

УДК 621.317; 539.211

СВОЙСТВА ДВУМЕРНОГО ДЫРОЧНОГО ГАЗА У ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ В КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, П. А. Черемных

Исследованы свойства двумерного дырочного газа у поверхности кремния на сапфире в квантующих магнитных полях. Особенностью этой системы является практически изотропная в плоскости границы раздела деформация сжатия кремниевой пленки. Определена величина циклотронной массы двумерных дырок и ее зависимость от концентрации. Обнаружено уменьшение циклотронной массы и непараболичности энергетического спектра двумерных дырок по сравнению с дырочными инверсионными каналами в МДП структурах на недеформированном кремнии. Найдены особенности в поведении осцилляций Шубникова—де Гааза, которые могут быть обусловлены снятием спинового вырождения в системе без центра инверсии.

Интерес к исследованиям двумерных электронных систем у поверхности кремния на сапфире связан прежде всего с тем, что в них существует практически изотропная в плоскости границы раздела деформация сжатия, вызванная значительным по величине напряжением (8–9 кбар), возникающим из-за различного коэффициента термического расширения сапфира и выращенной на нем пленки кремния [1]. Эта деформация сильно видоизменяет энергетический спектр носителей заряда в инверсионном канале и тем самым их поведение. Кроме того, в этих системах существует еще одна интересная особенность закона дисперсии, связанная с наличием спинового расщепления в отсутствие магнитного поля [2]. К настоящему времени подробно исследованы свойства двумерного электронного газа у поверхности кремния на сапфире [1], в то время как дырочный газ практически не изучен. Имеется только одна работа по исследованию аномального магнитосопротивления в области слабых магнитных полей [3]. Данная работа восполняет указанный пробел. В ней впервые исследованы свойства двумерного газа дырок у поверхности кремния на сапфире в квантующих магнитных полях. На основе этого определена циклотронная масса дырок и ее зависимость от концентрации носителей. Также обнаружен ряд особенностей в поведении осцилляций Шубникова—де Гааза (ШДГ).

1. Образцы и методика эксперимента

Образцы, исследованные в данной работе, представляли собой p -канальные кремниевые МОП транзисторы, изготовленные на поверхности (100) пленки кремния толщиной 0.5 мкм, эпитаксиально выращенной на сапфировой подложке толщиной 0.5 мм. Толщина подзатворного диэлектрика ~ 1000 Å, уровень легирования пленки кремния $5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Канал транзистора имел форму кольца с внешним радиусом 300 мкм и внутренним 200 мкм. Такая геометрия канала позволяла провести прямое измерение диагональной компоненты тензора проводимости σ_{xx} . Измерения проводились в магнитных полях до 200 кГс в диапазоне 1.5–4.2 К.

На рис. 1 приведена типичная зависимость подвижности μ_s двумерных дырок у поверхности кремния на сапфире от затворного напряжения V_g

Она имеет вид, обычный для двумерных электронных систем у поверхности кремния, при этом в максимуме $\mu_s \approx 1800 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Следует отметить, что в случае дырочных каналов у поверхности недеформированного кремния подобные величины подвижности наблюдаются только у высококачественных образцов.

В эксперименте были измерены зависимости $d\sigma_{xx}/dV_g$ от V_g при $H = \text{const}$ и $d\sigma_{xx}/dV_g$ от H при фиксированном значении V_g (здесь V_g — затворное напряжение, H — напряженность магнитного поля).

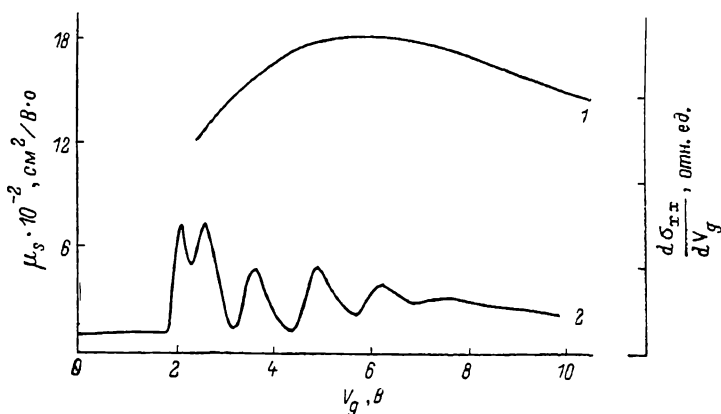


Рис. 1. Зависимость подвижности дырок μ_s (кривая 1) и производной проводимости $d\sigma_{xx}/dV_g$ (кривая 2) от затворного напряжения V_g . $T = 4.2 \text{ К}$, $H = 80 \text{ кГс}$.

