

Особенности электронных свойств δ <Sb>-слоев в эпитаксиальном кремнии.

IV. Прыжковая проводимость и нелинейные эффекты

Вит. Б. Красовицкий, Ю. Ф. Комник

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: komnik@ilt.kharkov.ua*

О. А. Миронов

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
Украина, 310085, г. Харьков, ул. акад. Проскуры, 12*

Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл

Department of Physics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK

Статья поступила в редакцию 5 сентября 1997г.

Изучены температурные зависимости (при 3–50 К) электронных кинетических характеристик (проводимости, магнитосопротивления, эдс Холла) кристаллов эпитаксиального кремния, содержащих δ <Sb>-слой с поверхностной концентрацией атомов сурьмы $1 \cdot 10^{13}$ и $5 \cdot 10^{12}$ см⁻²; изучен вид вольт-амперных характеристик при различных температурах. Установлено, что низкотемпературные кинетические явления в этих объектах определяются прыжковым механизмом проводимости, при достаточно низких температурах (< 10 К) проявляется прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Нелинейность вольт-амперных характеристик успешно описывается теорией неомической прыжковой проводимости в умеренно сильных электрических полях.

Вивчено температурні залежності (при 3–50 К) електронних кінетичних характеристик (провідності, магнітоопору, ерс Холла) кристалів епітаксіального кремнію, що містять δ <Sb>-шар з поверхневою концентрацією атомів сурми $1 \cdot 10^{13}$ та $5 \cdot 10^{12}$ см⁻²; вивчено вид вольт-амперних характеристик при різних температурах. Встановлено, що низькотемпературні кінетичні явища в цих об'єктах визначаються стрибковим механізмом провідності; при достатньо низьких температурах (< 10 К) проявляється стрибкова провідність із змінною довжиною стрибка. Нелінійність вольт-амперних характеристик успішно описується теорією неомічної стрибкової провідності в помірно сильних електричних полях.

PACS: 72.20.Ht

Введение

В работах [1–3] проведено исследование электрических свойств (проводимости, магнитосопротивления, эдс Холла) δ <Sb>-слоев в кремнии, полученных молекулярно-лучевой эпитаксией, в широком интервале температур. Дельта- слой представляет собой проводящий слой атомной толщины, образованный примесными атомами в матрице полупроводникового кристалла, расположенными в одной кристаллической плоскости. Электроны,

обеспечивающие проводимость δ -слоя, находятся в симметричной V-образной потенциальной яме, которая образуется при экранировании электронами потенциала примесных атомов. Электроны в потенциальной яме представляют собой двумерный электронный газ.

Особенностью δ -слоев, по сравнению с иными типами двумерных электронных систем (инверсионными слоями, гетеропереходами и т.п.), является возможность получения произвольной концентрации электронов. В работе [1] в широком интервале температур (1,6–300 К)

изучены кинетические характеристики пяти образцов со следующими значениями концентрации атомов сурьмы N_D в δ -слое: $3 \cdot 10^{14}$ (образец А), $1 \cdot 10^{14}$ (В), $3 \cdot 10^{13}$ (С), $1 \cdot 10^{13}$ (D) и $5 \cdot 10^{12}$ см^{-2} (Е)*. Для всех образцов имеется область активации примесных носителей, в которой наблюдается экспоненциальное уменьшение сопротивления с ростом температуры. Значения температуры, выше которой явно проявляется активация примесных носителей в зону проводимости кремния, составляют ~ 70 (образец А), ~ 60 (В), ~ 45 (С) и ~ 30 К (D и Е). При более низких температурах для образцов А, В и С, как установлено в [2], температурные и магнитопольные зависимости проводимости и эдс Холла с высокой точностью описываются квантовыми поправками к проводимости, связанными с интерференционными эффектами слабой локализации (СЛ) электронов и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в двумерной системе. Из анализа этих зависимостей найдена температурная зависимость времени фазовой релаксации электронов τ_φ , идентифицированной как проявление процессов электрон-электронного рассеяния в δ -слое, а также время спин-орбитального взаимодействия τ_{so} и параметр λ^D электрон-электронного взаимодействия. Совместное исследование интерференционных эффектов и эффекта электронного перегрева в образцах А, В и С дало информацию о температурном изменении времени электрон-фононной релаксации τ_{ep} [3].

В работе [1] свойства высокоомных образцов D и E ниже 18 К не обсуждались, поскольку их поведение не соответствует проявлению эффектов СЛ и ЭЭВ, а отвечает прыжковому механизму проводимости. В настоящей работе представлены результаты изучения поведения проводимости высокоомных образцов кремния с $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -слоем при изменении температуры (в гелиевой области), магнитного и электрического полей. Полученные температурные зависимости сопротивления и вольт-амперные характеристики демонстрируют особенности прыжковых механизмов проводимости в двумерных электронных системах. Существенное различие между механизмами проводимости в низкоомных (А, В) и высокоомных образцах (D, E) можно проиллюстрировать зависимостью

