



# Введение

## Кремниевый полевой транзистор

В этой работе изучается двумерная система сильно взаимодействующих электронов. Такую систему можно создать, если ограничить движение электронов в каком-нибудь направлении. На практике подложка из кремния окисляется в атмосфере кислорода. Тогда на ее поверхности возникает слой диэлектрика  $SiO_2$ . На этот слой напыляется металлический затвор. Если приложить напряжение к этому затвору, то электроны притянутся из объема полупроводника к поверхности и образуют двумерный слой. При этом, если знак напряжения на затворе совпадает со знаком свободных носителей в объеме кремния, то образуется так называемый инверсионный слой, т.е. знак носителей в двумерном слое будет противоположен знаку носителей в объеме.

Преимущество изучения такой системы по сравнению с трехмерной состоит в том, что можно легко менять концентрацию носителей в двумерном слое, изменяя напряжение на затворе. Фактически устройство представляет

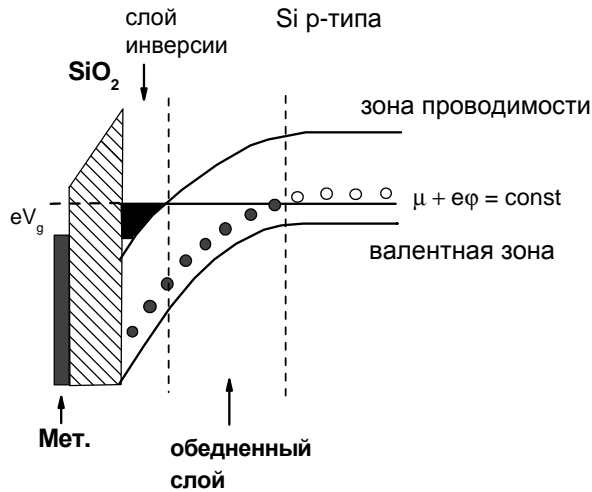


Рис. 1: полевой транзистор MOSFET

собой транзистор, затвор играет роль ключа, управляющего проводимостью двумерного слоя между стоком и истоком. Электрическое поле затвора изгибает зоны в кремнии. Уровень электрохимического потенциала  $\mu + e\phi$  остается постоянным. Когда край зоны проводимости опустится ниже уровня ферми, носители заряда начнут заполнять потенциальную яму между краем зоны проводимости с одной стороны и потенциальным барьером диэлектрика с другой. Из-за необходимости прикладывать электрическое поле для получения проводящего слоя, транзистор называется полевым. Из-за структуры металл-оксид-полупроводник его называют МОП-транзистором. Производство этих транзисторов хорошо развито, т.е. можно получать системы с малым количеством дефектов и высокими подвижностями электронов.

## Сильно взаимодействующие электроны

Электроны в двумерном слое нужно рассматривать как ферми-жидкость, а не ферми-газ, потому что они взаимодействуют. Импульс ферми  $p_f = \hbar\sqrt{2\pi n}/\sqrt{g_\nu}$ , энергия ферми  $\epsilon_f = 2\pi n\hbar^2/2mg_\nu$ ,  $g_\nu$  - долинное вырождение в кремнии. В нашем образце с ориентацией плоскости двумерного слоя (100) оно равно двойке. Долинное вырождение возникает из-за того, что электроны взаимодействуют с кристаллической решеткой. Благодаря этому взаимодействию форма поверхности постоянной энергии зависит от типа кристаллической решетки. Электроны, обладающие одной и той же энергией могут иметь разные эффективные массы и разные импульсы. Но это значит, что в одном и том же состоянии могут находиться несколько 'типов' электронов, т.е. есть вырождение. Вырождение по спину в этой формуле уже учтено (если бы его не было, под корнем в выражении для импульса ферми стояла бы 4, а не 2). Характерная энергия кулоновского взаимодействия также зависит от концентрации электронов и равна  $\epsilon_{ee} = \frac{e^2}{\epsilon r}$ , и  $n = 1/\pi r^2$ , откуда  $\epsilon_{ee} = e^2/\epsilon\sqrt{\pi n}$ . Силу электронного взаимодействия можно характеризовать отношением кулоновской

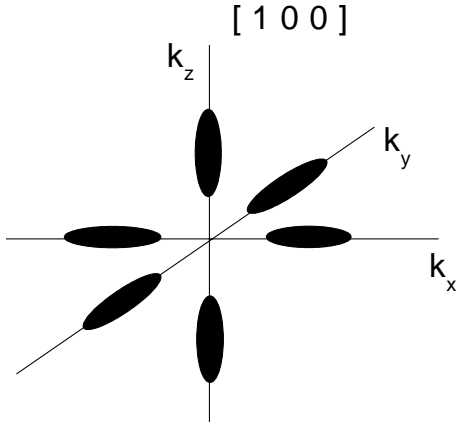


Рис. 2: В кремнии в направлении [100] внутри зоны Бриллюэна есть два минимума, вблизи которых изоэнергетические поверхности выглядят как эллипсы. Наличием этих минимумов объясняется долинное вырождение в кремнии, в направлении [100] равное 2

энергии к энергии ферми:  $r_s = \epsilon_{ee}/\epsilon_f$  или  $r_s = me^2 g_{\nu} \sqrt{\pi} / (\epsilon \pi \hbar^2 \sqrt{n})$  откуда окончательно получим  $r_s = a_b^{-1} g_{\nu} / \epsilon \sqrt{\pi n}$ . Где  $a_b$  - борковский радиус,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды. Считая, что диэлектрическая проницаемость кремния равна 11.5, а диэлектрическая проницаемость  $SiO_2$  равна 3.9, для диэлектрической проницаемости на границе получим значение 7.7 Из выражения для  $r_s$  видно, что с уменьшением концентрации электронов роль кулоновского взаимодействия возрастает. У меня концентрация изменялась в пределах от  $1.38 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $2.43 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  соответственно, определенный выше параметр  $r_s$  менялся в интервале от 14.2 до 10.7

### Температурная зависимость проводимости

Я буду изучать транспортные свойства двумерной электронной системы. Есть несколько факторов, влияющих на проводимость: примеси как на границе диэлектрического слоя, так и в объеме, концентрация электронов, магнитное поле.

