

РАСЧЕТ ОБЛАСТИ ИОНИЗАЦИИ В КАРБИДКРЕМНИЕВЫХ *p-n*-ПЕРЕХОДАХ

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

Аннотация. Исследована область эффективной ионизации в резких p^+n , n^+p и плавных $p-n$ -переходах на карбиде кремния политипов 4Н и 6Н в широком диапазоне пробивных напряжений (30 В – 30 кВ). Проведен расчет зависимостей напряжения лавинного пробоя в резких p^+n - n^+ , n^+p - p^+ и плавных p^+p-n - n^+ -структурах от ширины умеренно легированной области. Выбран критерий, по которому определяется значение эффективной области ионизации, исходя из которого определена зависимость области ионизации от напряжения лавинного пробоя.

Ключевые слова: лавинный пробой, $p-n$ -переход, ударная ионизация, область эффективной ионизации, напряжение пробоя, коэффициент ударной ионизации, карбид кремния.

Постановка задачи

Процесс ударной ионизации развивается неравномерно по всей ширине $p-n$ -перехода, а локализуется в довольно узком, так называемом эффективном, слое умножения, где напряженность поля максимальна. В остальной области объемного заряда ударная ионизация практически не имеет места. В этих областях наблюдается лишь дрейф электронов (на стороне n -области) и дырок (на стороне p -области), генерированных в слое умножения. Эти области получили название пролетных областей. Они играют роль балластного сопротивления, ограничивающего рост тока с увеличением напряжения на $p-n$ -переходе в области пробоя и дают 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 пространственного заряда, и ее определение для $p-n$ -переходов представляет значительный интерес, ее знание представляет интерес и для определения критерия применимости аналитических формул для расчета напряжения пробоя p^+n - n^+ (n^+p - p^+)-структур.

Целью работы является определение области эффективной ионизации в карбидкремниевых резких и плавных $p-n$ -переходах в широком диапазоне пробивных напряжений.

Ударная ионизация в карбиде кремния

Полупроводниковые свойства карбида кремния изучаются достаточно давно. Однако детальное исследование ударной ионизации и лавинного пробоя стало возможным лишь в начале 80-х с созданием $p-n$ -переходов достаточного структурного совершенства. В работах [1-3] исследовалось лавинное умножение и пробой в таких $p-n$ -переходах. Было установлено, что лавинный пробой $p-n$ -перехода политипа 6Н имеет ряд интересных особенностей. Эти особенности связаны с тем, что электронная ударная ионизация оказывается заметно подавленной вследствие наличия у политипов SiC минизонных расщеплений зоны проводимости. Из анализа температурных зависимостей пробивного напряжения параллельно и перпендикулярно гексагональной оси был сделан вывод о том, что разогрев электронов имеет аномальную температурную зависимость. Сходная ситуация должна иметь место и в искусственных сверх структурах A^3B^5 . Дырочная ударная ионизация не имеет ни особенностей такого рода, ни заметной анизотропии. Это согласуется и с тем фактом, что минизонные расщепления в валентной зоне не наблюдаются.

Значительно больший интерес представляют процессы, связанные с лавинным

размножением электронов, поскольку именно они имеют свойственные полупроводнику со сверхрешёткой особенности. Установлено, что в пределе сильных полей электронный и дырочный коэффициенты ионизации становятся близкими по порядку величины. При этом электронная ионизация имеет очень резкую полевую зависимость. Порог электронной ионизации с ростом температуры сдвигается в более слабые поля, что подтверждают выводы [2,3]. Дырочная ионизация ведёт себя обычным образом: падает с ростом температуры.

Выделение электронного вклада позволило так же уточнить данные [1-3] по полевой зависимости дырочной ударной ионизации.

Коэффициент дырочной ионизации α_p можно для резкого p-n-перехода определить по соотношению [4]:

$$\alpha_p = \frac{1}{M_n} \cdot \frac{d \ln M_p}{dV} E_m \quad (1)$$

Электронный коэффициент ионизации α_n определяется уравнением:

$$\alpha_n = E_m \frac{d \ln M_n}{dV} - \alpha_p (M_n - 1) \quad (2)$$

В данном случае точность измерения M_n не очень велика из-за возможных ошибок экстраполяции быстро растущего туннельного тока. Поэтому надёжнее использовать

несколько грубоватый способ, состоящий в приближении $\frac{\alpha_n}{\alpha_p} = k = const$, которое

используется для определения эффективного коэффициента ионизации при расчёте лавинных полупроводниковых приборов. В этом приближении:

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_p} = \frac{M_n - 1}{M_p - 1} \quad (3)$$

В работе [5] для определения коэффициентов ионизации использовалась методика, описанная в работе [4]. Вдали от пробоя наблюдалось монополярное лавинное умножение $M_n = 1$. В этой области измеренные на образцах с разным пробивным полем значения α_p близки между собой. Наклоны зависимостей $\lg \alpha_p = f(E^{-1})$ почти идентичны, а некоторое расхождение по абсолютной величине происходит из-за погрешностей в определении поля. Вблизи пробоя наблюдалось биполярное электронно-дырочное умножение – α_p резко растёт из-за M_n . Область биполярного умножения в карбиде кремния весьма узка по интервалу полей, потому что соотношение α_n/α_p велико и α_n резко зависит от поля.

Анализ результатов измерений коэффициентов ударной ионизации в различных полупроводниках, проведённый в работе [6] показал, что экспериментальные данные по коэффициентам ударной ионизации в карбиде кремния во всем диапазоне электрических полей хорошо аппроксимируются функцией:

$$\alpha(E) = A \exp\left(\frac{-b}{E}\right), \quad (4)$$

где $A = 5,57 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, $b = 5,24 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ - для электронов и $A = 5,23 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $b = 1,57 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ - для дырок.