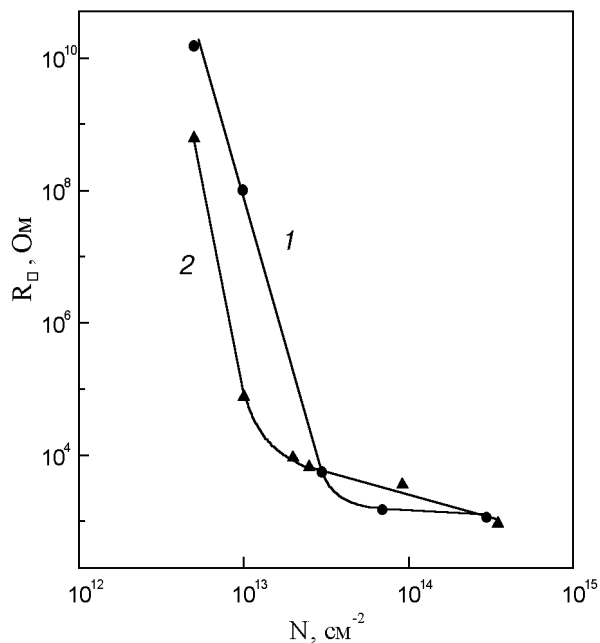


Рис. 1. Зависимость сопротивления квадратного участка δ -слоя R_\square от поверхностной плотности примесных атомов N в δ -слоях в кремнии для сурьмы (1) и бора [4] (2).

$R_\square(N_D)$ (рис. 1, кривая 1), построенной для всей изученной серии образцов на основании данных [1] и настоящей работы при температуре 8 К. Резкое возрастание сопротивления при $N_D \leq 3 \cdot 10^{13}$ см^{-2} связано с переходом металл — изолятор при уменьшении концентрации примесных атомов в δ -слое. Такой переход происходит в условиях, когда среднее расстояние между ионизированными атомами сурьмы в δ -слое ($\sim N_D^{-1/2}$) оказывается больше боровского радиуса a_B , характеризующего размеры волновой функции электрона на примесном атоме. На рис. 1 для сравнения представлена зависимость $R_\square(N_A)$ для δ -слоев бора, являющегося акцепторной примесью, в кремнии [4], измеренная также при 8 К (кривая 2). В этом случае переход металл — изолятор наблюдается при $N_A \sim 1 \cdot 10^{13}$ см^{-2} , т.е. при меньшей концентрации, чем в случае сурьмы, что, по-видимому, обусловлено большим значением эффективного боровского радиуса для бора. Таким образом, высокоомные образцы D и E с $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -слоем явно находятся на диэлектрической стороне перехода металл — изолятор.

* Образцы были приготовлены в Advanced Semiconductor Group, University of Warwick, Coventry, UK.

2. Методика измерений

Образцы представляют собой монокристаллы эпитаксиального кремния (размером $6 \times 4 \times 0,5$ мм) с $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -слоем, выполненным в кристаллографической плоскости (100) в виде двойного креста. Токвые и потенциальные отводы имеют на поверхности кристалла контактные площадки, позволяющие включать образец в измерительную схему. Измерения сопротивления, магнитосопротивления, вольт-амперных характеристик и эдс Холла проведены в настоящей работе преимущественно при температурах ниже 20 К (вплоть до 3 К для образца D). Точность стабилизации температуры составляла 0,05 К.

В связи с большим интервалом изменений величин сопротивлений образцов (10^3 – 10^{12} Ом) измерения проводились в двух режимах: а) режим заданного тока (ЗТ) через образец для сопротивлений ниже 10^8 Ом (измерительный ток $I = 10^{-8}$ А), при этом измерялись либо падение напряжения на образце стандартным четырехзондовым методом, либо непосредственно сопротивление с помощью омметра; б) режим заданного напряжения (ЗН) на образце, когда его сопротивление превышало 10^8 Ом, т.е. измерялся ток в цепи образца, определяемый только сопротивлением образца, которое превышало все остальные сопротивления в токовой цепи на много порядков. Результаты измерений, полученные в режимах ЗТ и ЗН, «сшивались» вблизи значения 10^8 Ом.

В изученных образцах наблюдались нестационарные процессы, природа которых остается невыясненной. Оказалось, что после охлаждения образца от комнатной температуры до гелиевой при первом включении напряжения (режим ЗН) возникает ток, величина которого через несколько секунд резко возрастает в 2–3 раза, а затем медленно увеличивается (в течение нескольких десятков минут) до значения, на порядок больше начального. Если во время этих измерений произвести несколько кратковременных переключений в режим ЗТ (омметр), то будет фиксироваться монотонное уменьшение сопротивления образца. Следовательно, приложенное напряжение формирует новое состояние образца, характеризующееся меньшим сопротивлением. Если сохранить на длительное время режим ЗТ, то достигнутое ранее в режиме ЗН значение сопротивления образца будет очень медленно увеличиваться, стремясь к начальному. Таким образом, электрические измерения приводят к

уменьшению сопротивления образца, причем тем большому, чем больше временной промежуток наблюдений и больше измерительный ток или приложенное напряжение. Это обстоятельство учитывалось при проведении измерений. Так, температурные зависимости сопротивления построены по результатам измерений при малом напряжении (< 2 В). В этом случае реализуемое высокоомное состояние воспроизводится в повторном цикле измерений. Использование более высоких напряжений, а также длительные циклы измерений выявляют более низкоомное состояние образца, однако полученные в таких циклах зависимости $R(T)$ полностью функционально подобны соответствующим зависимостям $R(T)$ для высокоомного состояния образцов. При измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) использовалось дискретное изменение величины приложенного напряжения, а длительность измерения полной ВАХ не превышала двух минут, что практически исключало влияние нестационарных процессов.