Все измерения проводились при тянущих напряжениях $V_g = 1 \div 10 \text{ мВ}$ не приводящих к разогреву дырок. Концентрация дырок в канале p_s определялась из соотношения $p_s = C(V_g - V_n)/e$ (C — емкость диэлектрика, V_n — пороговое напряжение) и по периоду осцилляций ШдГ. Оба метода дали неплохое согласие в пределах точности измерений, которая составляет 20 % при малых p_s и 5 % при больших p_s .

2. Циклотронная эффективная масса двумерных дырок у поверхности кремния на сапфире

Как было уже отмечено во введении, пленки кремния на сапфире характеризуются наличием практически изотропной деформации, вызванной термическими напряжениями, величина которых лежит в пределах 8—9 кбар. Такая деформация должна приводить к заметной перестройке валентной зоны [3]. Как показано в [4], она приводит к дополнительному, помимо эффекта размерного квантования, расщеплению зон тяжелых и легких дырок. Оценка, проведенная на основе модели прямоугольной ямы, показала, что расщепление зон тяжелых и легких дырок имеет величину приблизительно 50 мэВ, которая значительно превышает характерные энергии Ферми дырок в отличие от систем у поверхности недеформированного кремния. Описанная перестройка валентной зоны должна привести к уменьшению эффективной массы дырок m^* , а также к практически полному отсутствию непараболичности их спектра [4]. Измерения зависимости циклотронной эффективной массы от p_s подтвердили этот вывод. В работе масса определялась из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ, когда $\omega_c \tau \sim 1$ ($\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота, τ — время упругой релаксации импульса в отсутствие магнитного поля). Как известно [1], в этих условиях амплитуду осцилляций можно описать следующим соотношением

$$A \sim (2\pi^2 kT / \hbar \omega_c) \cdot \text{sh} (2\pi^2 kT / \hbar \omega_c). \quad (1)$$

Пользуясь им, можно определить m^* , измерив амплитуду A при двух разных температурах. Однако прежде чем использовать соотношение (1), необходимо было проверить его справедливость для исследуемой системы. Результат экспериментальной проверки показан на вставке к рис. 2. Видно, что соотношение вполне удовлетворительно описывает зависимость $A(T)$. Фигурирующая в (1) величина $\hbar\omega_c$ играет роль расстояния между уровнями, что верно лишь в том случае, когда в осцилляциях не разрешается расщепление уровней по спину — это имеет место при малых величинах p_s . Как отмечено в следующем разделе, при $p_s \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$

