

Проведя интегрирование по dq_{1z} и считая оставшийся интеграл порядка единицы [3], получим уравнение для величины $S = \sigma_{\perp}^{\text{эфф}}/\sigma_0$ (σ_0 — компонента проводимости $\sigma_0 = \sigma_{xx}$ вдоль магнитного поля, $\tau_M = e/4\pi\sigma_0$)

$$S \simeq \frac{1}{\beta^2} + \frac{\xi}{\beta^2} \frac{1}{\sqrt{1 - i\omega\tau_M} \sqrt{S - i\omega\tau_M}}. \quad (4)$$

При переходе к статическому случаю $\omega\tau_M \rightarrow 0$ уравнение (4) дает для S результат, совпадающий с [3], т. е. закон $4/3$ $\sigma_{\perp}^{\text{эфф}} \sim H^{-4/3}$. В области частот $\omega\tau_M \ll \xi^{2/3}\beta^{-1/3}$ имеем

$$S_1 = \text{Re } S \simeq \frac{\xi^{2/3}}{\beta^{1/3}} \left[1 - \frac{4}{9} \omega^2 \tau_M^2 \beta^{2/3} \xi^{-4/3} \right], \quad (5)$$

$$S_2 = \text{Im } S \simeq 1/3 \omega\tau_M.$$

В случае $\xi^{2/3}\beta^{-1/3} < \omega\tau_M \ll 1$

$$S_1 \simeq \frac{1}{\beta^2} + \frac{1}{2\beta^2} \frac{\xi}{\sqrt{\omega\tau_M}}, \quad (6)$$

$$S_2 \simeq \frac{1}{2\beta^2} \frac{\xi}{\sqrt{\omega\tau_M}}.$$

Для больших частот $\omega\tau_M \gg 1$ имеем

$$S_1 \simeq \frac{1}{\beta^2} \left[1 + \frac{\xi}{2\omega\tau_M} \right], \quad (7)$$

$$S_2 \simeq \frac{\xi}{\beta^2} \frac{1}{\omega\tau_M}.$$

Как видно, закон $4/3$ сменяется зависимостью $\sim H^{-2}$ в области частот $\omega \sim \xi^{2/3}\beta^{-1/3}\tau_M^{-1}$, т. е. при частотах, гораздо меньших τ_M^{-1} .

Л и т е р а т у р а

- [1] Herring C. — J. Appl. Phys., 1960, v. 31, N 11, p. 107—121.
- [2] Гальперин Ю. М., Лайхтман Б. Д. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 7, с. 2102—2108.
- [3] Дрейзин Ю. А., Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, в. 1, с. 242—260.
- [4] Квятковский О. Е. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 1, с. 207—223.
- [5] Гальперн Ю. С., Эфрос А. Л. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 8, с. 2301—2304.
- [6] Гитис М. Б., Чайковский И. А. Распространение звука в легированных полупроводниках. Кишинев. 1986. 228 с.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Получено 1.12.1987
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОХОДНЫХ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНЫХ $p^+ - n - n^+$ -СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Si

Гузь В. Н., Жадько И. П., Кучерук А. Д., Романов В. А.

В многодолинных полупроводниках типа Ge и Si уже умеренные электрические поля индуцируют при низких температурах заметную анизотропию электропроводности и, следовательно, могут приводить к анизотропным размерным эффектам (АРЭ), развитие которых при прочих равных условиях определяется кристаллографической ориентацией образца [1, 2]. Это обстоятельство обычно

не учитывается при конструировании электронных приборов, хотя их характеристики в ряде случаев могут быть существенно искажены возникновением указанных эффектов. Последнее продемонстрировано в настоящем сообщении на примере влияния биполярных АРЭ на проходные вольтамперные характеристики (ВАХ) $p^+ - n - n^+$ -структуры, являющейся базовым элементом биполярных интегральных схем.

