

УДК 621.382.8

ФИЗИКА

Член корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц, С. А. Тарумян

Определение параметров примесных центров по кривым
 равновесной проводимости полупроводника

(Представлено 5/IV 1973)

При определении параметров примесных центров в полупроводниках по кривым ТСП (1-6) из-за неучета повторного прилипания и строгого разделения их типов ошибка в определении этих параметров может достигать до 50% (7-8). В случае сильного прилипания несколько более точные результаты получаются по формуле, предложенной в (9). В методе ТРК уровни прилипания заполняются при помощи приложенного внешнего поля. Ошибка определения энергии активации примерно та же, что и для случая ТСП. В предложенном в (11,12) способе определения параметров примесных центров в низкоомных образцах, экспериментальные результаты анализируются по формуле (13), ошибка которой уже составляет 50%. Относительно более точные результаты получаются из температурных измерений коэффициента Холла (14). Нами предлагается простой метод определения параметров уровней примесных центров акцепторного типа из кривой температурной зависимости равновесной проводимости полупроводника.

Предположим, что в запрещенной зоне полупроводника имеются мелкие донорные уровни с концентрацией N_q , а также m глубоких акцепторных уровней с концентрацией i -го уровня N_i . При выводе соответствующих формул для определения параметров примесных центров, лежащих в верхней половине запрещенной зоны полупроводника будем предполагать, что выполняется неравенство

$$\sum_{i=1}^{m-1} N_i < N_q \cong \sum_{i=1}^m N_i \quad (1)$$

При достаточно низких температурах все нижние $m - 1$ уровни будут заполнены электронами, а верхний уровень будет заполнен либо полностью, либо частично. С повышением температуры электроны с уровней будут забрасываться в зону проводимости сначала с возрастающим темпом, а в дальнейшем с уменьшением концентрации электронов на уровнях, темп заброса уменьшится. Таким образом, кривая

зависимости тока от температуры ($J=J(T)$) будет иметь столько точек перегиба сколько уровней имеются в запрещенной зоне. Для определения первой точки перегиба будем исходить из уравнения квазинейтральности в виде

$$n = N_q^1 - \frac{Nn}{n+n_1}, \quad (2)$$

где $N_q^1 = N_q - \sum_{i=1}^{m-1} N_i$, n_1 — число электронов в зоне проводимости; когда уровень ферми совпадает с примесным уровнем. Отметим, что изменение концентрации электронов в зоне проводимости (n) с температурой повторяет ход изменения тока, так как подвижность и электрическое поле считаются независимыми от температуры. Определяя n из (2) дважды дифференцируя по температуре полученное выражение, мы на основании требования $\frac{d^2n}{dT^2} = 0$ получаем

$$n_1^3 + 3(N_q^1 + N)n_1^2 + (3N^2 + 3N_q'^2 + 2NN_q^1)n_1 + N^3 + N_q'^3 - NN_q^1(N_q^1 + N) - 4N_q^1N \frac{\left(\frac{dn_1}{dT}\right)^2}{\frac{d^2n_1}{dT^2}} - |(n_1 + N - N_q^1)^2 + 4N_q^1n_1|^{3/2} = 0. \quad (3)$$

Для упрощения решения этого уравнения будем считать, что имеет место неравенство $\frac{E_{\lambda}}{kT} > \frac{3}{2}$ (E_{λ} — энергия примесного уровня, отсчитываемая от дна зоны проводимости). После несложных преобразований уравнение (3) примет вид:

$$n_1^4 2(N_q^1 + N)n_1^3 - 4NN_q^1n_1^2 - 2(N - N_q^1)(N^2 - N_q'^2)n_1 - (N - N_q^1)^4 = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет следующие решения

$$n_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\sqrt{x_0} \mp \sqrt{\frac{q}{\sqrt{2}x_0} - x_0 - p} \right) - \frac{1}{2} (N_q^1 + N),$$

$$n_{13,4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{x_0} \pm \sqrt{-\frac{q}{\sqrt{2}x_0} - x_0 - p} \right) - \frac{1}{2} (N_q^1 + N), \quad (5)$$

