

мелью хлора более сложен, чем в случае легирования селенида свинца примесью таллия [1].

Улучшить согласие расчетов с экспериментом можно, если предположит, что компенсация легирующего действия хлора осуществляется не только одинокими вакансиями свинца, но и путем образования комплексов типа примесь—вакансия свинца. Теория самокомпенсации для этого случая развита Бытенским и Равичем в работах [3, 4]. Она содержит неизвестный параметр — энергию связи комплекса, который можно оценить из экспериментальных данных. Из формулы (8) работы [4] получаем значение энергии связи комплекса $\Delta\varphi_k \approx 0.2$ эВ, которое позволяет согласовать расчет с экспериментом.

Таким образом, в результате выполненных исследований установлено, что в системе $\text{PbSe} \langle \text{Cl}, \text{Se}_{\text{проб}} \rangle$ имеет место глубокая самокомпенсация с типичными концентрациями электронов в зоне проводимости $n \approx (2 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Анализ экспериментальных данных показывает, что механизм самокомпенсации является сложным. Компенсация легирующего действия хлора осуществляется не только одинокими вакансиями Рb, но и путем образования комплексов типа примесь—вакансия свинца.

Список литературы

- [1] Бытенский Л. И., Кайданов В. И., Мельник Р. Б., Немов С. А., Равич Ю. И. // ФТП 1980. Т. 14. В. 1. С. 74—79.
- [2] Абрикосов Н. Х., Шелимова Л. Е. Полупроводниковые материалы на основе соединений $\text{Al}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$. М., 1975. 195 с.
- [3] Бытенский Л. И., Кайданов В. И., Кутейников Р. Ф., Мельник Р. Б., Немов С. А., Равич Ю. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 5. С. 981—984.
- [4] Бытенский Л. И., Кайданов В. И., Макеенко В. П., Мельник Р. Б., Немов С. А. // ФТП 1984. Т. 18. В. 3. С. 489—492.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Получено 22.01.1990
Принято к печати 23.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ПАРАМЕТРЫ КОМПЕНСИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ В n -Si СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

Клингер П. М., Фистуль В. И.

Ранее [1] был описан разработанный нами метод температурной зависимости емкости (ТЗЕ), позволяющий определять параметры глубоких уровней в сильно компенсированных полупроводниках. Изложенные в настоящем сообщении результаты демонстрируют возможности метода ТЗЕ в определении характеристик дефектообразования в n -кремнии для случая полной компенсации мелкой примеси (фосфора) в результате электронного и γ -облучения.

1. Импульсное электронное облучение

Исследовался n -Si $\langle \text{P} \rangle$ (КЭФ-15), выращенный по методу Чохральского (удельное сопротивление $\rho \approx 15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Проводилось импульсное облучение быстрыми электронами ($t_{\text{имп}} = 4.8 \text{ мкс}$, частота следования импульсов $f = 200 \text{ Гц}$). Измерялись температурные зависимости удельной электропроводности и коэффициента Холла в интервале 20—300 К. На тех же образцах проводились измерения по методике ТЗЕ. В результате облучения мелкая примесь (фосфор) оказалась полностью скомпенсированной глубокими радиационными акцепторами, параметры которых представлены в табл. 1. С учетом литературных данных [2] можно заключить, что введенные облучением дефекты являются А-центрами и дивакансиями. Из табл. 1 видно, что результаты, полученные

Таблица 1

Параметры дефектов в КЭФ-15, облученном электронами (случай сильной компенсации)

№ образца	E_e , МэВ	$\Phi \cdot 10^{-11}$, см ⁻²	Холловские измерения					Метод ТЗЭ		
			$N_D^0 \cdot 10^{-11}$, см ⁻³	$E_c - E_A$, эВ	$N_A \cdot 10^{-11}$, см ⁻³	$N_a^{11} \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	$N_a^0 \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	$\Sigma N \cdot 10^{-11}$, см ⁻³	$\Sigma N \cdot 10^{-11}$, см ⁻³	$E_c - E_A$, эВ
1	4	17	3.5	0.17	6.3	1.9	3.4	7	9	0.17 ± 0.02
2	7	9	4.8	0.17	4.5	5	3.6	5.5	5.6	0.17 ± 0.02
3	7	9	3.4	0.17	3.5	6	1.7	4.2	4.8	0.17 ± 0.02

Примечание. E_e — энергия электронов, Φ — доза облучения, E_A — энергия верхнего из заполненных акцепторных уровней. Концентрации: N_D^0 — мелких доноров (фосфор), N_a^0 — исходных компенсирующих акцепторов, N_A — акцепторов с уровнем E_A (А-центры), N_a^{11} — глубоких радиационных компенсирующих акцепторов. ΣN — полная концентрация компенсирующих акцепторов.

двумя независимыми методиками, удовлетворительно согласуются. Следует отметить, что методика ТЗЭ позволяет получить лишь полную концентрацию компенсирующих акцепторов.

Одновременно с рассмотренными образцами были облучены при идентичных условиях образцы высокоомного n -Si <P> (КЭФ-500), выращенного по Чохральскому (удельное сопротивление $\rho \approx 500$ Ом·см). Эти образцы были исследованы методом ТЗЭ. В результате облучения мелкая примесь оказалась полностью компенсирована введенными глубокими акцепторами с уровнем, близким к приписываемому дивакансии [2, 3] ($E_c - 0.40$ эВ). Рассчитанные параметры этих центров в КЭФ-500 представлены в табл. 2. Здесь же помещены вычисленные значения скоростей введения глубоких радиационных акцепторов для образцов КЭФ-500 и КЭФ-15. Видно, что они близки по величине, т. е. практически не зависят от концентрации фосфора.

