

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАВНЫХ АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ *p-n*-ПЕРЕХОДОВ В ОБЛАСТИ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ

Ионычев В.К., Лоскутова Н.Л., Шарамазанов Р. М., Шестеркина А.А.
ФГБОУ ВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева»,
Российская федерация, г.Саранск
Тел. 8 (8342)29-06-33. E-mail: microelektro@mail.ru

Аннотация. Проведен расчет области ионизации в плавных арсенидгаллиевых *p-n*-переходах с градиентом концентрации легирующей примеси от $5 \cdot 10^{15}$ до $1 \cdot 10^{21}$ см⁻⁴. При расчете использовались эмпирические зависимости коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок, которые в настоящее время считаются наиболее точными и пригодными в широком диапазоне полей. Определена зависимость эффективной области ионизации от напряжения лавинного пробоя.

Ключевые слова: лавинный пробой; *p-n*-переход; ударная ионизация; область ионизации; напряжение пробоя; кривые Баратфа; коэффициент ионизации.

Постановка задачи

Ударная ионизация и лавинный пробой в *p-n*-переходах является основой работы многих полупроводниковых приборов – лавинных транзисторов, лавинных фотодиодов, стабилитронов, лавинно-пролетных диодов, и т. п. Создание этих приборов стало возможным лишь после проведения обширных исследований явлений ударной ионизации и лавинного пробоя в полупроводниках.

Ударная ионизация происходит в ограниченной части области объемного заряда, вблизи плоскости с максимальным значением поля – это так называемая область умножения. Остальная часть области объемного заряда играет роль балластного сопротивления, ограничивающего рост тока при увеличении напряжения в области пробоя. Оно дает основной вклад в дифференциальное сопротивление *p-n*-перехода в области лавинного пробоя на вольт-амперной характеристике.

Ширина области ионизации непосредственно входит в расчетные формулы для сопротивления области пространственного заряда, и ее определение для *p-n*-переходов представляет значительный интерес, ее знание представляет интерес и при исследованиях глубоких центров по задержке микроплазменного пробоя *p-n*-перехода, а также для определения критерия при ограничении области пространственного заряда сильнолегированными областями.

Целью работы является определение области эффективной ионизации в плавных арсенидгаллиевых *p-n*-переходах в широком диапазоне пробивных напряжений.

Ударная ионизация в полупроводниках

Теоретический анализ явления ударной ионизации очень сложен, так как требует знания закономерностей взаимодействия горячих носителей заряда с решеткой кристалла. До сих пор законченной теории ударной ионизации нет. В настоящее время невозможно рассчитать коэффициенты ионизации в конкретных полупроводниках, так как теория содержит экспериментально определяемые и подгоночные параметры.

Большинство исследований ударной ионизации проведено на *p-n*-переходах. При этом в простой теории предполагается, что в пробивных полях имеет место лишь рассеяние на оптических фононах и ударная ионизация. Рассеянием на акустических фононах пренебрегают, так как относительное изменение энергии носителя при одном столкновении составляет всего лишь несколько процентов [1].

Результаты расчетов выражаются через три характерных параметра полупроводника: пороговую энергию ионизации E_i , энергию оптического фонона E_R и среднюю длину свободного пробега носителей при рассеянии на оптических фононах λ_R . Из этих трех параметров в различных материалах надежно определен лишь E_R , а два других (особенно λ_R) являются подгоночными[1]. Для удобства вычислений существует ряд аппроксимаций теоретических кривых коэффициентов ионизации, достаточно хорошо описывающих их температурную и полевую зависимость. Наибольшее распространение получило выражение, приведенное в таблице 1.

Таблица 1. Некоторые данные для Si, Ge, GaAs и GaP

Параметр	Обозначение, Единица	Si		Ge		GaAs		GaP	
		Электроны	Дырки	Электроны	Дырки	Электроны	Дырки	Электроны	Дырки
Температура Дебая Энергия рамановского фонона Длина свободного пробега Пороговая энергия ионизации	Θ_D , К	732		430		413		581	
	E_R , эВ	0.063		0.037		0.036		0.050	
	λ_R , А	100	60	70	80	40	40	35	35
	E_i , эВ	1.4 (1.1)	1.6 (1.8)	0.9 (0.8)	1.3 (0.9)	1.4 (1.7)	2.7 (1.4)	3.5 (2.6)	3.7 (2.3)
Коэффициент ионизации $\alpha = A \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^m \right]$	A, 10^6 см ⁻¹	0.74	1.41	53.2	22.4	0.20	0.20	0.40	0.40
	b, 10^6 В/см	1.18	1.95	1.90	1.59	0.55	0.55	1.18	1.18
	m	1	1	1	1	2	2	2	2
Эффективный коэффициент ионизации $\alpha = A \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^m \right]$	A, 10^5 см ⁻¹	7.94		318		2.00		4.00	
	ψ , 10^{-3} К ⁻¹	0.51		7.05		0.70		1.85	
	b, 10^6 В/см	1.49		1.72		0.55		1.18	
	φ , 10^{-3} К ⁻¹	0.71		1.70		1.20		1.04	
	m	1		1		2		2	