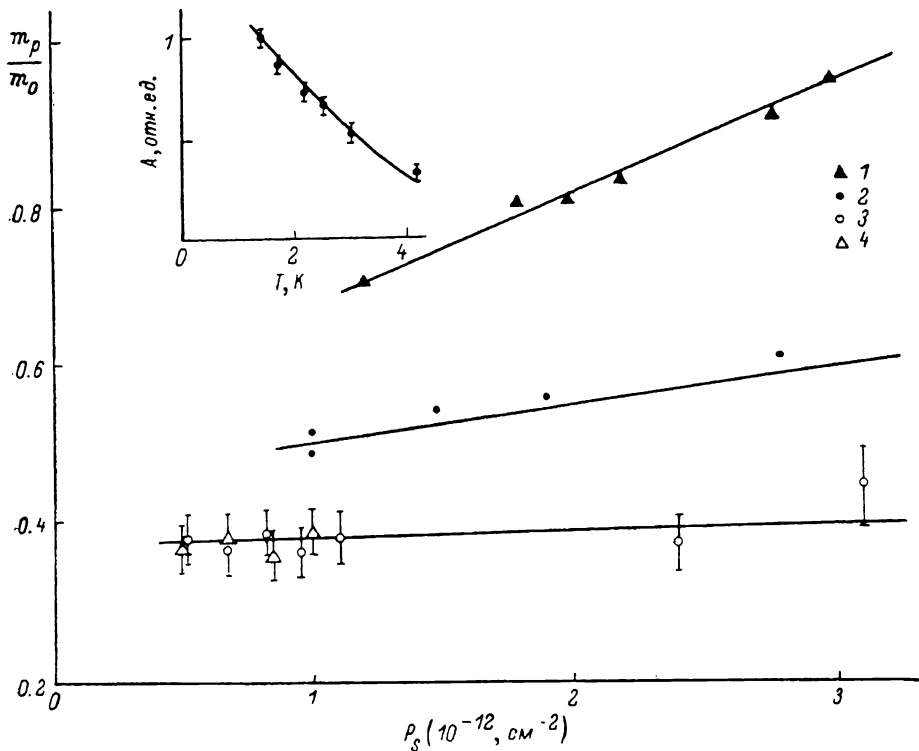


Рис. 2. Зависимость циклотронной массы, определенной из осцилляций Шубникова—де Гааза, от p_s .

1 — [5]; 2 — [6]; 3, 4 — циклотронная масса дырок у поверхности кремния на сапфире, полученная для двух различных образцов. На вставке: изменение амплитуды осцилляций Шубникова—де Гааза $d\sigma_{xx}/dV_g(H)$ при $V_g=4.3 \text{ В}$ и $H=66.6 \text{ кГс}$ в зависимости от температуры. Сплошная кривая — теория [1], темные кружки — эксперимент, $m^*=0.38 m_0$.

во всем исследованном диапазоне магнитных полей наблюдаются осцилляции, соответствующие однократно вырожденным по спину уровням Ландау. Было предположено, что величина щели между уровнями в этом случае равна $\hbar\omega_c/2$. Это предположение подтверждается тем, что значения массы, полученные из температурной зависимости двух соседних пиков в осцилляциях ШдГ, совпадают в пределах экспериментальной ошибки. На рис. 2 показана определенная описанным выше образом эффективная масса дырок в зависимости от концентрации p_s . Здесь также приведены результаты измерения m^* для систем у поверхности недеформированного кремния [5, 6]. Как видно из рис. 2, поведение m^* соответствует сделанным в начале этого раздела выводам: эффективная циклотронная масса двумерных дырок у поверхности кремния на сапфире $m^*/m_0 \sim 0.40 \pm 0.06$ (m_0 — масса свободного электрона) меньше, чем в случае недеформированного кремния и в пределах погрешности измерений не зависит от p_s .

3. Особенности осцилляций Шубникова—де Гааза

Пример зависимости $d\sigma_{xx}/dV_g$ от V_g при фиксированном магнитном поле показан на рис. 1. В целом поведение осцилляций $d\sigma_{xx}/dV_g$ аналогично поведению $d\sigma_{xx}/dV_g$ в других двумерных системах: осцилляции эквидистантны по V_g , за исключением первой и второй осцилляции, расстояние между которыми заметно меньше периода остальных осцилляций. Это расстояние меняется от образца к образцу, что указывает, по-видимому, на то, что первая осцилляция не связана с прохождением уровня Ферми через уровень Ландау, а обусловлена наличием пика в зависимости $d\sigma_{xx}/dV_g$ в отсутствие магнитного поля. Анализ рис. 1 показывает, что амплитуда осцилляций начинает резко падать при $V_g \approx 6\text{В}$, а при $V_g \approx 8\text{В}$ они практи-

