

показывает, что потенциальные ямы имеют барьер высотой около 0.6 мэВ над уровнем Ферми $2D$ -электронов. По величине энергии, определяемой из ВТХ при температуре опыта, и найденной величине потенциальной ямы можно оценить концентрацию поверхностных состояний $N_{\text{ПС}}$. Из ВТХ для $T = 6$ К имеем дефицит энергии $8 \cdot 10^{-12}$ Дж, что дает $N_{\text{ПС}} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Учитывая, что релаксация электронов на кулоновском потенциале этих поверхностных состояний является фактором, ограничивающим подвижность и определяющим нетепловое, столкновительное уширение уровней Ландау, можно оценить независимо концентрацию $N_{\text{ПС}}$ по температуре Дингля T_D , измеренную по осцилляциям магнитосопротивления ШГ. Расчет, аналогичный [4], выполняемый для двумерного электронного газа, приводит к соотношению

$$T_D = \frac{\pi \hbar^2}{k m^*} n_s \epsilon,$$

где $\epsilon = \Delta n_s / n_s$ — относительная флуктуация электронной плотности. Полагаем, что последнее происходит из-за флуктуаций ПС: $\Delta n_s, n_s = \Delta N_{\text{ПС}}, N_{\text{ПС}}$ и $N_{\text{ПС}} = \epsilon N_s$. Тогда для данного образца исходя из $T_D = 1.5$ К и $N_s = (1 \div 3) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ имеем $N_{\text{ПС}} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что очень близко к полученному выше результату.

5. Наконец, оценим объемный эквивалент поверхностной концентрации $2D$ -электронов исходя из $n = n_s t$ и $tk_F \approx 1$, где t — эффективная ширина двумерного канала, k_F — волновой вектор электрона [5]. Для исследованной структуры, по данным измерений осцилляций ШГ, имеем $t = 137 \text{ \AA}$ и $n = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отсюда нетрудно видеть, что захват электронов из ПС сопровождается изменением концентрации их на уровне 10^{-2} , находящемся в пределах погрешности измерений.

6. Структуры с $\sigma(T)$ типа 1—5 (рис. 1) гистерезиса не обнаружили. По-видимому, явление гистерезиса присуще структурам с характерным взаиморасположением уровня Ферми и потенциальных ям, образуемых поверхностными состояниями на границе гетероперехода. Оно (явление гистерезиса) может служить методом получения количественной информации о параметрах (концентрации и энергетическом положении) поверхностных состояний на границе гетероперехода.

Список литературы

- [1] Lin B. J. F., Tsui D. C. // II Int. Conf. Modulated Semicond. Struct. Kyoto, 1985. P. 649—651.
- [2] Schubert E. F., Ploog H., Dämkes D., Heime K. // Appl. Phys. 1984. V. 33. P. 183—193.
- [3] Воронова И. Д. Локализация электронов в компенсированном арсениде галлия // Тр. ФИ АН СССР. 1976. Т. 89. С. 3—58.
- [4] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.
- [5] Алферов Ж. И., Гореленок А. Т., Мамутич В. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 1999—2005.

Получено 24.10.1988

Принято к печати 28.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

ЭФФЕКТ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ИНВЕРСИОННОМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Абрамов В. В., Божко А. Д.,
Кульбачинский В. А., Чудинов С. М.

Вблизи границы в инверсионном слое на поверхности кремния случайные флуктуации поверхностного потенциала создают крупно- и мелкомасштабный рельеф, который приводит к локализации $2D$ -электронов. Исследование проблемы локализации в двумерных проводящих системах в настоящее время

весьма актуально [1]. Изменение концентрации электронов (например, при уменьшении напряжения на затворе в МОП структуре) позволяет исследовать переход металл—диэлектрик в 2D-случае [2]. Кроме температурных зависимостей сопротивления, большой интерес представляет также исследование магнитосопротивления двумерных неупорядоченных систем. Так, например, отрицательное магнитосопротивление (ОМС) неупорядоченных проводников, наблюдающееся в области металлической проводимости, объясняется подавлением квантовых локализационных поправок к проводимости магнитным полем [3]. Исследование ОМС позволяет получить ряд параметров системы, в частности время релаксации фазы волновой функции τ_φ .