Конечное значение проводимости обусловлено рассеянием электронов. Электроны могут рассеиваться на примесях, друг на друге (т.е. взаимодействовать друг с другом) и на фононах. Рассеяние электрона на электроне не меняет полный импульс системы, поэтому не меняется и дрейфовая скорость электронов. Значит, рассеяние электронов на электронах не вносит вклада в проводимость. При низких температурах основной вклад в  $\tau$  дает рассеяние на примесях.

Температурная зависимость проводимости проявляется в соответствии с формулой  $\sigma = ne^2 \tau / m$  через зависимость времени рассеяния  $\tau$  от температуры. Если имеется несколько каналов рассеяния электронов, то  $1/\tau_{\Sigma}(T) = 1/\tau_1(T) + 1/\tau_2(T) + \dots$

Температурная зависимость при рассеянии на фононах известна и представляет собой в двумерном случае [6] закон  $T^5$  при достаточно низких температурах. В нашем случае температура достаточно низкая, чтобы таким рассеянием можно было пренебречь по сравнению с другим вкладом в температурную зависимость проводимости - рассеянием на примесях.

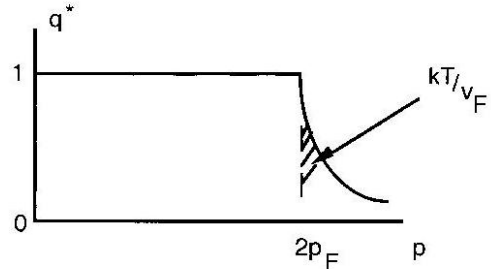


Рис. 3: зависимость обратного радиуса экранирования от импульса, на который рассеивается электрон

при рассеянии на примесях от температуры.

Итак:

1. температурная зависимость проводимости проявляется в зависимости  $\tau(T)$ ;
2.  $\tau(T) = \tau_{im}(T)$ , т.е. определяется рассеянием на примесях, а другими каналами рассеяния можно пренебречь;

Существуют две теории, описывающие зависимость  $\tau$  от температуры: Dolgoplov, Gold 1986 [2] и Zala, Narozhny, Aleiner 2001. Согласно этим теориям  $\tau_{im}$  линейно уменьшается с ростом температуры. Таким образом, мы можем представить зависимость проводимости от температуры в виде

$$\sigma(T) = \sigma(0)[1 - C(n)T/\varepsilon_f]$$

где  $C$  - некоторая константа.

Можно ли качественно понять почему при рассеянии на примесях вероятность уменьшается по закону  $1/T$ ? Каждую примесь можно представить как точечный заряд. Суммарный рассеивающий потенциал складывается из кулоновских потенциалов всех примесей. Его можно разложить в ряд Фурье (т.е. перейти к представлению волновых векторов). Примеси в кремниевых МОП-структурах располагаются в основном на границе  $Si - SiO_2$ , поэтому спектр потенциала  $U(q)$  имеет вид, типичный для двумерного случая  $U(q) = 2\pi e^2/q$ . Электроны будут экранировать рассеивающий потенциал. Часть электронов с импульсами  $> k_f$  рассеивается на слабоэкранированном потенциале, ясно что число этих электронов порядка  $T/\varepsilon_f$ . Рассеяние в силу большого различия в массах электронов и примесей упругое, т.е. изменение импульса электрона при рассеянии на слабоэкранированном потенциале будет  $> 2k_f$ . Это видно из рисунка 3. Итак, число электронов, которые рассеиваются на слабоэкранированном потенциале зависит от температуры линейно. Отсюда и получается формула для линейной зависимости проводимости

### **Влияние магнитного поля на температурную зависимость**

Очень интересное явление происходит при помещении полевого транзистора в параллельное интерфейсу магнитное поле. Оно заключается в том, что сопротивление двумерного электронного газа сильно возрастает.

Магнетосопротивление в параллельном поле объясняется несколькими причинами. Чем больше приложенное магнитное поле, тем больше степень поляризации двумерного электронного газа по спину. Это наводит на мысль, что в состоянии, когда магнетосопротивление выходит на насыщение все спины направлены в одну сторону или, другими словами, степень спиновой поляризации равна 1. Как мы знаем из статистической физики, число состояний двумерной системы под поверхностью ферми равно  $N = \pi p_f^2 S / (2\pi\hbar)^2 * g_s$ , где  $p_f$  - импульс ферми, а  $g_s$  - степень вырождения по спину. Для нулевого магнитного поля она равна 2, т.к. в одном и том же месте могут находиться одновременно 2 электрона со спином вверх и со спином вниз. Если же степень спиновой поляризации 1, то и  $g_s$  равна 1. С магнитным полем, приложенным параллельно двумерному слою, значит, меняется плотность состояний на уровне ферми, что приводит к изменению экранирования примесей. Ясно, что если все спины направлены в одну сторону, то экранирование плохое, и сопротивление возрастает. Это рассуждение очень похоже на то, которое я использовал для объяснения температурной зависимости. Отсюда качественно понятно, почему эффект магнетосопротивления (изменение в 3 раза) больше, чем эффект температурной зависимости (изменение на 25 процентов). В случае магнетосопротивления изменение экранирования происходит за счет всех электронов внутри поверхности ферми, а в случае температурной зависимости - только

за счет электронов вблизи поверхности ферми, которые подверглись температурному размытию (их число  $\sim T/\varepsilon_f$ ).