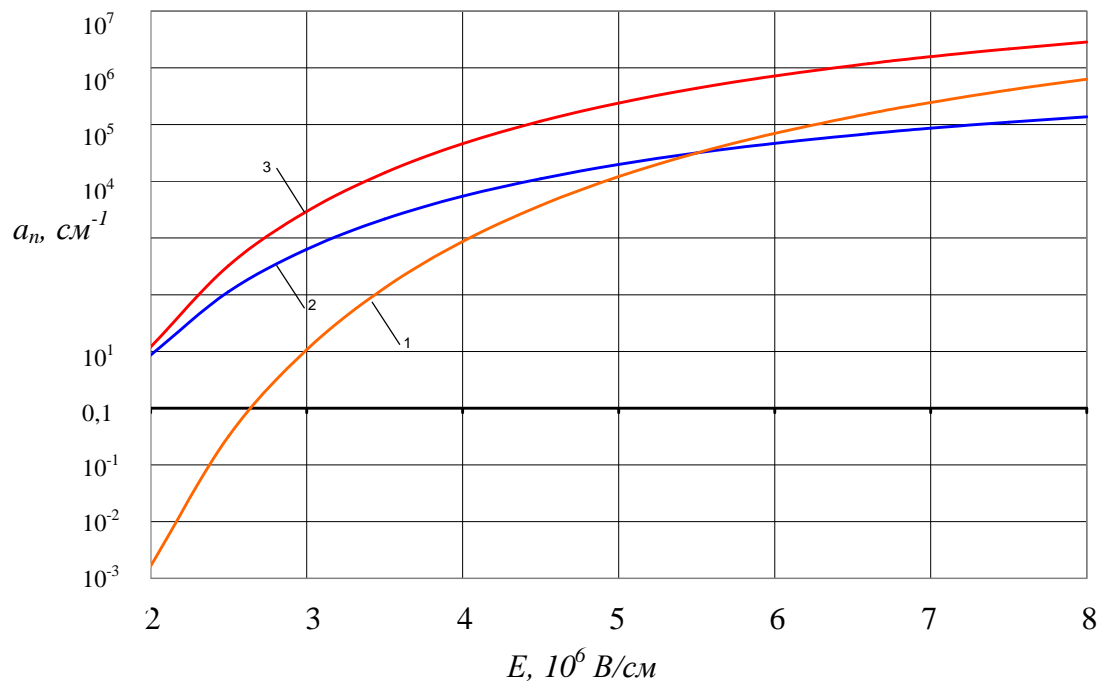
Согласно значениям этих параметров, отношение коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в карбиде кремния очень сильно зависит от напряжённости электрического поля. При этом коэффициенты ионизации дырок более чем на два порядка больше, чем коэффициенты ионизации электронов.

Коэффициенты ударной ионизации в карбиде кремния определялись в ряде других работ. В таблице 1 приведены параметры A и b для выражения (4) для карбида кремния политипов 4Н и 6Н из разных источников.

Таблица 1.

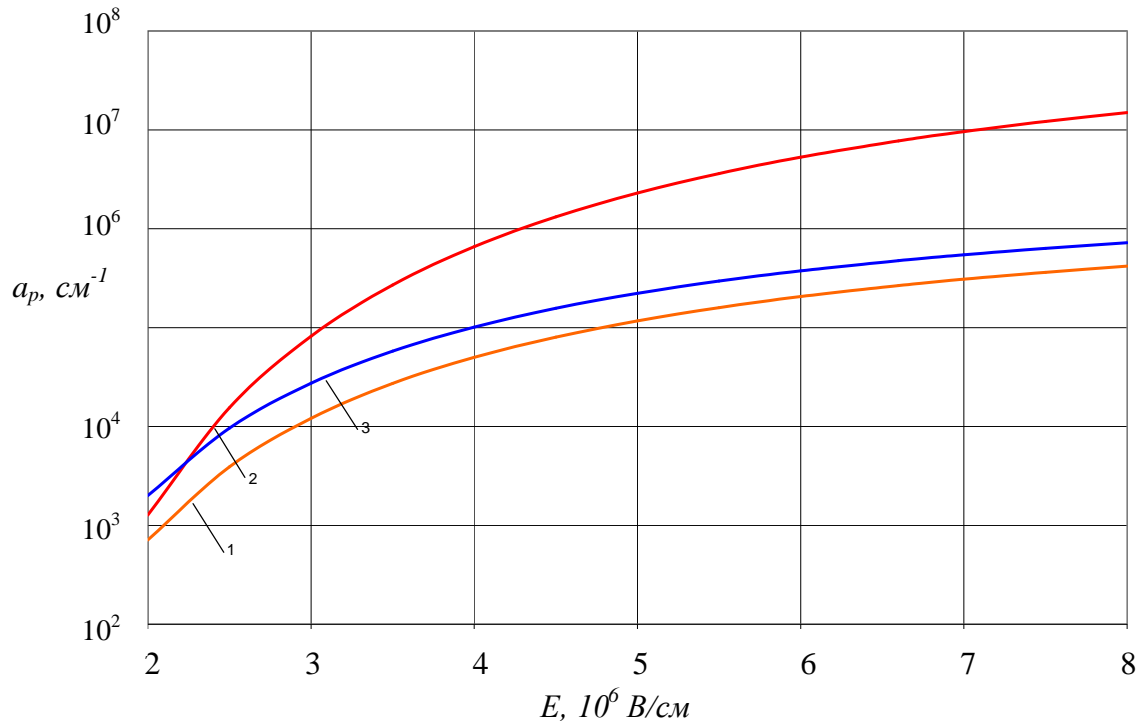
Источник и дата	Электроны		Дырки		По литип
	$A, 10^6 \text{ см}^{-1}$	$b, 10^6 \text{ В/см}$	$A, 10^6 \text{ см}^{-1}$	$b, 10^6 \text{ В/см}$	
[6], 1989	457,0	52,7	5,13	15,7	4H-SiC
[7], 2003	3,44	25,8	3,50	17,0	
[8], 2004	176,0	33,0	341,0	25,0	
[9], 1997	1,66	12,7	5,18	14,0	6H-SiC
[4], 1983	1,47	12,10	5,52	12,2	

Используя значения параметров аппроксимации для выражения (4) согласно работам [4-9], были рассчитаны зависимости коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от напряженности поля в карбиде кремния политипов 4H-SiC и 6H-SiC:



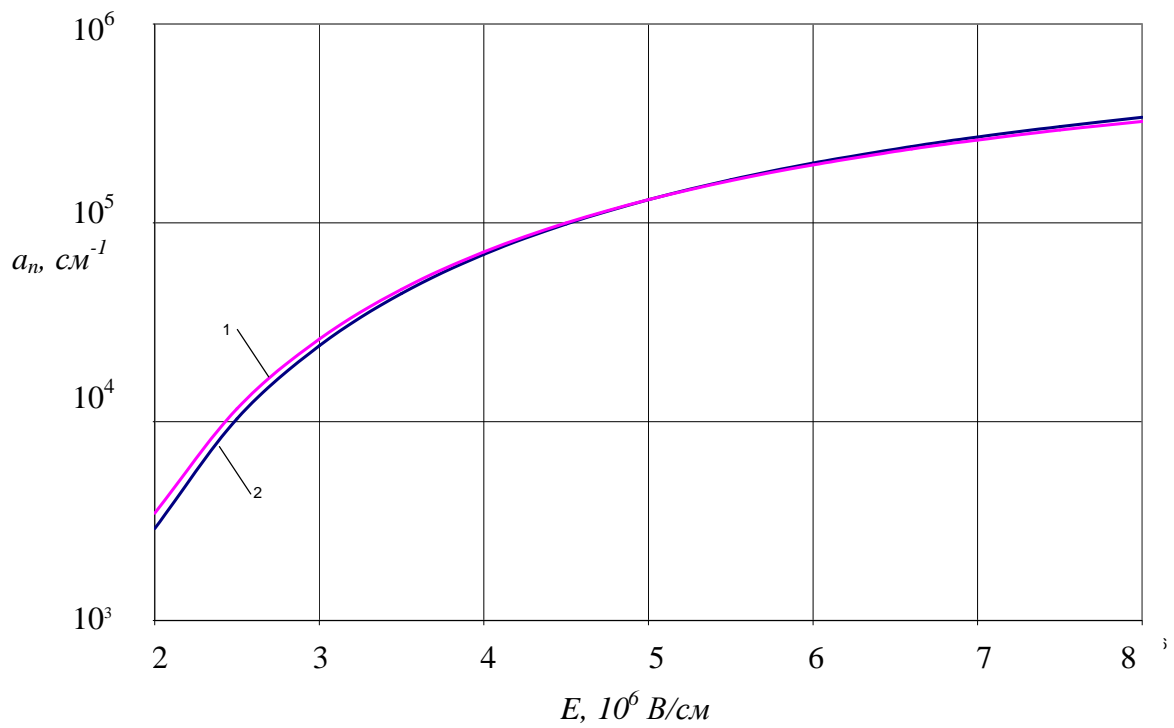
1 – источник [6] ; 2 – источник [7] ; 3 – источник [8];

Рис. 1. Зависимость коэффициентов ударной ионизации электронов от напряженности поля для 4H-SiC.



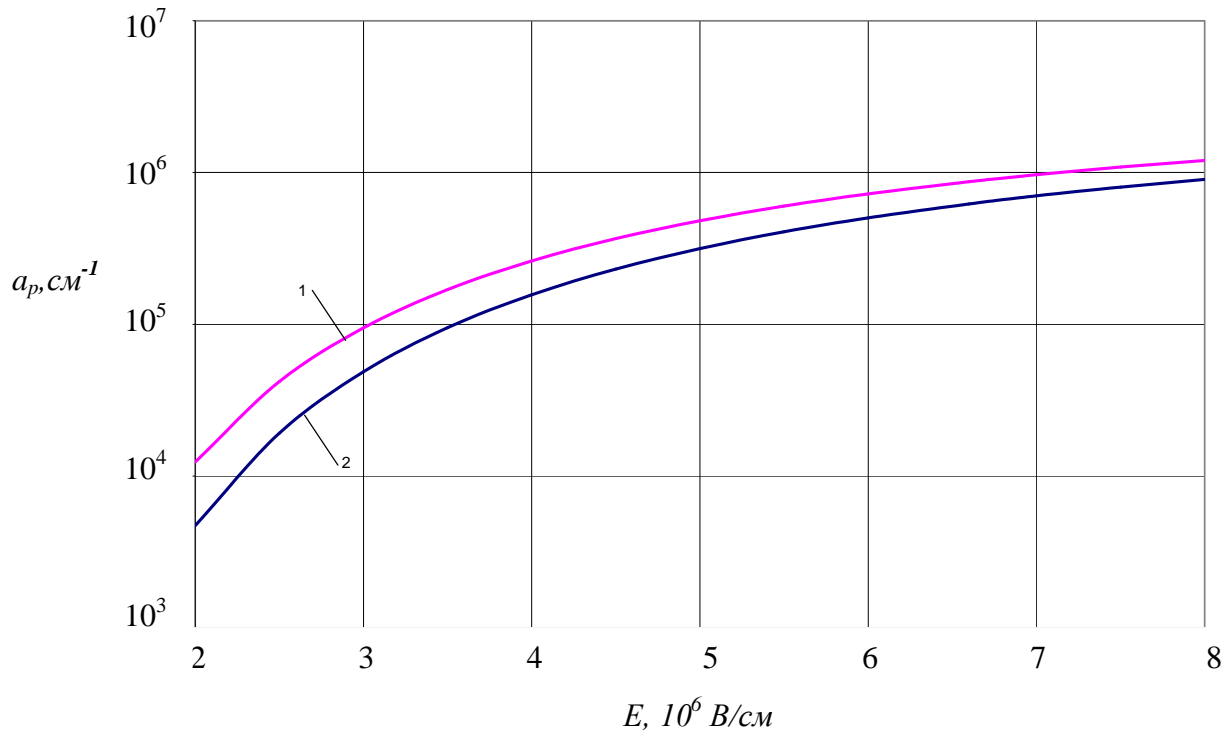
1 – источник [6] ; 2 – источник [7] ; 3 – источник [8];

Рис. 2. Зависимость коэффициентов ударной ионизации дырок от напряженности поля для 4H-SiC.



1 – источник [4] ; 2 – источник [9];

Рис. 3. Зависимость коэффициентов ударной ионизации электронов от напряженности поля для 6H-SiC.