В большинстве случаев экспериментальные зависимости коэффициентов ионизации от поля сравниваются с теоретическими кривыми Бараффа. Однако ввиду того, что численные расчеты были проведены лишь для некоторых значений параметра $\frac{E_R}{E_i}$, подбор лучшей кривой затруднителен. Для облегчения этой процедуры проведена аппроксимация теоретических кривых следующим выражением [2]:

$$\alpha \lambda_R = \exp[(11,5y^2 - 11,7y + 3,9 \cdot 10^{-4})c^2 + (46y^2 - 11,9y + 1,75 \cdot 10^{-2})c - (757y^2 - 75,5y + 1,92)], \quad (1)$$

$$\text{где } y = \frac{\langle E_R \rangle}{E_i}; \quad c = \frac{E_i}{eE\lambda_R}.$$

В области изменения величин $0,01 < y < 0,06$ и $5 < x < 16$ максимальная ошибка аппроксимации не превышает 2 %. В работе [3] при получении аппроксимационного выражения учтен ряд физически предельных случаев. Перестройка теоретических кривых Бараффа в виде зависимостей

$$\frac{\alpha(E)E_i}{eE} = f\left(\frac{E_i}{eE\lambda_R}\right), \quad (2)$$

показала, что они физически противоречат ряду предельных случаев. Например, в левой части выражения (2) стоит отношение потерь энергии при ионизационных столкновениях, приходящихся на единицу пути, к энергии, набираемой носителем от поля на единицу пути. Поэтому должно иметь место

$$\frac{\alpha(E)E_i}{eE} \rightarrow 1 \text{ при } E_R \rightarrow 0, \quad (3)$$

для этих значений напряженности поля, так как в этом случае нет потерь энергии, кроме ионизационных. Также не выполняется требование

$$\frac{\alpha(E)E_i}{eE} \rightarrow 1 \text{ при } E \rightarrow \infty, \quad (4)$$

для любого значения параметра $\frac{E_R}{E_i}$. Этот анализ показывает, что теория Бараффа не точно описывает картину процессов ударной ионизации в «сильных» полях.

В следствии этого, в работе [4] выбрано аппроксимационное выражение, которое в «сильных» и «слабых» полях переходило бы соответственно в теорию Вольфа и теорию Шокли и удовлетворяло бы условиям (3) и (4). Кроме этого, было потребовано, чтобы в умеренном диапазоне полей оно согласовывалось с теоретическими кривыми Бараффа. Такая обработка привела к следующей формуле:

$$\alpha\lambda_R = \frac{1}{c} \exp\left[a - (a^2 + c^2)^{\frac{1}{2}}\right], \quad (5)$$

$$\text{где } c = \frac{E_i}{eE\lambda_R}; \quad a = 0,217 \left(\frac{E_i}{\langle E_R \rangle}\right)^{1,14}.$$

Так как теоретические кривые Бараффа правильно описывают зависимости α от напряженности электрического поля E только в умеренном диапазоне полей, а в формулу (5) входят два подгоночных параметра: E_i - пороговая ионизации, λ_R - длина свободного пробега носителей заряда при рассеивание на оптических фононах, то оптимальным их подбором можно добиться наибольшего совпадения в описании α по формуле (5) и по формуле:

$$\alpha(E) = A \exp\left[-\left(\frac{b}{E}\right)^2\right], \quad (6)$$

которая хорошо описывает α для GaAS -р-п- переходов в диапазоне сильных полей $(3-7) \cdot 10^5$ В/см. В арсениде галлия коэффициенты ударной ионизации для электронов и для дырок одинаковы. На рис. 1 приведены зависимости коэффициентов ионизации от поля при $T=300$ К. Как видно, в диапазоне полей от $3 \cdot 10^5$ до $7 \cdot 10^5$ В/см наблюдается хорошее соответствие между зависимостями 1 и 2, рассчитанными соответственно по выражениям (5) и (6).

Кривая 1 построена при следующих значениях параметров:

$$E_g(300K)=1,43 \text{ эВ}; \quad E_i = 3/2 E_g=2,14 \text{ эВ}; \quad \lambda_R = 40 \text{ \AA}; \quad E_R = 0,036 \text{ эВ};$$

$$\langle E_R \rangle = E_R \cdot th \frac{E_R}{2kT}; \quad \lambda_R = \lambda_0 th \frac{E_R}{2kT}.$$

Кривая 2 получена при значениях A и b , приведенных в таблице 1.

1 – кривая, рассчитанная по формуле (5); 2 – кривая, рассчитанная по формуле (6).

