

УДК 621

Особенности зависимостей барьерной емкости диода от напряжения смещения и температуры

В. И. Мурыгин, А. У. Фаттахдинов, В. Б. Гундырев, Д. А. Локтев
Московский государственный институт электронной техники
(Технический университет), Москва, Россия

Рассчитана емкость барьера Шоттки и p^+ - n -перехода, в n -области которых имеются мелкие доноры и глубокие акцепторы, находящиеся в верхней половине запрещенной зоны. Емкость представляет собой две последовательно расположенные емкости: приконтактные области, содержащие только ионы донорной примеси, и переходный слой на границе объемного заряда с базой диода с учетом концентрации свободных носителей заряда и ее зависимости от потенциала. Оказалось, что емкость переходного слоя в сильной степени зависит от температуры и может увеличиваться с ростом напряжения смещения. Расчетные вольт-фарадные характеристики барьерной емкости подтверждаются результатами экспериментальных работ.

В работе [1] “Вольт-фарадные характеристики p - n -структур на основе (111) Si, легированного эрбием и кислородом”, исследовались структуры с концентрацией эрбия 10^{19} см $^{-3}$ (образец 3.2) и $\sim 4 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ (образец 3.3). Несмотря на небольшое отличие в концентрации доноров эрбия и примеси кислорода вольт-фарадные характеристики, снятые в широком интервале температур, сильно отличались у этих образцов. Для образцов 3.2 наблюдалось обычное уменьшение емкости от напряжения, и только при низких температурах имело место небольшое увеличение емкости с ростом напряжения. Для образцов же 3.3 даже при температурах выше комнатной величина емкости в отсутствие напряжения смещения была в несколько раз меньше ее значения по сравнению с образцами 3.2 и увеличивалась в несколько раз в широком интервале температур, и только при температурах, близких к 80 К, рост емкости отсутствовал. Это явление авторы данной работы связывают с освобождением от электронов глубоких уровней в результате совместного действия тепловых колебаний кристаллической решетки и электрического поля. Однако к такому объяснению возникают некоторые вопросы. Например, почему эмиссия Френкеля–Пула имеет место в случае меньших значений величины емкости, т. е. при больших толщинах слоя объемного заряда? Совершенно отсутствует объяснение температурной зависимости, в особенности сильной, для участков обычного уменьшения емкости с ростом напряжения. В этом случае в исследованном интервале температур в отсутствие напряжения смещения барьерная емкость изменяется на целый порядок.

Увеличение емкости с ростом напряжения наблюдалось также в диодах с p - n -переходом из кремния с примесью титана при низких температурах [2] и в диодах Шоттки из арсенида галлия, облученных электронами [3].

Цель данной работы — дать вывод формулы, объясняющей необычное явление увеличения в диодных структурах барьерной емкости с увеличением запорного напряжения и ее сильную температурную зависимость, наблюдаемые в экспериментах.

Расчет емкости

Предположим, что в диоде Шоттки и p^+ - n -переходе, в n -области присутствуют мелкие донорные и глубокие акцепторные уровни, находящиеся в верхней половине запрещенной зоны. Барьерную емкость такого диода представим в виде двух последовательно расположенных емкостей: приконтактной емкости C_1 , содержащей только ионы донорной примеси, и емкости переходного слоя C_2 на границе объемного заряда с базой диода со свободными носителями заряда, ионами и нейтральными атомами акцепторной примеси. Толщина области объемного заряда у емкостей C_1 и C_2 была, соответственно, d и $l - d$ (рис. 1).

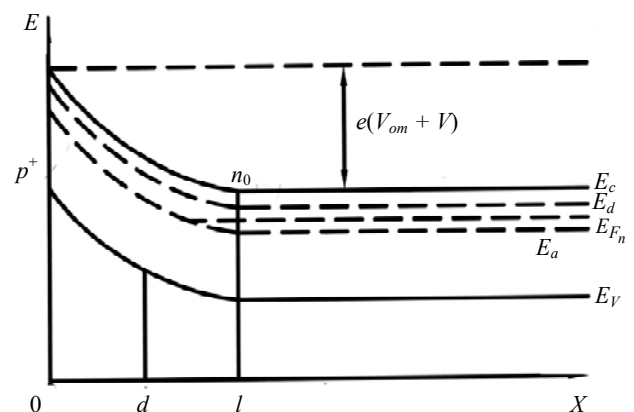


Рис. 1. Распределение энергетических зон и примесных уровней доноров и акцепторов; E_{Fn} — квазиуровень Ферми