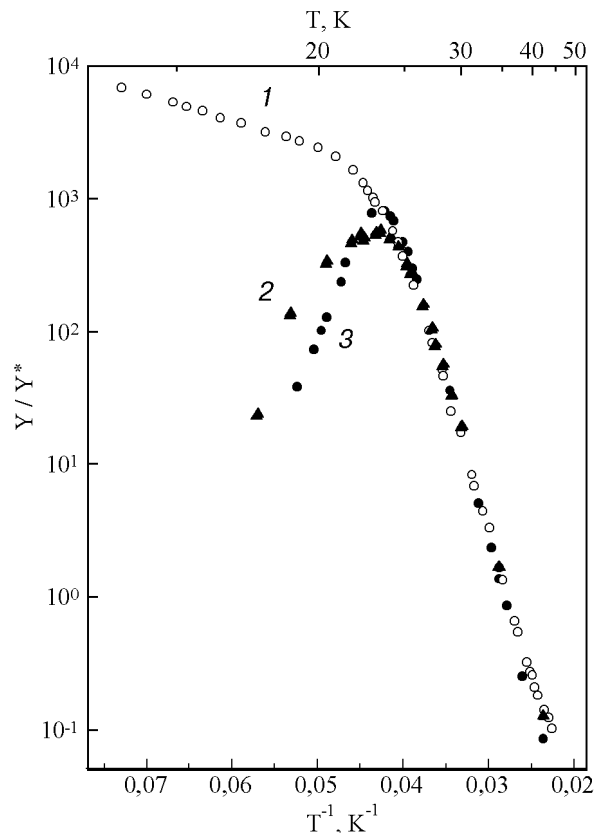


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления R (1), изменения сопротивления в магнитном поле ($H = 16$ кЭ) $\Delta R_H = R(H) - R(0)$ (2) и приведенной эдс Холла $U_H / (Hj)$ (3) для образца D с концентрацией атомов Sb в δ -слое $N_D = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$. Кривые нормированы на соответствующие значения при $T = 34,4$ К.

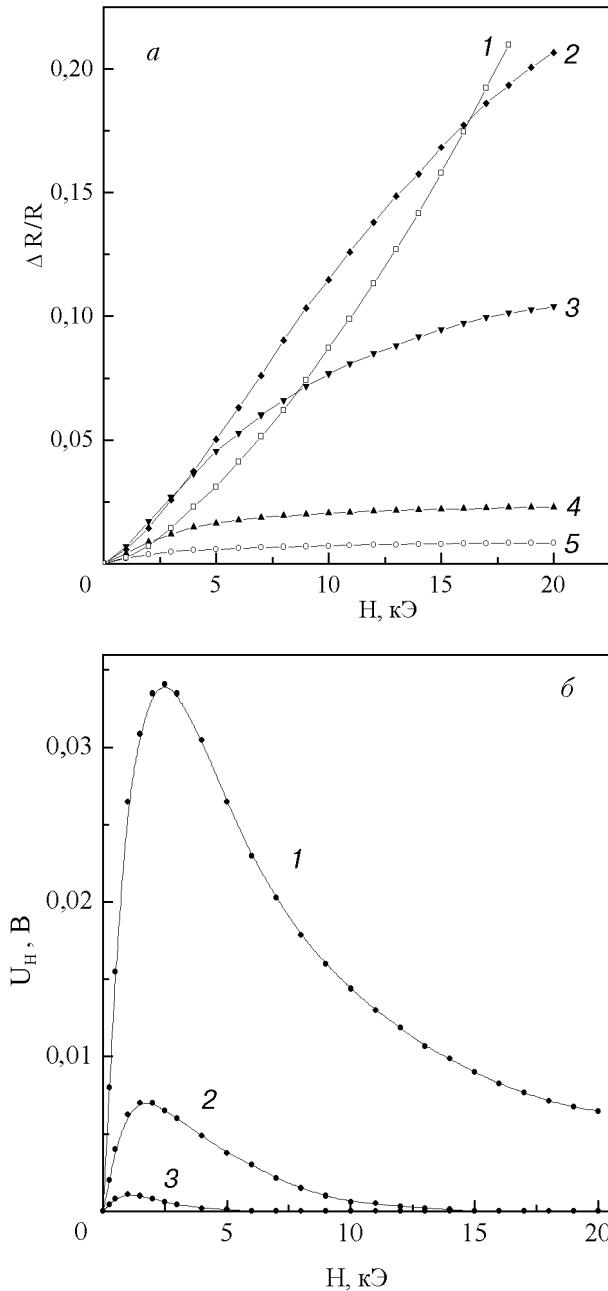


Рис. 3. Магнитопольные зависимости относительного изменения сопротивления $\Delta R/R_0$ (а) и эдс Холла U_H (б) образца D при различных температурах T, К: 27,25 (1); 25,25 (2); 23,15 (3); 20,4 (4); 18,8 (5) (а) и 20,4 (1); 18,8 (2); 17,5 (3) (б).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Температурное изменение кинетических характеристик

