

НАПРЯЖЕНИЕ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ Si, Ge, SiC, GaAs, GaP и InP ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Кюрегян А. С., Юрков С. Н.

На основе тщательного анализа всех опубликованных данных по измерениям коэффициентов ударной ионизации электронами α_n и дырками α_p в полупроводниках получены наиболее правдоподобные аналитические зависимости $\alpha_{n,p}$ от напряженности электрического поля E . Эти зависимости использованы для численных расчетов напряжения лавинного пробоя U_b резко асимметричных, линейных и диффузионных $p-n$ -переходов в Si, Ge, SiC, GaAs, GaP и InP в широком диапазоне значений параметров. Результаты расчетов представлены в виде графиков и простых интерполяционных формул, пригодных для выполнения инженерных расчетов. Отмечена аномально высокая электрическая прочность фосфида индия и карбида кремния.

Введение. Напряжение лавинного пробоя U_b является одним из важнейших параметров большинства полупроводниковых приборов. Поэтому расчету величин U_b только плоских $p-n$ -переходов с различным распределением легирующих примесей $N(x)$ в различных полупроводниках посвящено более 50 работ. Однако известные нам результаты имеют небольшую область применения по следующим причинам. Во-первых, диапазон вычислений U_b был ограничен сверху значениями 10 кВ для Si и 1 кВ для остальных материалов, хотя уже появились сообщения об изготовлении кремниевых диодов с $U_b \approx \approx 25$ кВ. Во-вторых, для всех материалов, кроме Si, расчеты проводились только для идеализированных распределений примесей: ступенчатого резко асимметричного или (см. [1]) линейного. Многочисленные расчеты U_b кремниевых диффузионных $p-n$ -переходов выполнены хотя и для широкого, но, естественно, ограниченного набора дискретных параметров λ_i , характеризующих профиль $N(x)$. Это затрудняет определение U_b для промежуточных значений λ_i , так как в большинстве работ не получены соответствующие интерполяционные формулы. Попытки решить эту задачу предпринимались в [2-4]. Автор работы [2] установил, что для кремниевых $p-n$ -переходов с различными профилями $N(x)$ выполняется простое соотношение между U_b и толщиной W_b области пространственного заряда (ОПЗ) при пробое:

$$U_b = 5.8 \cdot 10^4 W_b^{0.84} \quad (1)$$

($[U_b]$, В; $[W_b]$, см), которое позволяет определить U_b и для диффузионных $p-n$ -переходов. Погрешность аппроксимации (1) достигает, согласно [2], 9% при $15 \text{ В} < U_b < 1 \text{ кВ}$ и сильно возрастает за пределами этого диапазона. Аппроксимации зависимости $U_b(\lambda_i)$, предложенные в работах [3, 4], обеспечивают ошибку не более 3% в диапазонах $N=10^{13}-5 \cdot 10^{14}$ и $10^{13}-10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Наконец, авторы большого числа (но, конечно, не всех) работ использовали устаревшие и неточные зависимости коэффициентов ударной ионизации электронами α_n и дырками α_p от напряженности поля E , поэтому систематические ошибки многих расчетов, в том числе и проделанных авторами [1], достигают десятков процентов.

Таким образом, опубликованные до сих пор результаты расчетов U_b не удовлетворяют требованиям полноты, универсальности и точности, необходимым для инженерных расчетов и проектирования новых приборов. В настоящей работе предпринята попытка восполнить этот пробел.

1. Коэффициенты ударной ионизации

Измерениям коэффициентов ударной ионизации в различных полупроводниках посвящено более 100 работ, опубликованных за последних 35 лет, однако выбор наиболее достоверных зависимостей $\alpha_{n,p}(E)$ до сих пор остается трудной проблемой. Дело в том, что расхождения результатов разных авторов значительно превышают указанные в статьях погрешности эксперимента и даже для кремния достигают порядка величины по значениям $\alpha_{n,p}$, или 20 % по напряженности поля. Кроме того, в большей части материалов, кроме Si, исследован весьма узкий диапазон «сильных» полей, а экстраполяция в область «слабых» полей приводит к еще большей неопределенности. Тщательный анализ литературы показывает, что наиболее вероятными причинами этого разброса данных являются систематические ошибки экспериментов, причем скудость изложения методик измерений и обработки данных не позволяют оценить достоверность результатов большинства работ. Можно лишь утверждать, что практически ни в одной из опубликованных работ не было представлено убедительных доказательств выполнения всей совокупности жестких требований, обеспечивающих необходимую точность измерений. В этих условиях не представляется возможным выделить среди опубликованных зависимостей $\alpha_{n,p}(E)$ «самые надежные». Поэтому в настоящее время единственный выход из сложившейся ситуации, по нашему мнению, состоит в следующем. При использовании метода фотоумножения в $p-n$ -переходах, который использовался в подавляющем большинстве работ, на окончательный результат влияет более десятка различных факторов, часть из которых перечислена, например, в [5]. Упомянутые выше систематические ошибки, возникающие вследствие неполного или неточного учета этих факторов, могут иметь любой знак и изменяться в широких пределах в зависимости от деталей методики измерений, конструкции образцов и процедуры обработки данных. В этом отношении все работы отличаются друг от друга, причем почти неконтролируемым образом. Поэтому при большом количестве результатов систематические ошибки можно рассматривать как независимые случайные величины, среднее значение которых равно 0. При этом достоверность каждого значения $\alpha_{n,p}(E)$ не зависит от числа измеренных образцов, поскольку в каждой работе использовались однотипные образцы и одна методика измерений. Такое предположение позволяет определить наиболее правдоподобные зависимости $\alpha_{n,p}(E)$ с помощью стандартных процедур усреднения.

