

— соответственно константы связи теории поляронов для тяжелых и легких дырок.

При  $\mu_b = \mu_l = \mu$   $N = \alpha/2$ , что совпадает с результатом, полученным в [4]. Параметр  $\alpha_p = (\alpha_b + \alpha_l)/2$  в случае вырожденной зоны  $\Gamma_8$  определяет (в единицах  $\hbar\omega$ ) сдвиг уровня энергии основного состояния полярона слабой связи [5-7].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Fedyanin V. K., Rodriguez C. // Physica. 1982. V. 112 A. N 3. P. 615—630.
- [2] Перлин Ю. Е., Гифейсман Ш. Н. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 865—872.
- [3] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [4] Lee T. D., Low F. E., Pines D. // Phys. Rev. 1953. V. 90. N 2. P. 297—302.
- [5] Trebin H.-R., Rosler U. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 70. N 2. P. 717—726.
- [6] Beni G., Rice T. M. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 840—843.
- [7] Перлин Ю. Е., Гифейсман Ш. Н., Корочану В. П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1463—1468.

Кишиневский государственный университет  
им. В. И. Ленина

Получено 11.02.1991  
Принято к печати 26.12.1991

ФТП, том 26, вып. 5, 1992

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСТРАГИРОВАННОГО ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

Савицкий А. В., Ткачук В. И., Ткачук П. Н.

Для решения ряда практических задач, например создания детекторов ионизирующего излучения, необходимы монокристаллы CdTe с низким уровнем остаточных примесей. Зонная очистка полупроводниковых соединений от быстро диффундирующих примесей не всегда эффективна вследствие диффузного выравнивания в твердой фазе [1]. В работе [2] показана возможность очистки монокристаллов CdS, ZnSe и ZnTe от примесей Cu и Ag методом экстракции в расплаве одного из компонентов соединения. Применительно к CdTe разработка метода экстракции в жидком кадмии и проверка его эффективности с использованием радиоактивных изотопов  $^{64}\text{Cu}$  и  $^{110}\text{Ag}$  проведены в [3]. При этом в работе отмечалось, что применение в качестве исходного материала образцов с большим содержанием примесей Cu и Ag ( $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$  и более) приводит к появлению в процессе экстракции дефектов неизвестной природы, которые слабо экстрагируются.

В данной работе показано влияние паро- и жидкофазной экстракции на электрические свойства специально не легированных монокристаллов CdTe. Монокристаллы *n*-CdTe с низким уровнем электрически активных фоновых примесей (см. таблицу, образец 1) получали из расплава методом Бриджмена в контейнерах

Электрофизические параметры исходных и экстрагированных монокристаллов CdTe

№ образца	Метод термообработки	$N_D$ , см $^{-3}$	$N_A$ , см $^{-3}$	$N_A/N_D$	$\mu_p$ (300 К), см $^2$ /В·с	$E_D$ , эВ
1	—	$6.30 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{14}$	0.38	950	0.013
2	Парофазный	$1.25 \cdot 10^{15}$	$1.0 \cdot 10^{15}$	0.79	750	0.012
3	»	$2.70 \cdot 10^{15}$	$2.4 \cdot 10^{15}$	0.89	70	0.010
4	Жидкофазный	$8.30 \cdot 10^{14}$	$5.0 \cdot 10^{13}$	0.06	1070	0.14

Примечание. Экстракция проводилась в контейнерах из оптического (образцы 2 и 4) и обычного (образец 3) кварца.

из оптического кварца двойной переплавки. Экстракция примесей из образцов CdTe проводилась при 700 °С в насыщенных парах Cd или в насыщенном растворе CdTe + Cd в течение 72 и 40 ч соответственно. С целью определения степени однородности экстрагированных образцов проводили измерения их удельного сопротивления при последовательном уменьшении толщины. После механической и химической обработки поверхности однородные образцы использовали для измерений эффекта Холла в интервале температур 8—400 К.

При раздельном определении концентрации доноров  $N_D$  и акцепторов  $N_A$  использовали статистику, справедливую для единичного уровня в запрещенной зоне. Выражение для концентрации при этом записывается в виде

$$n = \frac{N_D - N_A}{N_A} g N_c e^{-E_D/kT}, \quad (1)$$

где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $g$  — фактор вырождения, равный 1/2.

