

АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА ДИОДА С НЕОДНОРОДНОЙ БАЗОЙ ИЗ ПЕРЕКОМПЕНСИРОВАННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Н. А. Урманов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева Академии наук Узбекистана, 700084, Ташкент, Узбекистан

(Получено 2.04.1992. Принято к печати 7.05.1992)

Если база диода представляет собой перекомпенсированный полупроводник, в котором концентрация основной мелкой примеси меньше концентрации компенсирующих глубоких центров, то имеет место сильно выраженная температурная зависимость импеданса диода [1]. В работе [2] для таких диодов был предложен метод определения энергии E , которая входит в температурную зависимость удельного сопротивления базы диода $r(T) \sim \exp(E/kT)$ и в перекомпенсированном материале близка к энергии ионизации компенсирующей глубокой примеси. Метод основан на измерениях емкости диода C и его проводимости G по параллельной схеме замещения на одной частоте, что выгодно отличает его от частотной методики аналогичного назначения, которая требует измерений зависимостей $C(T)$ и $G(T)$ при нескольких частотах [1].

Применив этот метод к подобным диодам из арсенида галлия, изготовленным выращиванием из раствора-расплава, мы обнаружили, что значение E почти вдвое меньше ожидаемого. Так, в случае, когда компенсирующими центрами являлись A -центры, создающие акцепторный уровень $E_v + 0.4$ эВ [3, 4], было получено $E = 0.25$ эВ, а в случае центров железа с энергией $E_v + 0.52$ (0.54) эВ [4, 5] $E = 0.3$ эВ.

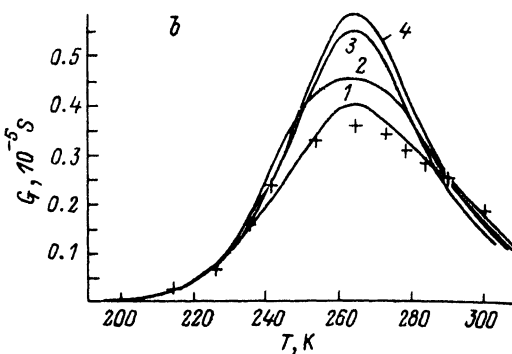
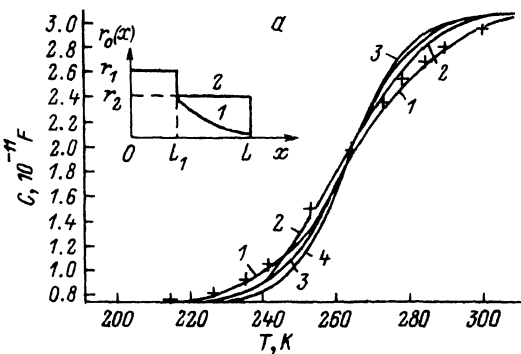
В [2] предполагалось, что перекомпенсированный полупроводник однороден по удельному сопротивлению. Далее будет показано, что низкие значения E связаны с неоднородностью электронной части базы вдоль направления, перпендикулярного к плоскости перехода. Этот вывод делается на том основании, что анализ тех же данных в рамках более сложной модели, предполагающей наличие зависимости r от координаты x в этом направлении, дает разумные значения E . Этот анализ позволяет, кроме того, получить количественные оценки $r(x)$.

При анализе экспериментальных зависимостей $C(T)$ и $G(T)$, представленных на рисунке, будем предполагать, что $r(x, T) = r_0(x) \exp(E/kT)$. В данной работе анализ проведен для четырех типов зависимости $r(x)$, далее они обозначены 1—4. Два из них 1 и 2 показаны на вставке к рис. 1, а. Тип 1 соответствует комбинации однородного слоя с $r_0(x) = r_1$ и слоя с экспоненциальной неоднородностью $r(x) = r_2 \exp[-(x-L_1)/d]$, тип 2 — наличие двух однородных слоев. При $L=0$ из этих двух типов получаются еще два: 3 и 4. Тип 4 соответствует однородной базе с $r_0(x) = r_2$.

Эквивалентная схема диода с неоднородностью типов 1 и 2 может быть представлена в виде последовательно соединенных барьерной емкости перехода C_b и двух цепочек. В случае типов 3 и 4 одна из этих цепочек выпадает. Импеданс цепочки, соответствующей однородному слою с $r(x, T) = r \exp(E/kT)$, дается формулой

$$Z = \frac{R}{1 + (\omega RC)^2} + \frac{(\omega CR)^2}{j\omega C [1 + (\omega CR)^2]}, \quad (1)$$

где $R = r(x, T) W/S$, $C = \epsilon \epsilon_0 S/W$, S — площадь диода, $\epsilon \epsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость, ω — частота, W — толщина слоя. Можно показать, что



Зависимости емкости C (а) и проводимости G (б) от температуры. Сплошные линии — расчет, точки — экспериментальные данные для диода из GaAs при обратном напряжении 9 В, $\omega = 10^5 \text{ с}^{-1}$. Номера кривых соответствуют типам зависимости $r_0(x)$. На вставке (а) — зависимости $r_0(x)$ типов 1 и 2.