Планарные $p^+ - n - n^+$ -структуры были изготовлены методами обычной интегральной технологии на пластинах n -Si толщиной 400 мкм с удельным сопротивлением ~ 250 Ом/см при 300 К. Топология структуры на поверхности пластины схематически показана на рис. 1, а, p^+ -область имеет форму квадрата 100×100 мкм, а две эквивалентные серии n^+ -контактов в виде полосок размерами 100×20 мкм расположены во взаимно перпендикулярных направлениях на расстояниях l , равных 50, 100, 200, 400, 800 и 1600 мкм от соответствующих краев $p^+ - n$ -перехода. Видно, что такая конструкция позволяет изучать проходные ВАХ $p^+ - n - n^+$ -диодов в зависимости от их кристаллографической ориентации, длины базы l и направления тока.

Структуры изготавливались на пластинах двух кристаллографических ориентаций, показанных на рис. 1, б, в. В первом случае (рис. 1, б) ориентация долин такова, что внешнее электрическое поле в x -направлении может вызывать анизотропию электронной проводимости в приповерхностных областях кристалла с отличной от нуля недиагональной компонентой ($\sigma_{xz}^n \neq 0$), а при токе в y -на-

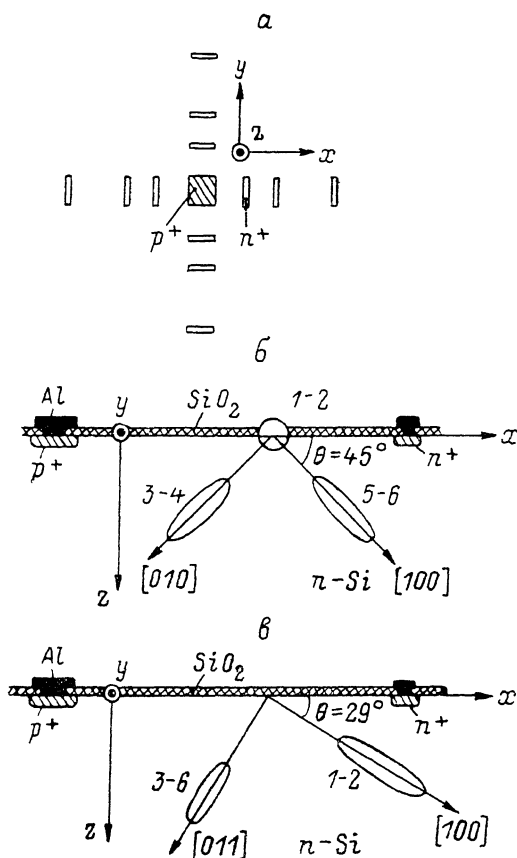


Рис. 1. Топология и кристаллографическая ориентация $p^+ - n - n^+$ -структур на пластине n -Si.

правлении всегда $\sigma_{yz}^n = 0$ [1-3]. Во втором случае (рис. 1, в) в x -направлении возможно появление анизотропии с $\sigma_{xz}^n \neq 0$ не только в приповерхностных областях, но и во всем объеме полупроводника (в условиях полевого разогрева электронов [4, 5]); при токе в y -направлении отличные от нуля недиагональные компоненты σ_{ij}^n ($i \neq j$) могут возникать только в приповерхностных областях кристалла. В соответствии с указанными ориентациями пластин в дальнейшем будем различать структуры первой (рис. 1, б) и второй (рис. 1, в) групп.

Результаты измерений, выполненных при 77 К, в основном сводятся к следующему.

1. В структурах первой группы проходные ВАХ идентичных (с одинаковой длиной базы l) $p^+ - n - n^+$ -диодов внутри отдельной серии практически всегда совпадают для положительных и отрицательных направлений тока I_x или I_y . В то же время ВАХ идентичных $p^+ - n - n^+$ -диодов из разных серий существенно различаются между собой. На рис. 2, а показаны ВАХ $p^+ - n - n^+$ -диодов с $l = 200$ мкм для одной из структур первой группы. Видно, что начиная с напряжений $V \geq 3$ В проходной ток в x -направлении становится заметно меньше тока в y -направлении. Величина такого расхождения в токах немонотонно зависит от длины базы диодов: при $l = 50$ мкм ориентационная анизотропия ВАХ

практически отсутствует, при $l=100$ мкм она становится заметной и достигает максимальной величины при $l \approx 200$ мкм; с дальнейшим увеличением l анизотропия снова уменьшается, однако остается заметной даже при $l=1600$ мкм.