Для этого мы использовали все опубликованные результаты, которые нельзя признать заведомо ошибочными на основе сравнения друг с другом и анализа описанных в статьях методик измерения. Для комнатной температуры такие результаты удалось найти по Si [6-17], Ge [18-21], SiC [22-24], GaAs [25-35], GaP [36] и InP [37-40]. При обработке данных по Si использовались два набора экспериментальных зависимостей $\alpha_n(E)$: полный набор (с учетом сделанной оговорки) и результаты работ [14-17], которые очень хорошо согласуются между собой и представляются нам наиболее достоверными. Коэффициенты ударной ионизации электронами и дырками в GaAs и GaP принимались равными, поскольку разница между α_n и α_p в этих материалах не превышает разброса данных разных авторов. Например, в GaAs отношение α_n/α_p лежит в пределах от 0.3 до 3, а неопределенность самих величин $\alpha_{n,p}$ достигает порядка величины.

Экспериментальные данные по Si, Ge и SiC во всем диапазоне электрических полей хорошо аппроксимируются функцией

$$\alpha_i(E) = \bar{\alpha}_i \exp[-(\bar{E}_i/E)^m] \quad (2)$$

при $m=1$ ($i=n, p$). Для описания данных по GaAs, GaP и InP мы использовали зависимость

$$\alpha_i(E) = \bar{\alpha}_i \exp \left[\delta_i - \sqrt{\delta_i^2 + (\bar{E}_i/E)^2} \right], \quad (3)$$

предложенную в работе [41], поскольку она не только хорошо согласуется с экспериментом, но и имеет правильные асимптотики (2) в пределах слабых ($m=1$) и сильных ($m=2$) полей. Постоянные $\bar{\alpha}_i$, \bar{E}_i и δ_i , определенные методом

Т а б л и ц а 1

Значения постоянных $\bar{\alpha}_i$, \bar{E}_i и δ_i , полученные путем подгонки зависимостей (2), (3) к экспериментальным данным

Материал		$\bar{\alpha}_i \cdot 10^{-6}$, см ⁻¹	$\bar{E}_i \cdot 10^{-6}$, В/см	δ_i	$E \cdot 10^{-3}$, В/см	r^2
Si	n^*	0.63 (0.664)	1.23 (1.16)	0 (0)	0.9—0.8	0.96 (0.998)
	p	1.74	2.18	0	1.5—8.0	0.94
Ge	n	2.84	1.14	0	1.2—3.7	0.993
	p	4.21	1.11	0	1.2—3.7	0.997
SiC	n	457	52.4	0	45—63	0.91
	p	5.13	15.7	0	25—60	0.86
GaAs	n, p	0.245	6.65	57.6	2.2—6.7	0.914
GaP	n, p	0.39	7.51	19.1	5.0—13.0	0.96
InP	n	0.55	3.04	2.88	2.2—8.0	0.99
	p	0.242	3.14	6.80	2.2—8.0	0.99

Примечание. * В скобках указаны значения, полученные при использовании только работ [15—17].

наименьших квадратов с использованием результатов цитированных выше работ, приведены в табл. 1. Там же указаны интервалы напряженности поля, в том числе экспериментальные данные, и квадраты коэффициентов корреляции, отличие которых от 1 служит мерой неопределенности значений параметров.