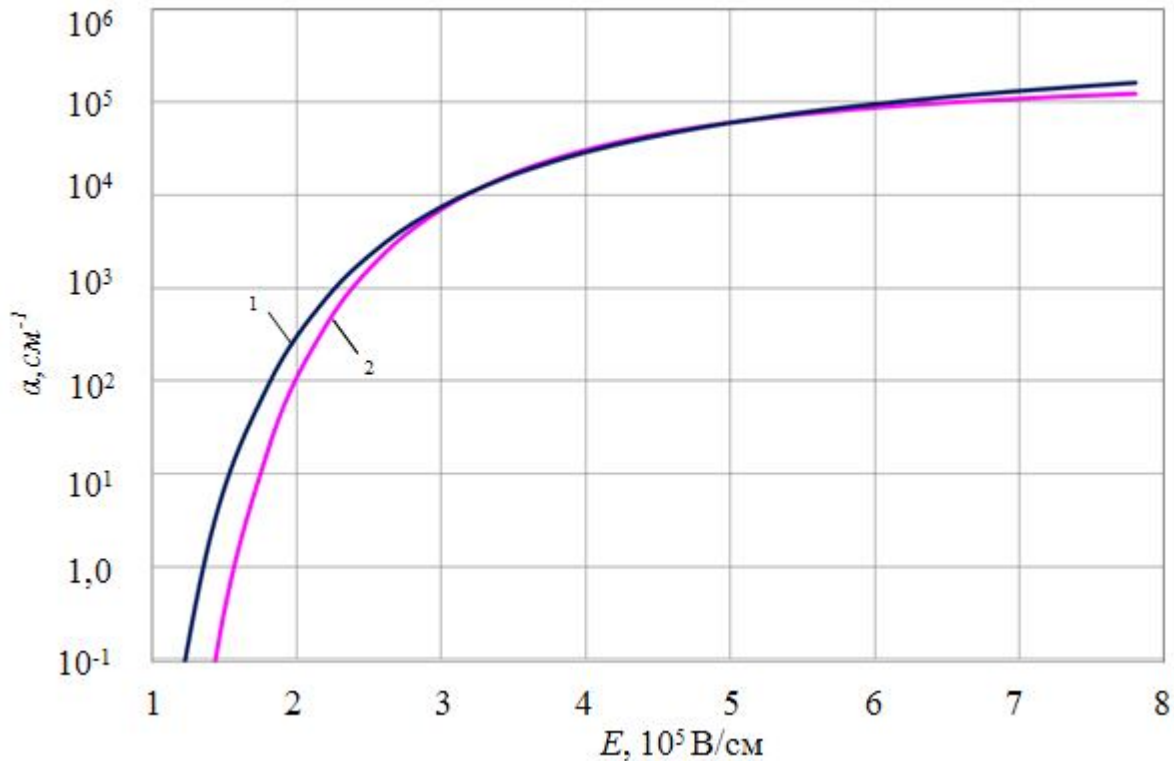


Рис.1. Зависимость коэффициентов ударной ионизации от напряженности электрического поля в арсенидгаллиевом р-п-переходе

Как и следовало ожидать, теория коэффициентов ионизации в сильных полях (кривая 2) дает заниженные значения α в слабых полях при $E < 3 \cdot 10^5$ В/см [4].

Наиболее сильно напряжения пробоя различаются в высоковольтных р-п-переходах, где пробивные поля более низкие. На рис. 2 представлено отношение напряжений пробоя в зависимости от градиента концентрации при использовании двух выражений для коэффициентов ионизации, наиболее распространенного, и соответственно более простого (6), и более точного (5), которое хорошо описывает коэффициент ионизации в широком диапазоне полей, включая диапазон относительно слабых полей (рис. 1).