2. В структурах второй группы ВАХ идентичных $p^+ - n - n^+$ -диодов, ориентированных вдоль оси x , сильно различаются, в то время как для аналогичных диодов в y -направлении ВАХ практически совпадают между собой (рис. 2, б). Асимметрия ВАХ диодов, ориентированных в x -направлении, с ростом l также сначала увеличивается, достигая наибольшего выражения при $l=100 \div 200$ мкм, а затем уменьшается.

Анализ полученных результатов, безусловно, следует проводить с учетом возможного развития биполярных АРЭ в базовых n -областях $p^+ - n - n^+$ -диодов при прохождении через них инжекционного тока. Помимо определенных требований, предъявляемых к толщине и кристаллографической ориентации n -областей, возникновение в них биполярных АРЭ возможно только в случае

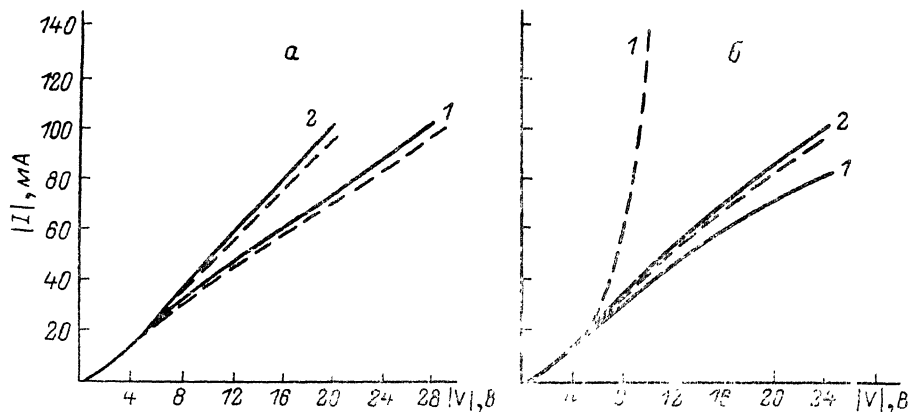


Рис. 2. Прямые вольтамперные характеристики идентичных ($l=200$ мкм) $p^+ - n - n^+$ -диодов, относящихся к структурам первой (а) и второй (б) групп.

Диоды ориентированы в направлениях 1 — x , 2 — y . Сплошные кривые — $E_{x,y} > 0$, штриховые — $E_{x,y} < 0$

достаточно сильного тянущего поля E_j ($j=x, y$) на длине l_E , существенно превосходящей биполярную длину диффузионного смещения носителей L [6, 7]. Поскольку в базовых областях (пластинах n -Si) $L \approx 30$ мкм при 77 К, то на это условие $l_E > L$ легко достигалось для всех диодов с длиной базы $l \gg L$. Это условие, однако, практически недостижимо в «коротких» диодах ($l \leq L$), и здесь развитие биполярного АРЭ представляется проблематичным. Этот вывод хорошо согласуется с фактом исчезающе слабой ориентационной зависимости ВАХ в диодах с $l=50$ мкм.

Рашающим доказательством того, что обнаруженная нами ориентационная зависимость прямых ВАХ длинных $p^+ - n - n^+$ -диодов обусловлена развитием в их базах биполярных АРЭ, является вся совокупность особенностей этой зависимости. Так, в структурах первой группы (рис. 1, б) поле E_x индуцирует приповерхностную анизотропию, отличительной особенностью которой является то, что обусловленный ею поперечный поток электронно-дырочных пар всегда направлен к поверхностям структуры независимо от знака поля E_x [1, 2, 6]. Последнее означает, что связанный с этим видом анизотропии биполярный АРЭ в базах идентичных $p^+ - n - n^+$ -диодов не должен вызывать асимметрию прямых характеристик при изменении знака поля E_x , однако может существенно уменьшить величину тока через диод благодаря вызванной им усиленной рекомбинации неравновесных носителей на поверхностях структуры [6]. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментальными результатами, полученными на структурах первой группы. Действительно, здесь ВАХ всегда симметричны, а токи длинных диодов в x -направлении начиная с некоторых напряжений V всегда меньше токов через идентичные диоды в y -направлении, где рассматриваемый АРЭ принципиально не возникает (рис. 2, а). Оценка поля E_x , при котором в эксперименте начинает наблюдаться ориентационная зависимость ВАХ,

