

ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК—ПОЛУПРОВОДНИК

The peculiarities of $I-V$ characteristics measured along the plane of individual electrically-active grain boundaries of a general type in shaped Silicon are studied. Longitudinal $I-V$ characteristics were investigated at low temperatures (4–25 K) when grain bulk conductivity is freeze-out. Such $I-V$ are characterized by current jump, which is explained on the basis of synergetis model of the field (non-ohmic) heating of carriers in the boundary channel.

Введение

В данной работе приводятся результаты изучения влияния температуры на вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные в плоскости сильно неоднородных границ раздела типа полупроводник – полупроводник. В качестве исследуемых границ раздела использовались одиночные плоские электрически активные границы зерен (ГЗ) общего типа в кристаллах кремния, выращенных способом Степанова [1]. Ранее в работах [2–6] нами было сделано предположение, что спонтанно зародившиеся на фронте кристаллизации бикристаллические границы общего типа в Ge и Si в структурном и электрическом смысле практически представляют собой естественные двойные гетероструктуры типа сильно легированный полупроводник (СЛП) – вырожденный полупроводник (ВП) – сильно легированный полупроводник (СЛП). При этом предполагается, что ВП-область формируется вблизи «ядра» ГЗ, где происходит кристаллографическая стыковка (согласование) двух соседствующих зерен. Указанная область обусловлена наличием высокой плотности пограничных состояний (порядка 10^{13} см^{-2} [4]), вызывающей сильный изгиб энергетических зон вблизи ГЗ. Последний и приводит к формированию в плоскости границы хорошо проводящего вырожденного (практически металлического) слоя со слабой температурной зависимостью электропроводности [3–5]. Прилегающие к ВП-слою с обеих сторон СЛП-области связаны, как предполагается, с приграничными участками, обогащенными примесями вследствие их сегрегации по границе. Указанные области, как показано для случая безбарьерных ГЗ в германии p -типа проводимости [7, 8], также обладают достаточно высокой продольной проводимостью. Последняя описывается законами прыжкового и (или) металлического переноса со слабыми температурными зависимостями проводимости. В результате при достаточно низких температурах, когда проводимость по объему соседствующих зерен

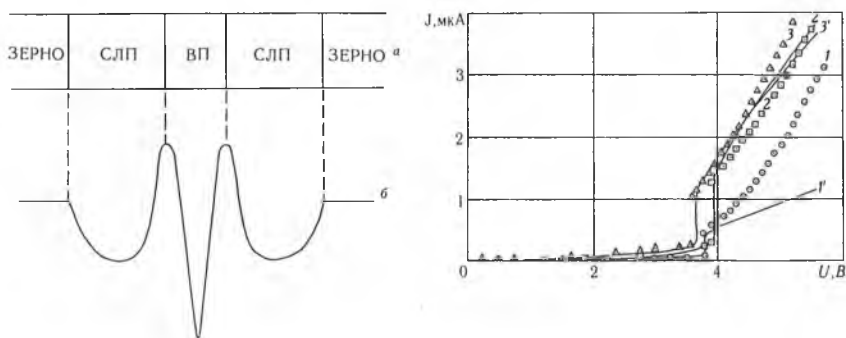


Рис. 1. Многослойная модель активной ГЗ общего типа (а) и схема ее зонной энергетической структуры (б) в полупроводниках с высокой плотностью пограничных состояний и сильной сегрегацией примесей вдоль границ.

Рис. 2. Экспериментальные (1—3) и расчетные (1'—3') ВАХ активной ГЗ при различных температурах:
1, 1'— $T=4.2 \text{ K}$; 2, 2'— 7.6 K ; 3, 3'— 22 K

вымораживается, исследуемая граница раздела в кремнии в электрическом смысле должна представлять собой хорошо проводящую (в пло-

скости границы) трехслойную структуру СЛП – ВП – СЛП, заключенную между диэлектрическими берегами-зернами (рис. 1).

Отметим основные структурные и электрические особенности такой системы. Во-первых, в ней присутствуют два типа параллельных слоев разной толщины, которые характеризуются отличающимися механизмами транспорта носителей заряда (НЗ). В частности, ВП-слой (толщиной порядка нескольких межатомных расстояний [9, 10]) обладает более высокой удельной проводимостью, чем более толстый СЛП-слой (как известно, ширина области сегрегации примесей по ГЗ может достигать микронных толщин [11 – 13]). Во-вторых, оба типа проводящих слоев характеризуются сильной неоднородностью и разупорядоченностью в плоскости слоев.

Упомянутые особенности структуры и электрических характеристик исследуемой многослойной системы позволяют предположить существование при низких температурах различных особенностей продольного токопереноса, обусловленных возможным перераспределением тока как внутри слоев (из-за их перколяционной структуры [2 – 4]), так и между слоями в зависимости от приложенного напряжения, скорости его развертки, температуры и параметров внешней цепи. Изучению этих особенностей и посвящена данная работа.