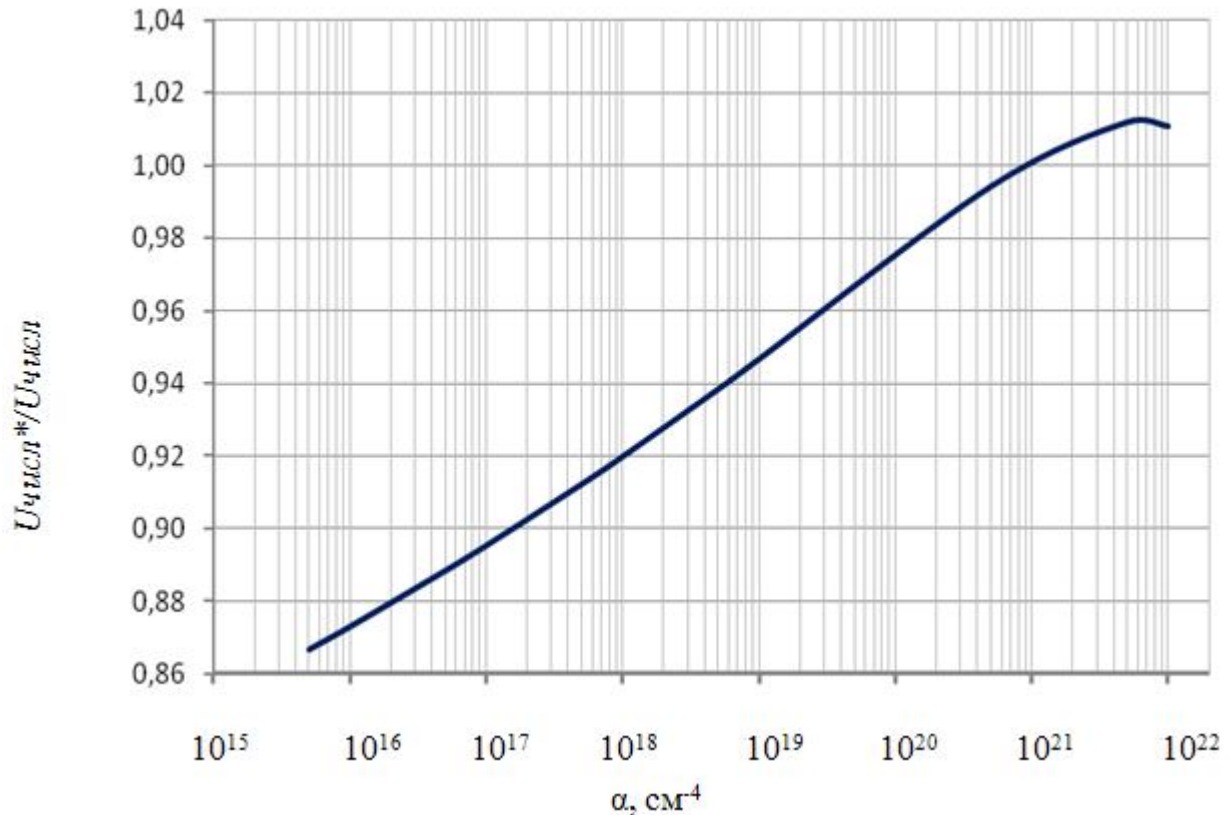


Рис. 2. Отношение напряжений лавинного пробоя для плавного р-п-перехода от градиента концентрации легирующей примеси

$U_{\text{числ}}^*$ - расчет, при использовании для α формулы (5);

$U_{\text{числ}}$ – расчет, при использовании для α формулы (6).

Напряжение пробоя р-п перехода с ограничением ОПЗ сильно легированной областью

В высоковольтных диодах расширение области объемного заряда р-п-перехода с ростом обратного смещения часто ограничивается сильнолегированными p^+ - или n^+ -слоями на рис. 3, наличие которых обусловлено двумя причинами.

Во-первых, высоковольтные диоды изготавливаются на основе высокоомных исходных материалов. К таким материалам невозможно подобрать хороший омический контакт без создания сильнолегированного приконтактного слоя с уровнем легирования $\geq 10^{19} \text{см}^{-3}$ [5].

Во-вторых, сильнолегированные слои создаются специально для ограничения расширения области объемного заряда с ростом обратного смещения, чтобы иметь приемлемую ширину базовой области.

При ограничении расширения области объемного заряда напряжение лавинного пробоя р-п-перехода уменьшается. Объясняется это следующим образом. Коэффициенты ударной ионизации носителей заряда являются резкими функциями напряженности электрического поля. Вследствие этого область объемного заряда р-п-перехода на рис. 3 можно условно разделить на область ионизации (1) и области пролета (2).

Вся ударная ионизация и умножение носителей заряда происходят в области ионизации, где напряженность электрического поля достаточна для этого.

В области пролета напряженность поля мала для ионизации и умножения носителей заряда. Область ионизации зависит от полупроводникового материала и напряжения

лавинного пробоя. По разным литературным источникам имеется значительный разброс в значениях этой величины [5].

Если при введении сильнолегированного слоя распределение примеси в области ионизации не изменяется, то лавинный пробой р-n перехода будет происходить при том же значении максимального поля, что и без ограничения расширения области объемного заряда.

Для плавного р-n-перехода с линейным распределением примеси также можно легко получить формулу для расчета напряжения лавинного пробоя с ограничением ОПЗ сильно легированным слоем. На рис. 4 приведено распределение напряженности электрического поля в ОПЗ плавного р-n-перехода. Оно изменяется от координаты по закону квадратичной параболы :

$$E(x) = E_{mB} \left[1 - \left(\frac{2x}{l_B} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где: $E_{mB} = \frac{ea}{8\xi} \cdot l_B^2$, a – градиент концентрации легирующей примеси.

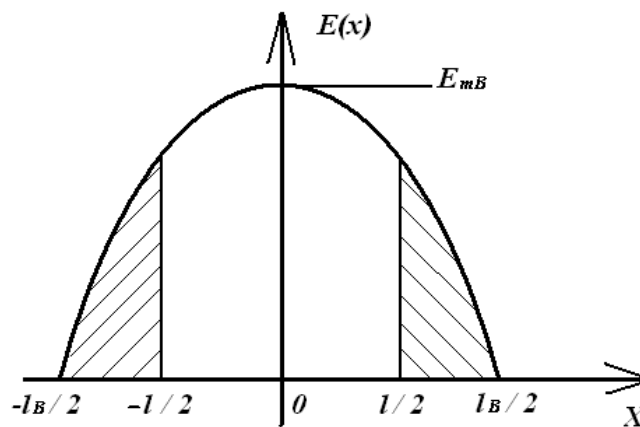


Рис. 4. Распределение напряженности электрического поля в ОПЗ плавного р-n-перехода

Из рисунка видно, что напряжение лавинного пробоя плавного р-n-перехода с ограничением ОПЗ сильно легированными р⁺- и n⁺- слоями меньше напряжения пробоя без ограничения на величину площади двух заштрихованных треугольников. Путем несложных математических преобразований получено следующее выражение :

$$U_{B \text{ огран}} = U_{B0} \frac{l}{2L_B} \left(3 - \left(\frac{l}{L_B} \right)^2 \right). \quad (8)$$