2. Напряжение пробоя $p-n$ -переходов

Напряжение пробоя определялось путем численного решения уравнения, соответствующего критерию пробоя [5], относительно U_b с точностью 0.1%. Интегрирование осуществлялось методом Ньютона—Когеса 8-го порядка с помощью программы «QUANC 8», описанной в [42]. Расчеты выполнялись для $p-n$ -переходов с резко асимметричным и линейным распределением примесей, а также для диффузионных $p-n$ -переходов с гауссовским профилем легирования:

$$N(x) = N - N_s \exp \left[-\frac{(x - x_j)^2}{2\lambda x_j} \right], \quad (4)$$

где N — исходная концентрация доноров, N_s — поверхностная концентрация акцепторов, x_j — глубина залегания $p-n$ -перехода,

$$\lambda = \frac{x_j}{2 \ln(N_s/N)}. \quad (5)$$

Параметры $p-n$ -переходов изменялись в пределах $N = 2 \cdot 10^{12} - 10^{18}$ см⁻³, $N_s = (10^2 - 10^4)N$, значения x_j выбирались таким образом, чтобы отношение λ/W_{bs} изменялось от 0.1 до 1.5 с шагом 0.1 (W_{bs} — толщина ОПЗ при пробое резкого $p-n$ -перехода с данной N), градиент концентрации примесей в линейных $p-n$ -переходах $a = 10^{18} - 2 \cdot 10^{23}$ см⁻⁴. Результаты расчетов для резких (U_{bs} , W_{bs}) и линейных (U_{bl} , W_{bl}) $p-n$ -переходов приведены на рис. 1, 2. Штриховыми линиями показаны результаты расчетов, для которых максимальные напряженности поля при пробое (E_{bs} , E_{bl}) выходят за пределы измерений $\alpha_{n,p}(E)$.

Эти зависимости обычно [1, 5] аппроксимируют степенными функциями

$$U_{bs} = U_{0s} (N_0/N)^{1/2}, \quad (6)$$

$$U_{bi} = U_{0i} (a_0/a)^{\nu_i},$$

(7)

которые хорошо описывают результаты точных численных расчетов в узком диапазоне значений N и a . Например, для интервала $U_b = 20-200$ В значения констант N_0 , a_0 , U_{0s} , U_{0i} , ν_s и ν_i , полученные методом наименьших квадратов и приведенные в табл. 2, обеспечивают погрешность не более 5%. Однако