Возникает вопрос, можно ли считать, что все эффекты, связанные с изменением сопротивления в параллельном поле, вызваны только поляризацией спинов? Другими словами, можно ли пренебречь орбитальными эффектами или искривлением траектории электронов? Ясно, что здесь все будет зависеть от 'толщины' двумерного слоя электронов. Если слой достаточно толстый, как это имеет место например в гетероструктурах  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ , то орбитальными эффектами пренебрегать нельзя. Можно или нет пренебрегать орбитальными эффектами необходимо проверять экспериментально. Для этого нужно менять угол между магнитным полем в плоскости двумерного слоя и током. Если сопротивление будет зависеть от угла, то это и будет признаком наличия орбитальных эффектов. Опыты с полевыми транзисторами на основе кремния показали, что орбитальными эффектами пренебречь можно.

### Баллистический и диффузионный режимы

Представим себе частицу, которая движется в среде. Если плотность среды мала, то между столкновениями частицы проходит значительное время, и ее движение будет баллистическим. Если, наоборот, плотность среды велика, то частица будет очень часто менять направление движения из-за столкновений, и ее движение будет диффузионным. Чем режим диффузии принципиально отличается от баллистического? И в том и в другом режиме есть столкновения. Электрон движется под действием внешнего поля. В баллистическом режиме время свободного пробега достаточно велико, чтобы за это время проекция скорости электрона приобрела направление, совпадающее с направлением действия внешнего поля. В результате можно ввести понятие средней скорости направленного движения электрона. В режиме диффузии время пробега до следующего столкновения мало, и скорость электрона от

столкновения к столкновению направлена хаотически. При диффузии средний квадрат расстояния пропорционален времени движения. В баллистическом режиме, где можно говорить о средней скорости направленного движения, расстояние пропорционально времени движения.

Ясно, что в диффузионном режиме частица, начавшая движение из какой-то точки, проводит вблизи этой точки большее время, чем если бы она двигалась в баллистическом режиме. Это создает условия для интерференции в этой точке волновых функций. Частица - это электрон в периодическом потенциале решетки со своей эффективной массой, а среда - хаотически расположенные примеси. Если волновая функция электрона интерферирует сама с собой (когда он возвращается в исходную точку по разным путям), то в точке возникнет максимум. Т.е. вероятность вернуться в исходную точку у электрона повышается. Это называется слабой локализацией. Если интерферируют волновые функции двух электронов, которые обладают немного разными энергиями, то за время пока их фазы сильно не разошлись, их можно считать когерентными и интерференция таких электронов тоже может привести к локализации. Это - так называемые квантовые поправки к проводимости. Они обусловлены волновой природой электронов. Вероятность электрону вернуться в начало координат есть отношение объема из которого он может за время  $dt$  вернуться в начало координат к объему, в котором он к этому времени может находиться. Если  $b$  - толщина двумерного слоя,  $D$  - коэффициент диффузии,  $\lambda$  - длина волны электрона, то эта вероятность:

$$\int_{\tau}^{\tau_{\varphi}} v_f \lambda^2 dt / b D t$$

Наименьшее время, за которое электрон может вернуться в начало координат, это время свободного пробега  $\tau$ , а наибольшее время, когда возможна интерференция  $\tau_{\varphi}$  - это время расфазировки. Отсюда  $\delta\sigma/\sigma \sim \ln\tau(T)$ . Но, как мы знаем,  $\tau$  линейно зависит от температуры, поэтому  $\delta\sigma/\sigma \sim \ln T$ . Эта поправка существует в диффузионном режиме. В баллистическом

режиме никаких поправок слабой локализации не существует. Остается выяснить, является наш режим баллистическим или диффузионным. Т.е. нужно ли учитывать квантовые поправки?

Расфазировка электронов происходит за время  $\hbar/\Delta\varepsilon$ . Т.к. рассеиваются электроны из области в окрестности уровня ферми  $\sim T$ , то  $\tau_\varphi = \hbar/T$ . Квантовыми поправками можно пренебречь, если время свободного пробега  $\gtrsim$  времени расфазировки. Значит, критерий существования квантовых поправок  $\tau \ll \hbar/T$ , или в эквивалентной записи  $T \ll \varepsilon_f/5\pi$ . При наших измерениях  $\tau$  порядка 4х пикосекунд. Температура, которая соответствует этому  $\tau$  будет  $\hbar/k_B\tau \sim 10^{-34}/(5 * 10^{-12} * 10^{-23}) \sim 2K$ . Измерения же происходили в температурном диапазоне  $1.2K \div 0.1K$ . Неравенство  $\ll$  не выполняется, можно считать, что обе температуры одного порядка. Поэтому квантовые поправки несущественны.