Расчет ширины области ионизации в плавном р-n-переходе

Алгоритм расчета ширины области ионизации и напряжения пробоя плавного р-n-перехода имеет ниже приведенный вид:

- а) задается градиент концентрации примеси a ;
- б) в первом приближении рассчитываются напряжение пробоя плавного р-n-перехода по формуле и ширина области объемного заряда по формуле

$$L_B = \left(\frac{12\varepsilon U}{ea} \right)^{\frac{1}{3}}; \quad (9)$$

- в) рассчитывается напряженность поля в плавном р-n-переходе по формуле

$$E(x) = \frac{3}{2} \frac{U}{L_B} \left[1 - \left(\frac{2x}{L_B} \right)^2 \right]; \quad (10)$$

г) рассчитывается коэффициент ударной ионизации электронов и дырок по формуле (5) или (6);

д) вычисляется ионизационный интеграл для данного напряжения пробоя

$$J = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \alpha_n \exp \left[- \int_{\frac{L}{2}}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx; \quad (11)$$

е) если $J > 1$, то значение U уменьшается; $U = U - \Delta U$, если $J < 1$, то U увеличивается; $U = U + \Delta U$. Эта процедура повторяется до тех пор, пока J не станет равной 1 с заданной точностью. Напряжение U , при котором $J = 1$ является напряжением пробоя плавного р-п-перехода $U_{B0} = U$;

ж) задается первое значение $l \leq L_B$ и рассчитывается

$$U_{p^+-p-n-n^+}^{(анал.)} = U_{B0} \frac{l}{2L_B} \left(3 - \left(\frac{l}{L_B} \right)^2 \right); \quad (12)$$

и) рассчитывается напряжение прокола плавного р-п-перехода

$$U_p = \frac{ea}{12\varepsilon} l^3; \quad (13)$$

к) рассчитывается напряжение пробоя плавного р-п-перехода по условию

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \alpha_n \exp \left[- \int_{-\frac{l}{2}}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1, \quad (14)$$

где в качестве первого приближения для U берется $U_{p^+-p-n-n^+}^{(анал.)}$, а $E(x)$ рассчитывается по формуле

$$E(x) = \frac{2U + U_p}{2l} - \frac{ea}{2\varepsilon} x^2; \quad (15)$$

л) напряжение, при котором ионизационный интеграл J равен 1 будет напряжением пробоя плавного р-п-перехода $U_{p^+-p-n-n^+}^{(числ.)}$;

м) рассчитываем $U_{p^+-p-n-n^+}^{(числ.)}$ р-п-перехода для различных значений l ;

н) анализ зависимости $U_{p^+-p-n-n^+}^{(числ.)}$ р-п-перехода и $U_{p^+-p-n-n^+}^{(анал.)}$ от l , при котором $U_{p^+-p-n-n^+}^{(числ.)}$ и $U_{p^+-p-n-n^+}^{(анал.)}$ отличаются более чем на 0,1 % принимается за ширину области ионизации l_i .

На рис. 5 представлены результаты аналитического и численного расчета напряжения лавинного пробоя от ширины умеренно легированной области в $p^+-p-n-n^+$ -структурах. Градиент концентрации легирующей примеси изменялся от $5 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$, что соответствовало напряжению лавинного пробоя плавного р-п-перехода без ограничения расширения области объемного заряда примерно от 15 до 6000 В.

Ширина области ионизации определяется выбранным критерием. Так как резкой границы, отделяющей область ионизации от области пролета не имеется, необходимо определить, при каком различии между $U_{числ.}$ и $U_{анал.}$ можно считать, что n^+ -область

«вторглась» в область ионизации. Точность расчетов $U_{числ}$ настолько высока, что можно уверенно определить значение l , при котором эта разница составляет 0,1 %.

На рис. 6 представлены зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для плавных р-n-переходов для критериев 0,1 %, 1 %.