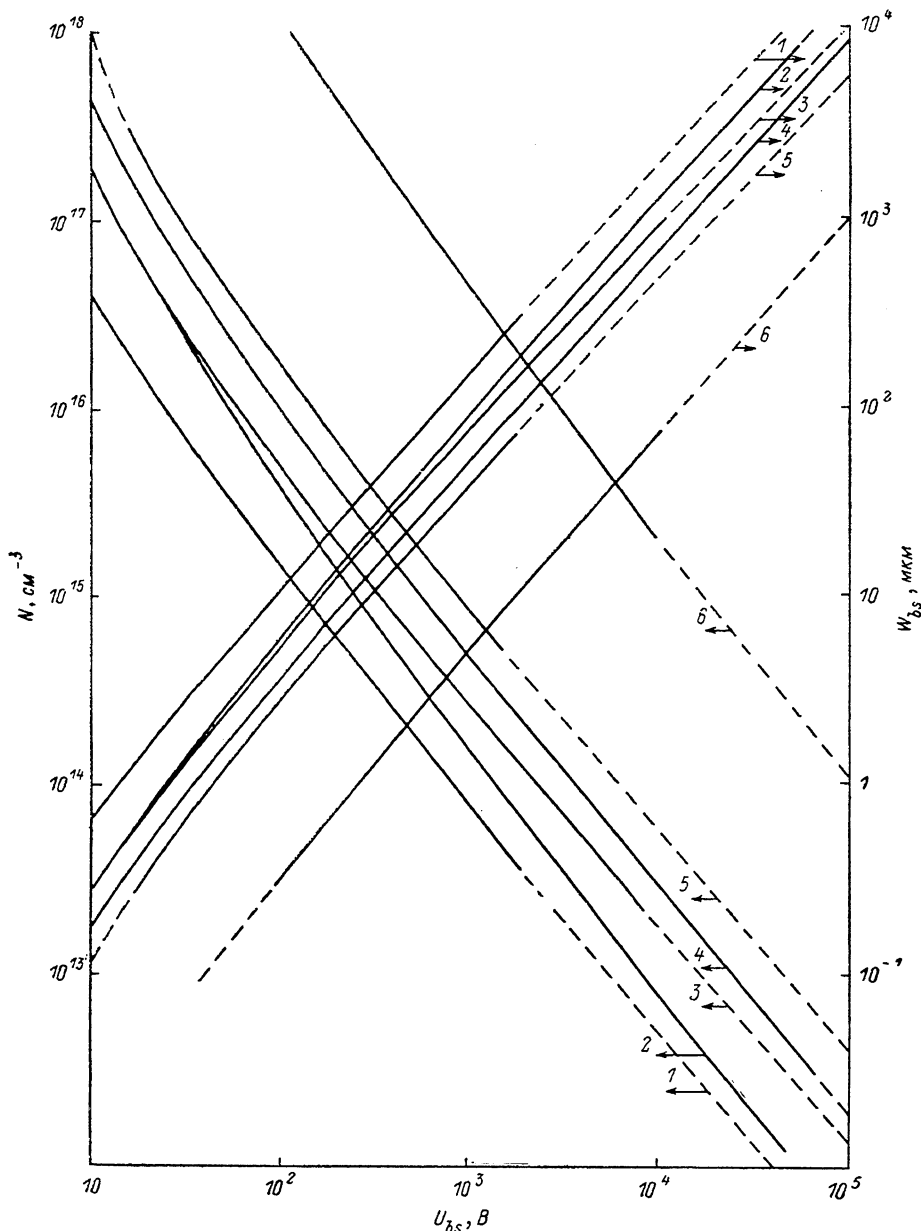


Рис. 1. Расчетные зависимости $N(U_b)$ и $W_b(U_b)$ для резко симметричных $p^+ - n$ -переходов при $T=293$ К.

1 — Ge, 2 — Si, 3 — GaAs, 4 — InP, 5 — GaP, 6 — SiC.

в широком диапазоне значений параметров эти формулы дают слишком большую погрешность, поскольку зависимости $\alpha_{n,p}(E)$ не степенные, а экспоненциальные. Гораздо лучшие результаты получаются при использовании аппроксимации

$$E_b = E_{s,i} [\ln(U_b/U_{s,i})]^{-1/m}, \quad (8)$$

Таблица 2

Значения постоянных U_{0s} , ν_s , U_{0l} , ν_l , полученные путем подгонки аппроксимаций (6), (7) к результатам численных расчетов в диапазоне $U_b=20-200$ В при $N_0=10^{16}$ см⁻³ и $a_0=10^{20}$ см⁻⁴

Материал	U_{0s} , В	ν_s	U_{0l} , В	ν_l
Ge	25.3	0.729	45.8	0.396
Si*	59.3 (55.9)	0.630 (0.638)	92.4 (87.6)	0.354 (0.353)
SiC	2453	0.676	2073	0.379
GaAs	61.4	0.677	97.0	0.397
GaP	144.7	0.683	198.0	0.380
InP	105.6	0.669	135.0	0.371

Примечание. * В скобках указаны значения, полученные при использовании только работ [13-17].

которая получается при незначительном упрощении критерия пробоя с использованием эффективных коэффициентов ударной ионизации [5] вида (2). Из (8) следуют простые формулы

$$W_l = W_{s,l} \frac{U_b}{U_{s,l}} \left(\ln \frac{U_b}{U_{s,l}} \right)^{1/m}, \quad (9)$$

$$N = N_1 \frac{U_s}{U_b} \left(\ln \frac{U_b}{U_s} \right)^{-2/m}, \quad (10)$$

$$a = a_1 \left(\frac{U_l}{U_b} \right)^3 \left(\ln \frac{U_b}{U_l} \right)^{-3/m}, \quad (11)$$

в которых постоянные $W_{s,l}$, $U_{s,l}$, $E_{s,l}$, N_1 и a_1 связаны очевидными соотношениями

$$N_1 = \frac{\alpha}{q} \frac{E_s^2}{2U_s}, \quad W_s = 2 \frac{U_s}{E_s}, \quad a_1 = \frac{32\alpha}{9q} \frac{E_l^3}{U_l^2}, \quad W_l = \frac{3}{2} \frac{U_l}{E_l}. \quad (12)$$

Численные значения этих постоянных, полученные методом наименьших квадратов и приведенные в табл. 3, 4, обеспечивают погрешность аппроксимаций порядка 3—7%. Исключение составляет фосфид галлия, для которого $\delta \approx \bar{E}/E_b$ в рабочем диапазоне полей, и поэтому весь диапазон напряжений пробоя не может быть описан при одном значении m . В остальных случаях преобладающей зависимостью $\alpha(E)$ является (2) с $m=2$ (GaAs) или $m=1$ (остальные материалы), что и отражено в таблицах.