Формула для удельной емкости C_1 имеет обычный вид, т. е.

$$C_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon e N_d}{2(V_{om} + V)}}. \quad (1)$$

Для емкости C_2 кинетика изменения заряда на акцепторном уровне концентрации N в области объемного заряда подчиняется соотношению

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = \gamma_n n N^0 - \alpha_n N^-, \quad (2)$$

где γ_n — коэффициент рекомбинации электрона на акцепторный уровень;

α_n — вероятность генерации электрона с акцепторного уровня;

n, N^0 и N^- — концентрации свободных носителей заряда, нейтральных атомов и ионов примеси, соответственно.

Согласно принципу детального равновесия

$$\alpha_n = \gamma_n n_0 \frac{N_a^0}{N_a^-}, \quad (3)$$

где n_0, N_a^0 и N_a^- — равновесные концентрации свободных носителей заряда, нейтральных атомов и ионов примеси в базе диодов, тогда в стационарном состоянии для (2) с учетом (3) справедливо выражение

$$n N^0 - N^- n_0 \frac{N_a^0}{N_a^-} = 0. \quad (4)$$

Так как $N = N^0 + N^-$, то из (4) имеем

$$N^- = \frac{N n N_a^-}{n N_a^- + n_0 N_a^0}. \quad (5)$$

Плотность объемного заряда равна

$$\rho = e(-n + N_d - N^-) = eN'. \quad (6)$$

Поскольку $N_d = N_a^- + n_0$ и $N = N_a^0 + N_a^-$, то из (5) и (6) получаем

$$N' = n_0 - n + \frac{(n_0 - n) N_a^- N_a^0}{n N_a^- + n_0 N_a^0}. \quad (7)$$

Пренебрегаем n по сравнению с n_0 , а в знаменателе (7) концентрацию n заменим при помощи известной формулы

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right). \quad (8)$$

Тогда концентрацию N' можно записать в виде

$$N' = n_0 + \frac{N_a^-}{\frac{N_a^-}{N_a^0} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) + 1}.$$

Следует отметить, что в данном случае потенциал φ может меняться только в части объемного заряда, которая определяет емкость C_2 .

Если $\frac{N_a^-}{N_a^0} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) \ll 1$, то $N' = N_d$, так как

$$n_0 + N_a^- = N_d;$$

если $\frac{N_a^-}{N_a^0} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) \gg 1$, то $N' = n_0 + N_a^0 \times$

$$\times \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right).$$

При $N_d \leq N$, $N_a^0 \approx n_0$ для простоты можно пренебречь n_0 и получить

$$N' = N_a^0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right). \quad (9)$$

Таким образом, в этом случае плотность объемного заряда является эффективной и зависит от равновесной концентрации нейтральных атомов примеси и от потенциала, который меняется от нуля до некоторого значения φ_k в пределах переходного слоя. Тем самым величина φ_k определяет разность потенциалов на этом слое.

Емкость C_2 будем подсчитывать с помощью формулы

$$C_2 = \frac{dQ}{d\varphi},$$

где Q — величина объемного заряда в ней, отнесенная к единице площади перехода.

Вычислим толщину объемного заряда для емкости C_2 . Уравнение Пуассона в данном случае имеет вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{eN_a^0}{\epsilon_0\epsilon} \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right). \quad (10)$$

Преобразуем (10) следующим образом:

$$d\varphi \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{2} d\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = -\frac{eN_a^0}{\epsilon_0\epsilon} \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) d\varphi,$$

отсюда

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = \frac{2kTeN_a^0}{\epsilon_0\epsilon e} \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right];$$

$$d\varphi = \sqrt{\frac{2kTN_a^0}{\epsilon\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right]} dx.$$