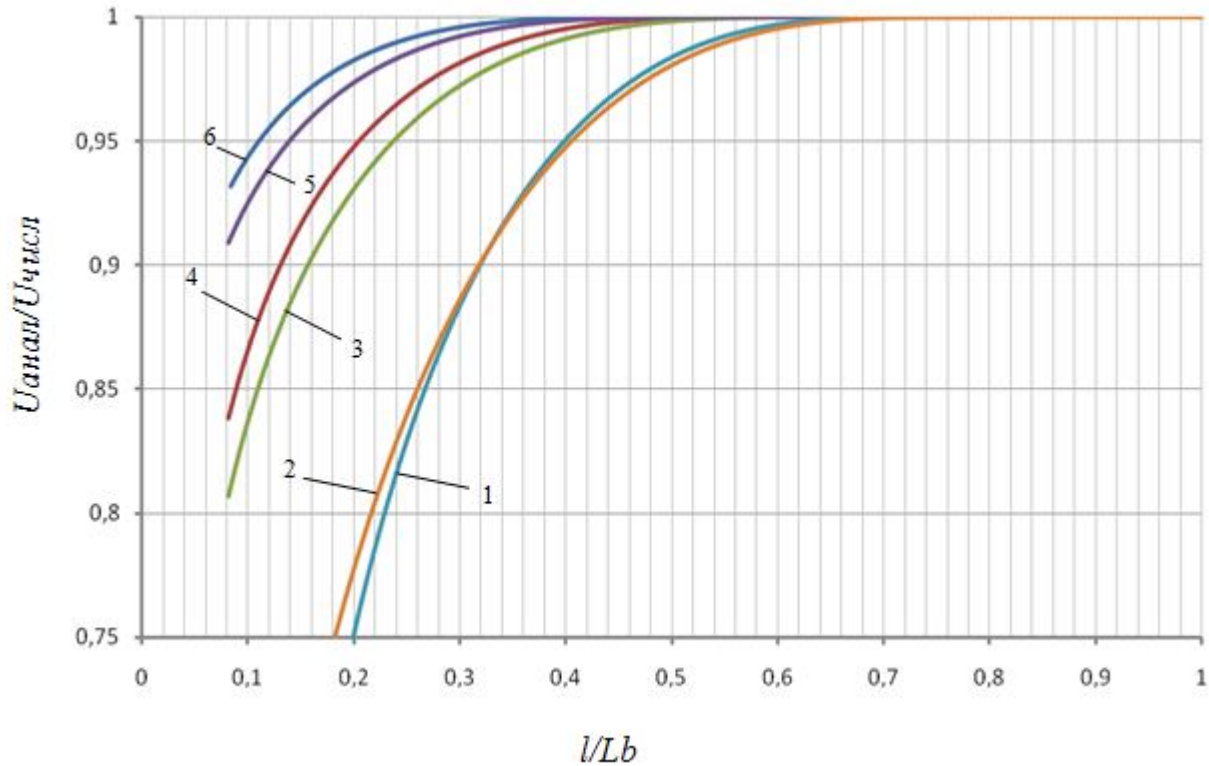


Рис. 5. Зависимость напряжения лавинного пробоя р⁺-р-n-n⁺-структуры от ширины умеренно легированной области

α - по формуле (6): $1 - a = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$, $3 - a = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-4}$, $5 - a = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-4}$;

α - по формуле (5): $2 - a = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$, $4 - a = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-4}$, $6 - a = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-4}$.

Как следует из представленных зависимостей, области ионизации, определенные по этим критериям, заметно различаются. Это свидетельствует о том, что граница между областями ионизации и областями пролета достаточно размыта. Ширина области ионизации для высоковольтных плавных р-n-переходов значительно меньше, чем в низковольтных и изменяется от $0,4L_B$ до $0,65L_B$ в зависимости от градиента концентрации.

На рис. 7 представлены соотношения областей ионизации для резкого и плавного р-n-переходов, рассчитанные с использованием формул (5) и (6) для коэффициентов ионизации. Как видно из рисунка, и для резких и для плавных переходов во всем диапазоне пробивных напряжений область ионизации, рассчитанная по более точной формуле (5), шире. С ростом напряжения пробоя р-n-перехода это соотношение увеличивается. Формула (5) более правильно описывает коэффициенты ионизации в относительно слабых полях и дает большие по сравнению с формулой (6) их значения. Поэтому, зависимости (рис. 7) ожидаемы. В более низковольтных переходах пробивные поля выше и кривые 1, 2 и 3, 4 сближаются (рис. 6).