В настоящей работе исследованы как температурные зависимости сопротивления, так и магнитосопротивление кремниевых МОП структур с каналами *n*-типа на подложке с ориентацией (111). Подзатворный диэлектрик получен

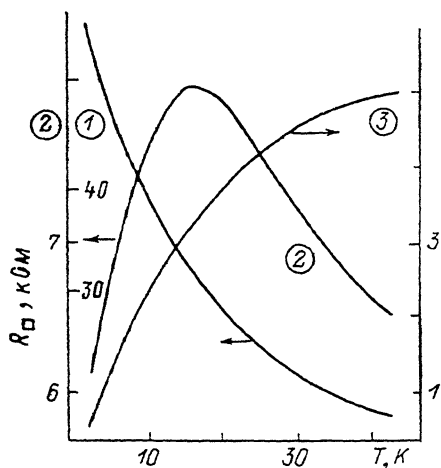


Рис. 1. Зависимости сопротивления на квадрат R_Q для одного из 2D-каналов от температуры.

$n \cdot 10^{12}, \text{см}^{-2}$: 1 — 0.7, 2 — 1.5 (левая шкала), 3 — 2.5 (правая шкала).

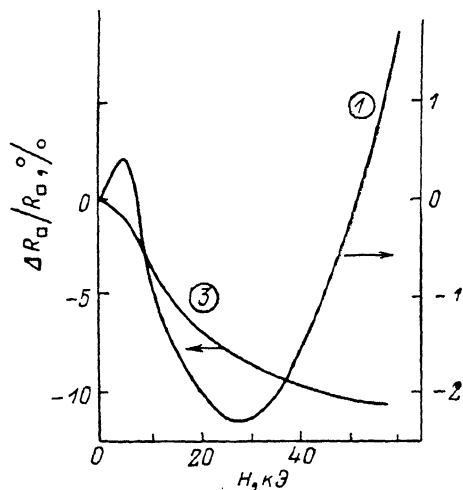


Рис. 2. Зависимости относительного изменения сопротивления 2D-канала от магнитного поля при $T=5.5 \text{ К}$ (соответствуют температурным зависимостям 1, 3 на рис. 1 для того же образца).

$n \cdot 10^{12}, \text{см}^{-2}$: 1 — 0.7, 3 — 2.5.

окислением поверхности кремния в сухом кислороде при $1000 \text{ }^\circ\text{C}$, затвор изготовлен из алюминия. Канал представляет собой полоску шириной 50 мкм с потенциальными и холловскими контактами. Измерения проводились при токах менее 0.5 мкА при напряжениях сток—исток, соответствующих начальному линейному участку вольтамперной характеристики. При увеличении напряжения затвора концентрация электронов линейно росла от $n_1=0.5 \cdot 10^{12}$ до $n_2=2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (при $T=4.2 \text{ К}$). Подвижность μ носителей заряда также увеличивалась с ростом концентрации, достигая максимального значения $\mu=10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При уменьшении концентрации электронов от n_2 до n_1 сопротивление структуры в пересчете на квадрат изменялось от 2 до 200 кОм , что соответствует переходу металл—диэлектрик (граничное значение сопротивления $R_Q = h/e^2 = 25.8 \text{ кОм}$ [2]).

На рис. 1 представлены зависимости сопротивления канала от температуры при различных напряжениях на затворе. Наблюдается переход от активационного характера зависимости $R_Q(T)$ (кривая 1) к металлическому (кривая 3). При сопротивлении канала $R_Q > h/e^2$ при $T < 2.5 \text{ К}$ зависимость $R_Q(T)$ соответствует закону Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка $R_Q = R_Q^0 \exp(T_0/T)^{1/\nu}$, где $\nu \approx 3$. Такая зависимость указывает на то, что для спектра электронов в 2D-канале не характерно наличие кулоновской щели. Это обстоятельство согласуется с характером взаимодействия электронов в слое, рядом с которым расположен металлический управляющий электрод.