Расчеты U_b диффузионных $p-n$ -переходов показали следующее. Во-первых, изменение поверхностной концентрации акцепторов на 2 порядка приводит к изменению W_b и U_b не более чем на 0.2%, если при этом сохраняется величина λ . Этот результат является следствием высокой точности аппрокси-

Таблица 3

Значения постоянных E_s , U_s , W_s , N_1 и m , полученные путем подгонки зависимости (8) к результатам численных расчетов U_{bs} в диапазоне $10 \div 5 \cdot 10^4$ В

Материал	$E_s \cdot 10^{-6}$, В/см	U_s , В	$W_s \cdot 10^8$, см	$N_1 \cdot 10^{-18}$, см ⁻³	m	r^2
Si*	1.420 (1.347)	1.861 (1.843)	2.621 (2.736)	3.54 (3.21)	1 1	0.9999 0.9999
Ge	1.135	0.206	0.363	27.7	1	0.998
SiC	20.38	4.380	0.430	262.7	1	0.995
GaAs	0.612	5.642	18.3	0.241	2	0.999
GaP**	1.108	8.347	15.07	0.480	2	0.957
InP	2.730	0.762	0.558	33.6	1	0.998

Примечание. * В скобках указаны значения, полученные при использовании только работ [13-17].

** Для диапазона $U_b=10\text{В}-1\text{кВ}$.

мации реальных диффузионных профилей (в том числе описываемых функцией Гаусса и дополнительной функцией ошибок) экспоненциальным распределением

$$N(x) = N \left[1 - \exp\left(-\frac{x_j - x}{\lambda}\right) \right] \quad (13)$$

внутри ОПЗ. Поэтому с достаточной для наших целей точностью реальные профили $N(x)$ можно характеризовать всего лишь двумя параметрами N и λ .

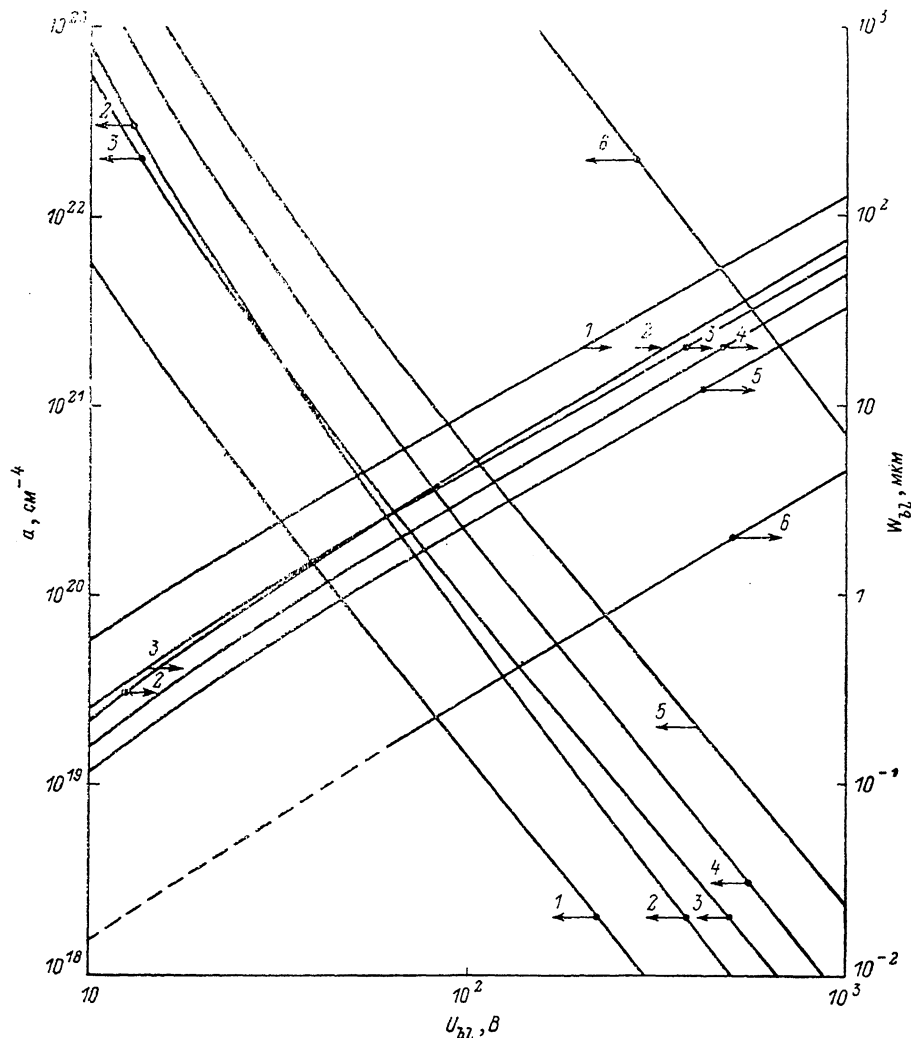


Рис. 2. Расчетные зависимости $a(U_b)$ и $W_b(U_b)$ для линейных $p-n$ -переходов при $T=293$ К. 1 — Ge, 2 — Si, 3 — GaAs, 4 — InP, 5 — GaP, 6 — SiC.