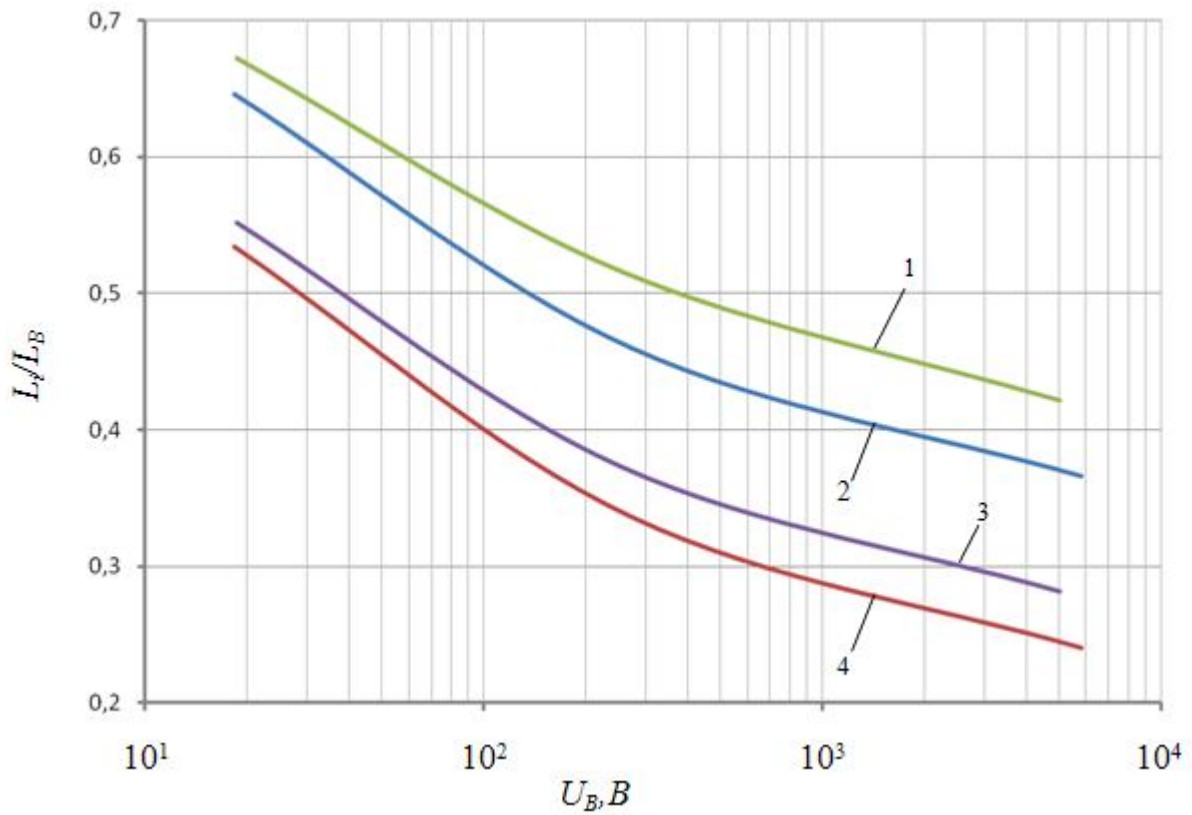


Рис. 6. Зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для плавных $p^+ - p - n - n^+$ переходов для критериев 0,1%, 1%

α - по формуле (6): 2 – критерий 0,1 %, 4 – критерий 1 %;

α - по формуле (5): 1 – критерий 0,1 %, 3 – критерий 1 %.

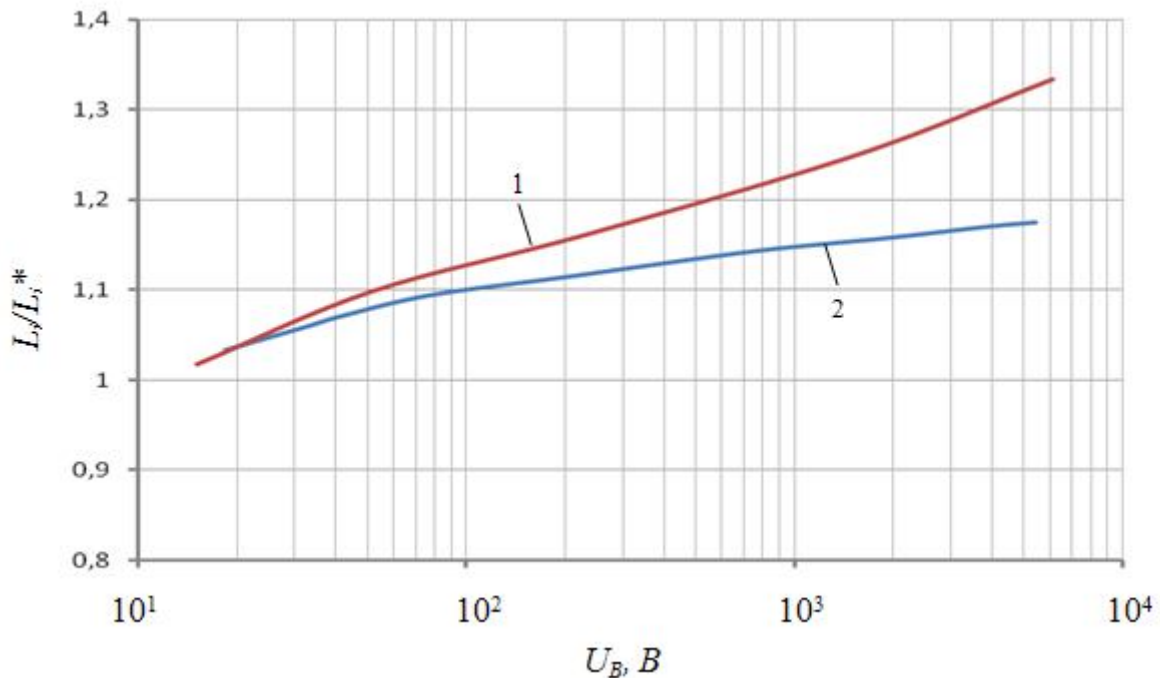


Рис. 7. К сравнению областей ионизации для резкого и плавного $p - n$ переходов
 1 – резкий переход (критерий 0,1 %), 2 – плавный переход (критерий 0,1 %);
 L_i – расчет при использовании α по формуле (5);
 L_i^* – расчет при использовании α по формуле (6).

На рис. 8 приведена кривая соотношения ширины областей ионизации, приведенных к ширине области пространственного заряда при напряжении пробоя в резком и плавном р-п-переходах. Ширина области ионизации, отнесенная к ширине ОПЗ при напряжении пробоя, в резком переходе меньше чем в плавном и с ростом напряжения пробоя эта разница становится более существенной.