где $p, q, r = f(N, N_q^1)$, а x_0 — одно из действительных решений уравнения третьей степени

$$x^3 + px^2 - \left(r - \frac{p^2}{4}\right)x - \frac{q^2}{8} = 0. \quad (6)$$

Оценки показывают, что для каждого N и N_q^1 из четырех решений (5) только одно является действительным и положительным. E_{λ} определяется из следующей формулы:

$$E_s = k T_m \ln \frac{N_c}{n_1}, \quad (7)$$

где T_m — температура точки перегиба, n_1 — действительный и положительный корень уравнения (4).

Обратимся к нахождению концентрации примесных центров N_i . Сначала рассмотрим случай одноуровневой модели — $N_q^1 = N_q$ и $m=1$. Определяя n_1 из (2) и подставляя в (4), получаем уравнение четвертой степени относительно N :

$$N^4 + aN^2 + bN^2 + cN + d = 0, \quad (8)$$

где $a, b, c, d = f(nN_q)$. Из четырех решений (8) только одно удовлетворяет исходным требованиям, причём значение n берётся в точке перегиба. В случае двух и более уровней задача решается приближенно. Определяя n_1 из (2), подставляя в $\frac{dn}{dT}$ и учитывая, что $N_q^1 = N_q - (m-1)N$ (многозарядные центры), получаем:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{1}{T} \frac{[N_q - (m-1)N - n] [n^2 + n(mN - N_q)]}{N[N_q - (m-1)N] - [n - N_q + (m-1)N]^2} \left[\frac{3}{2} + \ln \frac{|N_q - (m-1)N - n|}{n^2 - n(N_q - mN)} \right]. \quad (9)$$

Логарифмический член в (9) слабо меняется с температурой, поэтому, чтобы не усложнять расчет, заменим его на значение верхнего предела величины $\frac{N_c}{n_1}$ в интересующей нас области температур. Обозначая этот верхний предел через B и проводя несложные преобразования, получаем следующее уравнение для N :

$$N^2 + aN + b = 0, \quad (10)$$

где a и b зависят от параметров, входящих в (9), причём значения n и $\frac{dn}{dT}$ можно брать при произвольной температуре.

Нами исследовалась также и зависимость температуры точки перегиба от степени первоначальной заполненности уровня. На рис. 1а показана эта зависимость для двухуровневой модели.

Приведенные расчеты верны только в случае, когда при опустошении данного уровня нижележащие уровни остаются заполненными. Рассмотрим случай, при которых выполняется это требование. Будем исходить из условия, что ток, обусловленный опустошением нижележащего уровня, достаточно мал по сравнению с током, обусловленным опустошением вышележащего уровня, то есть

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{n'}{n''} = m^2 \gg 1, \quad (13)$$

где n' и n'' — концентрация электронов, заброшенных в зону проводимости.

мости с верхнего и нижнего уровней соответственно. Концентрации этих электронов определяются по формулам:

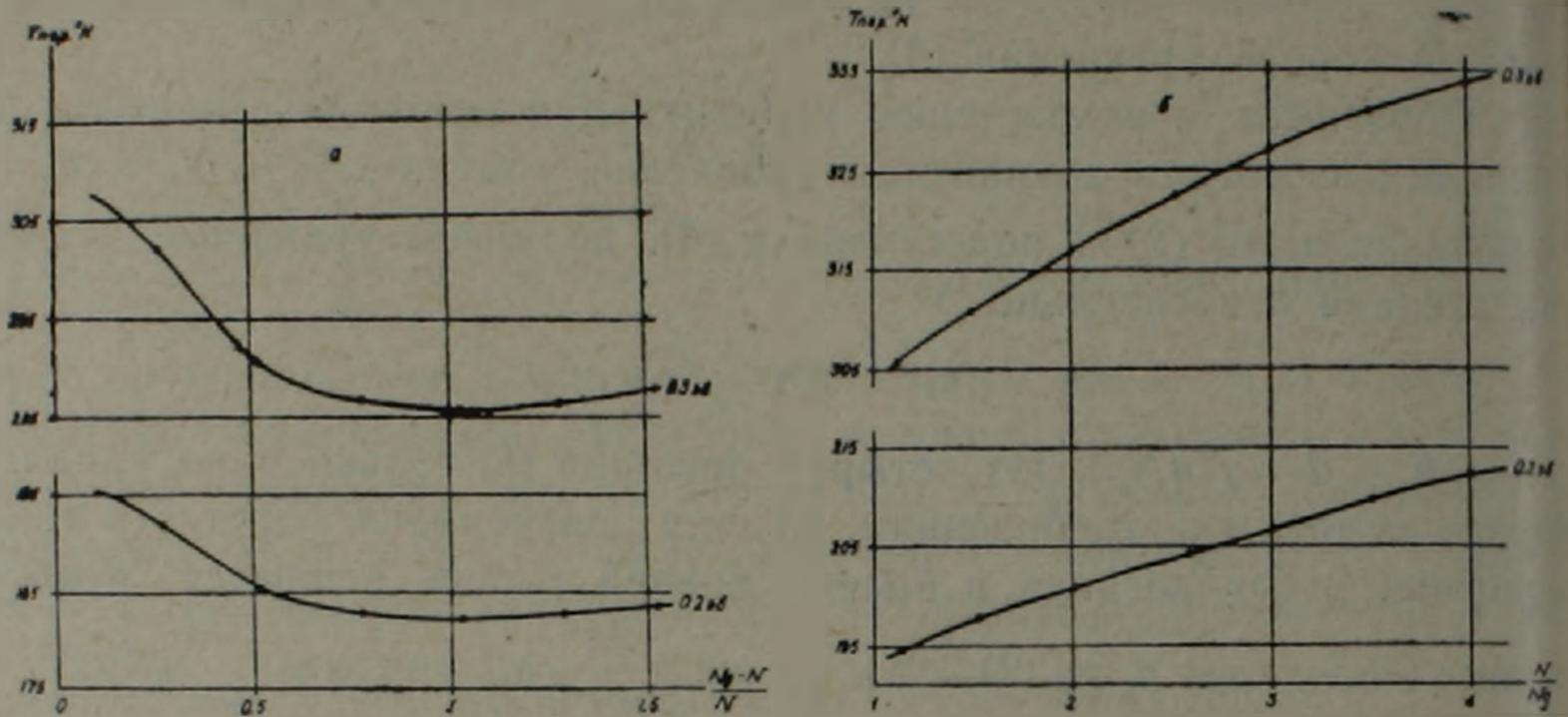


Рис. 1 а—зависимость температуры перегиба от степени заполненности уровня для двухуровневой модели при двух значениях энергии верхнего уровня, расположенного вблизи дна зоны проводимости; б—зависимость температуры перегиба от степени заполненности уровня, лежащего вблизи потолка валентной зоны (одноуровневая модель)

$$n = lN - \frac{N}{\exp\left(\frac{E_1 - \mu}{kT}\right) + 1} \quad n'' = \frac{N}{\exp\left(\frac{\mu - E_2}{kT}\right) + 1}, \quad (14)$$

где $l = \frac{N_-}{N}$, N_- — концентрация электронов на верхнем уровне при достаточно низких температурах. Учитывая, что $n = n^1 \left(1 + \frac{1}{m^1}\right) = N_c \exp\left(\frac{\mu}{kT}\right)$, из формул (14) получаем

$$E_2 = -kT \ln \frac{N_c}{n} \left(\frac{m^1}{e - \frac{1}{\frac{N_c}{n} \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right) + 1}} - 1 \right), \quad (15)$$