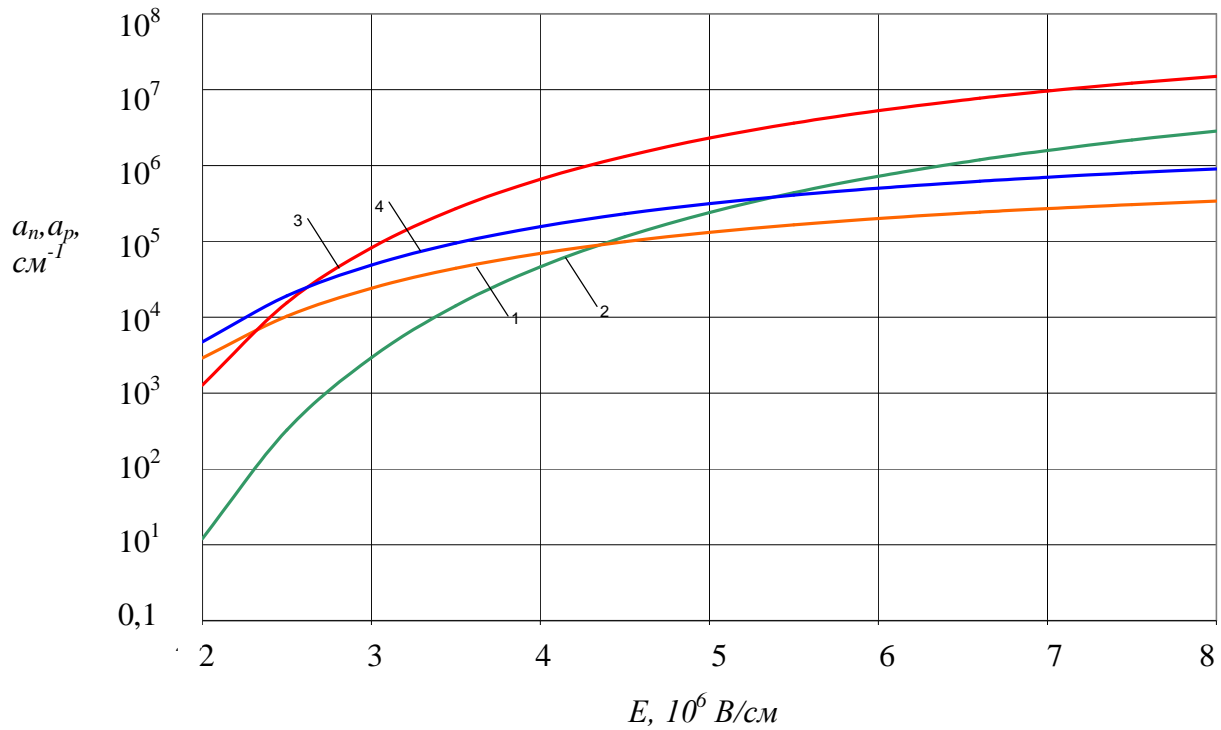


1 – источник [4] ; 2 – источник [9];

Рис. 4. Зависимость коэффициентов ударной ионизации дырок от напряженности поля для 6H-SiC.

Для исследования области эффективной ионизации взята полевая зависимость коэффициентов ударной ионизации для политипов 4H-SiC из [8] и для 6H-SiC из [9]. На рис. 4 приведены эти зависимости.

В политипе 4H более резкая зависимость коэффициентов ударной ионизации от поля. Коэффициенты ударной ионизации дырок на два порядка больше коэффициентов ударной ионизации электронов.



1 – α_n для 4Н [8] ; 2 – α_n для 6Н [9]; 3 – α_p для 4Н [8]; 4 – α_p для 6Н [9];

Рис. 5. Зависимость коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от напряженности поля в политипах 4Н-SiC и 6Н-SiC.

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 (рис. 6).

При ограничении расширения области объемного заряда напряжение лавинного пробоя р-п-перехода уменьшается.

Если при введении сильнолегированного слоя распределение примеси в области ионизации не изменяется, то лавинный пробой р-п-перехода будет происходить при том же значении максимального поля, что и без ограничения расширения области объемного заряда. Распределение электрического поля в подобных р-п-переходах при напряжении лавинного пробоя показано на рис. 6, б (пунктирная линия — переход без ограничения, сплошная — переход с ограничением расширения области объемного заряда). Площади, ограниченные соответствующими зависимостями $E(x)$, дают напряжение лавинного пробоя р-п-перехода. Из рис. 6, б видно, что напряжение лавинного пробоя р-п-перехода с ограничением меньше напряжения пробоя без ограничения на величину площади заштрихованного треугольника. Отсюда следует, что

$$U_{B.озр} = U_B - \frac{eN_d}{2\varepsilon} (l_{nB} - d_n)^2, \quad (5)$$

где e — элементарный заряд; ε — диэлектрическая проницаемость материала; l_{nB} — глубина проникновения области объемного заряда р-п-перехода в n-базу при напряжении пробоя; d_n — ширина умеренно легированной области n-базы.

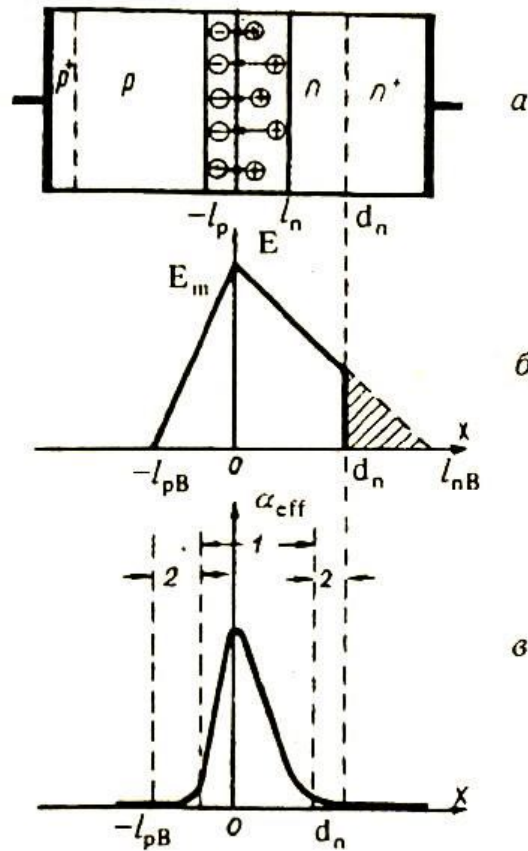


Рис. 6. Схематическое изображение резкого р-п-перехода (а), распределения поля при пробое (б) и коэффициента ионизации (в) в р-п-переходе.

Для резко асимметричных р⁺-n- или n⁺-р- переходов выражение (5) упрощается:

$$U_{B.ор} = U_{B0} \left[1 - \left(1 - \frac{d_n}{l_{nB}} \right)^2 \right], \quad (6)$$

Соотношения (5) — (6) справедливы пока n⁺-область не затрагивает область ионизации. [10].

Для плавного р-п-перехода с линейным распределением примеси также можно легко получить формулу для расчета напряжения лавинного с ограничением ОПЗ сильно легированным слоем. На рис. 7 приведено распределение напряженности электрического поля в ОПЗ плавного р-п-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: $E_{mB} = \frac{ea}{8\xi} \cdot l_B^2$, а – градиент концентрации легирующей примеси.

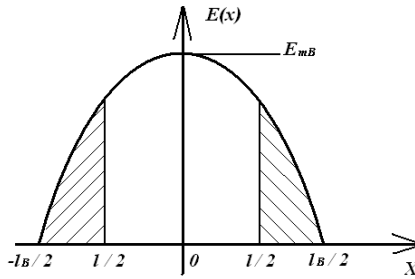


Рис. 7. Распределение напряженности электрического поля в ОПЗ плавного p-n-перехода.