### Еще раз про полевой транзистор MOSFET

Подведем итог тому, что было сказано ранее. Движение электронов происходит в двумерном слое, созданном на основе полевого транзистора. Режим - баллистический, т.е. можно пользоваться  $\tau$  - приближением. Электроны обладают конечной проводимостью благодаря процессам рассеяния. От одного акта рассеяния до другого проходит время  $\tau$ , в течение которого можно считать, что электрон движется с постоянной скоростью. Рассеяние электронов друг на друге на проводимости не сказывается, т.к. не иеняет полный импульс системы электронов. Рассеяние на фононах в области температур ниже 1 Кельвина пренебрежимо мало вследствие малости числа фононов. Квантовыми поправками к проводимости в баллистическом режиме можно пренебречь. Основной вклад вносят хаотично расположенные примеси. Для того, чтобы разобраться, как устроено рассеяние на примесях, нужно хорошо понимать устройство транзистора, на основе которого создана двумерная система. Кратко про

полевой транзистор я уже рассказывал выше. Остановимся на этом вопросе еще раз, подробнее. Итак, электрическое поле затвора загибает края зон проводимости и валентной. Этот загиб можно получить, решая уравнение Пуассона для потенциала:  $\partial^2\varphi/\partial x^2 = 4\pi\rho(x)$ ,  $\rho(x)$  - плотность нескомпенсированных зарядов, создающих поле. Откуда появляются эти заряды? Прежде всего это электроны в двумерном слое, которые заполнили все подуровни в зоне проводимости ниже уровня электрохимического потенциала, остающегося постоянным во всей системе. Эти электроны пришли в двумерный слой благодаря туннелированию из валентной зоны. Контакты 'сток' и 'исток' транзистора представляют собой области, легированные примесями n-типа. К ним прикладывается напряжение, создающее ток в двумерном слое. Преимущественно из области контактов электроны и приходят в двумерный слой. Двумерный слой электронов сам по себе создавал бы постоянное электрическое поле (как бесконечная равномернозаряженная плоскость). Поэтому потенциал менялся бы линейно ( $\rho(x)$  была бы  $\delta$ - функцией). Но не нужно забывать, что кремниевая подложка не может быть идеально чистой, в ней тоже есть примеси. В нашем случае это примеси p-типа. Нужно обратить внимание, что примеси контактов 'сток' - 'исток' и подложки имеют разный знак. Поэтому между контактами и подложкой возникает обедненный слой, т.е.

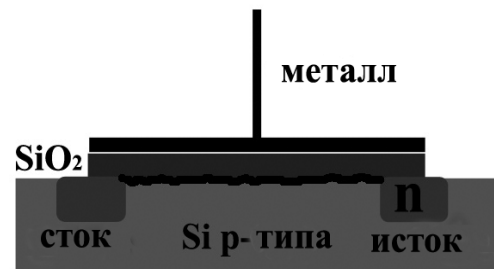


Рис. 4: полевой транзистор MOSFET

контакты изолированы от подложки. Поэтому при приложении напряжения к контактам ток течет в двумерном слое, а не через подложку. Уровни акцепторных примесей в подложке изгибаются вместе с краями зон. Вдали от затвора уровень электрохимического потенциала лежит ниже акцепторных уровней. На рисунке 1 это - белые кружки. Рядом с затвором акцепторные уровни опускаются ниже уровня электрохимического потенциала. На них переходят электроны (тоже за счет туннелирования при нулевой температуре), и они становятся заряженными отрицательно. Так как плотность акцепторных примесей везде одинакова, образуется равномерно заряженный слой электронов (которые, правда, в отличие от двумерного слоя локализованы). Этот слой изображен на рисунке 1 черными кружками. В уравнении Пуассона нужно подставить  $\rho(x) = const$ . Тогда его решением будет  $\varphi = 4\pi\rho x^2$ , т.е. загиб зон будет параболическим. Дырки, оставшиеся в валентной зоне после туннелирования электронов на примеси, уходят в подложку. Они отталкиваются положительным напряжением на затворе. Потенциал затвора экранируется двумерным слоем и слоем заряженных примесей. Последний получил название обедненного слоя в том смысле, что основных носителей заряда (дырок) в нем не стало, зато появились локализованные на примесных уровнях электроны. Двумерный слой электронов получился из-за загиба края зоны проводимости ниже уровня электрохимического потенциала в подложке р-типа. Поэтому он получил название инверсионного слоя. Если бы к затвору прикладывалось не положительное, а отрицательное напряжение, то край валентной зоны загнулся бы выше уровня электрохимического потенциала, и носителями в двумерном слое были бы дырки. При этом обедненный слой не смог бы образоваться. Двумерный слой в этом случае называется слоем аккумуляции. При этом знак носителей в двумерном слое совпадает со знаком носителей в подложке. Если бы подложка была n-типа, то можно было бы получить электроны в слое аккумуляции и дырки в слое инверсии. Из всех

соображений изучать слой инверсии удобнее, чем слой аккумуляции. Хотя бы потому, что в случае слоя инверсии контакты оказываются изолированными от подложки, о чем я уже писал раньше. Откуда берутся примеси, на которых происходит рассеяние? Во-первых, это примеси в объеме диэлектрика  $SiO_2$ . Во-вторых - неидеальность границы полупроводника и диэлектрика.

Все, что изложено про полевой транзистор, позволяет лучше понять, как устроен двумерный электронный газ и за счет чего происходит рассеяние электронов. Полевые транзисторы находят большое практическое применение. Это очень хорошие ключевые элементы с большой разницей сопротивлений в состояниях включено-выключено, которая управляется напряжением на затворе. Это позволило использовать их в динамической памяти на конденсаторах, так называемой DRAM, в качестве переменных резисторов, управляющих скоростью разряда-заряда конденсаторов. В области же научных исследований полевой транзистор представляет удобный способ получать двумерные электронные слои с высокой подвижностью зарядов.

## Постановка задачи

Вспомним ещё раз температурную зависимость проводимости. С уменьшением температуры проводимость возрастала, т.е. образец находился в металлической области, т.е. было  $\partial\rho/\partial T > 0$ . Однако это не всегда так. Может оказаться, что при некоторых значениях магнитных полей или концентраций электронов температурная зависимость изменяет знак и становится диэлектрической, т.е.  $\partial\rho/\partial T < 0$ .