Результаты холловских измерений для наиболее типичных образцов представлены в таблице. Очевидно, что при парофазной термообработке монокристаллов увеличение значения  $N_D$ , обусловленное введением в решетку CdTe междоузельных атомов кадмия ( $Cd_i$ ), сопровождается повышением  $N_A$  в результате генерации вакансий кадмия, т. е. процессу экстракции из объема примесей сопутствует, по-видимому, появление эффекта самокомпенсации. Мы предполагаем, что наличие двух сортов экстрагированных в паровой фазе образцов (2 и 3), характеризующихся сравнительно с исходным CdTe пониженными или аномально малыми значениями подвижности для электронов  $\mu_n$ , обусловлено различием в качестве материала контейнера, который может быть дополнительным источником компенсирующих акцепторов.

Жидкофазная термообработка приводит к существенному повышению  $\mu_n$  в результате уменьшения  $N_A$  почти на порядок, причем значение  $N_D$  увеличивается незначительно.

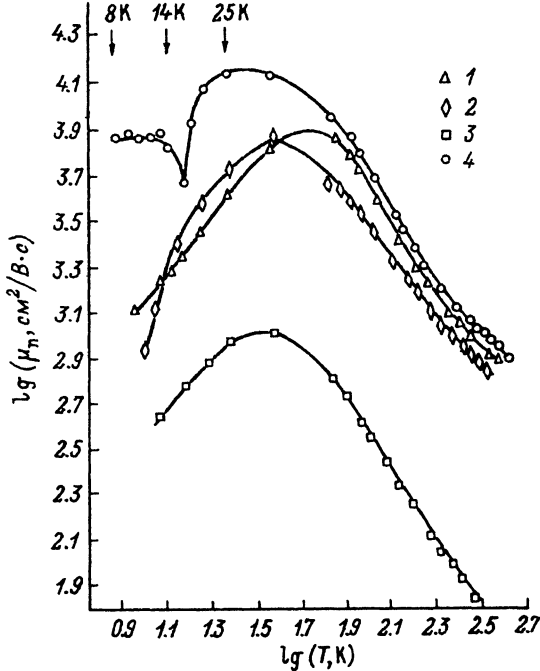
Из таблицы видно также, что энергия ионизации доноров уменьшается с ростом концентрации ионизированной донорной примеси, которую можно считать равной  $N_A$ . Экспериментально наблюдаемое уменьшение энергии ионизации удовлетворительно описывается соотношением

$$E_D = E_0 - \alpha N_D^{1/3}, \quad (2)$$

где  $E_0$  — энергия ионизации изолированного донора,  $\alpha = 1.64l^2/\epsilon$ ,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость [4].

Если представить соотношение (2) графически согласно данным в таблице, то методом экстраполяции можно получить  $E_0 = 0.016$  эВ. Это значение несколько больше значения  $E_0 = 0.014$  эВ для водородоподобного донорного уровня, который наблюдался в образцах, легированных элементами III группы Периодической системы [4]. С другой стороны, полученное значение энергии ионизации является близким к  $E_0 = 0.017$  эВ, которое, согласно [4], характерно для изолированного донора в специально не легированных монокристаллах CdTe. Можно думать, что данный донорный уровень соответствует междоузельным атомам кадмия.

Для всех исследуемых образцов наблюдается максимум в температурном ходе подвижности (см. рисунок). В высокотемпературной области подвижность изменяется по закону, близкому к  $T^{-1.5}$ , который следует из теории, т. е. этот спад подвижности можно приписать рассеянию на колебаниях решетки. При низких температурах для образцов 1 и 3 характерно изменение подвижности по закону  $T^{1.5}$ , что по теории Брукса—Херинга обусловлено рассеянием на заряженных центрах. Для образцов 2 и 4 температурный ход подвижности в интервалах соответственно 8—14 и 14—25 К происходит круче, чем по закону



Температурные зависимости для холловской подвижности образцов CdTe.

Обозначения кривых согласно таблице.

$T^{1.5}$ , что можно, по-видимому, объяснить влиянием прыжковой проводимости, когда с процессом заброса электронов на уровень протекания (активационная проводимость) начинают конкурировать прыжки на удаленные пространственно, но близкие по энергии центры [5]. Наибольший интерес представляет участок кривой подвижности для образца 4 в интервале 8—14 К, который характеризуется слабой зависимостью подвижности от температуры. Видимо, после жидкофазной экстракции получен материал с одним типом примеси, в котором при понижении температуры носители заряда вымораживаются, и при достаточно низких температурах число нейтральных атомов примеси становится больше числа ионизованных. В этих условиях основную роль может играть рассеяние на нейтральных атомах примеси. Время релаксации и соответственно подвижность электронов для этого механизма не зависят от температуры [6]:

$$\mu_n = 1.4 \cdot 10^{22} (m^*/m_0) / \varepsilon N_0, \quad (3)$$

где  $N_0$  — концентрация нейтральных примесей.