Толщина области объемного заряда будет

$$(l - d) = \int_0^{\varphi_k} \frac{d\varphi}{\sqrt{\frac{2kT}{\epsilon\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right]}}. \quad (11)$$

Если в (11) пренебречь единицей, то результаты расчета будут справедливы только когда $\varphi \gg \frac{kT}{e}$, поэтому

$$(l - d) = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2kTN_a^0}} \int_{\varphi}^{\varphi_k} \exp\left(-\frac{e\varphi}{2kT}\right) d\varphi,$$

отсюда

$$(l - d) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0kT}{e^2N_a^0}} \exp\left(-\frac{e\varphi}{2kT}\right). \quad (12)$$

Тогда с учетом (9) и (12) величина объемного заряда переходного слоя, отнесенная к единице площади перехода, принимает вид

$$Q = eN_a \exp\left(\frac{e\varphi}{2kT}\right) \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0kT}{N_a^0e^2}},$$

отсюда

$$C_2 = \frac{dQ}{d\varphi} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0e^2N_a^0}{2kT}} \exp\left(\frac{e\varphi}{2kT}\right). \quad (13)$$

Из (13) видно, что, если $C_2 \ll C_1$, то емкость переходного слоя полностью определяет величину барьерной емкости, зависит от равновесной концентрации нейтральных атомов примеси, которая по экспоненте меняется с изменением температуры и может увеличиваться с увеличением приложенного напряжения за счет роста φ .

Сравнение с экспериментом

При сопоставлении результатов расчета с экспериментальными данными работы [1], по-видимому, целесообразно привести из нее три рисунка, изображающие вольт-фарадные характеристики при различных температурах образцов: 3.2, 3.3 и 3.5.

Образцы 3.2, 3.3 изготовляли на основе Si(111), а образцы 3.5 — на основе Si(100). Если оценить величину емкости по формуле (1) с учетом площади перехода $S = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$ и в отсутствии внешнего напряжения, то для образца 3.2 с концентрацией доноров $N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T = 300 \text{ К}$ величина $C_1 = 1000 \text{ пФ}$, тогда, как следует из данных рис. 2, она примерно в два раза меньше. Поэтому при $T = 300 \text{ К}$ следует принять $C_2 \approx 800 \text{ пФ}$, при этой температуре из формулы (13) имеем $N_a^0 \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, если пренебречь множителем $\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right)$. Это, очевидно, можно делать, так как из рис.

2 видно, что величина емкости C_2 очень сильно падает с уменьшением температуры. Поэтому в данном случае энергия $e\varphi$ намного меньше энергии ионизации акцепторного уровня. Так как в нашем предположении $N_a^0 \approx n_0$, то из формулы

$$n_0 = (\beta N_c N)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right), \quad (14)$$

где β — спиновое вырождение акцепторного уровня; N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, можно определить энергию глубокого уровня, которая в данном случае получилась равной $E_a = 0,26 \text{ эВ}$.

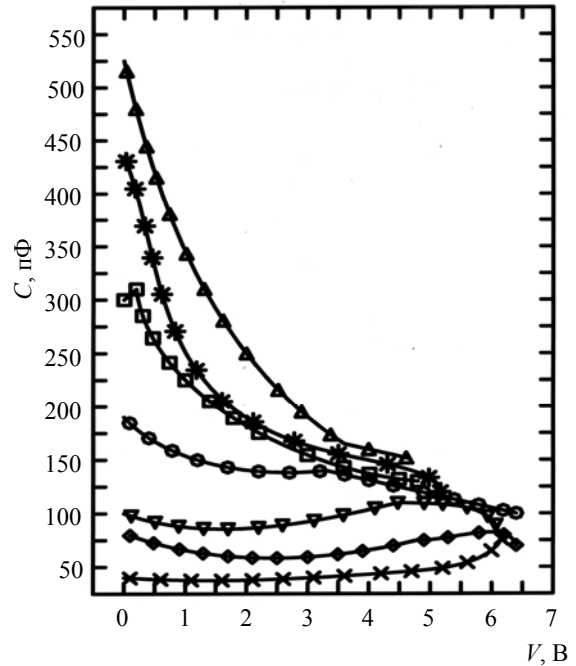


Рис. 2. Измеренные при различных температурах зависимости р-п-перехода образца 3.2 от обратного напряжения, приложенного к диоду:
 —△— 352 К; —*— 300 К; —□— 273 К; —○— 252 К;
 —▽— 213 К; —◇— 170 К; —×— 80 К

Небольшое увеличение емкости с ростом напряжения начинается с $T = 213 \text{ К}$. При этой температуре величина емкости C_2 из-за сильной зависимости от температуры уменьшается в восемь раз по отношению к емкости при $T = 300 \text{ К}$, поэтому влияние ее на суммарную емкость возросло.