На рис. 2 показана зависимость разницы энергий между двумя близко расположенными уровнями от степени первоначальной заполненности верхнего уровня при разных значениях E_1 и при $m^1 = 10$. При снятии кривых равновесной проводимости образцов с двумя близко расположенными точками перегибов важное значение имеет растянутость кривой $J = J(T)$ в окрестности этих точек. На рис. 3 показана зависимость $\frac{\Delta J}{J}$ от степени первоначальной заполненности

верхнего уровня для случая двухуровневой модели. Здесь ΔJ есть разность токов в точке перегиба и на расстоянии $\pm 10^\circ$ от точки перегиба на кривой $J = J(T)$.

Оценки показывают также, что при ошибке измерений токов на $\pm 40\%$ ошибка значения E_1 составляет $\pm 2\%$.

Как уже было сказано, выведенные формулы и приведенные рассуждения верны только в случае выполнения условия $n > p$. Нами была

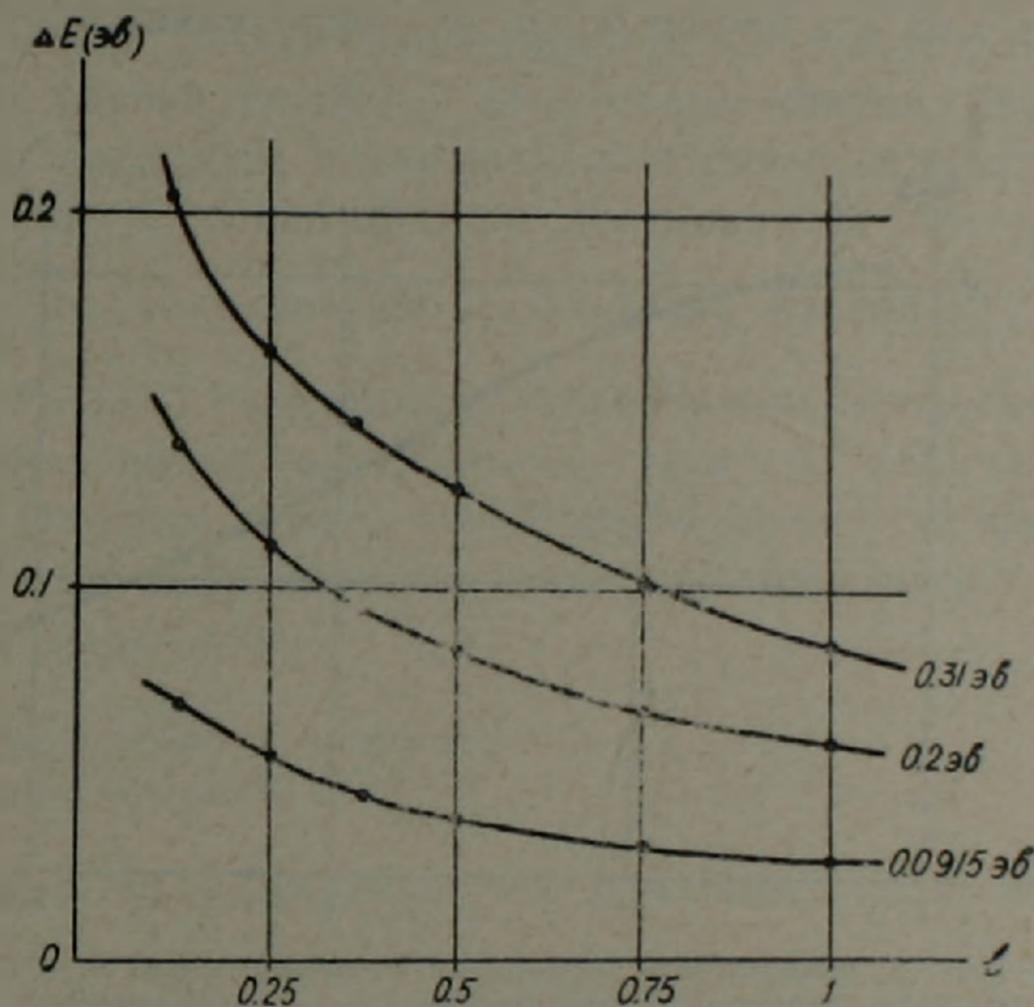


Рис. 2. Зависимость разницы между энергиями двух уровней от степени заполнения вышележащего уровня при трех ее значениях для случая $\frac{J_1}{J_2} = 10$