Из рисунка видно, что напряжения лавинного пробоя плавного p-n-перехода с ограничением ОПЗ сильно легированным p^+ - и n^+ -слоями меньше напряжения пробоя без ограничения на величину площади двух заштрихованных треугольников. Путем несложных математических преобразований получим следующее выражение [11]:

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

Расчет области ионизации в резких p^+ -n и n^+ -p-переходах на карбиде кремния политипов 4H-SiC и 6H-SiC

Для определения ширины области ионизации были проведены расчеты зависимостей напряжения пробоя p^+ -n- n^+ и n^+ -p- p^+ структур от ширины умеренно легированной области l .

Напряжение пробоя определялось путем численного решения уравнения

$$\int_0^l \alpha_n \exp \left[- \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1, \text{ соответствующего напряжению пробоя.}$$

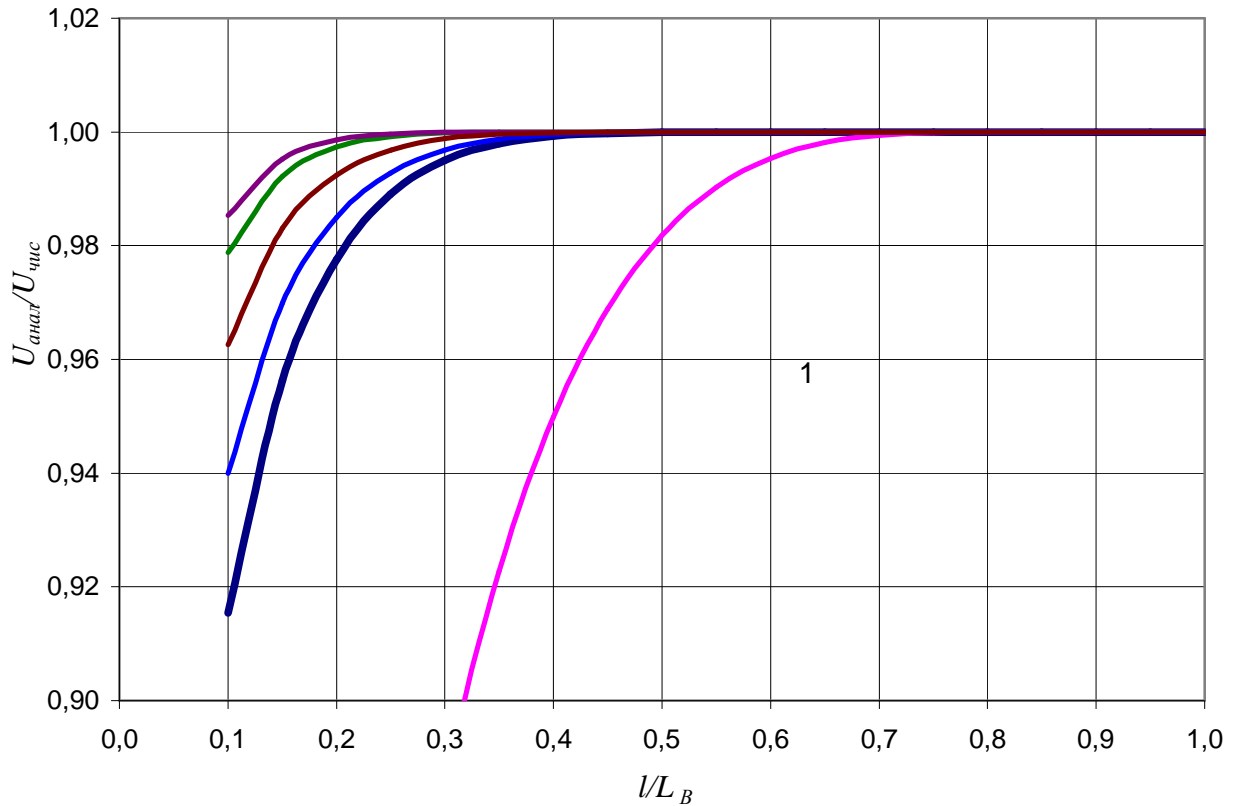
Также рассчитывалось напряжение по аналитической формуле

$$U_{p^+-n-n^+}^{(анал.)} = U_{B0} \frac{l}{L_B} \left(2 - \frac{l}{L_B} \right), \text{ широко используемой в научной литературе.}$$

Это выражение получено в предположении, что ограничение расширения области объемного заряда сильно легированной n^+ -области не распространяется на область ионизации p^+ -n-перехода, то есть пробой структур происходит при одной и той же максимальной напряженности электрического поля.

Расчеты проводились для различных концентраций легирующей примеси в слабо легированной области в диапазоне от $2 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Напряжение лавинного пробоя p^+ -n-переходов (без ограничения ширины области объемного заряда) составляло от 30,3 В до 30,7 кВ для 4H-SiC и для 6H-SiC от 29,7 В до 28,6 кВ. Всего было выбрано 14 значений концентрации донорной примеси. Для n^+ -p-переходов при том же диапазоне концентраций в умеренно легированной p-области напряжение лавинного пробоя (без ограничения ширины области объемного заряда) составляло от 29,4 В до 30,2 кВ для 4H-SiC и для 6H-SiC от 30,2 В до 28,8 кВ.

На рис. 8 представлены графически зависимости отношения $U_{чис.}/U_{анал.}$ для 4H-SiC и 6H-SiC p^+ -n- n^+ -структуры от ширины n-области для разных концентраций.



- | | |
|--|--|
| 1 – 6H-SiC с $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; | 4 – 6H-SiC с $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; |
| 2 – 4H-SiC с $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; | 5 – 4H-SiC с $N_d = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; |
| 3 – 4H-SiC с $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; | 6 – 6H-SiC с $N_d = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. |

Рис. 8. Зависимости отношения $U_{\text{чис.}}/U_{\text{анал.}}$ для 4H-SiC и 6H-SiC p^+-n-n^+ -структуры от ширины n-области.

Как видно из представленных данных, пока ограничение расширения области объемного заряда не велико $\left(\frac{l}{L_B} \approx 0,55 \div 1,0\right)$ для 4H-SiC и $\left(\frac{l}{L_B} \approx 0,75 \div 1,0\right)$ для 6H-SiC, результаты точного расчета напряжения пробоя и даваемые аналитической формулой совпадают. Однако с уменьшением l точное значение напряжения пробоя оказывается выше, чем получаемое по аналитическому выражению. Особенно это заметно для политипа 6H-SiC. Это свидетельствует о «вторжении» n^+ -слоя в область ионизации. В этом случае при тех же значениях напряженности поля в области объемного заряда условие пробоя p-n-перехода уже не выполняется (из-за уменьшения l) и пробой наступает при более высоком напряжении (при больших напряженностях электрического поля).