Во-вторых, при постоянном параметре N зависимости $W_b(\lambda)$ можно аппроксимировать простой функцией

$$W_b(\lambda) = W_{bs} [1 + b \ln(1 + \lambda/W_{bs})] \quad (14)$$

с погрешностью не более 2 %, причем постоянная b слабо уменьшается с ростом исходной концентрации N , как это изображено на рис. 3. В-третьих, при $\lambda/W_{bs} \geq 1$ величины U_b и W_b зависят только от отношения $N/\lambda = a$, равного градиенту концентрации примесей в точке металлургического $p-n$ -перехода. Причина этого состоит в следующем. Для профиля $N(x)$ (13), как нетрудно в этом убедиться,

$$U_b = E_\lambda W_b \left(\frac{W_b}{2\lambda} \operatorname{cth} \frac{W_b}{2\lambda} - 1 \right), \quad (15)$$

$$E_b = E_\lambda \left[\frac{W_b}{2\lambda} - \left(\frac{W_b}{2\lambda} \operatorname{cth} \frac{W_b}{2\lambda} - 1 \right) + \ln \frac{W_b}{2\lambda} \left(\operatorname{cth} \frac{W_b}{2\lambda} - 1 \right) \right], \quad (16)$$

где $E_\lambda = qN\lambda/\kappa$. Если $2\lambda \gg W_b$, то можно правые части (15), (16) разложить в ряд и получить соотношения

$$U_b = U_{bl} \left[1 + \frac{1}{60} \left(\frac{W_b}{2\lambda} \right)^2 \right], \quad (17)$$

$$W_b = W_{bl} \left[1 + \frac{1}{45} \left(\frac{W_b}{2\lambda} \right)^2 \right], \quad (18)$$

связывающие параметры диффузионного (U_b, W_b) и линейного (U_{bl}, W_{bl}) $p-n$ -переходов с одинаковыми значениями a при $E_b = E_{bl}$. Как видно из (16), (17), различия между U_b и U_{bl} , W_b и W_{bl} не превосходят 0.5 % даже при $W_b \leq \lambda$. Дело в том, что увеличение $|N(x)|$ в p -области по сравнению с $a|x-x_j|$ почти точно компенсируется уменьшением $|N(x)|$ в n -области. Соответственно почти точно компенсируют друг друга изменения толщины ОПЗ W_n , W_p и падения напряжения справа и слева от перехода. При этом в центральных областях ОПЗ (где $|x| \leq 2\lambda$), дающих основной вклад в ударную ионизацию, распределения примесей $N(x)$ и поля $E(x)$ практически одинаковы. Именно поэтому величина E_b остается почти постоянной и равной E_{bl} при изменении λ/W_b от 1 (квазилинейный переход) до ∞ (точно линейный переход).

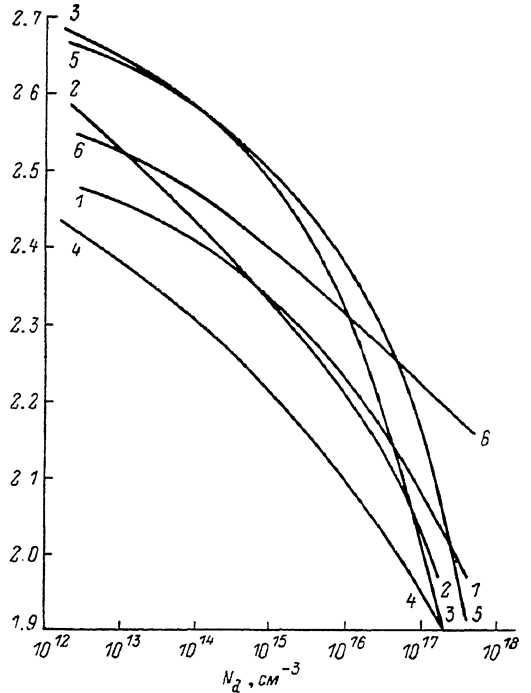


Рис. 3. Зависимости постоянной b из формулы (14) от исходного легирования базы диффузионных p^+-n -переходов. 1 — Ge, 2 — Si, 3 — GaAs, 4 — InP, 5 — GaP, 6 — SiC.