$$\frac{J_1}{J_2} = 10$$

оценена наибольшая глубина залегания уровня E_1 , не нарушающая условия $\frac{n}{p} \geq 10^2$ при температуре, соответствующей точке перегиба для

одноуровневой модели с двумя значениями степени заполнения уровня.

Оказывается, что при $T = 400^\circ K$, если $N = N_q = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, то $E_1 = 0,412 \text{ эв}$ и

$\frac{n}{p} = 2,1 \cdot 10^3$, а при $N_q = 0,125N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — $E_1 = 0,34 \text{ эв}$ и $\frac{n}{p} = 1,5 \cdot 10^3$.

Если $\frac{n}{p} = 35$, то при $T = 450^\circ K$ $E_1 = 0,47 \text{ эв}$. При пренебрежении p в

(2), когда отношение $\frac{p}{n} = 3\%$, ошибка определения E_1 составляет $0,14\%$.

Для определения параметров уровней, лежащих в нижней половине

запрещенной зоны полупроводника, будем пользоваться уравнением квазинейтральности в виде:

$$p + N_q = \frac{p_1 N}{p + p_1} \quad (16)$$

Причем, предполагается, что $n \ll p$ и $N_q \ll N$, где N концентрация на нижшего уровня, а p_1 — число дырок в валентной зоне, когда уровень ферми совпадает с примесным уровнем. Ход дальнейших рассуждений тот же, что и в случае $n \gg p$. E_1 определяется из формулы