Рассмотрим рис. 3. Для образца 3.3 с концентрацией $N_d = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ экспериментальное значение емкости имеет очень низкую величину (50 пФ), при этом с увеличением температуры от 80 до 300 К при разных напряжениях смещения она практически остается постоянной. Отсюда следует, что при этих условиях потенциал φ становится равным его предельному значению φ_k и $e\varphi_k \approx \frac{1}{2} E_a$.

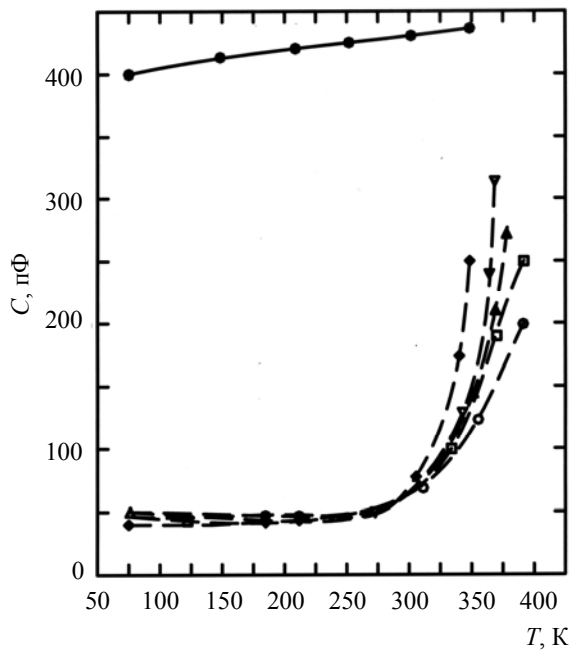


Рис. 3. Зависимости емкости р-п-переходов образцов 3.3 и 3.5 при различных напряжениях на диодах от температуры:
 —●— 0,5 В (3.5); —○— 0,5 В (3.3); —□— 1,0 В (3.3);
 —△— 1,5 В (3.3); —▽— 2,0 В (3.3); —◇— 2,5 В (3.3)

По-видимому, независимость емкости от напряжения при низких температурах объясняется тем, что при измерениях на частоте 1 МГц она становится высокочастотной [4], и только при температурах, больших $T = 300$ К, наблюдается рост емкости с увеличением напряжения и температуры. Если при этом оценить величину N_a^0 по формуле (13), то она примет значение $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует энергии ионизации 0,54 эВ.

Для другого образца 3.3 вольт-фарадные характеристики представлены на рис. 4, из которого можно сделать вывод, что у этого образца концентрация N_a^0 может быть в несколько раз больше по сравнению с предыдущим. У него рост емкости с увеличением напряжения наблюдается при всех температурах, кроме $T = 80$ К.

В работе [3] у диодов Шоттки из арсенида галлия *n*-типа с концентрацией $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и палладиевым контактом диаметром 640 мкм после облучения электронами с энергией 2 МэВ были обнаружены радиационные центры, уровни которых относительно дна зоны проводимости имели следующие значения: $E_1 = 0,1$, $E_2 = 0,2$ и $E_3 = 0,6$ эВ. На рис. 5 представлены результаты исследования барьерной емкости облученных и необлученных диодов [3]. Из рис. 5 видно, что емкость облученных диодов при комнатной температуре в несколько раз больше емкости необлученных, следовательно, концентрация примесных центров должна быть примерно на порядок больше исходной концентрации доноров. Наблюдаемое сильное падение емкости с уменьшением температуры и ее рост с увеличением напряжения при низких температурах можно объяснить с помощью формулы для емкости C_2 (13), если считать уровень с энергией 0,2 эВ акцепторным, а уровень 0,1

эВ — донорным. На кривой рис. 5 крестики представляют собой теоретические значения емкостей, полученные из формул (13) и (14), которые приведены в таблице.