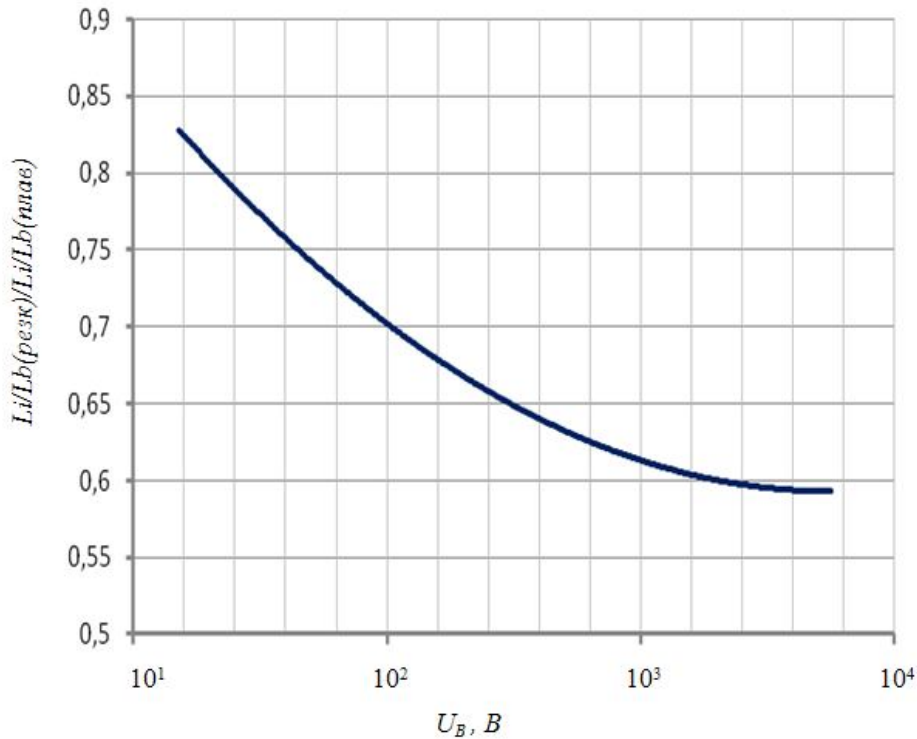


Рис. 8. Соотношение областей ионизации резкого и плавного р-п-переходов

Выводы

Проведен расчет напряжения лавинного пробоя в плавных арсенидгаллиевых p^+ - p - n^+ -структурах от ширины умеренно легированных областей. Анализировались переходы с напряжением лавинного пробоя без ограничения области объемного заряда в диапазоне от 15 до 6000 В.

При расчете использовались достаточно простые и широко распространенные эмпирические зависимости коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырок (6) и более сложные (5), которые в настоящее время считаются наиболее точными и пригодными в широком диапазоне полей.

Выбран критерий, по которому определяется значение эффективной области ионизации – это ширина умеренно легированной области, при которой значение напряжения лавинного пробоя, рассчитанного с использованием ионизационного интеграла больше на 0,1 и 1 %, значения, даваемого аналитической формулой. Исходя из этого критерия определена зависимость эффективной области ионизации от напряжения пробоя в плавных р-п переходах. Получено, что ширина области ионизации больше:

- а) в низковольтных переходах по сравнению с высоковольтными;
- б) при использовании более точного выражения для коэффициентов ионизации и это соотношение увеличивается с ростом напряжения пробоя.
- в) в плавных р-п-переходах по сравнению с резкими при одинаковом напряжении лавинного пробоя.

Литература

1. Грехов, И.В. Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках / Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. – Л.: Энергия. Ленингр. отделение, 1980.–152 с.: ил.
2. Crowell, C. R. Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors / Crowell C. R., Sze S. M. // Appl. Phys. Letters. – 1966. Vol. 9. № 6. – P. 242 – 244.
3. Okyto, Y. Energy-conservations in the characterization of impact ionization in semiconductors / Okyto Y., Crowell C. R. – Phys. Rev. B. – 1972. Vol.6. № 8. – P.3078 – 3081.
4. Ионычев, В.К. Микроплазменная спектроскопия глубоких уровней в p-n-переходах. – Саранск.: Изд-во Мордов. ун-та, 2005.– 132 с.
5. Сережкин, Ю.Н. Проектирование полупроводниковых низкочастотных выпрямительных диодов: Учеб. пособие. / Сережкин Ю.Н., Ионычев В.К. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2000. – 60 с.

CALCULATION OF SMOOTH ARSENIDGALLIUM PN-TRANSITION TO THE REGION OF AVALANCHE BREAKDOWN

Ionychev V.K., Loskutov N.L., Sharamazanov R.M., Shesterkina A.A.

Abstract. The calculation of the ionization region in smooth GaAS p-n-junction with a gradient of the dopant concentration of $5 \cdot 10^{15}$ to 10^{21} cm⁻⁴. In the calculation used empirical correlations of impact ionization coefficients of electrons and holes, which are currently considered the most accurate and useful in a wide range of fields. The dependence of the effective ionization region of avalanche breakdown voltage.

Keywords: avalanche; p-n-junction; impact ionization; field ionization; the breakdown voltage; Baraff curves; the ionization coefficient