2. Облучение γ -квантами

Методом ТЗЭ было исследовано влияние γ -облучения (⁶⁰Co) на дефектообразование в высокоомном n -Si <P> (КЭФ-500), выращенном по Чохральскому. Доза облучения варьировалась от $4.8 \cdot 10^{17}$ до $1.7 \cdot 10^{18}$ см⁻².

В результате облучения тип проводимости образцов не изменился, а мелкая примесь (фосфор) оказалась полностью скомпенсированной акцепторами с уровнем $E_c - 0.49$ эВ. Параметры этого уровня представлены в табл. 2. В ряде работ [4, 5] указывалось на принадлежность этого уровня одному из состояний дивакансии. Дозовая зависимость концентрации введенных акцепторов оказалась линейной, при этом скорость введения составила $\eta_a^{11} \approx (4 \div 5) \cdot 10^{-5}$ см⁻¹. Эта величина удовлетворительно согласуется со значением, полученным в [4], $(1 \div 5) \cdot 10^{-5}$ см⁻¹.

Таблица 2

Параметры дефектов в КЭФ-500 (сильная компенсация; для сравнения приведены данные для КЭФ-15)

№ образца	Вид облучения	Φ , см ⁻²	N_a^{11} , см ⁻³ *	$E_c - E_a^{11}$, эВ *	η_a^{11} , см ⁻¹	
					(КЭФ-500) *	(КЭФ-15) **
1	Электронами	$9 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{13}$	0.41 ± 0.02	0.1	0.067
2		$1.1 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{13}$	0.41 ± 0.02	0.03	0.022
3		$1.7 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{13}$	0.40 ± 0.02	0.04	0.030
1	γ -Квантами	$4.80 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{13}$	0.49 ± 0.02	$4.2 \cdot 10^{-5}$	—
2		$1.57 \cdot 10^{18}$	$7 \cdot 10^{13}$	0.48 ± 0.02	$4.4 \cdot 10^{-5}$	—
3		$1.72 \cdot 10^{18}$	$9 \cdot 10^{13}$	0.49 ± 0.02	$5.2 \cdot 10^{-5}$	—

Примечание. * Измерения методом ТЗЭ. ** Холловские измерения.

Отметим, что энергетическое положение глубоких радиационных акцепторов в КЭФ-500 оказалось зависящим от вида облучения ($E_c=0.40$ эВ при электронном и $E_c=0.49$ эВ при γ -облучении). В различных работах [2-5] дивакансии приписывают либо тот, либо другой уровень, и однозначного мнения на этот счет пока нет. Очевидно, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Разработанный нами метод ТЗЕ может успешно применяться для исследования характеристик радиационного дефектообразования в сильнокомпенсированном кремнии. Результаты, полученные этим методом, совпадают с результатами, полученными из холловских измерений на тех же образцах.

2. Скорость введения в *n*-Si глубоких акцепторных уровней $E_c=0.40$ эВ. приписываемых дивакансии, при импульсном электронном облучении не зависит от концентрации мелкой примеси.

3. Положения энергетических уровней глубоких акцепторов, вводимых в *n*-Si при электронном и γ -облучении, не совпадают, составляя соответственно $E_c=0.40$ и $E_c=0.49$ эВ.

Авторы выражают признательность В. В. Емцеву за полезные обсуждения и помощь при выполнении работы.

Список литературы

- [1] Берман Л. С., Клиnger П. М., Фистуль В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1947—1950
- [2] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 243 с.
- [3] Васильев А. В., Смирнов Л. С., Шаймеев С. С. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 737—739
- [4] Берман Л. С., Витман Р. Ф., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 311—315.
- [5] Yong R. C., Corell J. C. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 4. P. 1455—1467.

Московский институт
тонкой химической технологии
им. М. В. Ломоносова

Получено 23.01.1990
Принято к печати 25.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ЗАТУХАНИЕ БРИЗЕРА В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Мини-зонный характер энергетического спектра электронов сверхрешетки (СР) приводит к возможности распространения в СР электромагнитных солитонов [1, 2]. Некоторые возможные эффекты проявления солитонов в СР рассмотрены в [3-5]. Сам факт существования солитонов связан с тем обстоятельством, что при определенных условиях уравнение для векторного потенциала \mathbf{A} в СР, обладающей энергетическим спектром,

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{P_z^2}{2m} + \Delta (1 - \cos \mathbf{p}_x d), \quad (1)$$

сводится к уравнению синус-Годона (СГ).

Известно [6], что уравнение СГ имеет, кроме солитонного, и другой тип решений — бризеры (бионы), которые можно интерпретировать как связанные состояния солитонов и антисолитонов. Энергия, необходимая для возбуждения биона, может во много раз уступать энергии возбуждения солитона (из-за относительно большой энергии связи). Это делает актуальным исследование возможности распространения и затухания бризеров в СР.

В данной работе мы рассмотрим увлечение электронов полем бризера, а также вычислим диссипативную составляющую тока и определяемую ею длину пробега биона.