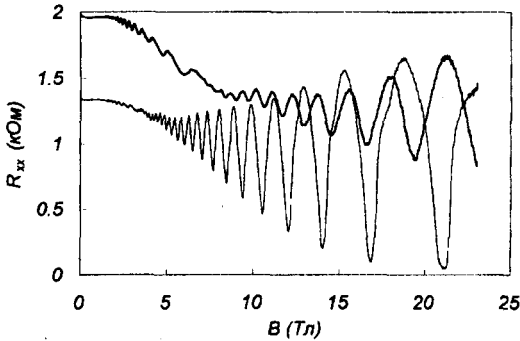


Рис.1. Зависимость продольного сопротивления канала от напряженности магнитного поля при  $V_g = 100 \text{ В}$  (верхняя кривая) и  $V_g = 70 \text{ В}$  (нижняя кривая)

Влияние наклона магнитного поля на осцилляции серии II иллюстрирует рис.2. Для большей наглядности экспериментальные данные предварительно профильтрованы цифровым фильтром высоких частот, чтобы исключить монотонную составляющую зависимости  $R_{xx}(B)$ . Из рисунка видно, что положения осцилляций остаются неизменными относительно  $B_z$ , тогда как их фаза после некоторого угла  $\alpha_e$ , лежащего в пределах  $47.5^\circ < \alpha_e < 60.7^\circ$ , меняется на противоположную. Интерполяция зависимости амплитуды первой гармоники осцилляций от  $\alpha$  дает значения  $\alpha_e = 58^\circ \pm 2^\circ$  при  $V_g = 100 \text{ В}$  и  $52^\circ \pm 4^\circ$  при  $V_g = 70 \text{ В}$ . Аналогичная смена фазы ос-

цилляции наблюдается и для серии I. В этом случае  $\alpha_e = 54^\circ \pm 2^\circ$  во всем диапазоне  $70 \text{ В} < V_g < 100 \text{ В}$  (что несколько меньше полученного в [7]).

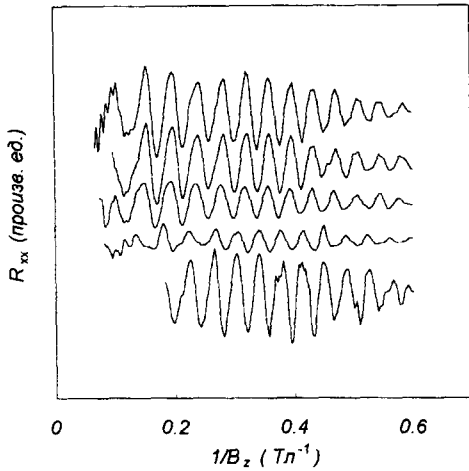


Рис.2. Осцилляции второй серии в наклонном магнитном поле. Углы  $\alpha$  наклона поля к оси  $z$  для кривых (сверху вниз):  $0^\circ$ ,  $32^\circ$ ,  $47.5^\circ$ ,  $60.7^\circ$ ,  $69.5^\circ$

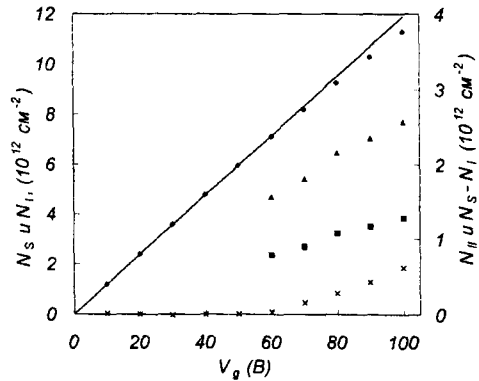


Рис.3. Зависимость концентраций электронов, определенная из периодов осцилляций Шубникова – де Гааза для различных серий осцилляций:  $\blacklozenge$  –  $N_I$ ,  $\blacksquare$  –  $N_{II}$  для фактора вырождения 2,  $\blacktriangle$  – то же для фактора вырождения 4,  $\times$  –  $N_S - N_I$ . Прямая линия – полная концентрация электронов  $N_S$