На рис. 2 представлены температурные зависимости сопротивления R , магнитосопротивления $\Delta R_H = R(H) - R(0)$ и приведенной эдс Холла $U_H/(Hj)$ (j — ток), измеренные на образце D в интервале температур

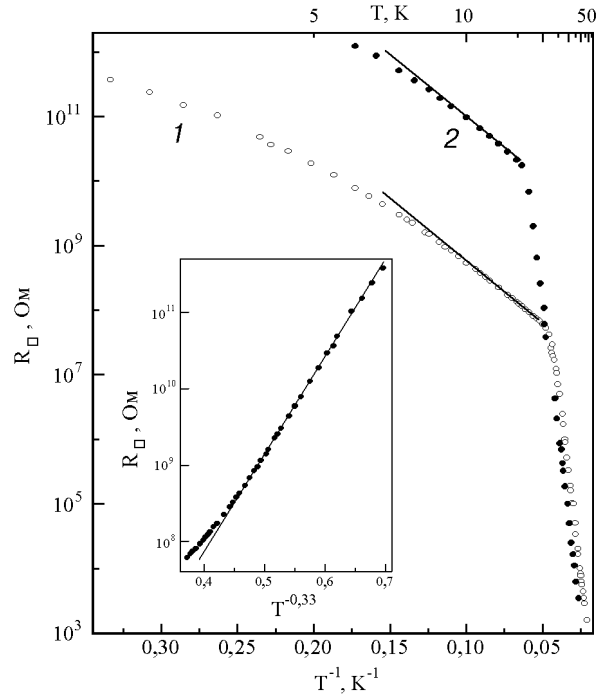


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления образцов D (1) и E (2). На вставке — низкотемпературный участок зависимости $R_D(T)$ для образца D.

10–50 К. Для удобства сравнения логарифмы величин R , ΔR_H и $U_H/(Hj)$, построенные от обратной температуры, представлены в относительных единицах: все кривые нормированы на соответствующие значения при $T = 34,4$ К. Хорошо видно, что в интервале температур 27–47 К представленные на рисунке зависимости подчиняются единому экспоненциальному закону. Ниже 27 К на зависимости $R(T)$ наблюдается еще один (более слабый) экспоненциальный участок, в то время как величины ΔR_H и $U_H/(Hj)$, достигнув максимума при $T \approx 23$ К, резко уменьшаются при понижении T . Магнитопольные зависимости величин ΔR_H и $U_H/(Hj)$, измеренные справа и слева от максимума при различных температурах, принципиально различны (рис. 3). Правее максимума имеются обычная степенная зависимость $\Delta R_H \sim H^n$, где $n \sim 1,5-2$ (кривая 1, $n = 1,6$), и $U_H \sim H$, в то время как левее максимума зависимости $\Delta R_H(H)$ насыщаются и амплитуда магниторезистивного эффекта быстро уменьшается (кривые 3–5), а $U_H(H)$ имеют вид кривых с максимумом и последующим асимптотическим уменьшением к нулю; величина эдс Холла также быстро уменьшается с понижением температуры. Низкотемпературный

участок зависимостей $\lg R(1/T)$ изученных образцов представлен на рис. 4.

Исследуемые в работе δ -слои Sb в кремнии являются фактически примесными слабо легированными слабо компенсированными полупроводниками n -типа двумерной конфигурации. В изученном в работе температурном интервале 3–50 К протекание тока определяется действием двух конкурирующих механизмов проводимости. Первый механизм, преобладающий при более высоких температурах, связан с электронами в зоне проводимости, которые находятся в термическом равновесии с электронами на донорных центрах. Второй механизм, проявляющийся при более низких температурах, связан с электронами, локализованными около примесей и обладающими слабым перекрытием хвостов волновых функций. При определенных условиях электроны могут перескакивать с донора на донор туннельным образом без активационного перехода в зону проводимости. Несмотря на то что подвижность электронов, прыгающих по примесным уровням, очень мала, так как связана с взаимодействием примесей, находящихся друг от друга на больших расстояниях, при низких температурах проводимость по примесям начинает доминировать из-за «вымерзания» электронов в зоне проводимости. В результате удельная электропроводность имеет вид [5]

$$\rho^{-1}(T) = \rho_1^{-1} \exp(-\varepsilon_1/kT) + \rho_3^{-1} \exp(-\varepsilon_3/kT), \quad (1)$$

где первое слагаемое соответствует зонной проводимости, а второе — прыжковой проводимости с постоянной энергией активации ε_3 , происхождение которой связано с разбросом уровней энергии примесей: переход электрона от одного донора к другому возможен лишь с поглощением или испусканием фононов. Постоянство энергии активации ε_3 при понижении температуры определяется неравенством, следующим из условия связности теории протекания [5]:

$$\varepsilon_{ij} / kT \ll 2r_{ij} / a, \quad (2)$$

где $\varepsilon_{ij} = (|\varepsilon_i - \varepsilon_F| + |\varepsilon_j - \varepsilon_F| + |\varepsilon_i - \varepsilon_j|)/2$; ε_i и ε_j — энергии основных состояний доноров i и j ; ε_F — энергия Ферми; a — радиус состояния. Для случая слабой компенсации среднее значение ε_{ij} , по существу, является энергией активации ε_3 , при этом r_{ij} приобретает смысл среднего расстояния между донорными центрами. Однако

