

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОТДЕЛЬНОЙ
ЗАРЯЖЕННОЙ ДИСЛОКАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Шикин В., Шикина Ю.

Одним из красивых эффектов, демонстрирующих нарушение локальной нейтральности в окрестности дислокационных линий в полупроводниковых кристаллах Si и Ge, является несимметричность вольт-амперной характеристики (ВАХ) при протекании тока от оси дислокации на периферию полупроводника, и наоборот. Соответствующие эксперименты, выполненные с отдельной дислокацией на кристаллах кремния [1] и германия [2], свидетельствуют о наличии четкого диодного эффекта дислокационного происхождения.

Описание диодного эффекта на отдельной заряженной дислокации в рамках дебаевского приближения, когда $V_c < T$, содержится в работе [3], где V_c — энергия электрона в электростатическом поле заряженной дислокации на ее оси, T — температура. Однако для реальных дислокаций с краевой компонентой в Si и Ge в широком интервале температур выполняется обратное неравенство $V_c > T$. В этих условиях ВАХ отдельной дислокации должна рассчитываться заново, что и осуществлено в данном сообщении.

1. Предположим, что ядро дислокации совпадает с осью oz , цилиндрической системой координат, стационарный ток $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ течет в радиальном направлении, так что $\text{div } \mathbf{j} = 0$ и

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = j_0 r_0 / r. \quad (1)$$

Здесь r_0 — минимальное расстояние, на котором справедливо локальное диффузионное определение плотности тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mu n(\mathbf{r}) \nabla \zeta(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где μ — подвижность электронов, $\zeta(\mathbf{r})$, $n(\mathbf{r})$ — локальные значения химического потенциала и электронной плотности в объеме полупроводника. Полагая, что разность химических потенциалов для электрона на оси дислокации и вдали от нее (т. е. на расстоянии $r \gg R$, где R — так называемый ридовский радиус, определяющий радиус экранирования электрического поля дислокации) равна eV , где V — приложенная разность потенциалов, можно придать определениям (1), (2) следующий вид:

$$j_0 = \frac{\mu V}{R \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{rn(r)}}. \quad (3)$$

Явный вид $n(r)$ восстанавливается с учетом структуры $\zeta(r)$ в пределе Больцмановской статистики для электронов в объеме полупроводника n -типа с плотностью доноров n_d и коэффициентом диффузии D :

$$\nabla \zeta = e \nabla \varphi + T \frac{\nabla n}{n}, \quad \mu = \frac{eD}{T}. \quad (4)$$

В этом случае из (1), (2), (4) следует

$$n(\mathbf{r}) = \exp\left[-\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{T}\right] \left\{ n_d - \frac{j_0 r_0}{D} \int_r^R \frac{dr}{r} \exp\left[\frac{e\varphi(r)}{T}\right] \right\}, \quad (5)$$

причем для потенциала φ можно использовать известное определение [4]

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{2ef}{\varepsilon a} \left[\ln \frac{R}{r} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right], \quad \pi R^2 n_d = \frac{f}{a}. \quad (6)$$

Здесь f — коэффициент заполнения дислокаций, ε — диэлектрическая постоянная, явное выражение для упоминавшегося выше радиуса ридовского цилиндра R годится в случае выполнения неравенства $R \gg r_d$, что предполагается выполненным, $r_d^2 = \varepsilon T / (4\pi e^2 n_d)$, a — межатомное расстояние.

Определения (3)–(6) связывают между собой величины j_0 , V , f . Для того чтобы извлечь из этих определений ВАХ, т. е. связь между j_0 и V , необходимо еще определить f в терминах E_d и V . Упрощенный вариант этого определения выглядит так

$$-E_d + eV + V_e = \zeta(R), \quad V_e = e\varphi\left(\frac{a}{f}\right), \quad (7)$$

где E_d — отсчитанное от дна зоны проводимости положение дислокационного уровня в запрещенной зоне полупроводника, ζ_R — положение химического потенциала вдали от дислокации, $\varphi(\mathbf{r})$ из (6).

2. Система определений (3)–(7) может быть значительно упрощена после взятия интеграла $\int dr/[rn(r)]$, фигурирующего в определении j_0 (3). В результате

$$j_0 = \frac{Dn_d}{r_0} \frac{\left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{T}\right) \right]}{\int_{r_0}^R \frac{dr}{r} \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right)}, \quad (8)$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ из (6) и f из (7). Определение j_0 напоминает хорошо известное выражение для ВАХ в диффузионной теории выпрямления [5], что не удивительно, так как заряженная дислокация может рассматриваться как цилиндрически симметричный барьер Шоттки. Разница заключается лишь в появлении обрезającego фактора r_0 , который может иметь смысл радиуса острия, подводящего ток к оси заряженной дислокации, либо радиуса захвата электронов на дислокационный уровень.