**В связи с этим возникает необходимость исследовать температурную зависимость проводимости двумерной системы в максимально возможном диапазоне концентраций и магнитных полей.**

До этого температурная зависимость исследовалась только в фиксированных значениях магнитного поля. По этим данным нельзя было составить полную картину поведения двумерных электронов. В частности на основании того, что с ростом поля наблюдалось ослабление температурной зависимости делался вывод, что образец приближается к состоянию диэлектрика. Как мы увидим, температурная зависимость на самом деле испытывает немонотонное изменение с ростом магнитного поля.

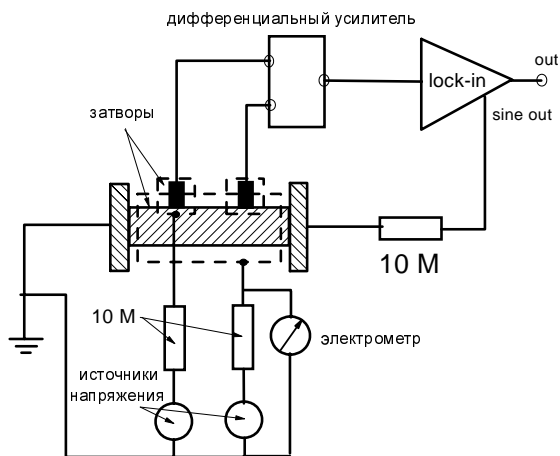


Рис. 5: схема измерений

## Методика измерений

На рисунке 4 изображена схема, по которой проходили измерения. Для усиления сигнала и отделения его от шума использовался широкополосный усилитель с синхронным детектором Lock-in SR830. С выхода генератора Lock-ina на образец подавался синусоидальный сигнал на низкой частоте  $\sim 1$  Гц через большое сопротивление ( $10\text{ M}\Omega$ ). Сопротивление было нужно, чтобы ток, текущий через образец не зависел от сопротивления образца. Значение тока  $1\text{ nA}$  было достаточно маленьким, чтобы вольтамперная характеристика образца была линейной. Сигнал напряжения снимался с двух потенциальных контактов. Он подавался на вход Lock-ina с помощью дифференциального усилителя, чтобы во-первых получить на входе Lock-ina разностный сигнал, а во-вторых ослабить возможные синфазные помехи. Входное сопротивление дифференциального усилителя ( $100\text{ M}\Omega$ ) велико по сравнению с сопротивлением всех контактов, т.е. влиянием сопротивления контактов на измеряемый сигнал можно пренебречь. Измерение по четырехточечной схеме позволяет исключить влияние контактов.

Отдельно следует обсудить вопрос о том, на каких частотах нужно проводить измерения. Представим часть схемы, которая относится ко входу дифференциального усилителя как последовательное соединение  $RC$ -цепочки и самого усилителя. Емкость определяется суммой входной емкости дифференциального усилителя, которая равна  $25$  пикоФарад, и емкости коаксиального кабеля, по которому передается сигнал. Емкость коаксиального кабеля равна  $100$  пикоФарад на метр. Сопротивление определяется контактами, сопротивлением, задающим ток через образец, и входным сопротивлением дифференциального усилителя. Для проведения измерений необходимо, чтобы весь ток протекал через входное сопротивление усилителя, а не через емкость. Для этого нужно, чтобы  $|\frac{1}{i\omega C}| \gg R$ , где  $R$  - входное сопротивление усилителя. Т.е.  $f \ll (RC)^{-1}/2\pi \sim 10$  Гц. Частота  $1$  Гц достаточно низкая, чтобы удовлетворять этому условию. Измерения на более низких частотах проводить не целесообразно, т.к. увеличивается доля низкочастотных шумов (так называемые

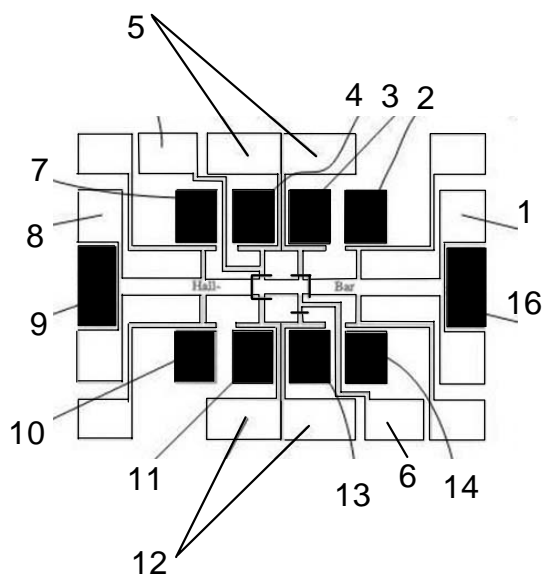


Рис. 6: образец (вид сверху)

шумы  $1/f$ ).