при достаточно низких температурах и в образцах с концентрациями примесей, близкими к переходу диэлектрик — металл, неравенство (2) нарушается. В результате энергия активации не остается постоянной, а степенным образом убывает при понижении температуры. Прыжковая проводимость с убывающей энергией активации (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка) определяется состояниями с энергиями в узкой полосе вблизи уровня Ферми (закон Мотта [6]):

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_0/T)^{1/4}, \quad (3)$$

где $T_0 = \beta/[kg(\varepsilon_F)a^3]$; $g(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми; $\beta = 21,2$ [5,7] — численный коэффициент. Для двумерной системы закон Мотта имеет вид [8]

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T'_0/T)^{1/3}, \quad (4)$$

где $T'_0 = \beta'/[kg'(\varepsilon_F)a^2]$; $g'(\varepsilon_F)$ — двумерная плотность состояний на уровне Ферми; $\beta' = 13,8$ [7].

Экспериментальному исследованию прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в реальных физических системах — аморфных и кристаллических полупроводниках — посвящен не один десяток работ [9–11]. Они относятся в основном к трехмерным системам; полученные в них результаты удовлетворительно согласуются с законом Мотта (3).

Переход от активационной проводимости к прыжковой в исследованных образцах при понижении температуры подтверждается существованием максимума, наблюдаемого на зависимостях $\Delta R_H(T)$ и $U_H(T)$ (рис. 2) при $T \approx 23$ К. Быстрое уменьшение ΔR_H и U_H ниже температуры максимума связано с уменьшением вклада в общий ток электронов зоны проводимости, обладающих существенно более высокой подвижностью, чем прыжковая. Измерения U_H в области более низких температур, где проводимость определяется только прыжковым механизмом, могли бы дать ценную информацию о соответствующей холловской подвижности и концентрации носителей заряда. К сожалению, подобные измерения затруднительны из-за быстрого уменьшения величин ΔR_H и U_H , шумов измерительной аппаратуры, связанных с высокоомностью образцов, а кроме того, аномального вида зависимостей $U_H(H)$, которые, как отмечалось выше, асимптотически стремятся

к нулю при увеличении магнитного поля (рис. 3,б).

На рис. 4 хорошо видно, что при высоких температурах зависимость сопротивления образцов D и E от температуры описывается первым слагаемым в (1): $R = R_0 \exp(\epsilon_1/kT)$. Величина энергии ϵ_0 основного примесного состояния Sb в кремнии, которую можно отождествить с энергией активации ϵ_1 и определить из экспериментальных данных с помощью (1), оказалась равной 44 мэВ. Ниже ~20 К для образца D и ~16 К для образца E проводимость описывается прыжковым механизмом. Рассмотрим кривую 1 на рис. 4, которая в основном подобна кривой 2, но измерена в более широком диапазоне температур. Видно, что зависимость $R(T)$ спрямляется в координатах $\lg R - T^{-1}$ в интервале температур 11–20 К, а ниже 11 К экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую в координатах $\lg R - T^{-1/3}$ (см. вставку на рис. 4). (Заметим, что представление экспериментальных данных в координатах $\lg R - T^{-1/4}$ дает существенно худшее спрямление.) Такое поведение температурной зависимости сопротивления при понижении температуры отвечает переходу от механизма прыжковой проводимости с постоянной энергией активации к прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (4), соответствующей закону Мотта для двумерной системы. Величина энергии активации ϵ_3 , определенная из экспериментальных данных с помощью второго слагаемого в (1) $R = R_0 \exp(\epsilon/kT)$, в диапазоне температур 11–20 К имеет величину 3,9 мэВ. Полученное из эксперимента значение ϵ_3 и расстояние $r_{ij} = N_D^{-1/2}$ позволяют оценить температуру, при которой нарушается соотношение (2), т.е. происходит переход к проводимости вида (4). Радиус состояния $a = \hbar/(2m\epsilon_0)^{1/2}$ для данной системы имеет величину ≈ 19 Å. Равенство левой и правой частей в (2) достигается при $T = 13$ К, что находится в достаточно хорошем согласии с экспериментальным значением ≈ 11 К.

3.2. Магнитосопротивление

При прыжковом механизме проводимости в трехмерных системах обычно проявляется экспоненциально большое положительное магнитосопротивление. Теория этого явления в сильных магнитных полях построена в [12], слабые магнитные поля рассмотрены в [13]. В работе [12] использованы идеи теории протекания, в которой, как известно, вычисление

прыжкового сопротивления сводится к задаче нахождения сопротивления трехмерной случайной сетки, элементы которой соответствуют ближайшим парам примесей. Сильное магнитное поле сжимает волновые функции примесных электронов в поперечном направлении; при этом перекрытие экспоненциальных хвостов волновых функций электронов на соседних примесях уменьшается, в результате чего магнитосопротивление должно экспоненциально возрастать под действием магнитного поля.