В омической области и с логарифмической точностью по параметру $R/r_0 \gg 1$ выражение (8) может быть приведено к виду

$$j_0 = \frac{Dn_d}{r_0} \frac{eV}{T} \gamma \left(\frac{r_0}{R} \right)^\gamma, \quad \gamma = \frac{2e^2 f}{\varepsilon a T}. \quad (9)$$

Сравнение этого выражения с экспериментальными данными [1] для ВАХ на кремнии позволяет оценить величину r_0 при заданных $n_d \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $f \approx 0.1$ для $T = 250 \text{ К}$, $R \sim 10^{-4} \text{ см}$, $\varepsilon \approx 12$ и $\rho = 150 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. В результате $\gamma(250 \text{ К}) \approx 2$, $r_0/R \approx 10^{-1}$. Такую же оценку r_0/R можно получить, учитывая, что в [1] наклон ВАХ в омической области примерно в 30–50 раз меньше, чем наклон ВАХ для бездислокационного кремния (см. [1], рис. 1). Таким образом, $\gamma(r_0/R)^\gamma \approx 1/50$, откуда при $\gamma \approx 2$ имеем $r_0/R \approx 10^{-1}$.

Список литературы

- [1] Еременко В. Г., Никитенко В. И., Якимов Е. Б. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. В. 3. С. 990–998.
 [2] Hess K. J. Diplomarbeit Clausthal Germany. 1989. 82 с.

- [3] Винокур В. М., Кравченко В. Я. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 7. С. 1346—1350.
 [4] Read W. T. // Phil. Mag. 1954. V. 45. P. 775—786.
 [5] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 615 с.

Институт физики твердого тела
 АН СССР
 Черногловка

Получено 3.10.1990
 Принято к печати 9.10.1990

ФТП, том 25, вып. 6, 1991

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ИК СПЕКТРЫ SiAs

Сырбу Н. Н., Хачатурова С. Б., Олиференко Н. М.,
 Бурка А., Лукин А. Н.

Для изготовления материалов *n*-типа проводимости кремний легируется фосфором и мышьяком. В литературе имеется большое количество исследований донорных примесей в кремнии. Обычно концентрация As и P в кремнии значительно меньше 1 % от химического состава, что не ведет к значительным изменениям в кристаллической структуре. Однако, если добавить в большое количество As и P в кремний, то в Si образуются комплексы, соответствующие соединениям SiAs, SiAs₂ или SiP [1-4]. Колебательные моды этих соединений могут сказываться и в сильно легированных слоях кремния как молекулярные включения. Исследованию полупроводниковых свойств этих материалов посвящен ряд работ [5-8]. Исследования колебательных спектров в ИК области нам не известны.

В данной работе исследованы оптические спектры поглощения и отражения в поляризованном свете монокристаллов SiAs в однофононной и двухфононной области поглощения, рассчитаны контуры спектров в многоосцилляционной модели и определены параметры ИК активных фононов в области 500—50 см⁻¹.

Монокристаллы, выращенные методом Бриджмена, имели сантиметровые размеры и зеркальные гладкие сколы. Измерения проведены на спектрометрах Specord M-80 и вакуумном спектрометре КСДИ-82.

Спектры отражения монокристаллов SiAs представлены на рис. 1, а и 2, а. В обеих поляризациях спектры отражения содержат ярко выраженные пики, характерные для осцилляторов с сильной поляризацией. Для ориентации E || b в SiAs наблюдаются две сильные полосы в области 350—400 см⁻¹, а

Параметры фононов SiAs

Поляризация	Мода	ν_{0j} , см ⁻¹	ν_{L1} , см ⁻¹	ν_{L2} , см ⁻¹	Γ , см ⁻¹	$\epsilon_{\infty j}$	$4\pi f_j$	ϵ_{∞}	ϵ_s
E C	1	122	6.0	128	7.2	12.1	0.200	$\epsilon_{\infty}=7.7$	$\epsilon_s=9.2$
	2	135.5	1.5	137.0	1.0	17.6	0.160		
	3	174.4	14.4	188.6	31.0	17.2	3.0		
	4	361.2	3.2	364.4	6.3	10.8	0.176		
	5	374.1	9.5	383.6	4.0	22.0	0.515		
E ⊥ C	1	68	12	80	35	4.9	3.3	$\epsilon_{\infty}=5.8$	$\epsilon_s=9.4$
	2	102	18	120	35	4.8	3.3		
	3	142	10	152	4.8	3.7	0.6		
	4	181	12	193	5.1	3.6	0.7		
	5	204	15	219	32	4.8	3.1		
	6	268.9	5.7	274.6	3.8	5.6	0.277		
	7	313.5	2.0	315.5	4.6	4.6	0.083		
	8	321.0	3.6	394.6	2.99	6.3	0.121		
	9	400.4	1.5	401.9	3.8	3.8	0.049		
	10	423.0	1.3	424.3	7.2	4.9	0.036		