импеданс цепочки, соответствующей слою с экспоненциальной неоднородностью $r_0(x) = r_0 \exp(-x/d)$, дается выражением

$$Z = \frac{d}{\omega \epsilon \epsilon_0 S} \left\{ \operatorname{arctg} M - \operatorname{arctg} \left[M \exp \left(-\frac{W}{d} \right) \right] + \frac{1}{2j} \ln \left[\frac{1 + M^2}{1 + M^2 \exp \left(\frac{-2W}{d} \right)} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $M = \omega \epsilon \epsilon_0 r_0(0) \exp(E/kT)$. Используя (1) и (2), можно найти теоретические значения элементов параллельной эквивалентной схемы диода $C^{\text{th}} = \operatorname{Im} Y/\omega$, $G^{\text{th}} = \operatorname{Re} Y$, где $Y = 1/(Z_b + Z_c)$, $Z_b = 1/j\omega C_b$, Z_c — суммарное сопротивление цепочек.

Параметры материала электронейтральной части базы находились путем согласования эксперимента и теории. В вычислениях C^{th} и G^{th} использовались три экспериментальные величины: значение емкости на высокотемпературном плато C_{HT} и низкотемпературном C_{LT} , а также температура T_m максимума на зависимости $G(T)$. Полагалось, что $C_b = C_{HT}$, $L = \epsilon \epsilon_0 S (1/C_{LT} - 1/C_{HT})$, и накладывалось условие, что температура максимума теоретической зависимости $G^{\text{th}}(T)$ совпадает с T_m . Параметры модели из списка E , L_1 , r_1 , r_2 , d , которые входят в выражения для C^{th} и G^{th} при каждом из четырех типов зависимости $r_0(x)$, находились методом наименьших квадратов. При этом принято, что наилучшие в смысле согласия теории и эксперимента значения C^{th} и G^{th} в экспериментальных точках T_i минимизируют величину

$$D = \sum_{i=1}^n \left[\frac{C(T_i) - C^{\text{th}}(T_i)}{C^{\text{th}}(T_i)} \right]^2 + \left[\frac{G(T_i) - G^{\text{th}}(T_i)}{G^{\text{th}}(T_i)} \right]^2,$$

где n — число точек. Вычисления производились на ЭВМ ЕС-1061. Величина шага изменения варьируемых параметров из указанного списка при поиске минимума D обеспечивала нахождение практически абсолютного минимума D_{\min} . Значения параметров, при которых достигается D_{\min} , приведены в таблице. Этим значениям соответствуют зависимости $C^{\text{th}}(T)$ и $G^{\text{th}}(T)$, показанные на рисунке вместе с экспериментальными данными.

Как видно из рисунка и таблицы, согласие между теорией и экспериментом улучшается по мере усложнения модели. Значения E , приведенные в таблице,

Тип $r_0(x)$	$E, \text{эВ}$	$r(L_1, T_m), 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$\frac{r_1}{r_2}$	$L_1, \text{мкм}$	$\frac{L-L_1}{d}$	D_{\min}
1	0.454	13.3	5.9	2.88	3.45	0.096
2	0.402	2.89	8.5	5.32	—	0.309
3	0.389	8.56	—	0	1.85	0.55
4	0.368	4.05	—	0	—	0.65

Примечание. В расчетах использованы значения: $\epsilon_0 = 1.17 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$, $L = 47.12 \text{ мкм}$, $S = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, $C_{HT} = 31 \text{ пФ}$, $C_{LT} = 7.5 \text{ пФ}$.

значительно лучше соответствуют тем, которые можно было ожидать в случае А-центров, чем $E = 0.25 \text{ эВ}$, которое дает метод работы [2] для тех же экспериментальных точек. Значение 0.454 эВ представляется несколько завышенным, что, по-видимому, связано с влиянием слоя, перекомпенсированного В-центрами ($E_V + 0.7 \text{ эВ}$ [3, 4]). Из величины удельного сопротивления в таблице можно оценить уровень Ферми. Оценки показывают, что он лежит вблизи уровня А-центров.

Профиль $r_0(x)$, найденный для зависимости типа 1, по-видимому, уже близок к реальному. Изложенный метод, таким образом, позволяет неразрушающим способом получить количественные оценки для профиля удельного сопротивления в тонких слоях высокоомных полупроводников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [2] Л. С. Берман, С. И. Власов. ФТП, 12, 559 (1978).
- [3] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [4] D. V. Lang, R. A. Logan. J. Electron. Mater., 4, 1053 (1975).
- [5] M. Kleverman, P. Omling, L.-A. Ledebro, H. G. Grimmeiss. J. Appl. Phys., 54, 814 (1983).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 9, 1992

НЕМОНОТОННАЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ТОКА В n - π - p -СТРУКТУРЕ, СВЯЗАННАЯ С ИНВЕРСИЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Н. А. Урманов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева Академии наук Узбекистана, 700084, Ташкент, Узбекистан
(Получено 6.05.1992. Принято к печати 7.05.1992)

При изучении изотермической релаксации тока в p - n -структурах на основе GaAs мы обнаружили новое в спектроскопии глубоких уровней (ГУ) явление. Сообщение о нем было сделано в [1], где это явление названо аномальной релаксацией тока (АРТ). По существующим представлениям [2], ток в процессе релаксации должен уменьшаться. В случае АРТ релаксация является немонотонной — на ее начальной стадии имеет место рост тока (рис. 1, кривая 1). Такое поведение не является измерительным (схемным) эффектом. Об этом, в частности, свидетельствует то обстоятельство, что оно весьма характерным обра-