В отличие от трехмерных систем, в изученных $\delta<Sb>$ -слоях в кремнии в области прыжковой проводимости наблюдаемое положительное магнитосопротивление оказалось не экспоненциально большим, а весьма малым и исчезающим при понижении температуры ниже 18 К (рис. 3). Например, при 10 К мы не обнаружили относительного изменения сопротивления образцов в магнитном поле 16 кЭ с точностью 10^{-3} . Малость магниторезистивного эффекта связана, по-видимому, с двумерностью исследуемых объектов, а именно, с двумерностью сетки, отражающей прыжковый процесс проводимости. В реальной системе существует разброс состояний электронов на примесях по расстоянию между ними и их энергиями. В проводимости сетки, особенно в двумерном

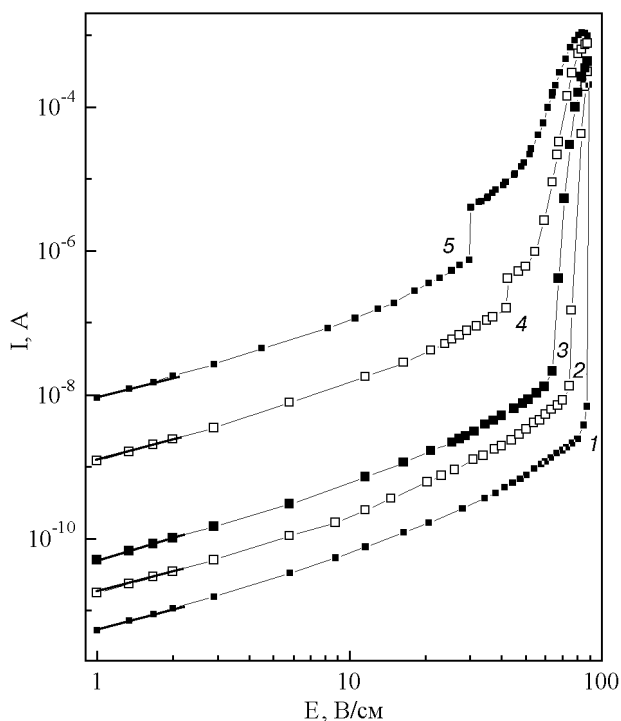


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики образца E при температурах T , К: 10 (1); 14 (2); 16,6 (3); 18,9 (4); 20,4 (5).

случае, определяющую роль играют ключевые элементы, создающие наиболее «трудный» прыжок. В этих условиях роль изменения перекрытия волновых функций электронов на ближайших примесях в магнитном поле оказывается второстепенной по сравнению с вкладом ключевых элементов сетки. Последние определяют некоторый характерный размер критической подсетки L_0 , представления о котором играют важную роль в описании нелинейности вольт-амперных характеристик в условиях прыжкового механизма проводимости в умеренно сильных электрических полях (см. ниже).

3.3. Вольт-амперные характеристики

На рис. 5 представлены примеры ВАХ, измеренных на образце D при различных температурах. Отметим, что все ВАХ, представленные на рис. 5, — первичные, т.е. соответствуют первым электрическим измерениям на образце после его охлаждения. Повторное при данной температуре измерение ВАХ после сброса напряжения дает кривую, подобную первичной, но с большим значением тока. Например, повторное измерение ВАХ при 14 К дает кривую, близкую к первичной ВАХ, измеренной при 16,6 К (рис. 5), таким образом, при повторном измерении ток увеличился почти на порядок.

При 10 К на ВАХ при напряженности электрического поля $E_B \approx 90$ В/см наблюдается резкое увеличение тока (скачок на несколько порядков). По мере увеличения температуры начальное напряжение скачка тока E_B смещается в сторону меньших величин напряжений, а сам скачок размывается по напряжению. Так, если при 10 К размытие $\Delta E_B \approx 0,4$ В/см, то при 20 К $\Delta E_B \approx 50$ В/см (рис. 5). Следует отметить также, что в интервале напряжений ΔU_B измеряемые значения тока становятся неустойчивыми (ток «бегает»). При температурах больших 16 К на ВАХ наблюдается еще один скачок тока меньшей амплитуды, который смещается в сторону меньших напряжений при увеличении температуры (рис. 5).

Нелинейные вольт-амперные характеристики в области температур, в которой проводимость имеет прыжковый характер, наблюдались во многих работах. Наиболее подходящими объектами для исследования нелинейных ВАХ являются сильно компенсированные и аморфные полупроводники. В этих случаях расстояние от уровня Ферми до края ближайшей зоны существенно больше энергии связи

изолированной примеси, что затрудняет ионизацию примесей и позволяет проводить исследование в широкой области электрических полей, в которой может наблюдаться неомическая прыжковая проводимость, т.е. можно с достаточной долей уверенности считать, что наблюдаемая нелинейность связана с прыжковым механизмом проводимости. В то же время в слабо легированных и слабо компенсированных полупроводниках увеличение электрического поля обычно приводит к быстрой ионизации примесей (примесному пробоя), после чего проводимость теряет свой прыжковый характер. Однако в исследованных в настоящей работе образцах нелинейность ВАХ начинает проявляться в столь низких электрических полях, что до наступления примесного пробоя электрическое поле можно увеличить почти на два порядка. О том, что во всей области использованных электрических полей (до пробоя) наблюдаемая нелинейность определяется именно прыжковым механизмом проводимости, свидетельствует температурная зависимость сопротивления, измеренная при $E = 30$ В/см, которая подобна зависимости $R(T)$, измеренной на участке линейной проводимости при $E = 1$ В/см (рис. 4).