Видно что относительная ширина области ионизации (в единицах l/L_B) для высоковольтных p-n-переходов меньше как для политипа 4H-SiC так и 6H-SiC.

Расчет области ионизации в плавных p-n-переходах

Для определения ширины области ионизации были проведены расчеты напряжения лавинного пробоя в $p^+-p-n-n^+$ -структурах с различными градиентами концентрации легирующей примеси в центральной умеренно легированной области

Напряжение пробоя определялось путем численного решения уравнения

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \alpha_n \exp \left[- \int_{-\frac{l}{2}}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1, \text{ соответствующего напряжению пробоя.}$$

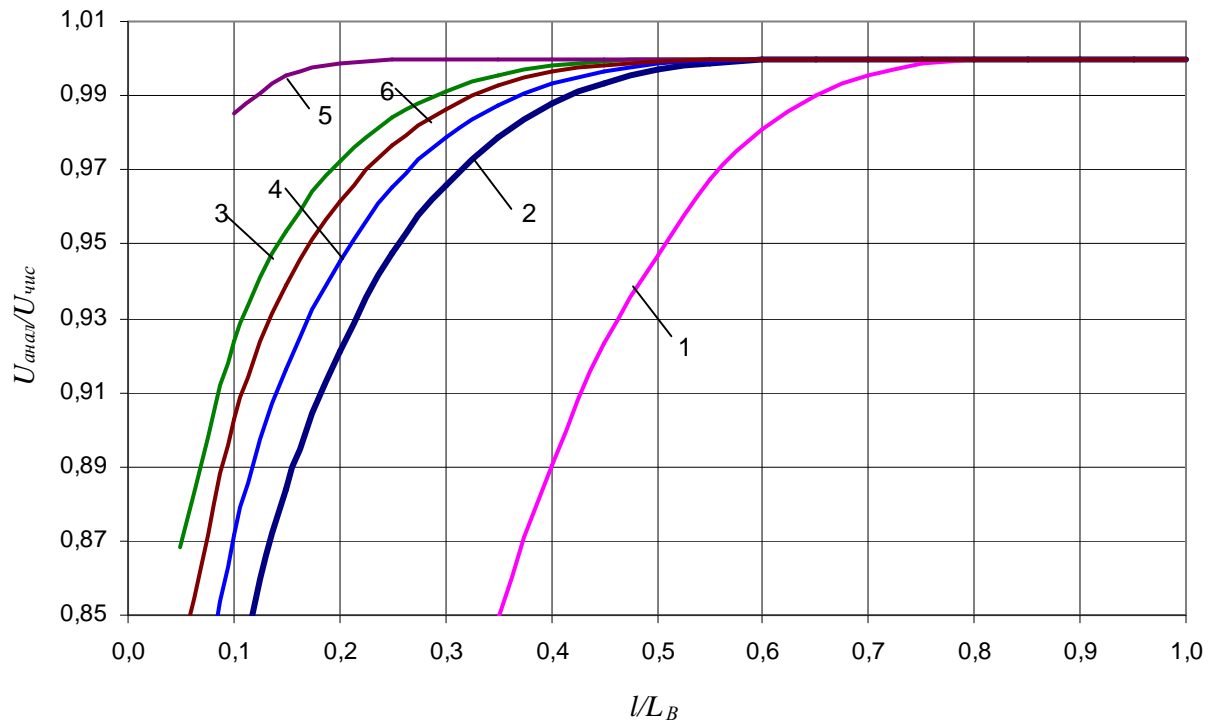
Также рассчитывалось напряжение по аналитической формуле

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

Градиент концентрации легирующей примеси изменялся от $2 \cdot 10^{17}$ до $4 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-4}$, что соответствовало напряжению лавинного пробоя р-п-перехода без ограничения расширения области объемного заряда от 30,5 В до 27,3 кВ для 4Н-SiC и для 6Н-SiC от 29,1 В до 29,8 кВ. Всего было выбрано 20 значений градиента концентрации.

На рис. 9 представлены графически зависимости отношения $U_{чис.}/U_{анал.}$ 4Н-SiC и 6Н-SiC р⁺-р-п-n⁺-структуры от ширины умеренно легированной области.

Как видно из представленных данных, вид зависимостей аналогичен резким р-п-переходам. Видно, что относительная ширина области ионизации (в единицах l/L_B) для высоковольтных р-п-переходов также меньше. В целом для плавных р-п-переходов относительная ширина области ионизации при одинаковых напряжениях пробоя больше, чем в резких р-п-переходах.



- | | |
|--|--|
| 1 – 6Н-SiC с $a = 4 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-4}$; | 4 – 6Н-SiC с $a = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$; |
| 2 – 4Н-SiC с $a = 1 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-4}$; | 5 – 4Н-SiC с $a = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-4}$; |
| 3 – 4Н-SiC с $a = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$; | 6 – 6Н-SiC с $a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-4}$. |

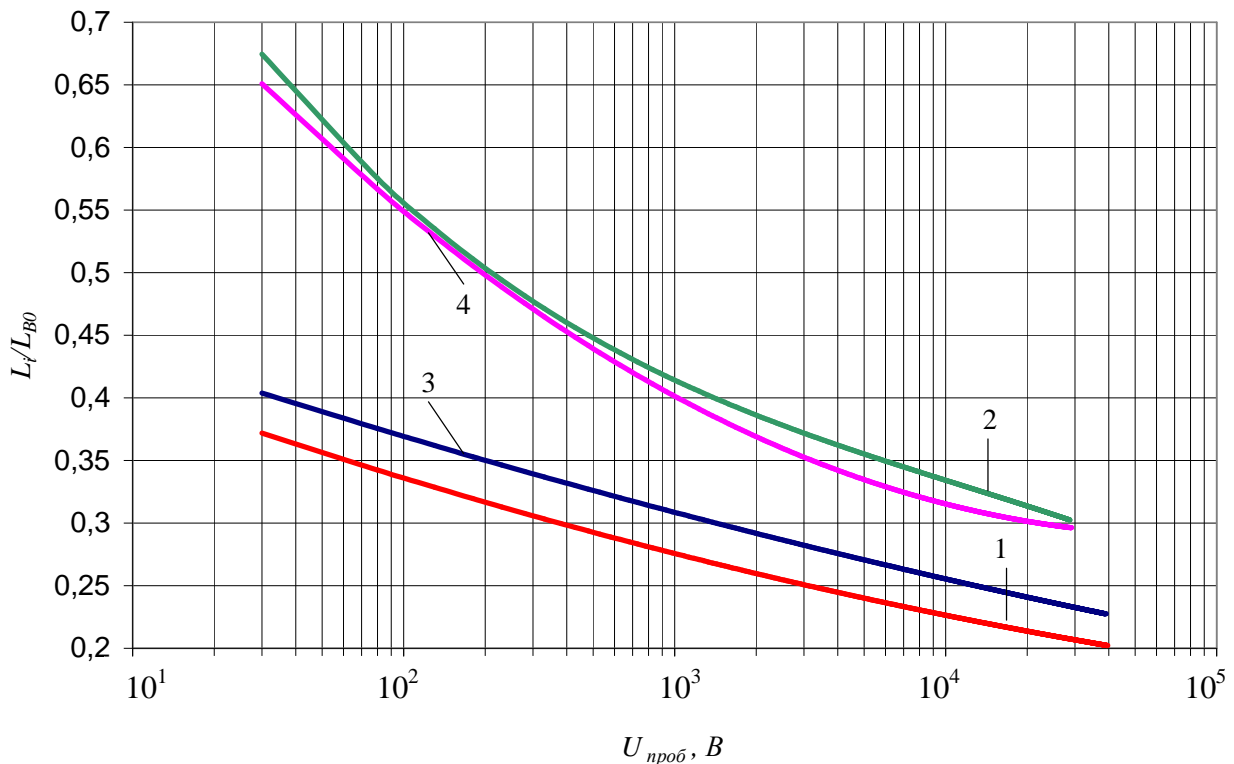
Рис. 9. Зависимости отношения $U_{чис.}/U_{анал.}$ 4Н-SiC и 6Н-SiC р⁺-р-п-n⁺-структуры от ширины умеренно легированной области.