Оценить сопротивление контактов можно следующим образом. Из формулы  $\sigma = ne^2\tau/m$  следует, что проводимость пропорциональна концентрации электронов, если  $\tau$  и  $m$  от концентрации зависят слабо при достаточно больших концентрациях, а именно такие концентрации нам и нужны в области контактов. Значит изменение  $\sigma$  можно считать линейным по концентрации электронов в контактах. Для того, чтобы можно было поддерживать большую концентрацию на контактах независимо от концентрации в области двумерного электронного слоя, используются несколько отдельных затворов. Один - на основную часть полевого транзистора, остальные - на контакты (см. рисунок 5) На эти затворы прикладывают положительное напряжение, изгибающее зоны и создающее слой инверсии, как было описано во введении. Ясно, что если прикладывать слишком большое напряжение, можно пробить слой диэлектрика. Пробойное напряжение  $SiO_2$  составляет  $10^7$  В/см. При толщине этого слоя порядка 1000 ангстрем получим максимальное напряжение 100 вольт. При приложении на затвор напряжения порядка 1 вольта получалась концентрация электронов в двумерном слое  $\sim 10^{11}$  см $^{-2}$ . Значит, максимально допустимая концентрация  $\sim 10^{13}$  см $^{-2}$ . На рисунке, где изображено магнетосопротивление видно, что в магнитном поле наибольшее значение  $R$  порядка 10 кОм. При концентрациях в 100 раз больших получится 100 Ом. На самом деле столь большие напряжения на затвор не прикладывались. Реальная концентрация составляла  $1.5 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$ , а сопротивление контактов - 1 кОм.

При работе с полевыми транзисторами нужно помнить, что очень легко пробить слой диэлектрика. Слой оксида не везде однороден, в нем могут быть дефекты, приводящие к протеканию через него электрического тока. Нужно, чтобы этот ток был не слишком большим, иначе произойдет его лавинообразное нарастание (по аналогии с разрядом в газе). Для этого каждый затвор подключен к источнику напряжения через сопротивление, ограничивающее ток.

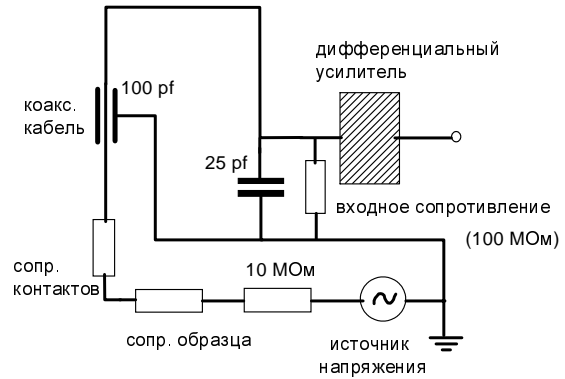


Рис. 7: RC - цепочка

Электрометр служит для того, чтобы узнать, есть ли падение напряжения на сопротивлении. По этому падению можно узнать величину тока, протекающего через затвор. Ограничивать ток нужно, чтобы избежать разрушения диэлектрического слоя.

Почему для измерения напряжения используется именно электрометр, а не вольтметр? Причина заключается в том, что вольтметр пришлось бы соединять параллельно с **большим** сопротивлением, ограничивающим ток. Но входное сопротивление вольтметра хоть и большое, но конечное, и поэтому будет влиять на результат измерения напряжения. Электрометр же (как следует из его названия) измеряет напряжение на конденсаторе, и его входное сопротивление по постоянному напряжению порядка сопротивления диэлектрика  $10^{13}$  Ом. Поэтому он не оказывает влияние на измерения.

Вся схема была заземлена на корпус криостата. Нужно обратить внимание на одну важную деталь. В разных точках земли могут быть слегка разные потенциалы. Это связано с внешними наводками, создаваемыми работающим поблизости электрооборудованием. Поэтому заземление в схемах измерений всегда производится в одной точке.

Измерения проводились на криостате растворения фирмы Oxford. Рабочий диапазон температур составлял  $30\text{ мК} \div 1.2\text{ К}$ . Температуры  $\sim 1\text{ К}$  можно достичь откачкой паров гелия-4. Температура  $30\text{ мК}$  достигается при растворении гелия-3 в гелии-4. Эффект охлаждения возникает за счет испарения атомов гелия-3 с границы раздела фаз. Сверху находится фаза гелия-3, плотность которого меньше, а снизу - фаза гелия-4 с растворенным в нем гелием-3. Стационарный режим растворения поддерживается откачкой паров гелия-3 из специальной камеры при помощи насоса. Преимущественно откачиваются пары именно гелия-3, а не гелия-4, т.к. давление насыщенных паров гелия-4 при низких температурах намного меньше.

Максимально достижимое магнитное поле составляло 14 Тесла. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, находящимся внутри криостата при гелиевых температурах.

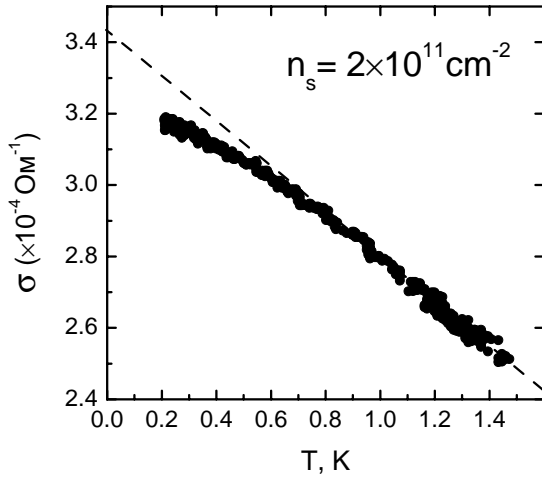


Рис. 8: температурная зависимость проводимости

## Результаты эксперимента.

На рисунке 8 показана характерная температурная зависимость проводимости двумерного газа электронов в наших экспериментах. Видно, что в области температур выше 0.6 К ее можно аппроксимировать прямой линией. Относительное изменение проводимости составляет 25%.