Теория прыжковой проводимости моттовского типа (3) в очень сильных электрических полях $E > kT/ea$, построенная в [14], приводит к вольт-амперной характеристике вида

$$j(E) \propto \exp(-E_0/E)^{1/4}, \quad (5)$$

где $E_0 \approx kT_0/ea$. В [15] в области умеренно сильных электрических полей $E < kT/ea$ для вольт-амперной характеристики было получено выражение

$$j(E) \propto \exp\{C(eEr(T)/kT)\} \approx \exp\{C(eEa/kT)(T_0/T)^{1/4}\}, \quad (6)$$

где $r(T) = a(T_0/T)^{1/4}$ (согласно [16], $(T_0/T)^{1/4} \equiv \xi_c$, где ξ_c — порог протекания); C — постоянная порядка единицы. При этом в [15] рассматривался типичный перескок $r(T)$ и предполагалось, что падение напряжения на нем есть $E r(T)$. Изменение же функции распределения на начальном и конечном локализованных состояниях не учитывалось, что, по мнению автора [16], сильно занижает влияние электрического поля. В работе [17] отмечалось, что неоднородность системы играет важную роль в увеличении неомичности, а авторы [18] обратили внимание на необходимость учитывать

перестройку токовых путей в сильном электрическом поле.

Теория неомической прыжковой проводимости в умеренно сильных электрических полях, начинающихся непосредственно за областью закона Ома и простирающихся до $E \approx kT/ea$, изложена в [16]. Отметим, что в [16] проведено количественное рассмотрение вопроса на основе теории протекания с учетом изменения функции распределения на начальном и конечном локализованных состояниях. Предсказано отклонение от линейности в поле

$$E_c = kT/eL_0, \quad (7)$$

которое существенно меньше, чем в [15]. Ключевой идеей работы [16] является введения представления о длине L_0 , много большей длины $r(T)$ типичного перескока, а именно, о характерном размере критической подсетки $L_0 \approx r(T)\xi_c^v \approx a\xi_c^{1+v}$, где $v \approx 0,9$ — индекс радиуса корреляции (для двумерных решеток численные методы приводят к величине $v \approx 1,3$ [5]). Эта длина играет важную роль в теории физических явлений в объектах, обладающих прыжковой проводимостью [19]. Полученная в [16] зависимость $j(E)$ при $E > E_c$ имеет вид

$$j(E, T) = \sigma(T)E_c \exp \{ \text{const} (eEL_0/kT)^{1/1+v} \}.$$

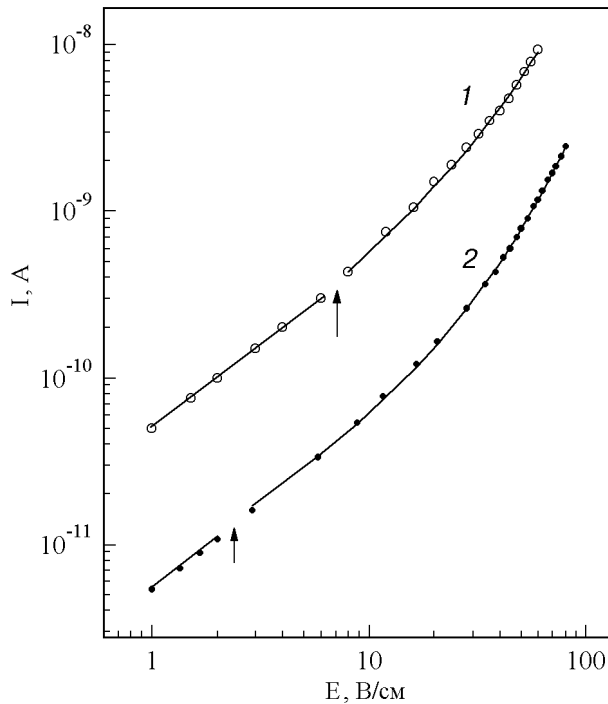


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики (в билогарифмических координатах) образца D при 4,2 К (1) и образца E при 10 К (2). Стрелками показаны значения E_c .

(8)

Здесь $\sigma(T)$ определяется одним из выражений (1), (3) или (4), а E_c — выражением (7). Выражение (7) для E_c и равенство (8) справедливы для прыжковой проводимости как с постоянной, так и с убывающей энергией активации, необходимо только использовать соответствующие выражения для величин ξ_c и L_0 [19]. Формула (8) справедлива в области полей $E_c < E < kT/ea$.

Выражение (8) хорошо описывает нелинейную часть экспериментальных ВАХ (рис. 5). На рис. 6 представлены примеры компьютерной подгонки зависимости (8) к нелинейному участку ВАХ (до напряжения пробоя), измеренной при 10 К на образце E и при 4,2 К на образце D. Из условия (7) и экспериментального значения $E_c \approx 2$ В/см для образца E (рис. 6) можно определить характерную длину $L_0 \approx 4,3 \cdot 10^{-4}$ см. (Для образца D эти величины принимают соответственно значения $E_c \approx 8$ В/см и $L_0 \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$ см.) Далее, воспользовавшись полученным значением L_0 , с помощью равенства $eE_B L_0 = \varepsilon_0$ вычислим напряженность электрического поля E_B , при которой должен происходить пробой. Определенное таким образом значение $E_B \approx 100$ В/см близко к соответствующему экспериментальному значению, превышая его лишь на $\sim 10\%$ (рис. 5).