Методика эксперимента

Продольные ВАХ записывались с помощью двухкоординатного самописца типа ENDIM. При этом на Y-координату (характеризующую ток) подавалось падение напряжения на эталонном сопротивлении, а на X-координату (характеризующую напряжение) подавалась разность потенциалов между потенциальными контактами образца. Для согласования высокоомного образца ($R_{об}$) с низкоомным входом самописца указанная разность потенциалов измерялась с помощью измерительного электрометрического усилителя с аналоговыми выходами. Исследуемые образцы помещались в специальную криогенную систему, позволяющую измерять и регулировать температуру образца в диапазоне 4 – 300 К.

Развертка напряжения источника осуществлялась в автоматическом режиме. При этом скорость развертки могла меняться в диапазоне 0,01 – 1 В/мин. Последовательно с измеряемым образцом включалось балластное сопротивление $R_б$, величина которого могла задаваться в диапазоне 100 Ом – 1 ГОм.

Результаты измерений

Исследования показали, что в области температур 4 – 25 К, когда влияние переноса носителей заряда по объему соседствующих зерен незначительно, приложение электрического напряжения вдоль плоскости ГЗ приводит к переключению границы из высокоомного в низкоомное состояние. Этот эффект проявляется в виде скачка тока на ВАХ, измеренных в режиме $R_б \ll R_{ГЗ}$ (рис. 2). Порог переключения обычно лежит в диапазоне 3,5 – 4 В и при скоростях развертки напряжения ниже 0,1 В/мин определяется в основном температурой границы, а также случайными причинами (стабильностью температуры образца и работы приборов).

Рассмотрим возможные причины обнаруженных особенностей продольных ВАХ, исходя из многослойной модели ГЗ общего типа, сформулированной во Введении. Все существующие теории переключения неоднородных и (или) неупорядоченных полупроводников из низкопроводящего в высокопроводящее состояние обычно основаны на электротермических либо электронных моделях [14]. В электротермических моделях считается, что эффект переключения в сильно неоднородных (в том числе аморфных) полупроводниках может возникнуть из-за джоулевого разогрева и особых условий теплопередачи в них. Электронные модели связывают существование порога переключения с чисто электронными коллективными механизмами, рассматривая нестабильность ВАХ, в частности, с позиций самоорганизации (так называется синергетический подход [14]).

Учитывая наличие высокопроводящего ВП-слоя с вырожденным газом НЗ, эффект переключения можно связать с полевым (неомиче-

ским) разогревом носителей заряда внутри именно этого слоя. В этом случае, если предположить, что НЗ при движении вдоль этого канала получают энергию не только от решетки ($-kT$), но и от электрического поля ($-eEl$), то для описания ВАХ можно воспользоваться известным синергетическим соотношением для проводимости [14]:

$$G(T) = G_0 \cdot \exp \left[- \frac{W_0}{kT + eEl} \right], \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля, l – длина свободного пробега НЗ, W_0 – эффективная высота потенциального барьера вдоль токовых путей, G_0 – проводимость однородного (монокристаллического) полупроводника. Используя классическое соотношение Друде для проводимости:

$$G = \frac{e^2 n l}{m V_T}, \quad (2)$$

где n , m , V_T – концентрация, эффективная масса и тепловая скорость НЗ соответственно, можно легко преобразовать соотношение (1) в ВАХ:

$$I = G_0 U \exp \left[- \frac{W_0}{kT + B_0 I} \right]. \quad (3)$$

Здесь W_0 , G_0 , B_0 – параметры, не зависящие от I и U . Присутствие в (3) в показателе экспоненты величины ($B_0 \cdot I$) обеспечивает положительную обратную связь, которая и приводит к возникновению скачка на ВАХ. Наличие ($B_0 \cdot I$) в знаменателе экспоненциального показателя означает, что кинетическая энергия носителей, необходимая для активации электропереноса, обеспечивается не только фононами ($-kT$), но и полевым разогревом ($-B_0 \cdot I = eEl$). Исходные значения энергии активации W_0 , коэффициента обратной связи B_0 и константы G_0 оцениваются по значениям токов, соответствующих началу и концу скачка I_{S1} и I_{S2} (рис. 2):

$$W_0 = kT \left[\frac{I_{S1} + I_{S2}}{I_{S1} I_{S2}} \right] + 2, \quad (4)$$

$$B_0 = \frac{kT}{(I_{S1} I_{S2})^{1/2}}. \quad (5)$$

Эти значения использовались в качестве начальных для последующей подгонки соотношения (3) к экспериментальным ВАХ.