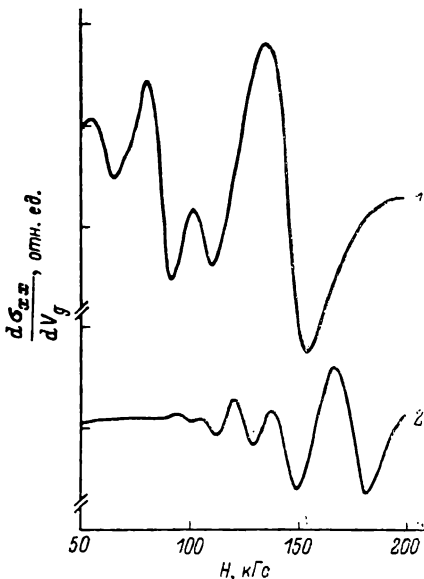


Рис. 3. Зависимость $d\sigma_{xx}/dV_g$ от H для двух значений V_g .
 V_g , В: 1 — 5, 2 — 8.9. $T=1.7$ К.

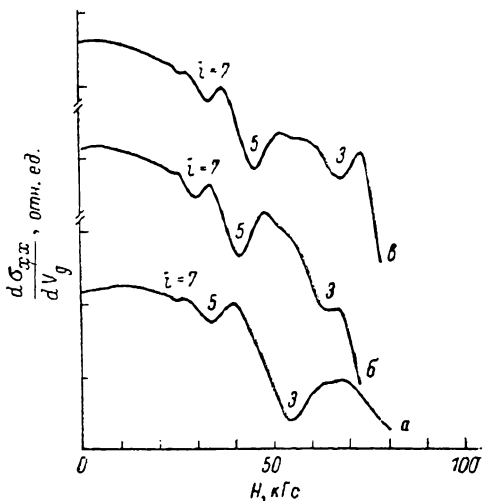


Рис. 4. Зависимость $d\sigma_{xx}/dV_g$ от H для трех значений p_s .
 $\rho_s \cdot 10^{-11}$, см⁻²: а — 3.9, б — 4.6, в — 5.2. $T=1.7$ К.

чески исчезают. Подобное поведение можно было бы связать с уменьшением подвижности при увеличении p_s , однако сопоставление зависимостей $\mu_s(V_g)$ и $d\sigma_{xx}/dV_g(V_g)$ на том же рисунке ясно показывает, что этим оно не объясняется. Хорошо видно, что при $V_g \approx 3\text{В}$ осцилляции имеют наибольшую амплитуду, а при $V_g \approx 8\text{В}$ они отсутствуют, хотя в том и другом случае подвижности одинаковы ($\mu_s \approx 1500$ см²/В·с). Описанное поведение амплитуды осцилляций можно объяснить следующим образом. Известно [1], что при малых концентрациях дырок величина их g -фактора такова, что спиновое расщепление удовлетворяет следующему неравенству: $g\mu_B H \gg \gg \hbar\omega_c - g\mu_B H$ (μ_B — магнетон Бора), т. е. щель, соответствующая осцилляциям ШдГ, в этом случае примерно равна $\hbar\omega_c$. Однако с ростом концентрации g -фактор уменьшается, и в принципе возможна ситуация, когда $g\mu_B H = \hbar\omega_c/2$, и тогда осцилляциям будет соответствовать щель в два раза меньшая. По-видимому, именно такая ситуация реализуется в исследуемой системе. Это предположение подтверждается сравнением зависимостей $d\sigma_{xx}/dV_g(H)$ для $V_g=5\text{В}$ и для $V_g=8.9\text{В}$ (рис. 3). При $V_g=5\text{В}$ наблюдаются сначала осцилляции, соответствующие двукратно вырожденным по спину уровням, затем при $H \approx 90$ кГс начинает разрешаться спиновое расщепление и далее наблюдаются осцилляции, соответствующие однократно вырожденным уровням. При $V_g=8.9\text{В}$ картина осцилляций иная:

сначала (вплоть до 90 кГс) осцилляции практически отсутствуют. Однако затем сразу же начинаются осцилляции, разреженные по спину.