(Решение обратной задачи, т.е. определение величины L_0 , соответствующей экспериментальному значению E_B , приводит к $L_0^B \approx 4,9 \cdot 10^{-4}$ см. С другой стороны, L_0 можно оценить из данных для температурной зависимости сопротивления, поскольку, по определению, справедливо приближенное равенство $L_0 \approx a\xi_c^2$. Здесь порог протекания ξ_c равен показателю экспоненты в (4), т.е. $\xi_c = (T'_0/T)^{1/3}$. Для образца D при 10 К значение $\xi_c \approx 15$, и это дает величину $L_0^T \approx 5,5 \cdot 10^{-5}$ см (использовано значение $T'_0 \approx 25 \cdot 10^3$ К, определенное из экспериментальных данных на вставке на рис. 4). К сожалению, для образца E экспериментальных данных в низкотемпературной области недостаточно для корректного определения ξ_c . Однако, учитывая, что $N^E < N^D$, можно принять для образца E (см. [16]) значение $\xi_c \approx 20-30$. В результате получаем $L_0^T \approx (1-2) \cdot 10^{-4}$ см, что достаточно хорошо согласуется с определенными выше значениями L_0 и L_0^B .

Заключение

Низкотемпературная проводимость $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -слоев в кремнии с поверхностной концентрацией атомов сурьмы $1\cdot 10^{13}$ и $5\cdot 10^{12}$ см^{-2} связана с прыжковым механизмом проводимости с энергией активации $\sim 3,9$ мэВ, а при достаточно низких температурах (< 10 К) — с прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка. В последнем случае достаточно явно проявляется двумерность электронной системы (выполнение закона Мотта для $2D$ случая). Теория неомической прыжковой проводимости в умеренно сильных электрических полях [16] успешно описывает наблюдающуюся нелинейность вольт-амперных характеристик изученных объектов и дает хорошее количественное согласие характерных полей начала нелинейности E_c , примесного пробоя E_B и характерного размера L_0 критической перколяционной подсетки донорных состояний, по которой осуществляются прыжки.

Настоящее исследование поддержано грантом INTAS-93-1403-ext.

1. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, Вит. Б. Красовицкий, О. А. Миронов, О. Н. Макаровский, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1166 (1996).
2. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, О. А. Миронов, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1174 (1996).
3. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, А. С. Анопченко, О. А. Миронов, Ч. Дж. Эмелиус, Т. Э. Волл, *ФНТ* **23**, 413 (1997).
4. N. L. Matthey, T. E. Whall, R. A. Kubiak, and M. J. Kearney, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 604 (1992).
5. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
6. N. E. Mott, *J. Non-Cryst. Solids* **1**, 1 (1968).

7. А. С. Скал, Б. И. Шкловский, *ФТТ* **16**, 1820 (1976).
8. W. Brenig, G. H. Dohler, and H. Heyszenau, *Phys. Mag.* **27**, 1093 (1973).
9. R. M. Hill, *Phys. Status Solidi* **A34**, 601 (1976).
10. R. M. Hill, *Phys. Status Solidi* **A35**, K29 (1976).
11. А. Г. Забродский, *ФТП* **11**, 595 (1977).
12. Б. И. Шкловский, *ЖЭТФ* **61**, 2033 (1971).
13. Б. И. Шкловский, *ФТП* **8**, 416 (1974).
14. Б. И. Шкловский, *ФТП* **6**, 2335 (1972).
15. R. M. Hill, *Phys. Mag.* **24**, 1307 (1971).
16. Б. И. Шкловский, *ФТП* **10**, 1440 (1976).
17. I. G. Austin and M. Sayer, *J. Phys.* **C7**, 905 (1974).
18. H. Botger and V. V. Bryksin, *Phys. Status Solidi* **B67**, 583 (1975); **68**, 285 (1975).
19. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *УФН* **117**, 401 (1975).

Peculiarities of electronic properties of $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -layers in epitaxial silicon. IV. Hopping conductivity and nonlinear effects

Vit. B. Krasovitsky, Yu. F. Komnik, O. A. Mironov, C. J. Emeleus, and T. E. Whall

The temperature dependences (at 3–50 K) of the kinetic electronic characteristics (conductivity, magnetoresistance, Hall e.m.f.) are studied on epitaxial silicon crystals having a $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -layer with sheet concentrations of Sb atoms $1\cdot 10^{13}$ and $5\cdot 10^{12}$ см^{-2} . The shape of $I-V$ characteristics is examined at different temperatures. It is found that the low temperature kinetic phenomena in these objects are dependent on the hopping mechanism of conductivity. At sufficiently low temperatures (< 10 K) the variable-range hopping conductivity takes place. The non-linearity of the $I-V$ characteristics is well described by the theory of non-Ohmic hopping conductivity in moderately high electric fields.