Параметры аппроксимации продольных ВАХ с помощью соотношения (3)

T, К	4,2	4,7	7,6	14	22
W_0 , эВ	$1,56 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$2,77 \cdot 10^{-3}$	$5,15 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$
B_0 , эВ/А	$2,59 \cdot 10^3$	$1,85 \cdot 10^3$	$1,16 \cdot 10^3$	$2,03 \cdot 10^3$	$4,06 \cdot 10^3$
G_0 , Ом $^{-1}$	$3,25 \cdot 10^{-7}$	$4,95 \cdot 10^{-7}$	$1,18 \cdot 10^{-6}$	$1,21 \cdot 10^{-6}$	$1,06 \cdot 10^{-6}$
W_0/kT	4,27	4,16	4,19	4,27	4,22

Результаты подгонки значений параметров G_0 , W_0 и B_0 представлены в таблице. Из таблицы видно, что величина W_0 растет при повышении температуры, хотя значение приведенной энергии активации НЗ W_0/kT во всем интервале температур практически не меняется. Последний факт можно интерпретировать как свидетельство существования потенциального рельефа внутри ВП-канала и, как следствие, перколяционного характера продольной проводимости в нем со сложной системой токовых путей различных длин и сечений. Рельеф-потенциал может быть связан с неупорядоченным распределением большого числа пограничных ловушек в «ядре» ГЗ и (или) примесей в СЛП-слое. В результате при низких

температурах носители могут преодолеть только невысокие барьеры (W_0 низко), т. е. ток течет по «длинным» путям. С увеличением температуры или величины прикладываемого напряжения НЗ могут преодолеть уже более высокие барьеры (W_0 велико), и соответственно токовые пути «укорачиваются», так что проводимость увеличивается.

Заметим, что эффект переключения, по-видимому, сопровождается омическим разогревом ВП-канала (при скачке тока в цепи) и, как следствие, соседствующих с ним слоев границы. В результате ток должен выталкиваться из ВП-слоя в СЛП-слой, что приводит к более сильному (квадратичному [2–4]) возрастанию тока, чем это следует из соотношения (3). Возможно, именно с этим эффектом и связано расхождение расчетных и экспериментальных ВАХ на рис. 2, начиная с некоторых значений тока выше порога переключения.

Список литературы

1. Артемьев А. В., Горелик С. С., Евтодий Б. Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 1951.
2. Они же // Препринт ИПТМ и ОМ АН СССР. Черногоровка, 1989.
3. Fedotov A. K., Evtody V. N., Katz E. A., Pyashyk Ju. M. // Phys. Stat. Solidi(a). 1990. V. 119. P. 523.
4. Fedotov A., Evtody V., Katz E. et al. // Journ. Cryst. Growth. 1990. V. 104. P. 186.
5. Федотов А. К., Евтодий Б. Н., Кац Е. А., Ильяшук Ю. М. // Тез. докл. 7-й Всесоюз. конф. по физике полупроводников. 23–25 окт. 1990. Киев, 1990. Ч. 2. С. 267.
6. Ильяшук Ю. М., Федотов А. К. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1990. № 3. С. 20.
7. Шендеровский В. А., Диалло Д. А., Федотов А. К. и др. // Препринт № 15. Ин-т физ. АН УССР. Киев, 1986. С. 3.
8. Джульде Д. А., Добрего В. П., Ильяшук Ю. М., Радевич Е. Н., Федотов А. К. // Физ. тв. тела. 1988. Т. 30. С. 2391.
9. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М., 1974.
10. Mataré H. F. // Journ. Appl. Phys. 1986. V. 59. № 1. P. 97.
11. Поликристаллические полупроводники: Физические свойства и применение / Под ред. Г. Харбеке. М., 1898.
12. Kazmer ski L. L., Russell P. E. // Journ. Phys. Coll. 1982. V. 43. Suppl. P. 172.
13. Pizzini S. // Silicon processing for photovoltaics / Ed. C. P. Khaffak, K.G. Pavi Elsevier. 1985. P. 167.
14. Krempraski J., Bednarik J. // Acta. Phys. Slov. 1986. № 2. P. 139.

Поступила в редакцию 27.09.93.

УДК 538.129 + 621.3.083.8

В. М. АНИЩИК, В. И. ПРОКОШИН,
В. А. ЯРМОЛОВИЧ, И. И. ВАСИЛЬЕВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛАНАРНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

The planar Hall effect in ferrum—nickel films has been studied. The opportunity to use the planar Hall effect in investigations of thin ferromagnetic films at reversed magnetization has been considered.

Планарный эффект Холла используется при создании датчиков магнитных полей с чувствительностью, более чем на порядок превышающей этот параметр у обычных холловских датчиков [1, 2]. Однако в литературе мало сведений о возможности применения планарного эффекта Холла для исследований физико-химических свойств материалов, например для изучения тонких ферромагнитных пленок.

В методическом отношении измерения планарного эффекта Холла достаточно просты и не требуют конструирования специальной измерительной аппаратуры, что немаловажно для экспериментаторов. Если пленку, по которой протекает ток J , поместить в магнитное поле, параллельное ее поверхности, то планарная э. д. с. Холла описывается известным из теории гальваномагнитных явлений выражением [3]:

$$U = 0,5R_p J B_p^2 h^{-1} \sin 2\varphi_0, \quad (1)$$

где R_p — планарный коэффициент Холла, h — толщина пленки, φ_0 — угол