На рисунке 9 показана характерная кривая магнетосопротивления в магнитном поле почти параллельном интерфейсу. Видно, что магнетосопротивление положительно, т.е. возрастает с увеличением магнитного поля. В критическом поле кривая выходит на насыщение. При этом сопротивление в насыщении возрастает примерно в 3 раза по сравнению с сопротивлением в нулевом поле. Относительное изменение сопротивления с изменением магнитного поля больше, чем с изменением температуры. Это хорошо согласуется с представлением о том, что вклад в температурную зависимость вносят лишь электроны из окрестности уровня ферми, а вклад в зависимость от магнитного поля вносят все

электроны. В полях, больших критического поля полной поляризации по спину, видны осцилляции сопротивления. Это осцилляции Шубникова - де Гааза. Они связаны с тем, что магнитное поле было не совсем параллельно плоскости двумерного газа. Из-за этого в системе кроме размерного квантования имелось еще квантование Ландау. С изменением магнитного поля на уровне ферми периодически менялась плотность состояний. Это стало причиной осцилляций. По периоду осцилляций можно определить наклон магнитного поля. В нашем случае он составлял 2.5 градуса.

На рисунке 10 показаны проводимость, подвижность и время упругого рассеяния в зависимости от концентрации электронов в двумерном слое. Треугольниками обозначены данные в нулевом магнитном поле, а кружками в поле полной поляризации по спину. Зависимость  $\sigma$  от концентрации линейная. Так и должно быть в соответствии с формулой  $ne^2\tau/m$ , если в заданном диапазоне концентраций эффективная масса электронов и время упругого рассеяния меняются

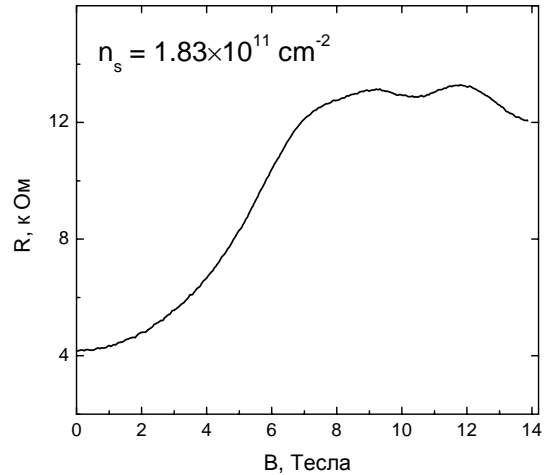


Рис. 9: магнетосопротивление

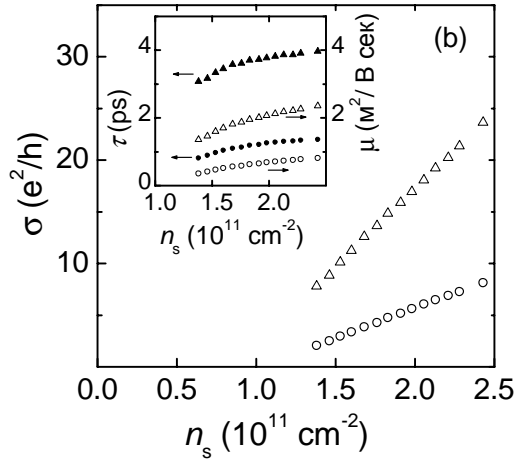


Рис. 10: проводимость, подвижность, время рассеяния в зависимости от концентрации

мало. Подвижность электронов вычисляется по формуле  $\mu = e\tau/m$ . В нашем образце она составляет примерно  $25000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Она не зависит от концентрации напрямую. Зависимость подвижности от концентрации проявляется через зависимость от концентрации эффективной массы и времени рассеяния. Зависимость эффективной массы от концентрации была установлена в работе Шашкина [5]. Она приведена на рисунке 11. Зная эту зависимость и подвижность, можно посчитать время упругого рассеяния. Из рисунка видно, что время упругого рассеяния растет с концентрацией. Так и должно быть, ведь с ростом концентрации улучшается экранирование примесей. В магнитном поле проводимость падает почти в четыре раза.

На рисунке 12 приведено отношение нормированного наклона температурной зависимости проводимости в поле полной спиновой поляризации к нормированному наклону в нулевом поле. Наклоны вычислялись по формуле  $A = (\Delta\sigma/\Delta T)\sigma(T=0)$ . Значение  $\sigma(T=0)$  получалось линейной экстраполяцией температурной зависимости к нулю. Видно,

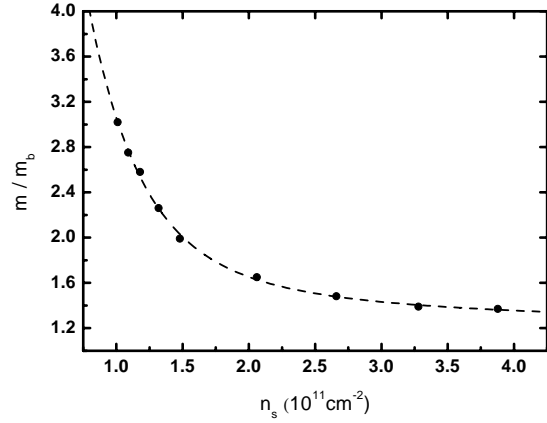


Рис. 11: эффективная масса

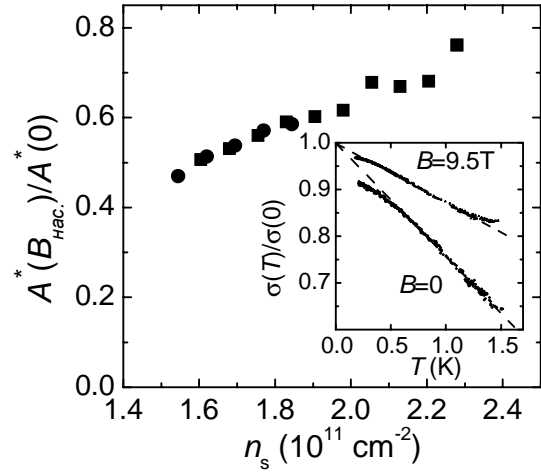


Рис. 12: отношение наклонов температурной зависимости проводимости в магнитном поле и без него

что отношение наклонов близко к 0.5. Это находится в согласии с тем, что в поле полной спиновой поляризации степень вырождения по спину меняет свое значение с  $g_s = 2$  на  $g_s = 1$ . В соответствии с этим плотность состояний на уровне ферми при полной поляризации уменьшается в два раза, что и приводит к уменьшению наклона. С ростом концентрации отношение наклонов слегка возрастает.