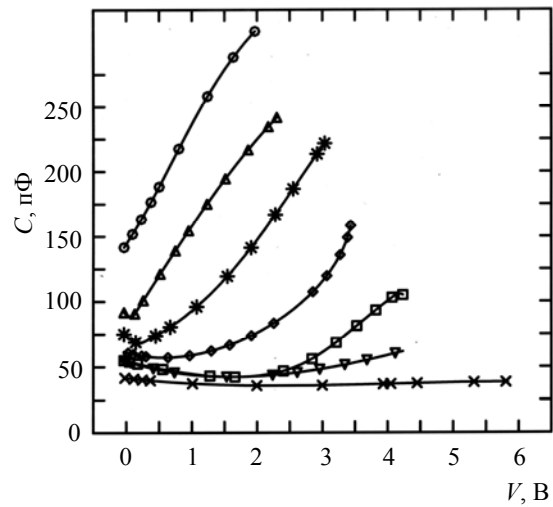


Рис. 4. Измеренные при различных температурах зависимости емкости р-п-перехода образца 3.3 от обратного напряжения, приложенного к диоду:

—○— 365 К; —△— 335 К; —*— 300 К; —◇— 255 К;
 —□— 225 К; —▽— 195 К; —×— 80 К

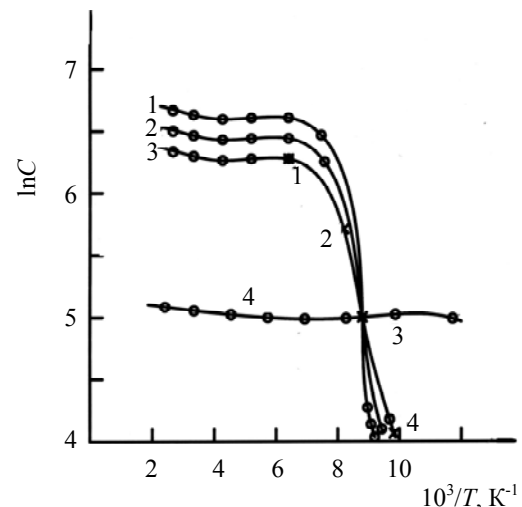


Рис. 5. Температурные зависимости барьерной емкости ($n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) до облучения (4) и после облучения (1—3), измеренные при обратных смещениях напряжения: 1 — 0,4 В; 2 — 0,8 В; 3 — 1,2 В; 4 — до облучения

Расчетные данные при N_a^0 и C_2 при разных температурах

$T, \text{ К}$	$N_a^0, \text{ см}^{-3}$	$C_2, \text{ пФ}$
143	10^{15}	300
125	$5 \cdot 10^{14}$	200
110	10^{14}	90
100	$4 \cdot 10^{13}$	54

В диодах из кремния *n*-типа с мелким примесным и акцепторным уровнями примеси титана в верхней половине запрещенной зоны с энергией ионизации $E_a = 0,25$ эВ [2] зависимость емкости от температуры пред-

ставлена на рис. 6, из которого видно, что наблюдается сильная температурная зависимость емкости и при некоторых температурах ее рост от увеличения напряжения смещения.

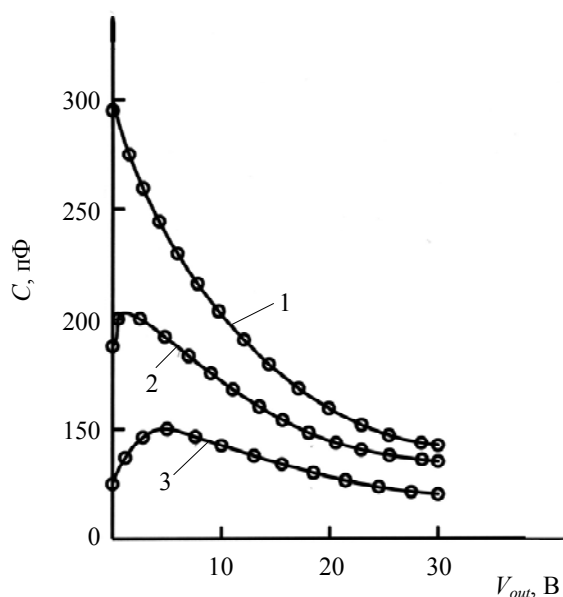


Рис. 6. Зависимость емкости от обратного напряжения для диода из $n\text{-Si(Pt)}$ при T, K :
1 — 220 В; 2 — 208 В; 3 — 202 В