Анализ полученных результатов

Определение значения ширины области ионизации из расчетных данных определяется выбранным критерием. Так как резкой границы, определяющей область ионизации от области пролета не имеется, необходимо определить, при каком различии между $U_{чис.}$ и $U_{анал.}$ можно считать, что n^+ -область «вторглась» в область ионизации. Точность расчетов $U_{чис.}$ настолько высока, что можно уверенно определить значение l , при котором эта разница составляет 0,1 %.

Граница между областями ионизации и областями пролета достаточно размыта. В качестве критерия для определения области ионизации примем значение l , при котором точное значение напряжения пробоя больше на 0,1 % значения, даваемого аналитической формулой.

На рис. 10 представлены зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для резких p^+ - n и n^+ - p -переходов по полученным результатам для критерия 0,1 %.

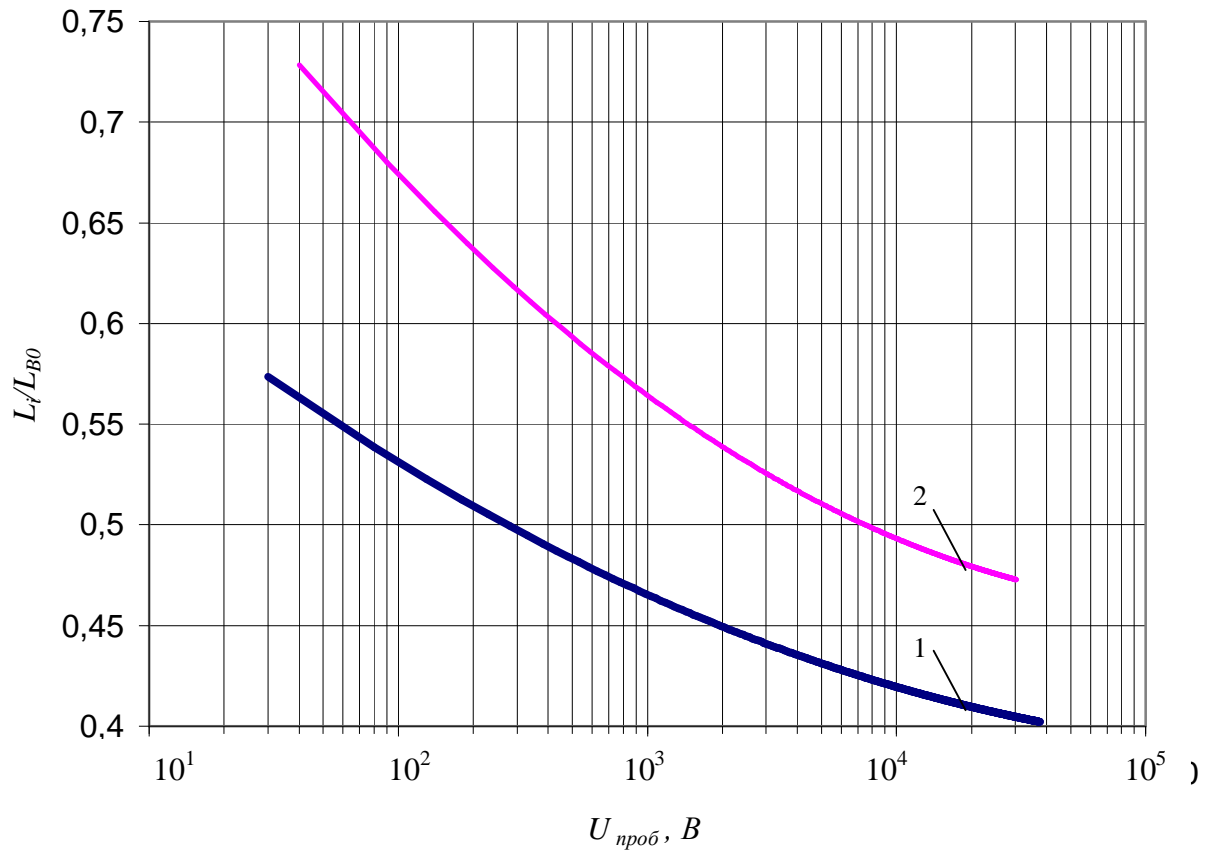


- 1 – p^+ - n -переходы для 4H-SiC;
- 2 – p^+ - n -переходы для 6H-SiC;
- 3 – n^+ - p -переходы для 4H-SiC ;
- 4 – n^+ - p -переходы для 6H-SiC;

Рис. 10. Зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для резких p^+ - n и n^+ - p -переходов по полученным результатам.

Для политипа 4H в p^+ - n -переходах относительная ширина области ионизации при одинаковых концентрациях легирующей примеси в умеренно легированной области меньше, чем в n^+ - p -переходах. Для политипа 6H относительная ширина области ионизации в p^+ - n и n^+ - p -переходах практически равны.

Для плавных p - n -переходов зависимость области ионизации для критерия 0,1 % представлена графически на рис. 11.



- 1 – плавный переход для 4H-SiC;
2 – плавный переход для 6H-SiC;

Рис. 11. Зависимости ширины области ионизации от напряжения пробоя для плавных $p^+-n-p-n^+$ переходов по полученным результатам.