### Немонотонная температурная зависимость сопротивления

Представляет интерес изучить температурную зависимость проводимости в широком интервале магнитных полей. Как мы увидели, проводимость  $\sigma(T)$  уменьшается с ростом температуры линейно по закону  $\sigma(T) = \sigma(0)[1 - C(n)T/\epsilon_f]$ . Это является следствием изменения с температурой доли электронов, участвующих в экранировании примесей. Однако с ростом температуры уменьшается и степень поляризации по спину ( температура 'расшатывает' спины). Но это приводит к росту проводимости, о чем я уже писал, когда рассказывал про магнетосопротивление. Значит, существуют два противоположных по знаку изменения проводимости с ростом температуры. Можно ожидать, что при некоторой степени поляризации по спину, вклады этих двух изменений будут равны. Т.е. температурная зависимость будет отсутствовать. Чтобы проверить это в нашей лаборатории измерялось магнетосопротивление при нескольких значениях температуры. На рисунке 13 точками проведена кривая магнетосопротивления при 1.2 К, штрихом - при 0.8 К, сплошная линия - магнетосопротивление при 0.5 К. Видно, что при значениях магнитного поля, близких к полной поляризации, кривые пересекаются, а температурная зависимость проводимости резко уменьшается. Итак, в магнитном поле есть немонотонное изменение температурной зависимости сопротивления. В малых полях, когда степень поляризации по спину мала, преобладает вклад в сопротивление,

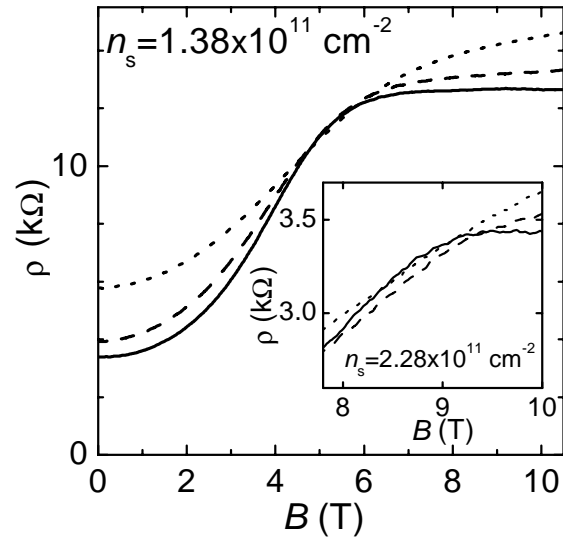


Рис. 13: немонотонное изменение зависимости сопротивления от температуры с изменением магнитного поля

связанный с изменением экранирования примесей. В полях, близких к полю полной поляризации, вклад от теплового 'расшатывания' спинов компенсирует изменение экранирования. Очень интересно поведение температурной зависимости в еще больших полях. Во-первых, видно, что при высоких температурах сопротивление продолжает немножко возрастать с ростом магнитного поля. Во-вторых, вновь появляется температурная зависимость сопротивления. Причина повторного появления температурной зависимости в больших полях по-видимому заключается в том, что вклад от теплового 'расшатывания' спинов начинает уменьшаться. В сильных полях перевероты спина затруднены.

## Итоги

Изучалась двумерная электронная система на основе полевого транзистора. Было экспериментально проверено, что поправка к температурной зависимости проводимости линейна. Основную роль играет рассеяние электронов на примесях. Поправка имеет разную величину в разных магнитных полях. В частности в поле, близком к полю полной поляризации по спину, температурная зависимость сильно ослабляется. Качественное объяснение заключается в том, что есть два вклада в поправку, которые могут компенсировать друг друга. Обнаружен рост магнетосопротивления в полях, больших критического. Теории, позволяющей его объяснить в настоящее время нет.

## Благодарности

Выражаю большую благодарность Э.В.Девятову и А.А.Шашкину, без внимательного и настойчивого руководства которых эта работа не могла бы быть выполнена.

Также выражаю благодарность моему научному руководителю В.Т.Долгополову, постоянно исправлявшему все мои ошибки и многому меня научившему.

# Литература

- [1] Электроны в неупорядоченных средах, В.Ф.Гантмахер, Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2003
- [2] Temperature dependence of the conductivity for the two dimensional electron gas: Analytical results for low temperatures, V.T. Dolgoplov, A.Gold, physical review B, vol.33, num.2, 1986
- [3] Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a parallel magnetic field, V. T. Dolgoplov, A.Gold, JETP Letters, vol.71, num.1, 2000
- [4] Переходы металл-диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах, А.А. Шашкин, Успехи физических наук, том 175, номер 2, 2005
- [5] Sharp increase of the effective mass near the critical density in a metallic two-dimensional electron system, Shashkin et al., physical review B, vol.66 073303, 2002
- [6] Шашкин А.А. Бесконтактные измерения кинетических свойств двумерного электронного газа в МДП-структурах на основе кремния (дипломная работа)