На первый взгляд, наиболее вероятной примесью в этом случае могут быть атомы Cd. Однако оценка по формуле (3) дает значение  $N_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , которое более чем на порядок превышает значение  $N_D$  и более чем на 2 порядка превышает значение  $N_A$ . Следовательно, в интервале 8—14 К. величину подвижности определяет другой вид нейтральных дефектов, в качестве которых, согласно [7], могут выступать вакансии теллура  $V_{\text{Te}}$ , имеющие высокие энергии ионизации — 0.43 или 0.6 эВ. В интервале 77—300 К механизм рассеяния электронов, по-видимому, также определяется в основном этими же дефектами, так как в [3] по формуле Брукса—Херинга получено то же значение (не более  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) для суммарной концентрации однозарядных центров рассеяния.

Более того, величина концентрации таких сопутствующих дефектов, как показано на основе физико-химического анализа в [7], может на 2 порядка превышать значение концентрации ионизованных междоузельных атомов кадмия, что соответствует результатам данной работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Пфанн В. Зонная плавка. М., 1970. 366 с.
- [2] Aven M., Woodbury H. H. // Appl. Phys. Lett. 1962. V. 1. N 3. P. 53—54.
- [3] Никонюк Е. С., Савицкий А. В., Грыцив В. И. и др. // УФЖ. 1974. Т. 19. В. 2. С. 1911—1913.
- [4] Агринская Н. В., Аркадьева Е. Н., Матвеев О. А. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 5. С. 863—868.
- [5] Шкловский Б. И. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 7. С. 1197—1226.
- [6] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1989. 318 с.
- [7] Медведев С. А., Максимовский С. Н., Киселева К. В. и др. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1973. Т. 9. В. 3. С. 356—360.

Получено 12.11.1991

Принято к печати 26.12.1991

Черновицкий государственный университет  
имени Ю. Федьковича

ФТП, том 26, вып. 5, 1992

### ПОВЫШЕНИЕ РАЗРЕШЕНИЯ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ С ДВУХКАНАЛЬНЫМ СТРОБ-ИНТЕГРАТОРОМ

Гордеев Д. М., Шмагин В. Б.

В последние годы заметен интерес к проблеме повышения разрешения в релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ) — методе, успешно применяемом для исследования примесей и дефектов структуры, образующих глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника [1]. Выделяются две тенденции в направленности публикуемых работ: 1) конструирование новых весовых функций, определяющих алгоритм обработки релаксационного сигнала в РСГУ [2,3]; 2) поиск возможностей повышения разрешения в рамках уже апробированных алгоритмов. Так, в [4] исследовано влияние положения строб-импульсов  $t_1$  и  $t_2$  на ширину линии в РСГУ с использованием двухканального строб-интегратора и показано, что добиться уменьшения ширины линии можно, регистрируя спектр при возможно меньшем отношении  $t_2/t_1$ . Цель настоящей работы состоит в поиске возможностей дальнейшего уменьшения ширины линий в РСГУ с двухканальным строб-интегратором.

1. Известно, что форма линии в РСГУ с двухканальным строб-интегратором описывается следующими выражениями [1]:

$$S(T) = \exp[-t_1/\tau(T)] - \exp[-t_2/\tau(T)], \quad (1)$$

$$\tau(T) = \frac{1}{AT^2} \exp(E/kT), \quad (2)$$

где  $S(T)$  — контур линии,  $t_1$  и  $t_2$  — времена стробирования,  $\tau$  и  $E$  — постоянная времени релаксации и энергия ионизации примесного центра,  $A$  — постоянная,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана. Параметры  $E$  и  $A$  идентифицируют примесный центр в рамках рассматриваемой модели.

Получим выражение для относительной полуширины спектральной линии  $\Delta T/T$  ( $T$  — температура, при которой достигается максимум линии,  $\Delta T$  — ширина линии на половине ее высоты). Примем следующие допущения: 1) температура