Таким образом, при $\lambda/W_{bs} \geq 1$ параметры линейных и диффузионных $p-n$ -переходов при пробое совпадают. В промежуточных случаях для расчетов следует воспользоваться формулами (14), (15), а толщину ОПЗ в n -слое вычислить по формуле

$$W_n = -\ln \left[\frac{W_b}{2\lambda} \left(\operatorname{cth} \frac{W_b}{2\lambda} - 1 \right) \right]. \quad (19)$$

Для квазирезких переходов ($2\lambda < W_{bs}$) удовлетворительную точность дают более простые формулы

$$U_b = U_{bs} \frac{W_b}{W_{bs}} \left(\frac{W_b}{W_{bs}} - \frac{2\lambda}{W_{bs}} \right), \quad (20)$$

$$E_b = E_{bs} \left(1 - \frac{2\lambda}{W_b} + \ln \frac{2\lambda}{W_b} \right), \quad (21)$$

$$W_n = W_b - \lambda \ln \frac{W_b}{\lambda}, \quad (22)$$

которые получаются из (15), (16), (19) в пределе $2\lambda \ll W_{bs}$.

Таблица 4

Значения постоянных E_I , U_I , W_I , a_1 и m , полученные путем подгонки зависимости (8) к результатам численных расчетов U_{bI} в диапазоне $10-10^3$ В

Материал	$E_I \cdot 10^{-6}$, В/см	U_I , В	$W_I \cdot 10^6$, см	$a_1 \cdot 10^{-22}$, см $^{-1}$	m	r^2
Si*	1.338 (1.247)	1.569 (1.564)	1.758 (1.881)	2.257 (1.839)	1 (1)	0.9998 (0.9998)
Ge	1.02	0.849	1.248	4.642	1	0.9998
SiC	23.47	1.102	0.0704	20970	1	0.9963
GaAs	0.588	3.842	—	0.0355	2	0.9998
GaP	1.087	5.256	7.253	0.108	2	0.9999
InP	2.208	0.756	0.514	45.96	1	0.9965

Примечание. * В скобках указаны значения, полученные при использовании только работ [13-17].

Все изложенные выше результаты относятся к более или менее асимметричным p^+-n -переходам. Как известно [5], они справедливы и для «дополнительных» n^+-p -переходов, отличающихся только знаком заряда легирующих

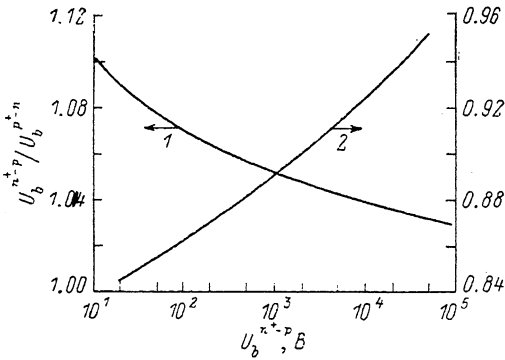


Рис. 4. Зависимость отношений напряжений пробоя резко асимметричных дополнительных n^+-p - и p^+-n -переходов от U_b n^+-p -перехода для Si (1) и SiC (2).

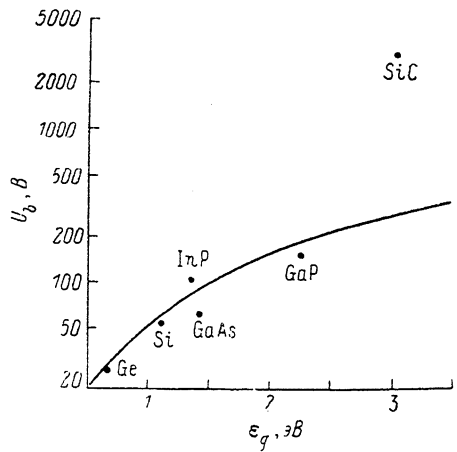


Рис. 5. Зависимость напряжения пробоя p^+-n -переходов от ширины запрещенной зоны ϵ_g при $T=293$ К и $N=10^{16}$ см $^{-3}$ по формуле $U_b=60 (\epsilon_g/1.1)^{3/2}$ из [13] (сплошная линия) и по результатам наших расчетов.

примесей, если отношение $\gamma = \alpha_n / \alpha_p$ не зависит от напряженности поля, что с точностью до ошибок измерения α_n, α_p верно в Ge, GaAs, GaP и InP. Однако в Si и SiC величина γ экспоненциально зависит от E , поэтому параметры дополнительных $p-n$ -переходов при пробое должны различаться [5], что и подтверждается результатами численных расчетов, приведенными на рис. 4. Как и следовало ожидать, напряжение пробоя резких n^+-p -переходов в Si ($\gamma \gg 1$) больше, а в SiC ($\gamma \ll 1$) меньше, чем p^+-n -переходов.