близка к значению 100 В/см , что по порядку совпадает с величиной критического поля $E_x^{\text{кр}} \approx kT/eaL \approx 60 \text{ В/см}$ (при $a=0.5$ и $L=2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ [8]), необходимого для развития АРЭ [1, 2, 6].

В структурах второй группы (рис. 1, *в*) также должен возникать биполярный АРЭ, обусловленный приповерхностной анизотропией проводимости. Однако здесь не им определяются особенности ориентационных зависимостей ВАХ $p^+ - n - n^+$ -диодов, а более сильным концентрационным эффектом, связанным с анизотропией, возникающей в объеме баз при полевом разогреве электронов [7, 9]. Поперечный поток пар, вызванный такой анизотропией проводимости, изменяет, как известно, свое направление с изменением знака поля E_x . Поэтому развитие биполярного АРЭ, связанного с разогревной анизотропией, должно приводить к асимметрии проходных ВАХ идентичных диодов, поскольку в одном случае ($E_x > 0$) инжектированные носители прижимаются к поверхности, на которой расположены $p^+ - n$ - и $n - n^+$ -переходы, а в другом ($E_x < 0$) уводятся от нее в объем базы. В диодах, ориентированных в y -направлении, разогревный концентрационный эффект не возникает, так что в этом случае проходные ВАХ идентичных $p^+ - n - n^+$ -диодов должны быть симметричными. Сказанное, как видим, полностью согласуется с результатами измерений (рис. 2, *б*).

Таким образом, ориентационная зависимость проходных характеристик $p^+ - n - n^+$ -диодов обусловлена развитием в их базах двух типов биполярных АРЭ. Один из них связан с анизотропией электронной проводимости, индуцированной полем в приповерхностных слоях n -Si толщиной $\sim L_n(E_j)$, а второй — с анизотропией, возникающей в объеме n -областей при полевом разогреве электронов. К сожалению, в рамках существующих теорий [6, 7, 9] детальное количественное описание полученных результатов практически невозможно прежде всего из-за того, что заметное развитие первого из указанных эффектов происходит в условиях полевого разогрева электронов, а также из-за существенной неоднородности тянущего поля E_j , как по длине, так и по толщине базы диодов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. — УФН, 1976, т. 119, в. 1, с. 3—47.
- [2] Кравченко А. Ф., Митин В. В., Скок Э. М. Явления переноса в полупроводниковых пленках. Новосибирск, 1979. 252 с.
- [3] Грибников З. С., Кочелап В. А., Рашба Э. И. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 1 (7), с. 266—280.
- [4] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [5] Аше М., Грибников З. С., Митин В. В., Сарбей О. Г. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев, 1982. 325 с.
- [6] Грибников З. С., Митин В. В. — УФЖ, 1969, т. 14, в. 2, с. 240—247.
- [7] Бойко И. И., Буянов А. В., Жадько И. П. и др. — УФЖ, 1986, т. 31, в. 3, с. 419—425.
- [8] Григорьев Н. Н., Жадько И. П., Романов В. А. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 642—645.
- [9] Бойко И. И., Буянов А. В., Жадько И. П. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 8, с. 1447—1451.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 24.03.1988
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ХАРАКТЕРНЫХ ДЛИН СОБИРАНИЯ ФОТОТОКА В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Попов В. Г., Саченко А. В., Коломзаров Ю. В.,
Комиренко Р. П., Скрышевский В. А.

Введение. Знание длины собирания электронно-дырочных пар d_0 , диффузионной длины L_x и напряженности приконтактного электрического поля E_x в по-