Наблюдаемое изменение фазы полностью соответствует ожидаемому для двумерной электронной системы с двумя различными спиновыми состояниями. Исходя из того, что момент изменения фазы первой гармонике осцилляций соответствует равенству  $\Delta_H - \Delta_s = \Delta_s$  (здесь  $\Delta_H$  – циклотронное, а  $\Delta_s$  – спиновое энергетические расщепления), можно определить соотношение между циклотронной массой  $m_H$  и эффективным  $g$ -фактором  $g^*$ . Переписав равенство в виде  $(\hbar e / m_H c) H \cos \alpha_e = 2g^* \mu_B H$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\mu_B = e\hbar / 2m_e c$  – магнетон Бора,  $c$  – скорость света и  $m_e$  – масса свободного электрона, получаем:  $g^* = (m_e / m_H) \cos \alpha_e$ . Подставив значения  $\alpha_e$ , получаем для осцилляций серии II:  $g^* = (m_e / m_H)(0.54 \pm 0.02)$  для  $V_g = 100 \text{ В}$  и  $g^* = (m_e / m_H)(0.60 \pm 0.04)$  для  $V_g = 70 \text{ В}$ . Для серии I  $g^* = (m_e / m_H)(0.59 \pm 0.02)$  в диапазоне  $V_g$  от 70 В до 100 В.

Полученные соотношения между  $g^*$  и  $m_H$  позволяют оценить сверху возможные значения  $m_H$  для осцилляций серии II. Известно, что в объеме кремния  $g$ -фактор электронов проводимости равен двум. Электрон-электронное взаимодействие в двумерном электронном слое на поверхности может увеличивать эффективный  $g$ -фактор [8], однако нет оснований предполагать его уменьшение. Приняв для оценки  $g^* > 2$ , получаем  $m_H / m_e < 0.28$  для  $V_g = 100 \text{ В}$  и  $m_H / m_e < 0.32$  для  $V_g = 70 \text{ В}$ . Поскольку это значительно меньше ожидаемого значения  $m_H / m_e = 0.46$  для подзоны  $0'$ , то осцилляции следует приписать электронам тех же долин, что и осцилляции серии I, с эффективной массой в плоскости поверхности  $m^* \approx 0.2m_e$ .

Из сказанного выше следует наличие у осцилляций серии II, по крайней мере, двукратного вырождения по спину. Можно ожидать также и двукратного долинного вырождения для этих осцилляций аналогично осцилляциям серии I. На рис.3

приведены рассчитанные из положений осцилляций Шубникова – де Гааза серий I и II соответствующие им концентрации электронов, а также полная концентрация электронов в слое как функции  $V_g$ . Видно, что разность  $N_S - N_I$  заметно меньше  $N_{II}$  даже без учета возможного долинного вырождения осцилляций серии II.

Мы пока не имеем объяснения такому несоответствию. Возможно, при реально достижимой концентрации  $N_S$  мы имеем дело с заполнением "хвостов" второй подзоны, большая протяженность которых была предсказана в [9], и несоответствие исчезло бы, если бы удалось достичь более высоких концентраций. Как на одну из возможных причин можно указать и на электрон-электронное взаимодействие и междолинное рассеяние электронов. Согласно [10], такое взаимодействие для ориентации (110) может приводить к возникновению доменной структуры с заселением только одной долины в каждом домене и, как следствие, к уменьшению наблюдаемого фактора вырождения. В принципе, похожие эффекты можно предположить и в других случаях, когда заселено несколько подзон, в том числе и для ориентации (100), но пока мы не знаем никаких расчетов для этого случая.

Измерения проведены в Лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция). Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-16838 и Грантового агентства Чешской республики 202/96/0036.

- 
1. D.C.Tsui and G.Kaminsky, Phys. Rev. Lett. **35**, 1468 (1975).
  2. W.E.Howard and F.F.Fang, Phys. Rev. B **13**, 2519 (1976).
  3. G.H.Kruithof and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. B **42**, 11412 (1990).
  4. S.G.Semenchinsky, L.Smrcka, J.Stehno, and V.Borzenets, Phys. Lett. A **217**, 335 (1996).
  5. S.G.Semenchinsky, L.Smrcka, and J.Stehno, Phys. Lett. A **209**, 218 (1995).
  6. J.Herfort, J.Kerner, and W.Braune, Semicond. Sci. Technol. **7**, 1260 (1992).
  7. F.F.Fang and P.J.Stiles, Phys. Rev. **174**, 823 (1968).
  8. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
  9. S.Mori and T.Ando, Phys. Rev. B **19**, 6433 (1980).
  10. M.J.Kelly, L.M.Falicov, Phys. Rev. B **15**, 1974 (1977).