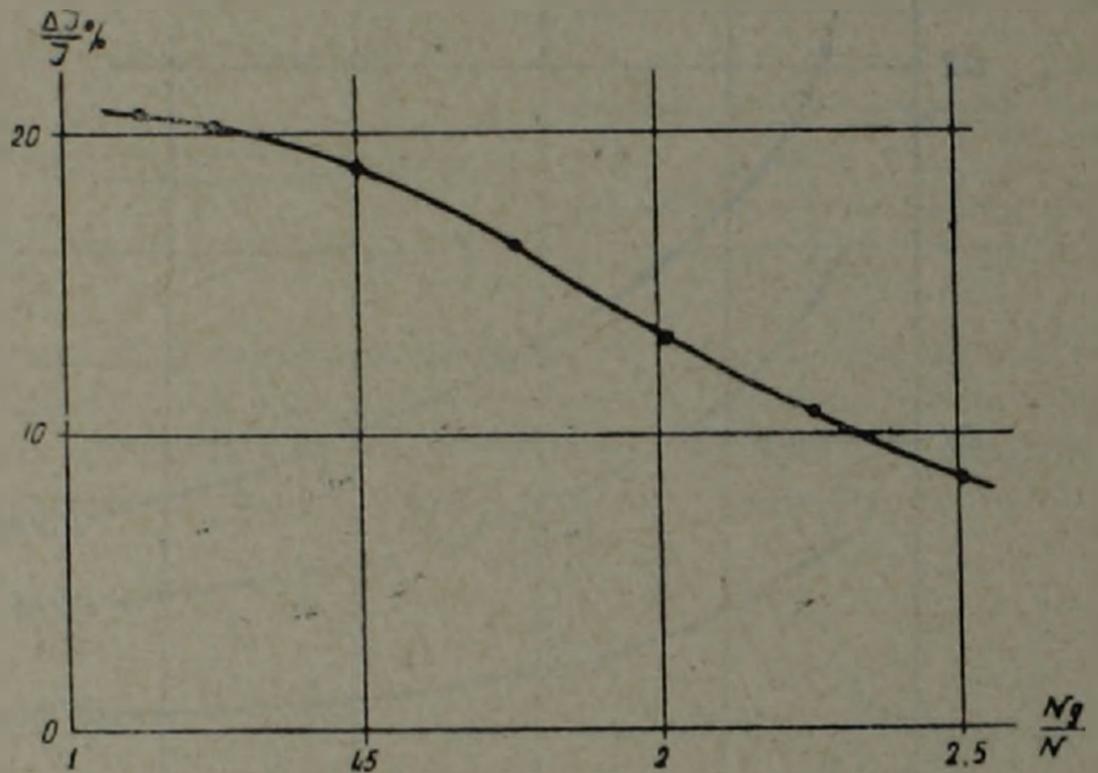


Рис. 3. Зависимость отношения разницы токов в точке перегиба и на расстоянии $\pm 10^\circ$ на кривой $I=I(T)$ от степени первоначальной заполненности уровня

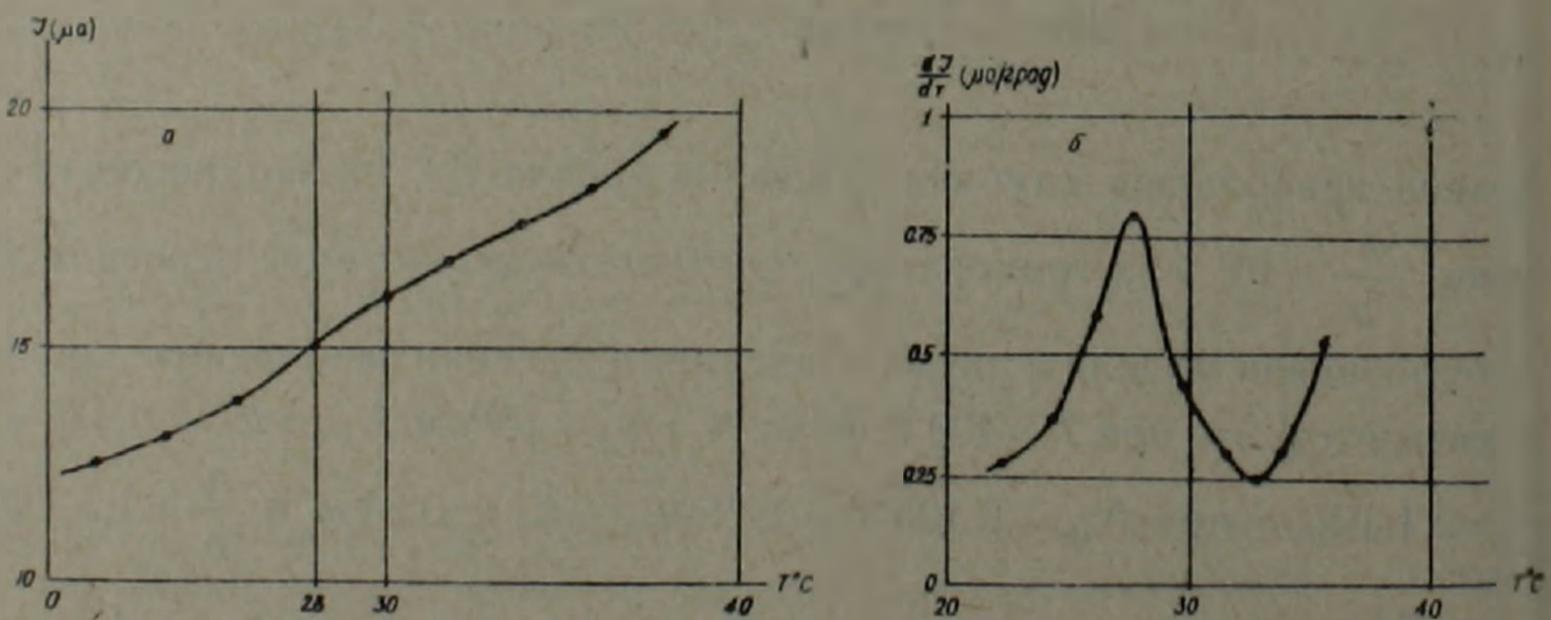


Рис. 4. Экспериментальная кривая $I=I(T)$ (а) и ее производная (б)