Отмечается, что при низких температурах емкость мала и практически не зависит от напряжения.

Заключение

Впервые для диода Шоттки и p^+n -перехода, в n -области которого, кроме мелких донорных уровней, имеются глубокие акцепторные, расположенные в верхней половине запрещенной зоны, с учетом концентрации свободных носителей заряда и ее зависимости от потенциала рассчитана емкость переходного слоя на границе объемного заряда с базой диода. Эта емкость в сильной степени зависит от температуры и мо-

жет значительно увеличиваться с ростом напряжения смещения. Это связано с тем, что с увеличением напряжения и, следовательно, потенциала в соответствии с формулами (6) и (8) растут плотность объемного заряда и барьерная емкость. Для упрощения расчетов мы предполагали, что концентрация глубоких уровней была либо равна концентрации мелких доноров, либо незначительно превышала.

Как следует из экспериментальных температурных зависимостей вольт-фарадных характеристик в сравнении с расчетными, это предположение оказалось оправданным, что позволило определить энергии ионизации и концентрации глубоких уровней в исследуемых образцах работы [1]. Обнаружен новый механизм температурной зависимости барьерной емкости. Наблюдаемую экспериментально значительную зависимость емкости диодных структур от температуры обычно объясняют предположением о наличии в базе диода перекомпенсированного слоя высокого сопротивления, иногда без достаточного обоснования. Например, в работе [5] несмотря на то, что у исследуемых диодов p^+n -переход был практически резким, тем не менее предполагается образование в базе перекомпенсированного слоя за счет градиента концентрации примеси такой же толщины, как и толщина области объемного заряда.

Л и т е р а т у р а

1. Емельянов А. И., Соболев Н. А., Якименко А. Н. Вольт-фарадные характеристики p - n -структур на основе (111) Si, легированного эрбием и кислородом // ФТП. 2001. Т. 35. № 3. С. 330—334.
2. Лебедев А. А., Соболев Н. А., Урбаев Б. М. Вольт-фарадные характеристики в диодах с p - n -переходом из кремния с примесью титана // Там же. 1982. Т. 16. № 6. С. 1874—1879.
3. Мурыгин В. И. Высокочастотная барьерная емкость контакта металл—полупроводник и резкого p - n -перехода // Там же. 2004. Т. 34. № 6. С. 702—704.
4. Вяткин Л. П., Дубинин А. В., Максимова Н. К., Филонов Н. Г. Исследование влияния электронного облучения на характеристики диодов с барьером Шоттки на арсениде галлия // Там же. 1982. Т. 15. № 3. С. 484—489.
5. Берман Л. С., Данильченко В. Г., Корольков В. И., Солдатенков Ф. Ю. Глубокоуровневые центры в нелегированных слоях P-GaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии // Там же. 2000. Т. 34. № 34. С. 558—561.

Статья поступила в редакцию 18 августа 2005 г.

Dependences peculiarity of diod barrier capacity on bias tension and temperature

V. I. Murigin, A. U. Fattakhdinov, V. B. Gundirev, D. A. Loktev
Moscow State Institute of Electronic Technology, Moscow, Russia

Electro-capacity of p^+n - n^+ -structure was calculated. There are shallow donors and deep acceptors, situated in high half of gap. Structure was presented as two series of capacities of boundary regions containing only donor ions and overstep lay at the bound between space charge and diode base with accounting concentration of free charge carriers and their voltage dependence. It was found that overstep lay capacity depends on temperature strongly and it magnify with growth of bias tension. Calculated volt-farad characteristics of barrier capacity are in full agreement with experiments.