Действительно, вблизи металлической полуплоскости взаимодействие зарядов становится дипольным.

Обработка результатов измерений показывает, что $T_0 \approx 400-600$ К, это приводит к величине радиуса локализации $r_{\text{лок}} \approx 70$ Å. Эта величина превосходит борковский радиус для кремния, т. е. ямы случайного потенциала в слое отличаются от чисто кулоновских, что, в частности, связано с изменением экранировки из-за присутствия управляющего электрода.

Локализационная поправка к проводимости σ в металлической области в двумерном случае имеет вид [4] $\Delta\sigma = (e^2/2\pi^2\hbar) ab \ln(T\tau)$, где a — коэффициент порядка 1, b — показатель степени для температурной зависимости обратного времени неупругой релаксации электронов $\tau_{\text{неупр}} \sim T^{-b}$. Эта поправка означает, что при температурах, ниже которых длина диффузии электрона за время сбоя фазы $\tau_{\text{ф}}$ оказывается больше длины свободного пробега электрона при упругих столкновениях, сопротивление будет изменяться с температурой по логарифмическому закону.

Несмотря на низкую подвижность носителей заряда в исследованных каналах (время релаксации $\tau \sim 10^{-13}$ с при гелиевой температуре), оценка показывает, что переход к режиму наблюдения квантовых температурных поправок соответствует области $T < K$.

При переходе от металлической проводимости (рис. 1, кривая 3) к прыжковой на температурной зависимости сопротивления наблюдается максимум, смещающийся в сторону низких температур при уменьшении концентрации носителей заряда (на рис. 1 приведена одна из таких зависимостей — кривая 2). Температура максимума совпадает с энергией Ферми электронов и является температурой вырождения двумерного электронного газа в канале. Уменьшение сопротивления при высоких температурах, по-видимому, связано в основном с изменением подвижности электронов с ростом температуры.

На рис. 2 приведены зависимости $\{R_{\square}(H) - R_{\square}(0)\} / R_{\square}(0)$ от магнитного поля при $T = 5.5$ К при тех же концентрациях электронов, что и на кривых 1, 3 рис. 1 для того же образца. В металлической области наблюдается ОМС, квадратичное в слабых полях и логарифмическое в сильных (кривая 1), соответствующее случаю слабой локализации электронов [3]. В области прыжковой проводимости появляется положительное магнитосопротивление (ПМС), которое сменяется ОМС и опять ПМС с ростом магнитного поля (кривая 3). В режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка магнитосопротивления должно быть положительным и экспоненциально большим: при $\lambda \gg r_{\text{лок}}$ $\ln R_{\square} \sim \alpha (H/H_0)^2$, при $\lambda \ll r_{\text{лок}}$ $\ln R_{\square} \sim \beta (H/H_0)$, где $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина. Наблюдающееся ОМС может быть связано со смещением порога подвижности в магнитном поле и тогда описывается зависимостью $\ln R_{\square} \sim -\gamma (H/H_0)^m$ [5]. Отметим, что α и γ — величины одного порядка и близки к 10^{-2} , $\beta \gg \alpha$, γ , т. е. в сильных магнитных полях доминирует ПМС. Наблюдение ОМС в промежуточных магнитных полях означает, что показатель степени $m > 2$. С этим фактом качественно согласуется вывод теории [5]: m зависит от критического индекса в теории протекания и увеличивается от $m < 2$ до $m > 2$ при переходе от 3-мерного случая к 2-мерному.

В заключение благодарим Б. Л. Альтшулера за полезное обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Kawaji S. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1985. N 84. P. 178—215.
- [2] Заварицкая Т. Н., Заварицкая Э. И. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 10. С. 476—480.
- [3] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 2 (8). С. 768—783.
- [4] Anderson P. W., Abrahams E., Ramakrishnan T. V. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 10. P. 718—721.
- [5] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Хмельницкий Д. Е. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. В. 5. С. 157—160.