

З. Д. Квон, И. Г. Неизвестный, В. Н. Овсяк. Влияние поверхностной сверхрешетки на двумерный газ электронов. Квантовые слои пространственного заряда, формируемые у поверхности полупроводника внешним электрическим полем в структурах металл — диэлектрик — полупроводник (МДП), в настоящее время являются одним из самых интересных объектов физики твердого тела. Такие явления, как размерное квантование, локализация и поверхностный перенос заряда, квантовый эффект Холла, имеют наиболее яркий и многосторонний характер именно в этих системах.

Одно из направлений исследований таких слоев связано с инверсионными квантовыми каналами на высокоиндексных поверхностях (т. е. имеющих высокие индексы Миллера), которые являются поверхностями, отклоненными на малые углы θ от сингулярных поверхностей кристалла. Наиболее подробно нами исследованы поверхности кремния, отклоненные от поверхностей (100) и (111) вокруг направления [011] на углы $\theta = 1-10^\circ$.

Ранее было предсказано, что на таких поверхностях, в принципе, могут существовать сверхрешетки по двумя причинам: во-первых, вследствие появления нового трансляционного периода¹, а во-вторых, в результате возможного наличия периодической системы террас и ступеней^{1, 2}. Существование подобной системы было экспериментально обнаружено на вицинальных поверхностях кремния по расщеплению основных рефлексов в дифракции медленных электронов². К настоящему времени имеются данные, свидетельствующие в пользу того, что периодическая система ступеней и террас сохраняется и после термического окисления поверхности^{3, 4}. Именно частичной неупорядоченностью этой системы была объяснена анизотропия переноса носителей заряда в инверсионных каналах, сформированных на вицинальных поверхностях кремния в нашей работе⁵.

Впервые аномалии, вызываемые сверхрешеткой, наблюдались в⁶, но получили не совсем правильную интерпретацию в результате неверного построения энергетического спектра электронов.

Ожидаемый механизм влияния сверхрешетки на свойства двумерного газа обусловлен появлением минищели в энергетическом спектре носителей заряда в первой квантовой подзоне. Как только под влиянием поля, перпендикулярного поверхности, энергия Ферми E_F достигнет минищели, на зависимости проводимости канала G_K от приповерхностного избытка дырок в канале Γ_p должна появиться особенность в виде перегиба, вместо монотонного возрастания. В двумерном газе величина Γ_p^Δ , соответствующая началу особенности, связана с периодом сверхрешетки L простым соотношением $\Gamma_p^\Delta = \pi/2L^2$. Таким образом, зная период L , легко определить требуемое значение Γ_p^Δ .

Эти особенности были обнаружены нами при исследовании проводимости дырочного канала⁷. На рис. 1 приведена производная $dG_K/d\Gamma_p$ от Γ_p для углов наклона $\theta = 2,2$ и 3° при 4,2 К; указанные особенности расположены при $\Gamma_p^\Delta = 2,2 \cdot 10^{12}$ и $4,2 \cdot 10^{12}$ см⁻². Соответствующий им период сверхрешетки $L_{\text{экс}} = 80-85$ и $60-65$ Å, действительно, хорошо совпадает с рассчитанным по углу наклона $L_T = a/\sqrt{3} \sin \theta$, где a — постоянная решетки кремния. Указанные на вставке к рисунку экспериментально определенные перио-

ды для трех углов θ хорошо легли на ожидаемую теоретическую зависимость.

Описанные эксперименты показывают, что существование одномерных сверхрешеток является фундаментальным свойством вицинальных поверхностей, и его необходимо учитывать при анализе не только дырочных, но

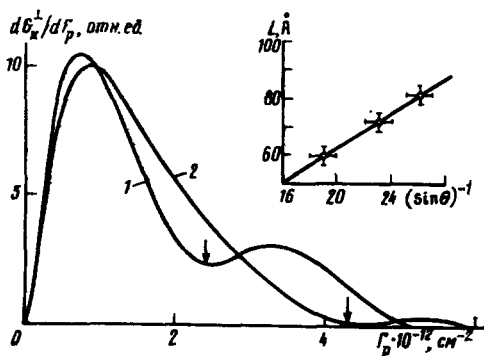


Рис. 1. Зависимость $dG_K^1/d\Gamma_p$ от Γ_p для двух углов наклона θ (1 — $2,2^\circ$, 2 — 3°). Стрелками указаны положения особенностей. На вставке — зависимость периода сверхрешетки от $(\sin \theta)^{-1}$ (кружки — эксперимент, прямая — теоретическая зависимость $L_T = a/\sqrt{3} \sin \theta$)

и электронных каналов, где возникновение минищели обычно связывается с междолинным расщеплением⁸.