$$E_1 = -E_q + kT \ln \frac{Np}{p_1} \quad (17)$$

Следует заметить, что зависимость температуры, соответствующей

Точке перегиба, от степени заполненности уровня резко отличается от предыдущего случая (рис. 1,б). Из рисунка видно, что с уменьшением отношения $\frac{N}{N_q}$ температура точки перегиба монотонно уменьшается.

На рис. 4,а изображена экспериментальная кривая $J=J(T)$ для образцов кремния, компенсированного цинком. Образцы с исходным удельным сопротивлением $\rho=400 \text{ ом см.}$ и n -типа проводимости после компенсации имели p -тип проводимости. Температура точки перегиба оказалась равной $T=28^\circ \text{C}$, чему соответствует уровень $0,29 \text{ эв.}$ Этот результат находится в хорошем согласии с литературными данными для нижнего уровня цинка в кремнии. На рис. 4,б показана зависимость $\frac{dJ}{dT}$ от температуры. Возрастание кривой $\frac{dJ}{dT}$, начиная с температуры $T=33^\circ \text{C}$, по-видимому, обусловлено заполнением вышележащего уровня цинка электронами. Для N получено значение $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Отметим также, что N грубо можно определить из условия $N=N_q + 2p$. Концентрация дырок определяется из общеизвестного токового выражения.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ րզրակից-անկամ Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ս. Ա. ԹԱԹՈՒՄՅԱՆ

Խառնուրդային կենտրոնների պարամետրերի որոշումը կիսահաղորդիչներում հավասարակշռված հաղորդականության կուրերի օգնությամբ

Առաջարկվում է հավասարակշռված հաղորդականության ջերմաստիճանային կախվածության կուրի շրջման կետերի օգնությամբ խորը խառնուրդային կենտրոնների պարամետրերի որոշման մի պարզ եղանակ: Նշված եղանակի օգնությամբ փորձնական ճանապարհով որոշված է Zn-ի էլեկտրական ակտիվ ատոմների կոնցենտրացիան Si-ի մեջ և նրանց ակտիվացիայի էներգիան:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ I. T. Randall, M. H. F. Wilkhis, Proc. Roy. Soc., A, 184(1945). ² G. F. I. Garlick, A. F. Gibson, Proc. Roy. Soc. A60 (1948). ³ L. L. Grosswiler, J. Appl. Phys., 24(1953). ⁴ R. R. Haering, E. N. Adams, Phys. Rev., 117, 451 1960. ⁵ K. Unger, Phys. st. sol. 2(1962). ⁶ Л. Р. Крумберг, ФТП, т. 1, вып. 10(1967). ⁷ Р. Бьюб фотопроводимость твердых тел, Изд. ИЛ, М., 1962. ⁸ П. Г. Литовченко, В. И. Устьянов, Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов, Вильнюс, 1969. ⁹ К. Н. Nicholas, J. Woods Brit J. Appl. Phys. 15(1964). ¹⁰ А. Г. Ждан, В. Б. Сандомирский и А. Д. Ожередов, ФТП т. 2, вып. 1, (1968). т. 3 вып. 9, 12(1969). ¹¹ L. R. Weisberg and H. Schade, J. of ppl. phys, vol, 39, N 11(1968). ¹² V. V. Sotou, phys status sol. (a), vol. 4, N3(1971). ¹³ W. Hoogenstraaten, Phil. Res. Rep. 13, 515(1958) ¹⁴ С.ум, Полупроводники, ИЛ, М., 1962.