Для более точного определения области ионизации эти зависимости были аппроксимированы полиномами 2 степени

$$\frac{l}{L_B} = b_0 + b_1(\log U_{\text{проб.}}) + b_2(\log U_{\text{проб.}})^2, \quad (9)$$

где $U_{\text{проб.}}$ в вольтах;

b_0, b_1, b_2 , -параметры аппроксимации.

В таблице 2 приведены значения коэффициентов b для исследованных типов переходов.

Таблица 2. Коэффициенты аппроксимации для определения ширины области ионизации в карбидкремниевых р-n-переходах по критерию 0,1 %.

Коэффициенты	р ⁺ -n-переход		n ⁺ -р-переход		Плавный р-n-переход	
	4Н-SiC	6Н-SiC	4Н-SiC	6Н-SiC	4Н-SiC	6Н-SiC
b_0	0,512	1,029	0,489	1,256	0,723	1,009
b_1	- 0,079	- 0,301	- 0,087	- 0,546	- 0,115	- 0,206
$b_2 \cdot 10^{-3}$	3,75	30,8	5,5	117,4	18,8	19,3

Кроме определения ширины области ионизации результаты, полученные в ходе выполнения дипломной работы, представляют интерес еще с одной стороны. При оценке напряжения лавинного пробоя р⁺-n-р⁺-переходов (или n⁺-р-n⁺-переходов) широко используется, уже не однократно упоминавшееся выражение

$$U_{проб.} = U_{b0} \frac{l}{L_B} \left(2 - \frac{l}{L_B} \right),$$

где U_{b0} - напряжение лавинного пробоя р⁺-n-перехода без ограничения расширения области объемного заряда;

L_B - ширина этого р⁺-n-перехода при напряжении лавинного пробоя U_{b0} .

Однако в научной литературе не имеется уверенных данных о применимости этого соотношения для расчета напряжения лавинного пробоя р⁺-n-р⁺-переходов.

В большинстве случаев лишь указывается, что это соотношение справедливо, пока сильнолегированный n⁺-слой не затрагивает область ионизации.

Лавинный пробой реальных р-n-переходов носит микроплазменный характер. Поэтому напряжение пробоя реальных р-n-переходов всегда несколько выше, чем предсказывается расчетами, точность которых, по имеющимся аппроксимационным формулам, порядка 5 %. В связи с выше сказанным вполне можно принять, что расхождение между точным и аналитическим значениями напряжения пробоя в 3 % вполне допустимо. Поэтому аналитическое выражение можно использовать при ограничении области объемного заряда до 0,15 L_B для 4Н и 0,3% L_B для 6Н.

Выводы

В работе проведен расчет зависимостей напряжения лавинного пробоя в резких р⁺-n-р⁺, n⁺-р-n⁺ и плавных р⁺-р-n-n⁺-структурах на карбиде кремния политипа 4Н и 6Н от ширины умеренно легированной области. Анализировались р-n-переходы с напряжением лавинного пробоя без ограничения области объемного заряда в диапазоне от 30 В до 30 кВ для указанных типов структур.

Выбран критерий, по которому определяется значение эффективной области ионизации – это ширина умеренно легированной области, при которой точное значение напряжения лавинного пробоя, рассчитанного по ионизационному интегралу, для резких р⁺-n-р⁺, n⁺-р-n⁺ и плавных р⁺-р-n-n⁺-структур больше на 0,1 %, значения, даваемого аналитической формулой. Исходя из этого критерия определена зависимость эффективной области ионизации от напряжения пробоя в резких и плавных переходах. Эта зависимость хорошо описывается квадратным полиномом. Найдены параметры аппроксимации этой зависимости.

В ходе выполнения работы было выяснено, что ширина области ионизации меньше:

а) в р-n-переходах на 4Н по сравнению с р-n-переходами на 6Н как для резких p^+-n , n^+-p , так и для плавных переходов;

б) в высоковольтных переходах по сравнению с низковольтными для резких и плавных р-n-переходов, как для 4Н так и для 6Н;

в) в резких р-n-переходах по сравнению с плавными при одинаковом напряжении лавинного пробоя, как для 4Н так и для 6Н;

г) в резких p^+-n-p^+ -структурах по сравнению с резкими n^+-p-n^+ -структурами при одинаковой концентрации легирующей примеси в умеренно легированной области для 4Н;

Известное аналитическое выражение для оценки напряжения лавинного пробоя можно использовать при значительном ограничении области объемного заряда вплоть до $0,15 L_B$ для 4Н и $0,3\% L_B$ для 6Н.

Литература

1. Водаков Ю.А. Лавинная ионизация в карбидкремниевых р-n-переходах / Ю.А. Водаков, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин // Письма ЖТФ.-1981.-№7.-С.708-709.
2. Константинов А.О. К теории о ударной ионизации в полупроводниках / А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин // Тез. докл. Всес. Конф. По физике полупроводников.-Баку.-1982.-С.205-209.
3. Дмитриев А.П. Ударная ионизация в сверхрешётке в 6Н-SiC / А.П. Дмитриев, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин // ФТП.-1983.-№6.-С.1093-1098.
4. Константинов А.О. Исследование биполярного лавинного умножения в карбиде кремния /А.О. Константинов // ФТП.-1983.-№12.-С.2124-2128.
5. Санкин В.И. Ударная ионизация в в карбидкремниевых р-n-переходах / В.И. Санкин ,Лепнева А.А. // ФТП.- 2000.- №.34.- С.831
6. Кюрегян А.С. Напряжение лавинного пробоя р-n-переходов на основе Si, Ge, SiC, GaAs, GaP и InP при комнатной температуре / А.С.Кюрегян, С.Н.Юрков // ФТП.-1989.-№10.-С.1819-1827.
7. Ayalew T. SiC Semiconductor Devices Technology, Modeling, and Simulation/ T. Ayalew // American Institute of Physics, 2003.
8. Hatareyama T. SiC Semiconductor Devices/T. Hatareyama, T. Watanabe, T. Sninohe, K. Kojima // Apple. Phys. Lett.-2004.-.-P. 1380.
9. R. Raghunathan «Measurement of Electron and Hole impact ionization coefficients for SiC» / R. Raghunathan, B.J. Baliga // Proc. IEEE Int. Symp on Power Semiconductor Devices and Ics (ISPSD 97), 1997. P. 173-176.
- 10.Грехов И.В. Лавинный пробой р-n переходов в полупроводниках/ И.В.Грехов, Ю.Н. Серезкин// - Л. :Энергия. Ленинград.1980.-152с.