Известно, что магнетосопротивление (МС) вырожденного газа со сферически симметричной поверхностью Ферми (ПФ) и изотропным временем релаксации τ мало и по порядку величины равно $(\omega\tau)^2/(E_F/kT)^2$. Обычно

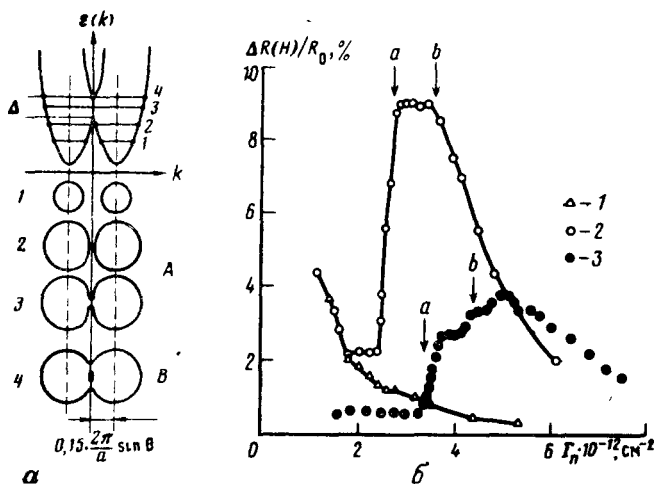


Рис. 2. а — Закон дисперсии для двумерных электронов на вицинальной поверхности (вертикальная сплошная линия — граница зоны Бриллюэна; штриховые — расположение центров долин; 1 — 4 — изоэнергетические контуры в плоскости МДП-структуры); б — зависимость магнетосопротивления $\Delta R(H)/R_0$ от Γ_p при $H = 3,3$ кГс и $T = 4,2$ К для направления тока вдоль оси сверхрешетки (1) и перпендикулярно ей (2, 3) (стрелками а, б обозначены границы минищели, определенные по измерениям проводимости)

наблюдаемое МС реальных вырожденных ферми-систем (в частности, металлов) значительно выше, что чаще всего объясняется сложной формой их ПФ⁹. Двумерный электронный газ на вицинальной поверхности кремния является удобным объектом для наблюдения перехода от изотропной ПФ к ПФ со сложной конфигурацией, поскольку здесь этот переход достаточно просто осуществляется изменением приповерхностного избытка носителей заряда¹⁰. На рис. 2, а представлены поверхности (точнее, контуры) Ферми для различных значений приповерхностных избытков. Видно, что при малых

Γ_n ПФ практически изотропна, а при увеличении Γ_n , т. е. при приближении к границам зоны Бриллюэна, она начинает искажаться и приобретает сложную конфигурацию, которая изменяется в зависимости от положения уровня Ферми. В частности, когда он расположен во второй минизоне, ПФ состоит из двух замкнутых поверхностей, имеющих форму «гантели» и «линзы», в этом случае должен наблюдаться переход от малых величин МС, соответствующих изотропной ПФ, к значительно более высоким значениям, соответствующим Фермиевской поверхности, не обладающей сферической симметрией⁹.

На рис. 2, б приведены зависимости МС канала МДП-транзистора для направлений вдоль ступеней и перпендикулярно им, причем кривая 3 измерена для образца с большим углом отклонения от сингулярной поверхности и с меньшей подвижностью. Видно, что при малых значениях Γ_n (и соответственно E_F) МС ведет себя аналогично каналам на сингулярных поверхностях и одинаково для обоих направлений тока. В непосредственной близости от минищели МС резко возрастает и остается постоянным, пока уровень Ферми проходит через минищель. С выходом во вторую зону МС вновь начинает монотонно убывать с ростом Γ_n .

Приведенные результаты показывают, что обнаруженное явление дает возможность получать информацию о законе дисперсии и поведении времени релаксации в двумерной ферми-системе при изменении формы фермиевской поверхности. Отметим, что в процессе описанного изменения Γ_n ПФ претерпевает два топологических перехода Лифшица⁹. Эти переходы впервые наблюдались по аномалиям фононного увлечения двумерных электронов в работе¹¹.

Дальнейшее развитие исследований таких систем включает изучение поглощения и, в особенности, эмиссии излучения в дальнем ИК диапазоне, циклотронного резонанса¹², а также явлений переноса в сильных магнитных полях¹³.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров В. А.— а) В кн. Тезисы VI Всесоюзного совещания по физике поверхности полупроводников.— Киев, 1977, ч. 2, с. 80; б) ФТП, 1978, т. 12, с. 380.
2. Ольшанецкий Б. З., Шкляев А. А.— В кн. ^{1а}, ч. 2, с. 69.
3. Ольшанецкий Б. З., Ржанов А. В.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 337.
4. Расетан М., Рсчелуаков О. Р.— J. Cryst. Growth, 1982, в. 58, р. 288.
5. Квон З. Д., Неизвестный И. Г., Овсяк В. Н., Ягунова Г. А.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 370.
6. Cole T., Lakhani A., Stiles P. J.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 38, p. 722.
7. Квон З. Д., Колцов Б. Б., Неизвестный И. Г., Овсяк В. Н.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 587.
8. Sham L. J., Allen S. J., Kamgar A., Tsui D. S.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 472.
9. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов.— М.: Наука, 1971.
10. Гусев Г. М., Квон З. Д., Овсяк В. Н.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 177.
11. Заваридский Н. В., Квон З. Д.— Ibidem, 1984, т. 39, с. 61.
12. Чаплик А. В.— Поверхность, 1983, т. 12, с. 22.
13. Айзин Г. Р., Волков В. А.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 1469.