В заключение отметим, что полученные нами на основе наиболее достоверных экспериментальных зависимостей $a_{n,p}(E)$ результаты не соответствуют предсказаниям ни широко известных из [43] «универсальных» формул напряжения пробоя, ни наиболее популярной среди экспериментаторов теории Барраффа [44]. Для иллюстрации этого на рис. 5 приведены значения U_b p^+-n -переходов с $N=10^{16}$ см $^{-3}$ в зависимости от ширины запрещенной зоны, полученные в [43, 44] и в настоящей работе. Особое внимание обращает на себя «аномально» высокая электрическая прочность InP и SiC, что указывает на перспективность этих материалов для изготовления приборов.

Список литературы

- [1] Sze S. H., Gibbous G. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 111—114.
- [2] Warner R. M. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. N 12. P. 1303—1318.
- [3] Ковтун В. И., Дермиджи П. Г., Вильянов А. Ф. // Радиотехн. и электрон. 1977. Т. 22. В. 6. С. 1263—1269.
- [4] Raug T. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 72. N 1. P. K117—K119.
- [5] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [6] Lee C. A., Logan R. A., Batdorf R. L., Kleimach J. J., Wiegman W. // Phys. Rev. 1964. V. A134. N 3. P. 761—773.
- [7] Moll J. L., van Overstraeben R. // Sol. St. Electron. 1963. V. 6. N 2. P. 147—157.
- [8] Woods H. H., Johnson W. C., Lampert M. A. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 3. P. 381—394.
- [9] Beartsch R. D. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1966. V. 13. N 12. P. 987.
- [10] Ogawa T. // Japan. J. Appl. Phys. 1965. V. 4. N 7. P. 473—484.
- [11] Ryeegg H. W. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1967. V. 14. N 5. P. 239—251.
- [12] Robbius V. H., Wang T., Brennau K. F., Hess K., Stillman G. E. // J. Appl. Phys. 1980. V. 58. N 12. P. 4614—4617.
- [13] Van Overstraeten R., de Man H. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 5. P. 583—608.
- [14] Grauf W. N. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 10. P. 1189.
- [15] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюреган А. С., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735—738.
- [16] Рожков В. А., Мимоткин Е. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1455—1457.
- [17] Кюреган А. С., Шлыган П. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1164—1172.
- [18] Miller S. L. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 4. P. 1234.
- [19] Шотов А. П. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 3. С. 437—446.
- [20] Mikawa T., Kagama S., Kaneda T., Toyama Y., Mikami O. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 4. P. 387—389.
- [21] Dai B. T., Chang C. J. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 12. P. 5198—5201.
- [22] Константинов А. О. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2124—2128.
- [23] Конников С. Г., Константинов А. О., Литманович В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1556—1560.
- [24] Санкин В. И., Водаков Ю. А., Литвин Д. П. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 12. С. 2146—2149.
- [25] Chang Y. J., Sze S. M. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 13. P. 5392—5394.
- [26] Glover G. H. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 7. P. 3253—3256.
- [27] Hall R., Leck J. H. // Int. J. Electron. 1968. V. 25. N 6. P. 529—537.
- [28] Kressel H., Kypsky G. // Int. J. Electron. 1966. V. 20. N 6. P. 535—543.
- [29] Logan R. A., Chynoweb A. G., Cohen B. C. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 6. P. 2518—2523.
- [30] Shabde S. N., Yeh C. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 11. P. 4743—4744.
- [31] Salmc G., Pribetich J. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 1. P. 314—324.
- [32] Ando H., Kaule H. // Sol. St. Electron. 1981. V. 24. N 7. P. 629—634.
- [33] Bulman G. E., Robbins V. M., Brennan K. F., Hess K., Stillman G. E. // IEEE Trans. Electron. Dev. Lett. 1983. V. EDL-4 (6). N 6. P. 181—185.
- [34] Ito M., Kagawa S., Kaneda T., Yamaacka T. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 8. P. 4607—4608.
- [35] Law H. D., Lee C. A. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 2. P. 331—340.
- [36] Logan R. A., White H. G. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 12. P. 3945—3946.
- [37] Armiento C. A., Groves S. H., Hurwitz C. E. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 4. P. 333—335.
- [38] Cook L. W., Bulmann G. E., Stillman G. E. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 7. P. 583—591.
- [39] Yao C. W., Crowell C. R. // Sol. St. Electron. 1980. V. 23. N 8. P. 881—891.
- [40] Umehi I., Chouchury A. N. M. M., Robson P. N. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 4. P. 302—303.
- [41] Okuto Y., Crowell C. R. // Phys. Rev. 1972. V. 86. N 8. P. 3076—3081.
- [42] Форсайт Дж., Малькольм М., Монгер К. Матричные методы математических вычислений. М., 1980. 279 с.
- [43] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973. 656 с.
- [44] Hauser J. K. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. N 4. P. 351—353.

Всесоюзный
электротехнический институт им. В. И. Ленина
Москва

Получена 11.05.1989
Принята к печати 30.05.1989