Интересная особенность в поведении осцилляций наблюдается при малых ($p_s \leq 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) концентрациях дырок и, по-видимому, обусловлена снятием спинового вырождения двумерных дырок из-за отсутствия центра инверсии в исследуемой системе. Заключается она в том, что при некоторых p_s вместо увеличения амплитуды осцилляций с ростом магнитного поля происходит ее уменьшение. Этот эффект иллюстрируется на рис. 4, который показывает зависимость $d\sigma_{xx}/dV_g(H)$ для трех концентраций дырок $3.9 \cdot 10^{11}$, $4.6 \cdot 10^{11}$ и $5.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Хорошо видно, что соотношение между амплитудами осцилляций, соответствующих номерам уровней $i=5$ и $i=3$, существенным образом зависит от концентрации. При $p_s = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (кривая 1) амплитуда $A_3 > A_5$, как это и должно быть, для вырожденного по спину в отсутствие магнитного поля спектра. Однако при $p_s = 4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (кривая 2) наблюдается совершенно иная картина $A_3 \ll A_5$ (осцилляция с $i=3$ выражена очень слабо), которая при дальнейшем росте концентрации начинает возвращаться к первоначальной (см. кривую 3, на которой $A_3 \approx A_5$). Описанное поведение осцилляций Шубникова—де Гааза можно качественно объяснить наличием спинового расщепления в отсутствие магнитного поля. Как показано в [7], это расщепление приводит к тому, что некоторые щели между уровнями Ландау, которые в обычных условиях увеличиваются пропорционально магнитному полю, при увеличении магнитного поля резко уменьшаются. Причем существование эффекта сильно зависит от энергии Ферми, g -фактора и величины исходного спинового расщепления. Поскольку изменение p_s меняет все перечисленные выше параметры, эффект наблюдается только в определенном узком диапазоне концентрации.

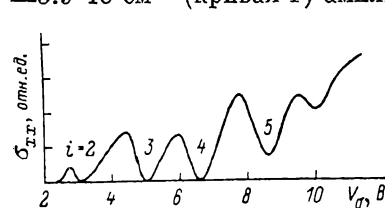


Рис. 5. Зависимость σ_{xx} от затворного напряжения V_g . $H = 200$ кГс, $T = 1.5$ К.

Диагональная компонента тензора удельной проводимости σ_{xx} была измерена в условиях квантового эффекта Холла (рис. 5). Видно, что в этих условиях зависимость $\sigma_{xx}(V_g)$ ведет себя на первый взгляд обычным образом: максимумы σ_{xx} чередуются с глубокими минимумами σ_{xx} . Однако более подробный анализ рис. 5 показывает, что положение минимумов σ_{xx} не эквидистантно по V_g , т. е. отношение

$$\frac{[V_g(i=3) - V_g(i=2)]/[V_g(i=4) - V_g(i=3)]}{[V_g(i=5) - V_g(i=4)]/[V_g(i=4) - V_g(i=3)]} = 1.20 \pm 0.03,$$

а не единице в отличие от электронных систем [8]. Аналогичный эффект наблюдается в двумерном дырочном газе у поверхности (110) недеформированного кремния [9]. Удовлетворительное объяснение описанного эффекта в настоящее время отсутствует и требует дальнейших как экспериментальных, так и теоретических исследований свойств двумерных дырочных систем в сильном магнитном поле.

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Овсюку за поддержку и О. В. Кибису за обсуждения и проведение оценки расщепления зон легких и тяжелых дырок.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
- [2] Гусев Г. М., Квон З. Д., Овсяк В. Н. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 6, с. 2077—2087.
- [3] Вир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 584 с.
- [4] Кибис О. В., Шварцман Л. Д. Поверхность. Физика, химия, механика, 1985, № 7, с. 119—123.

- {5] *Lakhani A. A., Stiles P. J., Cheng J. C.* Phys. Rev. Lett., 1974, vol. 32, N 18, p. 1003—1006.
- {6] *von Klitzing K., Landwehr G., Dorda G.* Sol. St. Commun., 1974, vol. 14, N 5, p. 387—392.
- {7] *Bychkov Y. A., Rashba E. I.* J. Phys. C, 1984, vol. 17, N 33, p. 6039—6045.
- {8] *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, N 6, p. 494—497.
- {9] *Гусев Г. М., Квон З. Д., Неизвестный И. Г., Овсяк В. Н., Черемных П. А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 9, с. 446—449.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
16 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
8 июля 1987 г.
